



HAL
open science

Autofocalisation infrarouge dans InP:Fe et SPS pour télécommunications

Cristian Dan

► **To cite this version:**

Cristian Dan. Autofocalisation infrarouge dans InP:Fe et SPS pour télécommunications. Physique [physics]. Université de Metz, 2008. Français. NNT: . tel-00346797

HAL Id: tel-00346797

<https://theses.hal.science/tel-00346797>

Submitted on 12 Dec 2008

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.



Laboratoire
Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
Unité de recherche commune à l'Université de Metz, à Supélec et au CNRS

THESE
*Autofocalisation infrarouge dans InP:Fe et SPS:Te
pour télécommunications*

présentée dans le cadre de l'école doctorale EMMA pour l'obtention
du grade de Docteur de l'Université Paul Verlaine - Metz
en Physique

Cristian DAN

présentée et soutenue publiquement le 23.09.2008

devant le jury composé de

- Fabrice DEVAUX — Professeur à l'Université de Franche-Comté, Besançon Rapporteur
- Nicole WOLFFER — Enseignant-chercheur à Télécom Bretagne, Brest Rapporteur
- Hervé LEBLOND — Professeur à l'Université d'Angers Examineur
- Germano MONTEMEZZANI — Professeur à l'Université "Paul Verlaine", Metz Examineur
- Paul MORETTI — Professeur à l'Université "Claude Bernard", Lyon Examineur
- Delphine Wolfersberger — Enseignant chercheur à Supélec, Metz Co-encadrant
- Nicolas Fressengeas — Professeur à l'Université "Paul Verlaine", Metz Directeur

Table des matières

1	Les solitons et les télécommunications optiques	11
1.1	Contrôler la lumière: un enjeu dans le domaine des télécommunications optiques	12
1.1.1	Principe physique mis en jeu	12
1.1.2	Guidage et modulation de la lumière	14
1.2	Non-linéarités et solitons	16
1.2.1	Un peu d'histoire	16
1.2.2	Les solitons optiques	18
1.3	Les solitons spatiaux	21
1.3.1	Changement d'indice de réfraction d'un milieu non-linéaire	21
1.3.2	L'équation Schrödinger non-linéaire	24
1.4	La diversité des solitons spatiaux	25
1.4.1	Solitons spatiaux de type Kerr	25
1.4.2	Solitons spatiaux photoréfractifs brillants	26
1.4.3	Autres types de solitons optiques	32
1.5	Routage optique	35
1.5.1	Guides optiques induits par des solitons	35
1.5.2	Interactions solitoniques cohérentes et incohérentes	36
1.5.3	Interactions entre solitons Kerr	37
1.5.4	Interactions entre solitons photoréfractifs	37
1.5.5	Routage optique photoréfractif	37
1.6	Brève revue des matériaux disponibles et choix de nos matériaux	38
1.7	Objectif de mon travail	38

2	L'effet photoréfractif dans InP:Fe	41
2.1	Présentation générale de l'InP:Fe	42
2.1.1	Historique et applications	42
2.1.2	Méthode de croissance	42
2.1.3	Propriétés physiques	43
2.1.4	L'effet Pockels dans InP:Fe	46
2.2	L'effet photoréfractif dans InP:Fe	50
2.2.1	La structure des niveaux d'énergie	50
2.2.2	Paramètres physiques	52
2.3	Le mélange à deux ondes dans l'InP:Fe	55
2.3.1	Le mélange à deux ondes	55
2.3.2	Pourquoi le mélange à deux ondes est intéressant pour l'autofocalisation?	56
2.3.3	Les matériaux à deux types de porteurs	58
2.3.4	Modèle de Picoli	59
2.4	L'autofocalisation photoréfractive dans l'InP:Fe: état de l'art	63
2.4.1	La résonance et l'autofocalisation photoréfractive	63
2.5	Réponse temporelle de l'effet photoréfractif dans InP:Fe	67
2.5.1	Temps de réponse obtenu via des mesures de photoconductivité	67
2.5.2	Temps de réponse obtenu via les mesures de mélange à deux ondes	68
2.5.3	Temps de réponse pour l'autofocalisation IR obtenu par notre équipe	68
2.6	Cadrage de nos objectifs	69
3	La théorie de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe	71
3.1	Nécessité d'un nouveau modèle	72
3.1.1	Résultats expérimentaux contredisant la théorie de la résonance	72
3.1.2	Modèle analytique de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe: comparaison avec les résultats expérimentaux	74
3.2	Généralisation du modèle	80
3.2.1	Le modèle de Kukhtarev à deux types de porteurs	80
3.2.2	Approximations faites	82
3.2.3	La normalisation du système de Kukhtarev	83
3.2.4	Développement en série	85
3.2.5	Méthode de résolution proposée	88
3.3	Simulations	90
3.4	Conclusion sur le chapitre	91

4	Les expériences	93
4.1	Banc de mesure	94
4.1.1	Les objectifs de nos mesures	94
4.1.2	Schéma général de notre banc de mesure	95
4.2	Résultats bruts	100
4.2.1	Mesures de l'intensité de résonance et de l'intensité d'obscurité dans nos cristaux	100
4.2.2	Le régime stationnaire	104
4.2.3	Étude du régime transitoire: temps de réponse	128
4.3	Conclusion partielle sur le chapitre	140
5	Analyse des résultats	141
5.1	Calcul théorique de l'intensité de résonance et de l'intensité d'obscurité et comparaison avec les valeurs mesurées	142
5.1.1	L'intensité de résonance	142
5.1.2	L'intensité d'obscurité	144
5.1.3	Comparaison entre I_{res} et I_d	145
5.2	Analyse des résultats expérimentaux	151
5.2.1	État stationnaire	151
5.2.2	Comparaison entre les résultats expérimentaux et les estimations théoriques de I_d et I_{res}	164
5.2.3	État quasi-stationnaire	164
5.2.4	Régime transitoire	167
5.3	Routage optique - nos résultats dans le contexte "dispositif"	169
5.4	Conclusions et perspectives	171
6	Le hypotiodiphosphure d'étain $Sn_2P_2S_6$	175
6.1	Le hypotiodiphosphate d'étain	176
6.1.1	Propriétés physiques	176
6.1.2	L'effet photoréfractif dans SPS	182
6.1.3	Le SPS dans le contexte de nos mesures	184
6.2	Expériences réalisées	184
6.2.1	Objectifs de nos mesures	184
6.2.2	L'état stationnaire	185
6.2.3	État transitoire	187

6.3	Analyse des résultats et conclusions	196
6.3.1	État stationnaire	196
6.3.2	État transitoire	197
6.3.3	Conclusions	198
7	Annexes	201
7.1	A - Imagerie et mise au point de la caméra CCD	202
7.2	B - Le montage photodiode-trou	203
7.3	C - estimation du temps de diffusion des trous dans l'InP:Fe	203
7.4	D - L'intensité effective dans l'InP:Fe	204
7.5	F - Article d'Uzdin et al. (Optics Letters 26(2001),1547)	205
7.5.1	L'Appendix A	206
7.5.2	Admettons que $p(x) \propto n(x)$	207
7.6	G - Le montage détecteur de position-résistance de charge et son temps de réponse	208

Introduction

Aujourd'hui, les réseaux de télécommunications sont devenus un fait accompli. Nous sommes branchés en permanence aux réseaux sans fils par l'intermédiaire de nos portables, et nos bureaux et maisons sont aussi connectés. Télévision, connexion internet et téléphone sur un seul câble, c'est le packet de services standard offert par toutes les entreprises de télécommunications. Et bien sûr, nous avons tous remarqué la forte amélioration de ces services dans la dernière décennie : les téléphones portables sont capables aujourd'hui de transmettre des fichiers multimedia, des centaines de chaînes de télévision sont disponibles en version numérique et le débit des connexions internet atteint sans problèmes 10 Mega-octets par seconde, alors qu'il y a quelques années il était limité à quelques dizaines de kilo-octets par seconde. Dans le futur proche ce débit va encore augmenter, et la télévision haute-définition va devenir le standard.

Ce progrès est visible facilement dans les dispositifs que nous utilisons : un téléphone portable contemporain a la même puissance de calcul qu'un ordinateur de bureau des années 90, alors que les ordinateurs grand public d'aujourd'hui possèdent un espace de stockage énorme et des processeurs super-puissants par rapport à leur prédécesseurs. L'existence des améliorations technologiques qui ont permis cette évolution est bien évidente pour tous les utilisateurs, même si les détails de conception et de fabrication sont moins connus. Néanmoins, il existe une partie de cette technologie qui est moins visible pour le grand public ; il s'agit de l'infrastructure qui permet aux dispositifs mentionnés ci-dessus de profiter au maximum de leurs caractéristiques. Cette infrastructure est, en fait, le réseau qui nous permet de connecter nos ordinateurs et portables les uns avec les autres, en assurant une fiabilité et une vitesse de plus en plus élevées.

Il est donc évident que ce réseau doit supporter un trafic en croissance continue ; ainsi, la technologie qui se trouve derrière ce réseau doit tenir le pas avec cette demande. La partie la plus connue est probablement la fibre optique, qui est le milieu de transport de

l'information qui remplace de plus en plus les anciens câbles en cuivre. Au début, la fibre a été utilisée pour réaliser les connexions les plus demandeuses en bande passante, comme les liaisons internationales et trans-océaniques entre les noeuds de communication les plus importants. Mais l'augmentation du trafic a également imposé l'utilisation des fibres optiques pour les liaisons intra-nationales, puis intra-urbaines. De nos jours, les connexions de fibre optiques sont disponibles pour chaque bâtiment dans les grandes agglomérations urbaines, et elles peuvent aller jusqu'aux utilisateurs, même si le prix n'est pas très accessible pour l'instant pour les particuliers. Mais, tenant compte des tendances actuelles, dans un temps relativement court connecter nos ordinateurs personnels à une fibre optique deviendra habituel.

La fibre optique est donc le milieu de transmission qui nous permet de transmettre des débits élevés ; néanmoins, avant d'y être transmise, l'information doit être générée et injectée dans la fibre. La fibre elle-même n'est pas un milieu de transmission parfait : il existe toujours des pertes et déformations des signaux. Donc, à part la fibre, une entière génération de dispositifs actifs et passifs a été développée, dans le but de générer, contrôler et reconditionner un signal lumineux : des lasers et diodes lasers haute fréquence, des amplificateurs bâtis directement dans la fibre, des filtres qui permettent la sélection d'une longueur d'onde parmi plusieurs autres, des connecteurs, etc.

Parmi tous les dispositifs existants dans un réseau, un rôle essentiel est joué par les routeurs ; ils ont le rôle de diriger l'information de son point de départ jusqu'à son point de destination. Pour accéder à une page internet, un ordinateur va "demander" à un routeur de transmettre au serveur qui héberge la page désirée une requête d'information ; par la suite, c'est le routeur qui va gérer tout le trafic entre les deux, en transférant l'information dans les deux sens. En fait, pour naviguer sur un site il faut l'assistance de plusieurs routeurs. Les routeurs ne sont pas une nouveauté dans les réseaux de communications ; en effet, on peut considérer que les offices de poste, qui ont toujours fait le triage des lettres et leur envoi vers la bonne direction, comme des routeurs de trafic. Les premiers réseaux téléphoniques utilisaient des opérateurs humains pour faire les connections entre les postes téléphoniques. Par la suite, les opérateurs ont été remplacés par des centrales automatisées, dans lesquels les relais mécaniques étaient commandés par des signaux électriques. Les progrès fait par l'électronique ont permis, finalement, de réaliser des connexions électriques commandées par d'autres signaux électriques. Ce dernier système est toujours utilisé aujourd'hui et assure le routage de tout trafic informatique et téléphonique. Néanmoins, il ne permet pas le routage direct des signaux optiques ; en arrivant à un routeur de ce type, l'information

transmise sur une fibre optique doit être convertie en signal électrique afin que le routeur puisse la traiter. Une fois que le routeur a décidé quelle est la destination de cette information, une deuxième conversion électrique-optique est nécessaire avant d'injecter l'information dans la fibre qui va la conduire vers sa destination. Cette double conversion entraîne des pertes de temps. Il faut tenir compte aussi que la bande passante d'un dispositif électronique est inférieure au débit maximal qui peut être transmis sur une fibre ; il limite donc la bande passante potentielle.

La solution envisagée est d'utiliser un signal lumineux pour faire le routage, ce qui revient, en d'autres mots, à la création d'un routeur opto-optique. La présente thèse explore une des voies possibles pour réaliser ce but : l'interaction des solitons spatiaux.

Le manuscrit est structuré en 6 chapitres, organisés de la façon suivante :

1. Le premier chapitre contient une brève introduction au monde des solitons : qu'est ce que c'est un soliton, quels sont les types de solitons existants, comment peut-on les obtenir et les utiliser en pratique. À cette fin, nous allons cadrer plus précisément les objectifs de notre thèse, en présentant aussi les matériaux que nous étudions dans le but d'accomplir ces objectifs.
2. Ce deuxième chapitre contient une présentation exhaustive du phosphore d'indium dopé fer (InP:Fe), qui est un des matériaux que nous évaluons. À part le matériau lui-même, nous allons présenter aussi les résultats existants dans la littérature.
3. Le troisième chapitre est dédié au développement d'un modèle théorique qui décrit l'autofocalisation d'un faisceau laser dans InP:Fe.
4. Par la suite, nous présentons le banc expérimental utilisé au cours de nos mesures, ainsi que les résultats bruts obtenus dans l'InP:Fe.
5. Dans ce chapitre, nous discutons les résultats obtenus dans InP:Fe et les possibilités de les appliquer en pratique, en les comparant avec les précédents résultats existants dans la littérature et avec les modèles théoriques.
6. Le dernier chapitre est dédié à un nouveau matériau - le hypotiodiphosphate d'étain ($\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Sn}_6$). Le chapitre contient une présentation du matériau, ainsi que les résultats obtenus au cours de nos mesures.

1

Les solitons et les télécommunications optiques

Ce premier chapitre contient une présentation des solitons optiques et de leurs applications potentielles : nous définirons la notion de solitons optiques, leurs conditions d'obtention et la possibilité de les utiliser pour atteindre notre objectif dans le domaine des télécommunications optiques. À la fin de ce chapitre introductif nous comparerons brièvement quelques matériaux dans lesquels les solitons peuvent être obtenus, en motivant notre choix du phosphore d'indium (InP) et de l'hypotiodiphosphate d'étain (SPS).

1.1 Contrôler la lumière : un enjeu dans le domaine des télécommunications optiques

Dans n'importe quelle forme de communication, la transmission d'un signal ou d'une information nécessite un changement des propriétés physiques du milieu qui lui sert de support. Ainsi, le langage oral est basé sur des variations de la densité atmosphérique, alors que le langage écrit utilise des altérations de couleur d'une feuille de papier. Ce principe est toujours valable dans les télécommunications : une variation contrôlée - appelée modulation - d'une grandeur physique est indispensable pour réaliser une transmission. Cette grandeur physique peut être un potentiel électrique qu'on fait varier entre 0 et 5 volts dans les communications numériques, la phase d'une onde électromagnétique dans les communications radio ou encore l'amplitude d'un champ magnétique dans les disques durs.

Bien évidemment, ce même principe s'applique également dans les communications optiques, qui utilisent comme "support" de transmission la lumière. Un tel système doit moduler, d'une manière ou d'une autre, un faisceau de lumière. Les paramètres du faisceau modulés sont, en général, l'intensité, la direction de propagation¹ et la polarisation. Pour concevoir un système de télécommunications optiques il faut donc trouver des moyens pour contrôler ces paramètres.

1.1.1 Principe physique mis en jeu

La propagation d'un faisceau dans un milieu est déterminée principalement par l'indice de réfraction du milieu. C'est l'indice de réfraction (noté n) qui détermine la vitesse de propagation de la lumière ; la variation de n peut produire l'élargissement d'un faisceau de lumière dans le temps (dispersion) et dans l'espace (diffraction). L'interface entre deux milieux ayant des indices de réfraction différents entraîne un changement de la direction de propagation, pouvant aller jusqu'à la réflexion totale du faisceau. Ce changement (figure 1.1) est décrit par la loi de Snell-Descartes : $n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2)$.

Bien sûr, dans les dispositifs réels la variation d'indice de réfraction est plus complexe, mais à la vue de la figure 1.1 il est déjà évident que, en modifiant le profil d'indice de réfraction, il est possible de contrôler la direction de propagation d'un faisceau et même

¹Le changement de la direction de propagation peut être aussi considéré comme une variation d'intensité suivant une direction donnée. Si, par exemple, dans la direction de propagation initiale se trouve un photodétecteur, suite à la déviation du faisceau il va enregistrer une diminution de l'intensité reçue.

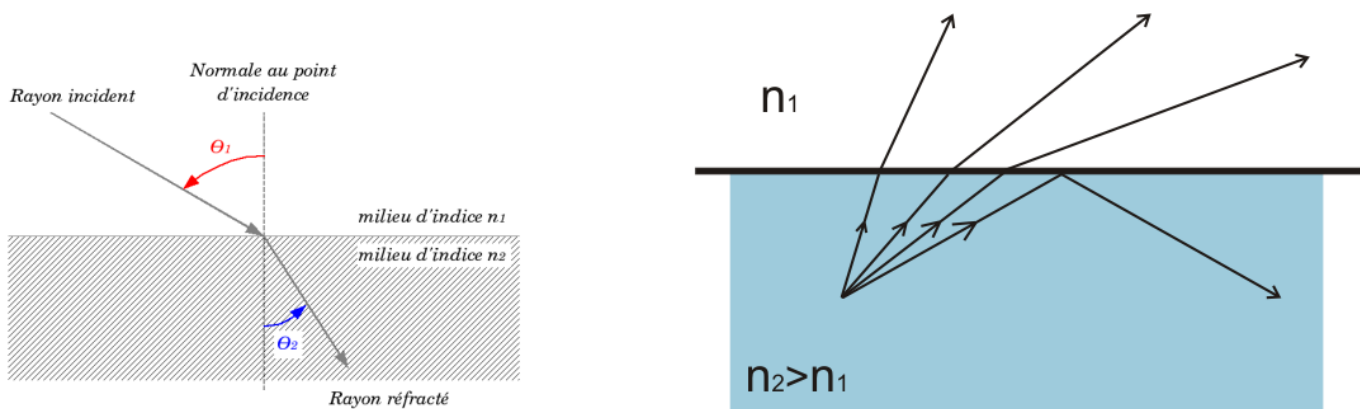


FIG. 1.1 – *Gauche* : Changement de la direction de propagation à l’interface de deux milieux d’indices de réfraction différents. *Droite* : Au-delà d’une certaine inclinaison, les rayons ne franchissent plus l’interface : ils sont réfléchis. Dans les deux figures $n_2 > n_1$

de le piéger. En fait, dans la vie de tous les jours, nous sommes déjà familiarisés avec ce type d’effet : la réflexion d’un miroir, l’apparente déformation des objets immergés ou l’impossibilité de voir le fond d’une rivière sauf si nous la regardons perpendiculairement sont tous causés par la différence d’indice de réfraction entre air, eau et verre.

À part les modifications de direction et de profil, une variation d’indice peut également moduler la polarisation d’un faisceau. Généralement, l’indice de réfraction d’un matériau dépend aussi de la longueur d’onde du faisceau², ce qui offre la possibilité de séparer des faisceaux ayant des longueurs d’onde différentes.

Un autre paramètre qui peut être utilisé pour moduler l’intensité d’un faisceau qui se propage dans un milieu est l’absorption du milieu³ (noté α). Actuellement, la modulation du coefficient d’absorption est une méthode moins utilisée dans les télécommunications optiques ; c’est le contrôle d’indice de réfraction qui offre une meilleure flexibilité, fiabilité et facilité d’implémentation.

Avant d’énumérer brièvement une liste de dispositifs utilisés dans les télécommunications optiques et les mécanismes physiques mis en jeu, il convient de souligner que la déviation et le guidage de la lumière nécessitent l’existence d’un milieu de propagation. En effet, la lumière se propage dans l’espace libre et est soumise au phénomène de diffraction, mais dans ce cas sa propagation est uniquement déterminée par les paramètres du faisceau initial (longueur d’onde, taille, profil). Pour contrôler sa propagation via une modification

²Cette propriété d’un milieu est appelée ”dispersion” chromatique.

³En fait, l’indice de réfraction et l’absorption ne sont pas complètement indépendantes ; elles se retrouvent ensemble dans l’indice de réfraction complexe, où n est la partie réelle et α est lié à la partie complexe.

d'indice de réfraction, la lumière doit se propager dans un milieu⁴. Deux faisceaux qui se propagent dans un milieu qui réagit à leur présence vont modifier l'indice de réfraction ; chaque faisceau "verra" la modification induite par l'autre et il changera de direction.

1.1.2 Guidage et modulation de la lumière

À l'heure actuelle il existe déjà une pléiade de dispositifs dédiés au guidage et à la modulation de la lumière. Nous allons en énumérer quelques uns [1] parmi les composants optiques dits "passifs" (c'est à dire réalisant une fonction optique unique) et les composants dits "actifs" (c'est à dire reconfigurables et qui peuvent remplir plusieurs fonctions). Dans la catégorie des dispositifs passifs nous retrouvons la fibre optique, les guides à miroirs et diélectriques (1D et 2D), des coupleurs de faisceau et coupleurs en Y, des multiplexeurs/démultiplexeurs basées sur des réseaux de Bragg et interférométrie Mach-Zender, etc. Ces dispositifs sont réalisés en modifiant d'une façon permanente l'indice de réfraction d'un milieu/substrat en utilisant des méthodes chimiques et physiques. En général, leur rôle est d'assurer l'interconnexion entre plusieurs systèmes.

Néanmoins, un système de télécommunications nécessite aussi des composants actifs qui peuvent établir, contrôler et terminer des connexions à partir des commandes issues par une unité de contrôle. Ces dispositifs sont, plus particulièrement, les switches et les routeurs. Les dispositifs les plus répandus qui permettent le contrôle direct de la direction d'un faisceau laser sont les modulateurs électro-optiques, acousto-optiques, magnéto-optiques, thermo-optiques, à cristaux liquides et mécano-optiques (y compris les MEMS - Micro-Electro-Mechanical Systems). Comme leur nom l'indique, la direction du faisceau est commandée en utilisant des champs électriques ou magnétiques variables, d'ondes acoustiques dans un milieu transparent, de variations de température ou le déplacement mécanique des composants optiques (miroirs, prismes, etc.). Notons ici que, à l'origine, ces dispositifs sont commandés par un signal électrique ; dans le cas du modulateur acousto-optique, par exemple, l'onde acoustique qui contrôle le faisceau est produite à son tour par une tension électrique appliquée à un cristal piezo-électrique.

Ainsi, les routeurs utilisés actuellement dans les communications optiques sont des routeurs électroniques. Ils ne réalisent pas une commutation directe du faisceau, mais une conversion de la lumière en signal électrique qui serait traité et retransformé en signal optique.

⁴Une possible exception est l'interaction lumière-matière par l'intermédiaire d'un fort champ gravitationnel ; pour des raisons évidentes, l'application de cette méthode n'est pas envisageable dans le futur proche.

Type	Temps de commutation
Thermo-optique	> 10 ms
Mécano-optique	> 1 ms
MEMS	$10 \mu\text{s} - 1$ ms
Cristaux Liquides	$100 \mu\text{s} - 1$ s
Acousto-optique	$1 \mu\text{s} - 10$ ms
Magnéto-optique	100 ns - $100 \mu\text{s}$
Electro-optique	10 ns - $10 \mu\text{s}$
Electronique	1 ps - $10 \mu\text{s}$
Opto-optique	10 fs - 1 s

TAB. 1.1 – Les temps de commutation des différents types de commutateurs.

Les routeurs, quel que soit leur type, sont caractérisés par les paramètres suivants[1] :

- le nombre de lignes d’entrée/sortie et la direction de transfert des données (uni ou bi-directionnelles).
- le temps de commutation d’une sortie à l’autre.
- le retard de propagation (qui est le temps nécessaire pour que le signal traverse le routeur ; aussi, il faut que ce temps soit indépendant de la polarisation).
- la bande passante.
- l’énergie de commutation (l’énergie nécessaire pour réaliser une commutation).
- la puissance dissipée pendant la commutation.
- les pertes d’insertion (la réduction de puissance du signal suite à la traversée du routeur ; il faut aussi que les pertes aient une faible dépendance de la polarisation).
- le crosstalk (la diaphonie)

Le tableau 1.1 indique les temps de réponse qu’on peut atteindre en utilisant les types de routeurs mentionnés ci-dessus [1].

Nous observons que, mise à part la modulation opto-optique, la modulation électronique est la plus rapide. Pour l’instant, le routage électronique est quasiment le seul utilisé dans les télécommunications, grâce à sa bonne intégrabilité, fiabilité et du fait qu’il a des énergies de commutation faibles. Les systèmes opto-optiques envisagés ont des temps de réponse beaucoup plus courts, mais au prix d’une énergie de commutation beaucoup plus élevée⁵. Néanmoins, les routeurs électroniques présentent un inconvénient majeur : à cause de la double conversion (optique-électrique-optique) qu’ils doivent faire pour traiter l’informa-

⁵En pratique, cela revient au fait qu’un commutateur opto-électronique a besoin d’une intensité lumineuse de l’ordre du kW/cm^2 , alors qu’un commutateur opto-optique nécessite des intensités de l’ordre du $\text{MW} - \text{GW}/\text{cm}^2$ pour atteindre des temps de commutation comparables ou plus courts.

tion, la bande passante ne peut pas dépasser le temps de réponse des circuits électroniques. Cette bande passante est de l'ordre des dizaines de GHz actuellement, ce qui est inférieur à la bande passante d'un signal lumineux (supérieure aux THz). Dans les cas des autres dispositifs mentionnés précédemment, la bande passante du faisceau incident est conservée même si le temps de commutation est très long, car le faisceau incident traverse le dispositif sans subir de conversion. En conséquence, un tel routeur optique permettra la transition de l'information au débit maximal, même si il ne sera pas capable de diriger chaque bit d'information. Cette technique de routage s'appelle "commutation de trames" (frames switching); le routage électronique utilise "la commutation de paquets" (packet switching), qui permet le traitement d'information allant jusqu'au niveau d'un bit.

Néanmoins, actuellement le routage tout optique est la seule méthode envisagée pour dépasser les limitations des dispositifs électroniques. C'est la raison pour laquelle nous nous intéressons aux possibilités de le réaliser. La méthode que nous proposons est l'interaction entre deux faisceaux de lumière dans un cristal photoréfractif dans lequel la lumière induit une modification de l'indice de réfraction. D'abord, nous allons commencer par introduire la notion de solitons spatiaux - faisceaux auto-focalisés de lumière se propageant dans un milieu non-linéaire, qui ont la propriété de pouvoir interagir un avec l'autre en changeant leur direction de propagation.

1.2 Non-linéarités et solitons

1.2.1 Un peu d'histoire

La première observation du phénomène qui sera appelé, plus d'un siècle plus tard, "soliton" appartient au savant écossais John Scott Russell. En 1834, dans un canal près d'Edinburgh, il a remarqué l'apparition d'une vague devant un bateau tiré par des chevaux. "Je ne puis", dit Russell, "donner une idée plus nette du phénomène qu'en décrivant les circonstances dans lesquelles il m'apparut pour la première fois. J'observais le mouvement d'un bateau que deux chevaux tiraient rapidement dans un canal étroit, lorsque ce bateau vint à s'arrêter tout à coup : mais il n'en fut pas de même de la masse d'eau qu'il avait mise en mouvement dans le canal; elle s'accumula autour de la proue dans un état de violente agitation, puis, laissant tout à coup le bateau en arrière, se mit à cheminer en avant avec une grande vitesse sous la forme d'une seule grande ondulation, dont la surface était arrondie, lisse et parfaitement déterminée. Cette onde continua sa marche dans le canal sans que sa forme et sa vitesse paraissent s'altérer en rien. Je la suivis à cheval et



FIG. 1.2 – 1995 : L'onde solitaire re-crée au même endroit où JS Russell l'a observé pour la première fois en 1834. Source : <http://www.ma.hw.ac.uk/solitons/press.html>

la retrouvai cheminant encore avec une vitesse de 8 à 9 milles à l'heure et conservant sa figure initiale (environ 30 pieds de longueur sur 1 pied à 1 1/2 pied de hauteur). La hauteur de l'onde diminuait graduellement, et après l'avoir suivie pendant un mille ou deux, je la perdis dans les sinuosités du canal" [2] ⁶.

À la suite de cette observation, Russell, intrigué par ce phénomène, a continué ses études en construisant un bassin qui lui permettait de le reproduire. Néanmoins, seulement un demi-siècle plus tard, un mathématicien français - M. J. Boussinesq - a prouvé que l'origine de cette onde était le comportement non-linéaire de la masse d'eau dans laquelle elle se propageait [3] (l'eau, dans ce cas). C'est à dire, le milieu réagissait d'une manière différente pour des vagues ayant des amplitudes différentes. La plus connue étude sur ce sujet est probablement celle de Korteweg et de Vries (mathématiciens hollandais) [4]; en fait, l'équation décrivant ce phénomène porte leur noms. Les deux précédentes études que nous avons mentionné ont montré que la forme du canal avait une contribution décisive pour la stabilité de l'onde au cours de sa propagation.

En fait, l'influence de la profondeur de l'eau sur la propagation d'une vague est un

⁶La traduction en français appartient à M. H. Darcy et M. H. Bazin, dans "Recherches Hydrauliques", Deuxième Partie, Paris : Imprimerie Impériale, MDCCCLXV, p.9

processus auquel nous sommes habitués. Le changement de la forme d'une vague qui s'approche du rivage (augmentation continue de la taille, suivie par son effondrement) est dû à la décroissance continue de la profondeur, qui diminue régulièrement au cours de la propagation de la vague vers la plage. Le même mécanisme est responsable pour l'évolution des tsunamis : peu dangereuses quand elles se propagent dans les eaux profondes, elles deviennent destructrices en arrivant sur les côtes.

Il est donc bien évident que, dans certaines circonstances, les effets non-linéaires peuvent jouer un rôle important dans la propagation des ondes hydrodynamiques⁷. En effet, l'étude des solitons hydrodynamiques et leur interaction avec les côtes sont toujours d'actualité [5].

Néanmoins, les solitons ont connus la "célébrité" une fois qu'il est devenu évident que les équations développées par Boussinesq, Korteweg et de Vries décrivaient le comportement d'ondes se propageant dans des milieux non-linéaires dispersifs autres que l'eau. En effet, le nom "soliton" a été utilisé pour la première fois par Zabusky et Kruskal [6], qui ont étudié théoriquement les interactions entre solitons. Mais avant que l'article de Zabusky soit publié, l'existence des faisceaux de lumière auto-focalisés était déjà prévue par Chiao [7], qui a étudié théoriquement les conditions nécessaires pour qu'un faisceau crée son propre guide dans un milieu non-linéaire. À partir de ce moment les recherches concernant les solitons optiques ont eu une évolution rapide ; par la suite, nous allons présenter leur état actuel, en insistant surtout sur les solitons spatiaux photoréfractifs, qui font l'objet de nos recherches.

1.2.2 Les solitons optiques

Comme leurs homologues aquatiques, les solitons optiques ne peuvent exister que dans un milieu non-linéaire. Dans le cas d'un tel milieu, c'est l'indice de réfraction qui subit une variation proportionnelle à l'intensité d'éclairement. En général, l'indice de réfraction prend la forme suivante :

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \mathbf{n}_1\mathbf{E} + \mathbf{n}_2\mathbf{E}^2 + \dots \quad (1.1)$$

⁷Il n'est pas surprenant que les premières observations et études sur ce sujet ont leur origine dans l'hydrodynamique, si on prend en compte l'importance qu'avaient à l'époque la compréhension des marées ou les constructions navales. En fait, Russell a été un excellent ingénieur naval, qui a eu une contribution importante dans un des plus grands projets réalisés à l'époque. Le plus connu est probablement le "Great Eastern" - le plus grand navire à l'époque, qui a introduit plusieurs idées novatrices (comme la coque double).

avec n - l'indice de réfraction, n_0 - l'indice de réfraction en absence de tout éclaircissement, E - l'amplitude du champ électrique associé à l'onde lumineuse⁸, n_1 et n_2 - les indices de réfraction de premier et deuxième ordre respectivement.

Une impulsion lumineuse subira deux types de déformation au cours de sa propagation : un élargissement temporel et élargissement spatial (agrandissement de sa taille). Les deux phénomènes ont des origines différentes (dispersion et diffraction respectivement), mais tous les deux peuvent être compensés par des variations non-linéaires d'indice de réfraction. On parle donc de solitons temporels dans le premier cas et de solitons spatiaux dans le deuxième.

1.2.2.1 Soliton temporel

La dispersion traduit la dépendance de l'indice de réfraction d'un milieu en fonction de la longueur d'onde d'un faisceau qui le traverse. Si le faisceau est parfaitement monochromatique, il "verra" un seul indice de réfraction. Néanmoins, bien que les lasers aient une très bonne monochromaticité, une impulsion lumineuse aura toujours plusieurs composantes ayant des longueurs d'onde légèrement différentes. Ces composantes vont donc se propager à des vitesses différentes, ce qui entraînera un étalement du faisceau sur une durée de plus en plus longue au cours de sa propagation.

Dans un milieu non-linéaire, un faisceau ayant une valeur bien déterminée de l'intensité peut induire une variation d'indice qui augmentera l'indice de réfraction pour les composantes lentes et diminuera l'indice de réfraction pour les composantes plus rapides. Ainsi, le décalage d'indice de réfraction (et donc de vitesse de propagation) entre les deux types de composantes sera compensé et l'impulsion se propagera sans se déformer sous la forme d'un soliton temporel (voir figure 1.3).

Les solitons temporels ont été prédits théoriquement par Hasegawa et Tappert en 1973 [8] et ils ont été observés expérimentalement pour la première fois en 1980 par Mollenauer et al. [9]. L'application pratique la plus envisagée à l'époque concernait l'augmentation du débit de transmission sur les fibres optiques. En effet, après une certaine longueur de propagation, l'élargissement temporel des impulsions envoyées sur une fibre entraîne la superposition de deux impulsions successives. La méthode classique de "correction" utilise des dispositifs électroniques insérés sur le trajet de la fibre qui ont le rôle d'amplifier et de régénérer la forme de signal. Une méthode plus élégante et qui élimine cette correction⁹ est

⁸L'intensité de l'onde est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique.

⁹Et, avec elle, les dispositifs électroniques sont également éliminés, ainsi que la double conversion

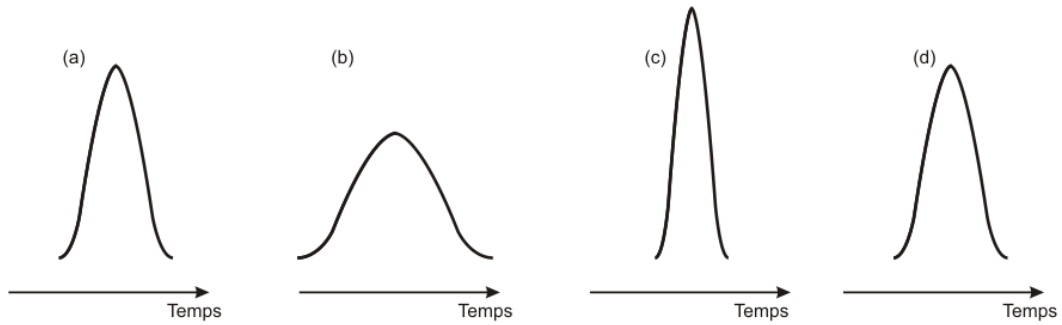


FIG. 1.3 – Propagation d’une impulsion laser dans un milieu dispersif : l’impulsion initiale (a) s’élargit au cours de la propagation (b). Dans un milieu non-linéaire l’impulsion induira un changement d’indice qui conduira à la compression de l’impulsion (c). Si les deux phénomènes se compensent, l’impulsion se propage sans déformation (d).

d’utiliser des solitons, qui ne subissent pas d’élargissement (figure 1.3). Mais, malgré le fait que cette technique fonctionne pour des distances de transmission qui dépassent 4000 km [10], actuellement elle est peu utilisée¹⁰, à cause du fait que la propagation du soliton est fortement influencée par son intensité. Du fait de l’absorption du milieu, l’intensité initiale de l’impulsion solitonique diminue au cours de sa propagation ; les conditions d’obtention d’un soliton sont perdues et l’impulsion subit de nouveau la dispersion chromatique.

Les méthodes les plus utilisées pour augmenter le débit sont le multiplexage en longueur d’onde¹¹(la propagation de plusieurs longueurs d’onde sur la même fibre optique) et l’utilisation de fibre optiques à dispersion anormale¹².

1.2.2.2 Soliton spatial

Un faisceau qui se propage est soumis au phénomène de diffraction, et donc sa taille augmente au cours de la propagation. Dans un matériau non-linéaire, ce faisceau peut induire un changement d’indice et ainsi créer son propre guide. Si ce guide a le profil adéquat, le faisceau va être guidé sans subir de modifications de taille. Dans ce cas, la diffraction est compensée par le guide induit par le faisceau lui-même et on obtient un

optique-électronique-optique

¹⁰Le premier système commercial a été lancée en 2002[11].

¹¹WDM - Wave Division Multiplexing

¹²La dispersion anormale est la variation d’indice négative avec la longueur d’onde, ce qui conduit à la compression d’une impulsion se propageant dans un tel milieu. Il est possible de maintenir la largeur d’un impulsion en le propageant dans une fibre qui alterne les zones de dispersion normale et anormale ; ainsi, l’élargissement qui a lieu dans la zone à dispersion normale est compensé par la compression produite dans la zone à dispersion anormale

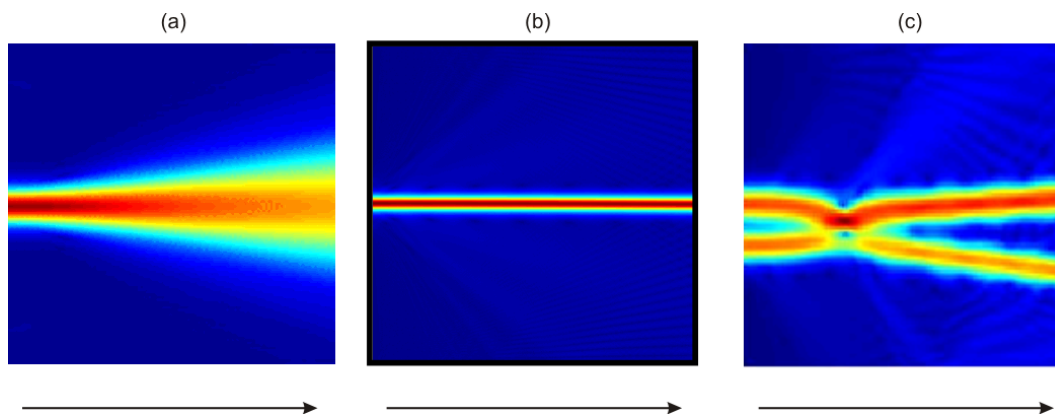


FIG. 1.4 – (a) Dans un milieu linéaire, un faisceau augmente son diamètre au cause de la diffraction. (b) En présence d’un effet non-linéaire, la variation d’indice produite peut compenser la diffraction ; dans ce cas, le faisceau se propagera sans subir d’élargissement. (c) Deux tels faisceaux changent leurs directions de propagation suite à une collision.

soliton spatial (figure 1.4).

La figure 1.4(c) montre une des propriétés caractéristiques des solitons : ils peuvent interagir d’une manière similaire aux particules, en changeant leurs directions de propagation suite à une collision¹³. C’est précisément cette propriété qui les rend particulièrement intéressants pour les applications de routage optique, car elle permet de contrôler leur direction de propagation et ainsi de les orienter spatialement.

1.3 Les solitons spatiaux

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux solitons spatiaux. Dans cette partie nous analyserons les mécanismes nécessaires à l’obtention d’un soliton spatial : nous décrirons la variation d’indice de réfraction induite par un champ électrique (section 1.3.1), ainsi que la propagation d’un faisceau dans un milieu non-linéaire (section 1.3.2) et l’effet photoréfractif (section 1.4.2.1).

1.3.1 Changement d’indice de réfraction d’un milieu non-linéaire

Nous avons vu que dans un milieu non-linéaire, la lumière peut induire une modification d’indice, qui à son tour peut influencer la propagation de la lumière. À l’origine de

¹³Notons que la parallèle solitons-particules n’est pas valable dans tous les cas ; suite à l’interaction, un échange d’énergie peut avoir lieu entre les deux faisceaux, ce qui signifie que les faisceaux émergents ne sont plus forcément des solitons

ce comportement non-linéaire se trouve la polarisation du matériau, qui peut s'écrire en fonction du champ électrique (après un développement en série) de la manière suivante¹⁴ :

$$\mathbf{P} = \mathbf{a}_1 \mathbf{E} + \frac{1}{2} \mathbf{a}_2 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{6} \mathbf{a}_3 \mathbf{E}^3 + \dots \quad (1.2)$$

où \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 , \mathbf{a}_3 sont des paramètres du matériau, égaux à la première, deuxième et troisième dérivée respectivement de \mathbf{P} par rapport à \mathbf{E} calculées pour $\mathbf{E}=0$. Le premier terme, qui est linéaire, est nettement supérieur aux termes suivants pour des faibles valeurs de \mathbf{E} . Néanmoins, une fois que \mathbf{E} devient comparable au champ électrique interatomique¹⁵, le deuxième terme (qui représente la non-linéarité de deuxième ordre) et le troisième terme (la non-linéarité de troisième ordre) deviennent significatifs devant le premier ordre.

Nous décrivons plus communément en optique les propriétés du matériau par un tenseur, nommé tenseur d'imperméabilité, défini comme suit : $\eta_{ij} = \epsilon_0 / \epsilon_{ij}$ où ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_{ij} la permittivité du matériau et où i et j peuvent représenter les trois directions de l'espace. Il est possible de relier la variation d'indice produite par le champ électrique (l'effet électro-optique) au tenseur d'imperméabilité en effectuant un développement selon les puissances de la perturbation du champ électrique.

Nous obtenons l'expression usuelle suivante, reliant l'imperméabilité $\Delta\eta_{ij}$ et le champ statique appliqué¹⁶ :

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(\vec{\mathbf{E}}) - \eta_{ij}(\vec{\mathbf{0}}) = \sum_k r_{ijk} E_k + \sum_{k,l} s_{ijkl} E_k E_l + \dots \quad (1.3)$$

sachant que $E_{k,l}$ représente les composantes du champ électrique appliqué. Le tenseur r_{ijk} (de rang 3) est relié à l'effet électro-optique linéaire, étudié à l'origine par F.Pockels en 1893. Les coefficients de ce tenseur sont appelés coefficients électro-optiques linéaires. Par contre le tenseur s_{ijkl} (de rang 4) est relié à l'effet électro-optique quadratique mis en évidence en 1875 par J.Kerr. Dans de nombreux matériaux, y compris dans les deux que nous présentons dans ce manuscrit (InP : Fe et $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$), l'effet Kerr peut être négligé devant l'effet Pockels ; en conséquence, par la suite nous allons limiter notre calcul à l'effet électro-optique linéaire. Néanmoins, il faut préciser que l'effet Pockels est nul dans les matériaux centro-symétriques, alors que l'effet Kerr est présent dans tous les matériaux.

Le tenseur η_{ij} est linéaire et symétrique, il en résulte que les indices des tenseurs peuvent

¹⁴Notons que l'équation 1.2 représente une expression fortement simplifiée.

¹⁵Le champ interatomique est de l'ordre de $10^5 - 10^8$ V/m.

¹⁶Notons que dans cette équation on parle du champ appliqué, alors que dans l'équation 1.2 il s'agit du champ électrique de l'onde

être permutés et contractés selon la convention suivante :

$$\begin{aligned} (11) &= 1 & (23) &= (32) = 4 \\ (22) &= 2 & (13) &= (31) = 5 \\ (33) &= 3 & (12) &= (21) = 6 \end{aligned}$$

De ce fait :

$$\begin{aligned} r_{11k} &= r_{1k} & r_{23k} &= r_{32k} = r_{4k} \\ r_{22k} &= r_{2k} & r_{13k} &= r_{31k} = r_{5k} \\ r_{33k} &= r_{3k} & r_{12k} &= r_{21k} = r_{6k} \end{aligned}$$

Initialement le tenseur possède 27 coefficients indépendants, mais à l'aide de la notation contractée, il n'en reste que 18, ce nombre pouvant être réduit selon les propriétés de symétrie du matériau considéré. Le groupe de symétrie auquel il appartient permet de déterminer les coefficients nuls. Rappelons que l'imperméabilité est relié à l'indice de réfraction par :

$$\eta_{ij} = \left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} \quad (1.4)$$

$$\text{alors } \Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = 2\left(\frac{\Delta n}{n^3}\right)_{ij} \quad (1.5)$$

Cette relation permet d'obtenir l'ellipsoïde des indices qui est la forme quadratique représentative du tenseur d'imperméabilité électrique. Elle permet de retrouver graphiquement les modes propres de propagation pour une direction de propagation donnée :

$$\sum_{i,j} \eta_{ij}(0) \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j = \sum_{i,j} \left(\frac{1}{n^2(0)}\right)_{ij} \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j = 1 \quad \text{sans champ statique} \quad (1.6)$$

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.7)$$

où ($\mathbf{u}_1 = \mathbf{x}$, $\mathbf{u}_2 = \mathbf{y}$, $\mathbf{u}_3 = \mathbf{z}$) et (n_x , n_y , n_z) sont les indices principaux du milieu suivant x , y et z .

Lorsqu'on applique le champ électrique statique E , l'ellipsoïde des indices sera modifiée :

$$\sum_{i,j} \eta_{ij}(E) \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j = \sum_{i,j} \left(\frac{1}{n^2(E)}\right)_{ij} \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j = 1 \quad \text{avec champ statique} \quad (1.8)$$

$$\frac{u_1^2}{n_x^2} + \frac{u_2^2}{n_y^2} + \frac{u_3^2}{n_z^2} + \sum_{i,j} r_{ijk} E_k \mathbf{u}_i \mathbf{u}_j = 1 \quad (1.9)$$

Nous avons présenté la démarche de calcul de l'ellipsoïde des indices permettant de calculer la variation d'indice dans un matériau, soumis à un champ électrique statique. Nous allons appliquer cette formule à notre cas particulier (matériau utilisé et direction du champ appliqué) dans le chapitre suivant, dédié à la présentation d'InP:Fe. Pour l'instant, nous nous contentons de remarquer que dans le cas le plus général, après la diagonalisation et le développement limité de 1.9, le changement d'indice produit par l'effet électro-optique est donné par la formule[1, 12] :

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n_0^3 r_{\text{eff}} E \quad (1.10)$$

où n_0 est l'indice de réfraction en absence du champ électrique E et r_{eff} est le coefficient électro-optique effectif (qui dépend, entre autres, de la direction de polarisation du faisceau).

1.3.2 L'équation Schrödinger non-linéaire

La propagation d'un faisceau quasi-monochromatique dans un milieu non-linéaire est décrite par l'équation suivante[13] :

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial A}{\partial Z} + \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2} \right) + 2n_0 k_0^2 n_{\text{NL}}(I) A = 0 \quad (1.11)$$

avec A - l'enveloppe d'une onde d'amplitude E , n_0 - l'indice de réfraction du milieu en l'absence de tout éclairage, $k_0 = 2\pi/\lambda$ - le nombre d'onde et n_{NL} - le terme qui décrit la variation d'indice¹⁷ subie par un milieu soumis à une intensité $I \propto |E|^2$; l'onde se propage suivant la direction Z , X et Y étant les directions transversales à la direction de propagation. Dans l'équation précédente, exprimée en variables adimensionnées, la non-linéarité locale est introduite par n_{NL} .

À partir de cette équation il est donc possible d'étudier l'influence de la non-linéarité n_{NL} (qui peut être de type Kerr ou photoréfractif) sur la propagation du faisceau, y compris les conditions pour lesquelles il se propagera sous la forme d'un soliton spatial. Une telle étude ne faisant pas l'objet de nos démarches, nous nous contentons de dire que, d'après la définition stricte d'un soliton¹⁸, seul un faisceau uni-dimensionnel¹⁹ soumis à une non-linéarité de type Kerr peut se propager sous la forme d'un soliton. Néanmoins, actuellement

¹⁷L'indice de réfraction devient donc $n = n_0 + n_{\text{NL}}$

¹⁸D'après cette définition, un soliton est une onde localisé spatialement décrite par un modèle non-linéaire intégrable[13]

¹⁹Il s'agit d'un faisceau 1+1 - il diffracte dans une dimension et il se propage suivant une autre direction

le nom "soliton" est utilisé pour décrire tous les faisceaux stationnaires auto-guidés, même si le modèle mathématique les décrivant ne possède pas la propriété d'intégrabilité.

Notons donc que pour un faisceau se propageant dans un guide uni-dimensionnel ayant une faible non-linéarité de type Kerr ($n_{nl} = n_2 I$, avec $n_2 I \ll n_0$), l'équation (1.11) devient[13] :

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \pm |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (1.12)$$

avec Ψ - l'enveloppe adimensionnée. Cette équation (appelée l'équation Schrodinger non-linéaire cubique) est intégrable par la méthode IST (Inverse Scattering Transform) et elle est formellement la même que l'équation qui décrit la propagation des impulsions dans les fibres optiques non-linéaires à dispersion.

1.4 La diversité des solitons spatiaux

En fonction de la non-linéarité mise en jeu, les solitons spatiaux peuvent être classifiés en plusieurs catégories. Par la suite, nous allons faire une présentation générale²⁰ des différents types de solitons spatiaux, en insistant sur les caractéristiques des solitons photoréfractifs brillants, qui font l'objet de notre étude.

1.4.1 Solitons spatiaux de type Kerr

Comme nous l'avons précisé précédemment (voir 1.3.2), les solitons Kerr sont les seuls qui respectent strictement la définition du soliton. L'équation (1.12), décrivant le comportement du soliton (1+1)D, a été résolue en 1972 par Zakharov and Shabat[16] et, à partir des études faites, ses propriétés ont été dérivées. Ainsi, ils ont pu montrer que les interactions entre les solitons Kerr sont élastiques : ceux-ci conservent leur énergie et leur vitesse après l'interaction, le nombre de solitons restant constant. Les expériences ont confirmé ces résultats théoriques et ont montré que les intensités nécessaires pour obtenir des solitons Kerr sont de l'ordre du MW/cm² [17, 18].

Mais, même avant que les résultats de Zakharov soient publiés, il était déjà évident que les solitons Kerr bi-dimensionnels ne pourraient pas exister [19]. À l'origine de ce

²⁰Le lecteur intéressé par une analyse beaucoup plus approfondie des solitons spatiaux (y compris leur stabilité) la trouvera dans les références [13] (solitons non-Kerr) et [14] (solitons Kerr). Pour une présentation exhaustive, mais moins mathématique et plus intuitive, se référer à [15].

comportement se trouve la non-saturabilité de l'effet Kerr²¹. Ainsi, l'indice de réfraction au centre du faisceau est augmenté, le faisceau commence à se focaliser (donc il devient plus intense), ce qui entraîne une nouvelle augmentation d'indice. Ce processus produira, finalement, une augmentation catastrophique de l'intensité.

Néanmoins, même si l'effet Kerr lui-même n'est pas saturable, il peut être "arrêté" en utilisant d'autres effets. Un réseau d'interférence a été utilisé par Barthelemy et al.[20] pour la première observation expérimentale d'un soliton Kerr ; plus récemment, l'effet de saturation produit par la dispersion Raman et l'absorption multi-photon a permis l'obtention de solitons spatio-temporels ²²[21].

1.4.2 Solitons spatiaux photoréfractifs brillants

Nous nous proposons ici de présenter un bref état de l'art concernant l'utilisation de l'effet photoréfractif pour la réalisation de solitons spatiaux.

En 1992, une étude théorique de Segev et al.[22], basée sur une analyse de mélange à deux ondes, a prédit l'existence des solitons spatiaux dans les milieux photoréfractifs. Une année plus tard, ils ont été observés expérimentalement par Duree et al.[23], dans un cristal de tungstène de bronze (SBN) et en 1994 par Iturbe-Castillo et al. dans un cristal de BTO [24]. Les intensités nécessaires étaient de l'ordre de dizaines de W/cm² et le champ extérieur appliqué de l'ordre de 200 V/cm. De plus, grâce à la saturabilité de l'effet photoréfractif, la focalisation était stable en 2D.

Les études théoriques et expérimentales suivantes ont permis la caractérisation de leurs propriétés, ainsi que la dynamique de leur formation²³.

Nous allons commencer la présentation de solitons photoréfractifs avec une brève introduction sur l'effet photoréfractif et ses caractéristiques :

1.4.2.1 L'effet photoréfractif

L'effet photoréfractif est le changement d'indice de réfraction d'un matériau soumis à un éclairage, via l'effet Pockels. Il a été découvert en 1966 par Ashkin et al.[25], qui a re-

²¹En fait, il faut remarquer que l'effet Kerr est saturable. C'est le modèle qui ne prend pas en compte cette saturation, du fait qu'elle intervient en général pour des intensités très élevées, qui produisent la destruction du matériau.

²²Pour les solitons spatio-temporels, voir aussi 1.4.3.5

²³Les résultats que nous allons présenter par la suite ne concernent que les solitons photoréfractifs obtenus dans les matériaux avec un seul type de porteurs de charge ; pour les matériaux à deux types de porteurs (dont l'InP fait partie), voir 2.3.3 et 2.4

marqué que le passage d'un faisceau laser produit un changement d'indice de réfraction d'un cristal LiNbO_3 . Des expériences ultérieures ont montré l'existence de l'effet photoréfractif dans plusieurs matériaux diélectriques, mais aussi semi-conducteurs et céramiques[26].

L'effet photoréfractif est le résultat de trois phénomènes distincts :

1. la génération de charges libres - électrons et/ou trous - par effet photo-électrique sous un éclairage extérieur. Les charges sont issues de centres donneurs qui se trouvent dans le matériau. En général, ces centres donneurs sont dûs aux dopants qui introduisent des niveaux dans la bande interdite du matériau, mais ils peuvent aussi être liés à des impuretés ou défauts introduits au cours de la croissance du cristal.
2. le déplacement des charges, qui laissent derrière elles des ions chargés électriquement.
3. le piégeage des charges à l'extérieur de la zone éclairée. Une charge peut être piégée et ré-excitée plusieurs fois avant de quitter la zone éclairée.

Cette redistribution non-uniforme des charges dans le matériau va donc produire un gradient de charge électrique qui, à son tour, produira un champ électrique. Le champ électrique ainsi créé modifiera l'indice de réfraction par effet Pockels.

Le déplacement des charges électriques libres peut se faire par trois mécanismes différents :

- diffusion naturelle sous l'effet du gradient de concentration
- effet photovoltaïque, si le matériau possède un axe de polarisation spontanée
- entraînement par un champ électrique extérieur.

Les trois mécanismes de transport de charges peuvent intervenir simultanément, et donc le profil du champ électrique généré par leur déplacement (et, par conséquence, le profil d'indice de réfraction) sera le résultat de la diffusion, de l'effet photovoltaïque et du champ appliqué.

La figure 1.5 présente une version simplifiée du modèle de transport par bande proposé par Kukhtarev [27], qui prend en compte un seul type de porteurs de charge et un seul type de centre donneur, qui interagissent seulement avec la bande de conduction.

Le champ électrique produit par le déplacement des charges²⁴ (figure 1.5(c)) va produire, via l'effet Pockels, une variation d'indice proportionnelle (cf. équation 1.10 page 24) ; en fonction du signe de r_{eff} (positif ou négatif) et de la direction du champ appliqué, cette variation peut produire soit une augmentation, soit une diminution d'indice.

²⁴Dans la figure 1.5(c), le champ interne (appelé champ de charge d'espace) est inférieur au champ appliqué, ce qui est le cas dans les matériaux avec un seul type de porteurs ; comme nous allons voir dans le chapitre suivant, dans le cas des semi-conducteurs le champ interne peut devenir plus grand que le champ appliqué

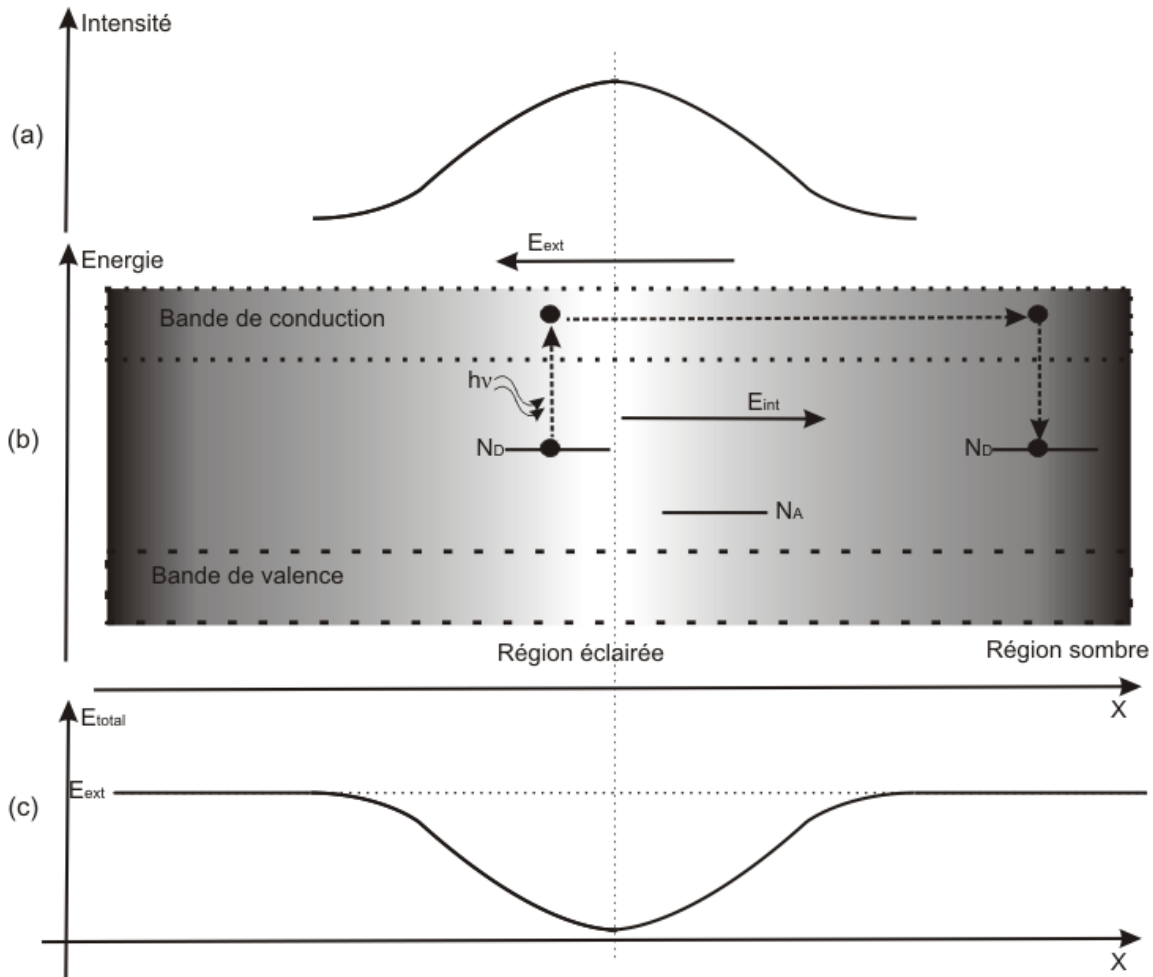


FIG. 1.5 – Schéma simplifié décrivant l'effet photoréfractif avec champ appliqué dans un matériau à un seul type de porteurs (ici, les électrons) : sous l'influence d'un éclairage non-uniforme (a), des charges libres sont photoexcitées à partir de niveau N_D introduit par dopage. Par la suite, les charges sont entraînées par le champ appliqué E_{ext} à l'extérieur de la région éclairée, où elles sont piégées (b). Le gradient de charge ainsi créé produira un champ interne local E_{int} (b) qui masquera (partiellement ou complètement) le champ extérieur. Le champ total résultant aura ainsi un profil spatial non-uniforme (c).

Notons ici que la variation d'indice produite par l'éclairement a, en fonction du matériau utilisé, une durée de vie allant de moins d'une seconde jusqu'à quelques mois lorsque l'illumination est supprimée et si une méthode de fixation est utilisée [28], et qu'elle peut être effacée facilement avec un éclairage de fond uniforme.

En tenant compte des caractéristiques de l'effet photoréfractif que nous avons présentées, nous pouvons conclure qu'il est non-local (car il nécessite un processus de transport) et non-instantané (car il a besoin d'une accumulation de charges électriques pour que le gradient du champ électrique - et, par conséquence, la variation d'indice- ait une valeur significative).

Les facteurs de mérite les plus importants qui caractérisent l'effet photoréfractif sont[26] :

- la sensibilité photoréfractive, qui décrit la quantité d'énergie optique nécessaire pour produire une variation d'indice donnée.
- la plage dynamique (dynamic range), qui caractérise le changement maximal d'indice qui peut être obtenu
- le déphasage entre le profil d'éclairage et l'indice de réfraction induit.
- le temps de réponse ; il peut aller de la milliseconde (dans l'InP) jusqu'à des heures dans le niobate de lithium (LiNbO_3) [12].

Enfin, notons que la non-linéarité induite par l'effet photoréfractif est saturable, c'est à dire que la modulation d'indice de réfraction ne peut pas dépasser un certain seuil, même si l'intensité d'éclairage est augmentée. Cette saturation est due, entre autres, au nombre fini de charges libres qui peuvent être produites.

1.4.2.2 Taille du soliton photoréfractif

Plusieurs études concernant les solitons 1D et 2D ont montré que, dans les deux cas, le diamètre du soliton à l'état stationnaire dépend de son intensité ; ainsi, la focalisation est maximale pour une intensité²⁵ bien précisée et diminue pour des intensités supérieures et inférieures à cette intensité[29–31]. L'intensité pour laquelle la focalisation est maximale est lié à un paramètre du matériau appelé "Intensité d'obscurité" (darkness intensity - I_{dark})²⁶. [32]

Dans le cas des faisceaux 1D, l'autofocalisation maximale a lieu pour une intensité maximale au centre du faisceau égale à 3 fois l'intensité d'obscurité I_{dark} . Pour un faisceau

²⁵Au cours de ce manuscrit, par intensité (mesurée en W/m^2) on comprend l'éclairement au centre du faisceau.

²⁶l'intensité d'obscurité est, en fait, l'intensité d'un éclairage uniforme nécessaire pour doubler la photoconductivité du matériau par rapport à sa valeur dans le noir.

2D la focalisation suivant les deux directions n'est pas symétrique[33, 34] et le maximum de focalisation n'est pas atteint pour la même intensité suivant la direction d'application du champ électrique que suivant la direction perpendiculaire. Dans ce cas, l'intensité pour laquelle la focalisation est maximale est environ 6 fois supérieure à l'intensité d'obscurité[35, 36].

Notons aussi qu'il est possible de modifier l'intensité pour laquelle la focalisation est maximale en ajoutant un éclairage de fond uniforme²⁷, qui est équivalent à une augmentation de I_{dark} [37].

Les trois mécanismes de déplacement des charges (voir 1.4.2.1) jouent un rôle important dans la dynamique du phénomène de focalisation. Ainsi, la diffusion des charges provoque une déviation du faisceau²⁸ [38, 39], alors que les valeurs relatives des champs appliqué et photovoltaïque détermine l'état stationnaire du soliton[40, 41].

1.4.2.3 Profil de l'indice de réfraction induit

Le champ électrique induit par l'effet photoréfractif est à la base de la variation d'indice de réfraction, qui, à son tour, est responsable du processus de focalisation (figure 1.5) (si la variation au centre du faisceau est positive) ou défocalisation (si la variation d'indice est négative). Les études théoriques ont montré que le profil du champ électrique interne ne suivait pas nécessairement le profil de l'éclairement. Par ailleurs, dans le cas d'une théorie bi-dimensionnelle, ils ont montré que le champ interne a un profil différent selon qu'on considère la direction parallèle au champ appliqué ou la direction qui lui est perpendiculaire (et qui est également perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau [42, 43] (figure 1.6)).

1.4.2.4 Dynamique temporelle

Un des aspects essentiels pour les applications pratiques du phénomène d'autofocalisation est son évolution temporelle. Les premières études théoriques ont montré que la focalisation d'un faisceau passe par une étape transitoire pendant laquelle elle est maximale [32, 44](figure 1.7). Par la suite, il a été prouvé théoriquement et expérimentalement que les trois types de solitons mis en évidence à l'époque (quasi-stationnaire, stationnaire et photovoltaïque) ont, en fait, la même origine et sont décrits par le même modèle [32].

²⁷Cette remarque est valable pour les matériaux à un type porteurs et qui ne sont pas photovoltaïques.

²⁸Notons que la déviation du faisceau est liée aussi à la saturation de donneurs ionisés

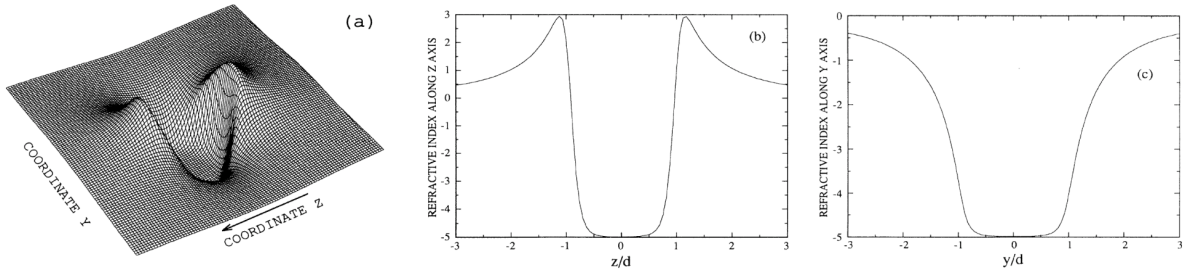


FIG. 1.6 – Le profil d'indice induit par un faisceau suivant les deux axes perpendiculaires (Z et Y) à la direction de propagation (X) ; le champ extérieur est appliqué suivant l'axe Z. Figure extraite de [42].

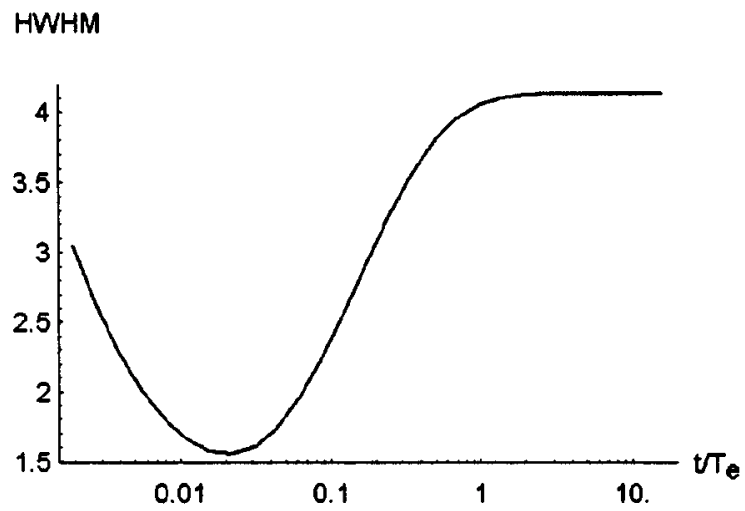


FIG. 1.7 – La mi-largeur à mi-hauteur (HWHM) du soliton en fonction du temps. Figure extraite de [32].

Le nombre de charges excitées étant essentiel pour obtenir une forte variation d'indice, il était déjà évident que les solitons peuvent être obtenus en des temps très courts, si une intensité suffisamment élevée est utilisée. Les premiers résultats expérimentaux, indiquant des temps d'autofocalisation de l'ordre de 10 ns pour des intensités de 100 W/cm^2 dans un cristal SBN, ont été suivis par le développement d'un modèle théorique [45, 46].

1.4.2.5 Caractéristiques des solitons photoréfractifs brillants

En résumant les résultats théoriques et expérimentaux sur les solitons spatiaux photoréfractifs, nous pouvons conclure que :

- ils peuvent être obtenus dans de nombreux matériaux ; les résultats que nous avons présentés²⁹ ont été obtenus en utilisant des diélectriques (SBN, BaTiO₃, KNbO₃, LiNbO₃, etc), semi-conducteurs (InP, CdTe, etc). Des démarches théoriques [47] laissent croire qu'ils peuvent exister dans les polymères photoréfractifs.
- ils sont stables (en 1D et 2D) et robustes devant les perturbations [30, 48]
- le temps de formation dépend fortement de l'intensité utilisée, mais il peut atteindre des valeurs de l'ordre de la nanoseconde pour de fortes intensités [49].

1.4.3 Autres types de solitons optiques

Les deux types de non-linéarités que nous avons présentées (Pockels et Kerr) peuvent produire d'autres types de solitons. Comme les travaux présentés dans ce manuscrit ne concernent que les solitons spatiaux photoréfractifs, nous nous contentons de faire une courte description des principaux types existants.

1.4.3.1 Solitons quadratiques

Les solitons quadratiques sont un type particulier, car ils n'ont à l'origine ni l'effet Kerr, ni l'effet photoréfractif. Ils exploitent le couplage entre deux ou plusieurs faisceaux ayant des fréquences différentes, couplés via une non-linéarité du deuxième ordre, ce qui signifie qu'ils n'existent que dans les matériaux non-centrosymétriques. Même si la non-linéarité du deuxième ordre n'est pas saturable elle-même, les solitons quadratiques ont un comportement qui ressemble plutôt aux solitons photoréfractifs qu'aux solitons Kerr. Le couplage entre les deux ondes agit comme un effet saturable, empêchant une onde de devenir trop puissante en défaveur de l'autre onde. Remarquons qu'il est possible de générer

²⁹Ainsi que les résultats que nous allons présenter pendant le prochain chapitre

un soliton quadratique en utilisant un seul faisceau initial, qui créera lui même la deuxième onde par génération du second harmonique[50].

1.4.3.2 Solitons sombres

Un soliton sombre est produit quand un faisceau ayant une zone sombre à son centre est envoyé dans un milieu ayant une non-linéarité défocalisante. Les zones éclairées autour du centre sombre vont subir une diminution d'indice ; ainsi, le centre du faisceau va se retrouver avec un indice plus grand et il va réfléchir la lumière se propageant des côtés. Les solitons sombres photoréfractifs ont été prévus en 1994 par Valley et al. [51] et ils ont été mis en évidence expérimentalement l'année suivante par Duree et al. [52].

Les solitons sombres sont intéressants pour le guidage de la lumière parce que leur propagation crée par défaut un guide optique, avec un indice de réfraction plus élevé au centre que sur les bords.

Notons ici que le LiNbO_3 est un des matériaux préférés pour l'obtention des solitons sombres, grâce à son effet photovoltaïque important qui génère une non-linéarité défocalisante en éliminant la nécessité d'appliquer un champ extérieur[53, 54].

1.4.3.3 Solitons vectoriels

Ce type de soliton ressemble aux solitons quadratiques, dans le sens où il nécessite la propagation simultanée de deux modes, qui peuvent être couplés par effet Kerr ou photoréfractif. Une condition nécessaire est l'élimination de toute interférence entre les deux modes, ce qui est réalisé soit en utilisant des polarisations différentes pour chaque mode , soit en s'assurant que la réponse du milieu est plus lente que la variation relative des phases des deux modes (ce qui élimine le mélange à deux/quatre ondes entre les faisceaux)[15]. Les solitons vectoriels ont permis l'observation des solitons multi-modes[55].

1.4.3.4 Solitons incohérents

Pour une fois dans le domaine des solitons, la théorie a été précédée par l'expérience : en 1996 Mitchell et al.[56] ont démontré la focalisation d'un faisceau laser partiellement cohérent, suivie par la focalisation d'un faisceau provenant d'une source de lumière blanche [57]. Dans les deux cas, la non-linéarité utilisée était de type photoréfractif, avec un champ appliqué. Les modèles théoriques développés par la suite [58–60] ont déterminé les conditions nécessaires pour obtenir des solitons incohérents : réponse lente du milieu non-linéaire

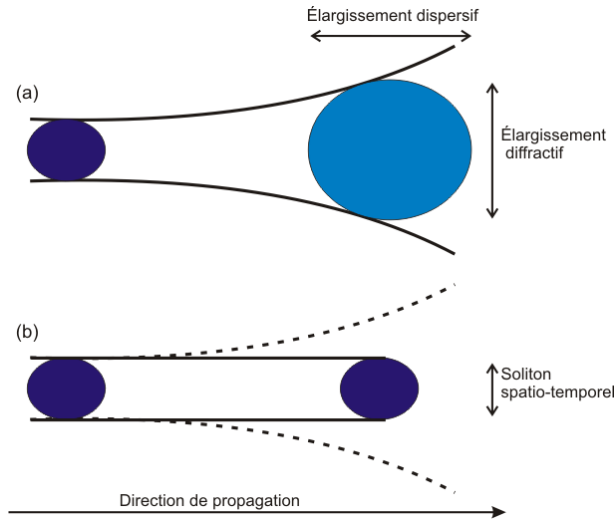


FIG. 1.8 – Soliton spatio-temporel : une impulsion qui se propage dans un milieu linéaire est soumise à un élargissement temporel (due à la dispersion) et spatial (due à la diffraction) (a). Si les deux peuvent être compensés simultanément par un phénomène non-linéaire, l'impulsion se propagera sans déformation (b).

et guide induit multi-mode [61].

Les solitons incohérents ont ouvert la possibilité de réaliser des guides d'onde en utilisant des composants plus simples et moins coûteux, comme les diodes laser.

1.4.3.5 Soliton spatio-temporel (balle de lumière)

Jusqu'à ce point dans notre présentation, nous n'avons considéré que les solitons spatiaux et temporels étaient deux catégories différentes. La question qui s'impose naturellement est : serait-il possible de créer un soliton confiné simultanément dans le temps et l'espace (comme représenté sur la figure 1.8) ? En 1990, Silberberg a répondu positivement à cette question, en montrant qu'une impulsion de lumière peut se propager sous la forme d'une balle ("light bullet") dans un milieu de type Kerr [62]. Intuitivement, ce n'est pas surprenant que la non-linéarité de type Kerr est le plus probable candidat pour ce type d'application, car l'effet Kerr est responsable à la fois de la création des solitons temporels et également de l'existence des solitons spatiaux de type Kerr. Mais, comme nous l'avons déjà vu, l'effet Kerr n'est pas saturable, ce qui entraîne des difficultés expérimentales majeures pour la création des solitons spatio-temporels, notamment au niveau de leur stabilité.

Néanmoins, une autre analyse théorique[63] a permis de montrer que les solitons spatio-temporels peuvent être stables en la présence d'un effet de saturation et d'un effet non-

linéaire d'ordre supérieur à l'effet Kerr. En effet, les expériences réalisées ont confirmé cette prévision : Eisenberg et al. [21] ont obtenu la focalisation simultanée d'un faisceau dans un guide plan en utilisant l'effet saturant de la dispersion Raman et de l'absorption multi-photon.

1.4.3.6 Et encore - les solitons discrets, dans les cristaux liquides, ...

Les types de solitons que nous avons présentés sont créés à partir d'une non-linéarité de type Kerr ou Pockels (à l'exception des solitons quadratiques). Néanmoins, le monde des solitons spatiaux est encore beaucoup plus divers. Nous allons nous contenter de mentionner (sans détailler) les solitons discrets [64] (qui se propagent dans un réseau de guides d'onde faiblement couplés entre eux), les nématicons (faisceaux autofocalisés dans un cristal liquide [65]) ou des phénomènes d'autofocalisation induits par une non-linéarité thermique [66].

Un autre domaine qui a connu une très rapide évolution ces dernières années est celui des solitons de cavité et solitons dissipatifs [67].

1.5 Routage optique

Alors, comment pouvons nous utiliser les solitons spatiaux pour réaliser le guidage et la commutation de faisceaux ? Pour l'instant, il existe deux possibilités :

- induire des guides à l'aide des solitons, puis les utiliser pour guider d'autres faisceaux.
- faire interagir deux solitons, qui changeront leurs directions de propagations.

Nous allons faire une brève présentation des guides induits avant de discuter les caractéristiques des interactions entre solitons.

1.5.1 Guides optiques induits par des solitons

Les solitons photoréfractifs, grâce au déplacement de charges qui est à leur origine, offrent la possibilité de créer des guides optiques permanents ou quasi-permanents (qui ne disparaissent une fois le faisceau soliton éteint³⁰).

Le fait que le guide créé par un soliton dans un milieu non-linéaire puisse guider un autre faisceau est assez intuitif ; néanmoins, le faisceau guidé doit être moins intense que le soliton, autrement il risque de détruire le guide. Une façon d'éviter ce problème est

³⁰Les guides induits par les solitons Kerr sont créés par le faisceau lui même et cessent leur existence une fois que le faisceau est éteint.

d'utiliser un faisceau guidé ayant une autre longueur d'onde que le soliton, à laquelle le milieu n'est plus photoréfractif. Autrement dit, pour la longueur d'onde du faisceau guidé le milieu doit avoir un comportement linéaire.

Des guides 1D[68] et 2D[69] ont été obtenus ; en contrôlant l'intensité du soliton inducteur, il est possible de déterminer le nombre de modes du guide. Des composants optiques plus complexes ont été réalisés en utilisant des solitons sombres ; ainsi, des jonctions Y ont été démontrés par Taya et al. [70]. Un désavantage de ce type de guide est sa durée de vie limitée. Néanmoins, des méthodes de fixation du guide ont été trouvées, qui permettent la réalisation de circuits optiques permanents[71, 72].

En résumé, ce type de guides a ses applications plutôt dans la circuiterie optique passive, car il n'offre pas la flexibilité et la reconfigurabilité des interactions inter-solitoniques. Comme nous allons voir par la suite, ces dernières sont beaucoup mieux adaptées pour implémenter la commutation tout-optique.

1.5.2 Interactions solitoniques cohérentes et incohérentes

Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour caractériser les interactions entre les différents types de solitons spatiaux ; les résultats obtenus indiquent que, suite à leur collisions, les solitons peuvent changer leur direction de propagation[73], polarisation[74], suivre des trajectoires 3D ou fusionner l'un avec l'autre[75]. Les paramètres les plus importants qui jouent sur le résultat final de la collision sont les intensités des faisceaux, l'angle formé par leurs direction de propagation et leur différence de phase.

Ici nous allons donner une explication simplifiée du phénomène d'interaction dans un milieu ayant une non-linéarité focalisante[15], en présentant intuitivement les deux situations possibles :

1. les solitons qui interagissent sont cohérents et
 - en phase : ils vont subir une interférence constructive, ce qui va augmenter l'intensité entre eux. L'augmentation de l'intensité va entraîner l'augmentation d'indice et les solitons seront rattrapés par celle ci. Le résultat final sera donc un rapprochement de leurs trajectoires.
 - en anti-phase : dans ce cas l'interférence destructrice va diminuer l'indice de réfraction entre les deux faisceaux, ce qui va les éloigner l'un de l'autre.
2. les solitons sont incohérents. Apparemment dans ce cas le résultat sera toujours leur fusion, car, sans interférence, l'intensité sera toujours la somme de leurs intensités,

ce qui produira une augmentation d'indice. Néanmoins, les expériences effectuées ont montré que, dans les matériaux photoréfractifs, les solitons incohérents peuvent subir un phénomène de répulsion[76]. Ce comportement est dû au profil d'indice induit (voir figure 1.6(b)), qui, à part une forte variation focalisante au centre du faisceau, a aussi une variation dans l'autre sens (donc défocalisante) vers les bords du faisceau. Si les zones "défocalisantes" des deux faisceaux se touchent, la variation d'indice résultante provoquera leur répulsion [77]. Il faut préciser que ce type de phénomène a lieu seulement si les deux solitons sont séparées par une certaine distance.

1.5.3 Interactions entre solitons Kerr

Les propriétés spécifiques des solitons Kerr déterminent aussi leur façon d'interagir ; ainsi, leurs collisions sont toujours élastiques[17, 78] (donc leur énergie et nombre sont toujours conservés) et unidimensionnelles.

Plus intéressants (mais aussi beaucoup plus difficiles à produire et contrôler) pour les applications de routage sont les solitons spatio-temporels ; une étude théorique [63] prévoit des fréquences de commutation dépassant 1THz pour les routeurs à solitons spatio-temporels. Néanmoins, les puissances nécessaires dans ce cas sont assez élevées et pas facilement disponibles.

1.5.4 Interactions entre solitons photoréfractifs

Les collisions entre solitons photoréfractifs ont une dynamique beaucoup plus variée que les interactions entre solitons Kerr. Ils existent et peuvent être stables en (2+1) dimensions, ce qui veut dire que leurs interactions peuvent se passer dans un espace (2+1)D. En effet, des phénomènes de propagation en spirale ont été mis en évidence expérimentalement[77]. Comme les collisions entre eux ne sont pas élastiques, des phénomènes de couplage, fusion, annihilation et création de nouveaux solitons suite à une collision sont possibles[79–84].

Notons ici que l'interaction entre solitons photoréfractifs brillants et sombres a été déjà observé dans InP:Fe [85, 86], ce qui confirme son intérêt pour notre recherche.

1.5.5 Routage optique photoréfractif

La richesse des interactions entre les solitons photoréfractifs offre de nombreuses possibilités d'applications pratiques dans le guidage et la commutation de la lumière. La plus

évidente est l'interaction entre deux faisceaux, mais il existe d'autres méthodes : interactions vectorielles en cascade [87], guidage de la lumière en utilisant des solitons photoréfractifs [88], contrôle de la déviation du soliton avec un éclairage de fond [89], ou même le contrôle d'une matrice de solitons photoréfractifs[90].

1.6 Brève revue des matériaux disponibles et choix de nos matériaux

Le tableau 1.2 montre, à titre indicatif, les valeurs des paramètres les plus intéressants (de point de vue photoréfractif) pour quelques matériaux typiquement utilisés dans les applications photoréfractives, ainsi que pour les deux matériaux que nous allons analyser au cours de ce manuscrit.

Remarquons que la mobilité des électrons dans InP:Fe est parmi les plus élevées, ce qui nous donne des raisons à croire que le temps de réponse de l'effet photoréfractif est assez court³¹ (nous allons détailler les aspects temporelles de la photoréfractivité dans InP:Fe dans le chapitre suivant). En revanche, le coefficient électro-optique de l'InP est relativement faible.

Le $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ est un semi-conducteur qui est, à ce moment, beaucoup moins connu que l'InP. La mobilité des porteurs, par exemple, n'a pas été encore mesurée. Néanmoins, son coefficient électro-optique élevée par rapport aux autres semi-conducteurs, ainsi que le temps de réponse assez court aux longueurs d'onde infra-rouges³² ont attiré notre intérêt.

1.7 Objectif de mon travail

L'objectif général visé par les travaux présentés dans ce manuscrit est la réalisation d'un dispositif de routage optique basé sur l'interaction entre solitons spatiaux photoréfractifs. Dans ce but, nous allons évaluer l'autofocalisation photoréfractive dans deux semi-conducteurs : InP:Fe et $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$:Te. Tenant compte de leurs propriétés, l'évaluation de chacun présentera quelques particularités :

³¹Néanmoins, il faut garder dans l'esprit qu'il y a d'autres facteurs qui peuvent jouer sur la dynamique des phénomènes photoréfractifs (comme la densité des pièges) et que la mobilité seule n'est pas suffisante pour estimer la rapidité du phénomène.

³²Alors que des mesures d'autofocalisation n'ont pas été effectuées dans $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, les expériences de mélange à deux ondes (que nous allons présenter dans le chapitre 6) indiquent de temps de réponse de l'ordre de la milliseconde pour intensités de dizaines de W/cm^2 .

	CdTe	GaAs	InP	Sn ₂ P ₂ S ₆	SBN	LiNbO ₃	KNbO ₃
n_0	2.82	3.5	3.2	2.9	2.3	2.2	2.3
r_{eff} (pm/V)	5.3	1.35	1.34	175	1340	31	380
ϵ_r	10.4	13	12.5	230	3000	80	1200
Longueur d'onde	IR	IR	IR	IR	Visible	Visible	Visible
μ_n, μ_p (cm ² /v.s)	1050	5000	4000, 150	?	0.4	0.8	0.01

TAB. 1.2 – Paramètres des matériaux photoréfractifs typiques : n_0 - l'indice de réfraction en absence de l'effet non-linéaire, r_{eff} - le coefficient électro-optique effectif, ϵ_r - la permittivité électrique relative, μ_n, μ_p - la mobilité des électrons et trous respectivement.

- InP:Fe- l'effet photoréfractif et l'autofocalisation photoréfractive en régime stationnaire ont été déjà mises en évidence et étudiées dans ce matériau [85, 86, 91–93]. Néanmoins, son comportement n'est pas encore complètement caractérisé, surtout en ce qui concerne son régime transitoire et son temps de réponse. Nous allons donc étudier son comportement transitoire vers la formation d'un faisceau auto-focalisé stationnaire dans le but de déterminer les temps de réponse qu'on peut attendre. Ainsi, nous allons déterminer l'influence des divers paramètres (température, intensité, éclairage de fond), ce qui nous permettra de comprendre et contrôler le processus d'autofocalisation d'une manière reproductible.
- Sn₂P₂S₆ :Te - tenant compte que ce matériau est moins connu, le premier objectif sera de déterminer si il constitue un milieu adéquat pour l'autofocalisation infrarouge, et, le cas échéant, de caractériser cette focalisation et son temps de réponse.

Nous allons commencer la présentation de nos travaux sur ce sujet avec un chapitre dédié aux propriétés de l'InP:Fe.

2

L'effet photoréfractif dans InP :Fe

Dans ce chapitre nous allons décrire le phosphore d'indium et ses propriétés physiques, dont nous présenterons les valeurs particulières mesurées ou estimées dans nos échantillons. Nous continuerons par l'état de l'art de la photoréfractivité dans l'InP:Fe, en présentant les mécanismes mis en jeu, les approximations et hypothèses que l'on peut faire dans les conditions de nos expériences (température et longueur d'onde), ainsi que les principaux paramètres qui caractérisent l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe. Une importante partie de ce chapitre sera dédiée à la description des expériences et théories concernant le mélange à deux ondes dans InP:Fe, car ce phénomène suit les mêmes mécanismes que l'autofocalisation photoréfractive et il constitue un outil précieux pour la caractérisation des propriétés photoréfractives des matériaux. Nous allons présenter par la suite les théories actuelles qui décrivent l'autofocalisation photoréfractive dans les semi-conducteurs, en rappelant les approximations faites dans leur cadre et les limitations imposées. La dernière section de ce chapitre présentera les objectifs de nos démarches théoriques et expérimentales dans l'InP:Fe, en cadrant avec plus de précision nos travaux.

2.1 Présentation générale de l'InP :Fe

2.1.1 Historique et applications

Le phosphure d'indium (InP) est un matériau connu et utilisé depuis longtemps, soit comme substrat (grâce à sa résistivité élevée), soit comme semi-conducteur. Dans le domaine de l'optique, ses applications sont aussi diverses : milieu actif laser pour l'émission à $3.53 \mu\text{m}$ [94], fabrication de cellules solaires¹ [95] ou pour la photodétection de radiation [96].

Pour toutes ces raisons, il reste toujours un matériau intéressant et compétitif pour les nouvelles technologies. Ainsi, il permet d'obtenir des hétérostructures pour les lasers fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications [97], des photodiodes à avalanche pour le comptage des photons [98] ou des boîtes quantiques [99]. Ses propriétés mécaniques sont intéressantes pour des applications dans le domaine des MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems)[100]. Il est aussi prometteur pour les applications dans le domaine de la nanophotonique, comme la croissance des nano-fils sur un substrat semi-conducteur [101].

Cette pléiade d'applications pour l'InP a motivé l'étude intensive de ses paramètres mécaniques, électriques et optiques ; de ce fait, l'InP est un matériau bien connu et sa production est bien maîtrisée. Néanmoins, en ce qui concerne la dynamique des phénomènes liés à la photoréfractivité dans l'InP:Fe, il reste toujours des aspects à éclaircir, dont certains, qui vont être détaillés à la fin de ce chapitre, font l'objectif de cette thèse.

2.1.2 Méthode de croissance

Les échantillons dont nous disposons² ont été obtenus par une méthode à trois étapes :

1. La synthèse d'InP polycristallin : celle-ci s'effectue en ampoule de silice scellée sous vide par réaction directe entre les éléments constitutifs (le phosphore et l'indium), à une température de 1062°C et à une pression d'environ 10^5Pa .
2. Le dopage : le cristal peut être dopé par l'introduction d'impuretés dans le bain précédent. Le dopage en fer varie généralement entre 10^{16} cm^{-3} et 10^{17} cm^{-3} .

¹L'InP a une meilleure résistance aux radiations que d'autres matériaux, ce qui le rend plus apte pour les applications aéro-spatiales

²Nous remercions la société InPact, qui nous a fourni les échantillons que nous avons utilisés au cours de nos expériences

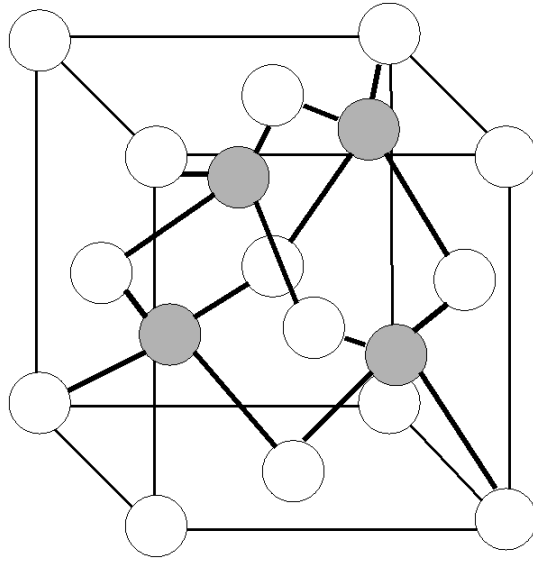


FIG. 2.1 – InP - structure cristalline; les positions occupées par les atomes de phosphore (en blanc) et indium (en noir)

3. Le tirage d'InP monocristallin : la méthode employée est la méthode de tirage Czochralski sous encapsulation liquide. Un liquide encapsulant, le beryllium recouvre le bain sur lequel est appliqué une pression de gaz neutre (argon, azote, . . .) supérieure à la pression de décomposition d'InP ($27,5 \cdot 10^5 \text{Pa}$). La croissance par tirage est faite sous pression à travers l'encapsulant à l'aide d'un germe orienté $\langle 001 \rangle$ ou $\langle 111 \rangle$. Les lingots ainsi obtenus sont ensuite découpés, taillés et orientés en différents échantillons. Les échantillons d'InP:Fe que nous allons utiliser sont orientés selon les axes : $\langle 001 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle \bar{1}10 \rangle$.

2.1.3 Propriétés physiques

2.1.3.1 Structure cristallographique

Comme l'indium et le phosphore appartiennent respectivement aux groupes III et V du tableau de Mendeleev, l'InP est un composé III-V. L'InP cristallise dans une structure de type Zinc Blende : deux réseaux cubiques à faces centrées décalées dont les nœuds sont occupés par les atomes d'indium et de phosphore. Cette structure cristalline (représentée dans la figure 2.1) appartient au groupe ponctuel $\bar{4}3m$.

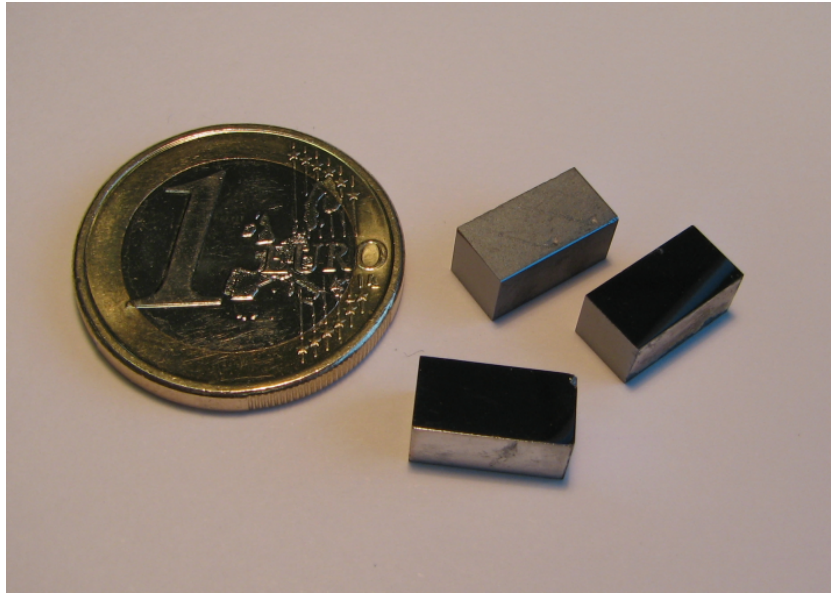


FIG. 2.2 – Nos cristaux d’InP :Fe : le polissage des faces, ainsi que les contacts métalliques, sont visibles. En haut-gauche : un cristal sans contacts et ayant seulement les faces perpendiculaires sur l’axe $\bar{1}10$ polies

2.1.3.2 Nos cristaux

Dimensions et axes Au cours de nos mesures, nous avons utilisé deux types de cristaux (voir la figure 2.2) provenant de la même source (la société InPact), la seule différence entre les deux types étant le dopage en fer (comme nous allons présenter dans la section suivante). Ils ont été découpés suivant les mêmes axes et ils ont les mêmes dimensions : $5 \times 5 \times 10 \text{mm}^3$ suivant les axes $\langle 001 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle \bar{1}10 \rangle$ respectivement. Les cristaux nous ont été fournis avec un polissage de qualité optique pour les faces perpendiculaires à l’axe $\langle \bar{1}10 \rangle$ seulement. Le polissage des faces perpendiculaires à l’axe $\langle 001 \rangle$ a été effectué au sein de notre laboratoire³. Sur les deux dernières faces (perpendiculaires à l’axe $\langle 110 \rangle$) nous avons déposé des contacts métalliques en argent, afin de pouvoir appliquer un champ électrique entre eux. Aucune couche anti-reflet n’a été déposée.

Caractérisation des cristaux : absorption, dopage et indice de réfraction L’étude bibliographique que nous avons menée au début de nos travaux (et que nous présentons dans ce chapitre) montre que les propriétés de l’InP dépendent fortement du dopage. En effet, c’est le dopage en fer qui le rend sensible aux longueurs d’onde infrarouges qui nous

³Un grand merci à Evelyne Doriath pour son aide en ce qui concerne le polissage de nos cristaux.

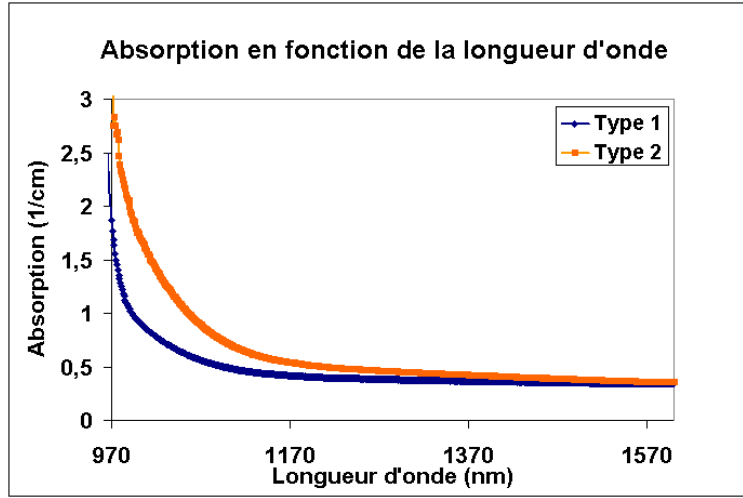


FIG. 2.3 – Le spectre d’absorption de nos cristaux. Le Type 1 et le Type 2 ont de dopages différents (voir le tableau 2.1).

Cristal	$\lambda(\text{nm})$	n_0	$\alpha (\text{cm}^{-1})$	Dopage SIMS (cm^{-3})	Dopage cf. [102] (cm^{-3})
Type 1	1060	3.29	0.58	$8 \cdot 10^{16}$	$7.4 \cdot 10^{16}$
	1550	3.17	0.34		
Type 2	1060	3.29	0.93	10^{17}	$9.1 \cdot 10^{16}$
	1550	3.17	0.36		

TAB. 2.1 – Indice de réfraction n_0 , coefficients d’absorption, et concentration du Fe (mesurée par SIMS et estimé par la méthode proposé dans la référence [102]) dans nos cristaux d’InP : Fe pour les deux longueurs d’onde d’intérêt.

intéressent ; de plus, le temps de réponse des phénomènes photoréfractifs dépend fortement de l’énergie lumineuse absorbée par le cristal. Au cours des travaux réalisés précédemment au sein de notre laboratoire [91], des mesures d’absorption (figure 2.3) et de dopage (en utilisant la technique SIMS ⁴) ont été effectuées. Les résultats obtenus par ces mesures sont synthétisés dans le tableau 2.1, ainsi que les valeurs de l’indice de réfraction pour les longueurs d’onde que nous allons utiliser.

Néanmoins, les mesures de type SIMS présentent deux limitations importantes :

- ce sont des mesures réalisées en surface, qui ne prennent pas en compte le fait que la concentration de dopant peut avoir des variations importantes dans le volume du cristal
- elle consiste à bombarder la surface du matériau avec un faisceau d’ions ; la profondeur

⁴Secondary Ion Mass Spectrometry

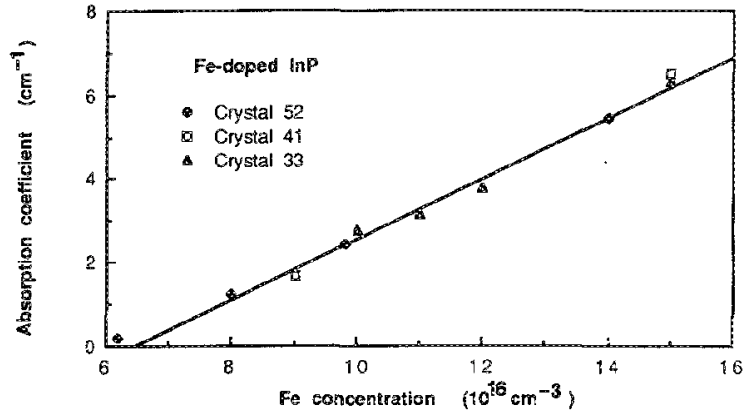


FIG. 2.4 – L’absorption dans l’InPFe à la longueur d’onde de $1\mu\text{m}$ en fonction du concentration de Fe (d’après [102]).

maximale pour laquelle cette méthode donne des résultats est de l’ordre de $10\mu\text{m}$, donc nous n’obtenons pas d’informations concernant l’intérieur du cristal.

Pour effectuer une estimation indépendante de la concentration en Fe, nous avons utilisée la méthode proposée par Fornari et Kumar [102], qui permet l’estimation du dopage pour l’InP:Fe à partir des mesures d’absorption à la longueur d’onde de $1\mu\text{m}$ (voir figure 2.4). Nos mesures d’absorption (figure 2.3) indiquent $\alpha = 0.92\text{cm}^{-1}$ et $\alpha = 1.75\text{cm}^{-1}$ pour les deux dopages ; à partir de ces résultats, nous avons classifié nos échantillons en deux catégories : type 1 et type 2 (cf. tableau 2.1). Nous observons un bon accord entre les valeurs obtenus par les deux méthodes, ce qui indique une bonne homogénéité du dopage dans nos échantillons.

2.1.4 L’effet Pockels dans InP :Fe

Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, l’application d’un champ électrique dans un matériau peut entraîner une variation d’indice de réfraction. L’amplitude de cette variation et les directions suivant lesquelles elle se produit (autrement dit, les variations subies par l’ellipsoïde des indices) dépend de la forme du tenseur électro-optique et des valeurs des coefficients électro-optiques qui le composent.

2.1.4.1 Le tenseur des coefficients électro-optiques

Dans le cas de l’InP:Fe (appartenant à la classe cubique $\bar{4}3\text{m}$), le tenseur électro-optique a la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Seulement trois éléments du tenseur sont non-nuls ; ainsi, sous l'application d'un champ électrique ayant les composantes E_x , E_y , E_z , l'ellipsoïde des indices donné par l'équation (1.7) devient ([12], page 30) :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} + 2r_{41}yzE_x + 2r_{41}zxE_y + 2r_{41}xyE_z = 1 \quad (2.2)$$

où n_x , n_y , n_z représentent les indices de réfraction suivant les directions ox , oy et oz .

La variation de η exprimée suivant les axes x , y et z est donnée par :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 0 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

En tenant compte de la relation existante entre les indices de réfraction et le tenseur d'imperméabilité (équation 1.5), nous pouvons calculer les nouveaux indices de réfraction du matériau :

$$\frac{1}{n_i^2} = \frac{1}{n_0^2} + \Delta\eta_i \quad (2.4)$$

En faisant l'approximation $\Delta\eta_i \ll 1/n_0^2$ il est possible de calculer n_i à partir de l'équation précédente comme étant :

$$n_i = n_0 - \frac{1}{2}n_0^3\Delta\eta_i \quad (2.5)$$

Ensuite, en définissant le *coefficient électro-optique effectif* r_{eff} par : $\Delta\eta_i = r_{eff}E$ nous pouvons écrire la variation d'indice produite par l'effet électro-optique dans l'InP:Fe de la manière suivante :

$$\Delta n = n_i - n_0 = -\frac{1}{2}n_0^3r_{eff}E \quad (2.6)$$

L'équation 2.6 décrit la variation d'indice pour un champ appliqué E dans une direction

quelconque. Dans la prochaine section nous allons analyser la variation d'indice que l'on peut obtenir dans nos cristaux.

2.1.4.2 Variation d'indice due à l'application d'un champ électrique

Dans cette section nous analyserons l'amplitude et la direction de variation de l'indice de réfraction dus à l'application du champ électrique suivant différentes directions. Les configurations les plus utilisées dans InP:Fe pour applications électro-optiques utilisent un champ appliqué suivant un des axes : $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$.

Champ électrique appliqué suivant $\langle 111 \rangle$ Dans cette configuration la variation du tenseur d'imperméabilité est donné par :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{r_{41}E}{\sqrt{3}} \quad (2.7)$$

Les vecteurs propres résultants sont perpendiculaires à l'axe $\langle 111 \rangle$, donc dans cette configuration les cristaux sont coupés suivant les axes $\langle 111 \rangle$, $\langle \bar{1}10 \rangle$ et $\langle 11\bar{2} \rangle$. Les nouveaux indices de réfraction obtenus suivant chaque direction sont respectivement :

$$\langle 111 \rangle n = n_0 - \frac{1}{\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \quad (2.8)$$

$$\langle 11\bar{2} \rangle n = n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \quad (2.9)$$

$$\langle \bar{1}10 \rangle n = n_0 + \frac{1}{2\sqrt{3}} n_0^3 r_{41} E \quad (2.10)$$

Champ électrique appliqué suivant $\langle 110 \rangle$ Dans cette configuration, la variation du tenseur d'imperméabilité est donné par :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{r_{41}E}{\sqrt{2}} \quad (2.11)$$

Les nouveaux axes sont perpendiculaires sur la direction $\langle \bar{1}10 \rangle$, orientées à 45° par rapport à $\langle 110 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$. Les nouveaux indices sont⁵ :

⁵La notation $\langle 110 \rangle + \langle 001 \rangle$ indique le fait que l'axe suivant lequel le nouveau indice de réfraction

$$\langle 110 \rangle + \langle 001 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 - \frac{1}{2} \mathbf{n}_0^3 r_{41} \mathbf{E} \quad (2.12)$$

$$\langle 110 \rangle - \langle 001 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \frac{1}{2} \mathbf{n}_0^3 r_{41} \mathbf{E} \quad (2.13)$$

$$\langle \bar{1}10 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 \quad (2.14)$$

Champ électrique appliqué suivant $\langle 001 \rangle$ Dans cette configuration le tenseur de l'imperméabilité est donné par :

$$\Delta\eta = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} r_{41} \mathbf{E} \quad (2.15)$$

Les nouveaux indices obtenus suivant chaque direction sont respectivement :

$$\langle 110 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 - \frac{1}{2} \mathbf{n}_0^3 r_{41} \mathbf{E} \quad (2.16)$$

$$\langle \bar{1}10 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \frac{1}{2} \mathbf{n}_0^3 r_{41} \mathbf{E} \quad (2.17)$$

$$\langle 001 \rangle \mathbf{n} = \mathbf{n}_0 \quad (2.18)$$

2.1.4.3 Notre configuration expérimentale

En regardant les variations d'indice obtenues dans les trois cas précédents, nous nous apercevons que la plus grande variation de $\Delta\mathbf{n}$ est obtenue pour la première configuration. Néanmoins, nous avons choisi pour nos expériences la troisième configuration (qui est, d'ailleurs, la plus utilisée dans les applications), car elle nous permet de discriminer entre les différents phénomènes qui peuvent avoir lieu. Ainsi, la lumière qui se propage le long de l'axe $\bar{1}10$ voit un changement d'indice seulement si elle est polarisée le long du $\langle 110 \rangle$. Donc les éventuels changements subis par nos faisceaux quand ils sont polarisés suivant $\langle 001 \rangle$ sont dus à une autre cause que le champ électrique appliqué, car il ne produit aucune variation d'indice dans ce cas. La figure 2.5 montre la direction de propagation et de polarisation du faisceau par rapport aux axes du cristal.

est calculé est la bissectrice de l'angle formé par les axes $\langle 110 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$

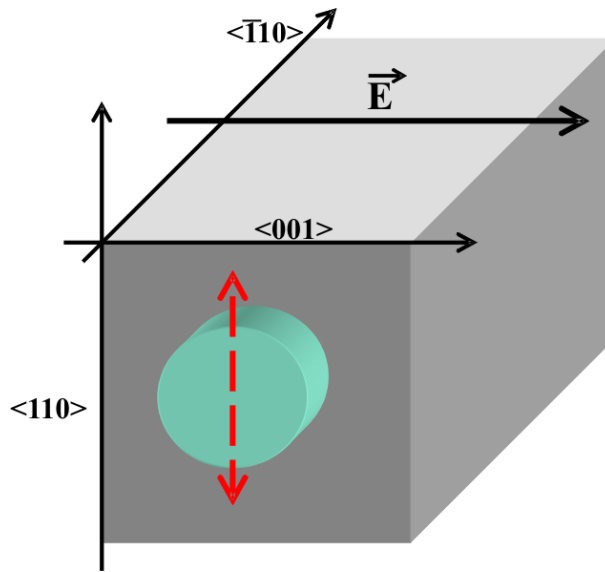


FIG. 2.5 – La configuration expérimentale : le champ électrique est appliqué suivant $\langle 001 \rangle$, le faisceau se propage suivant $\langle \bar{1}10 \rangle$ et il est polarisé suivant $\langle 110 \rangle$ (comme indiqué par la flèche en pointillé).

2.2 L'effet photoréfractif dans InP :Fe

Comme nous avons déjà précisé dans le chapitre précédent, il y a plusieurs mécanismes qui déterminent la dynamique des phénomènes photoréfractifs dans un matériau : la génération des charges libres (liée à la structure des bandes du matériau et aux niveaux introduits dans la bande interdite), leur transport (qui dépend fortement de paramètres comme la mobilité des porteurs et leurs longueurs de diffusion) et finalement leur piégeage (déterminée par la densité de pièges, les coefficients de recombinaison, etc). Dans cette section, nous allons analyser quelles sont les valeurs de ces paramètres dans InP:Fe et quel est le rôle joué par eux.

2.2.1 La structure des niveaux d'énergie

La figure 2.6 présente le diagramme des niveaux d'énergie dans InP:Fe, y compris les différents niveaux liés à l'introduction de défauts, impuretés et/ou dopants. Ce diagramme a à l'origine le modèle proposé par D.C. Look [103]. La largeur de la bande interdite à la température ambiante est de 1.34 eV.

Nous allons présenter maintenant les niveaux qui se trouvent dans la bande interdite, ainsi que les mécanismes d'émission/piégeage des porteurs liés à chaque niveau :

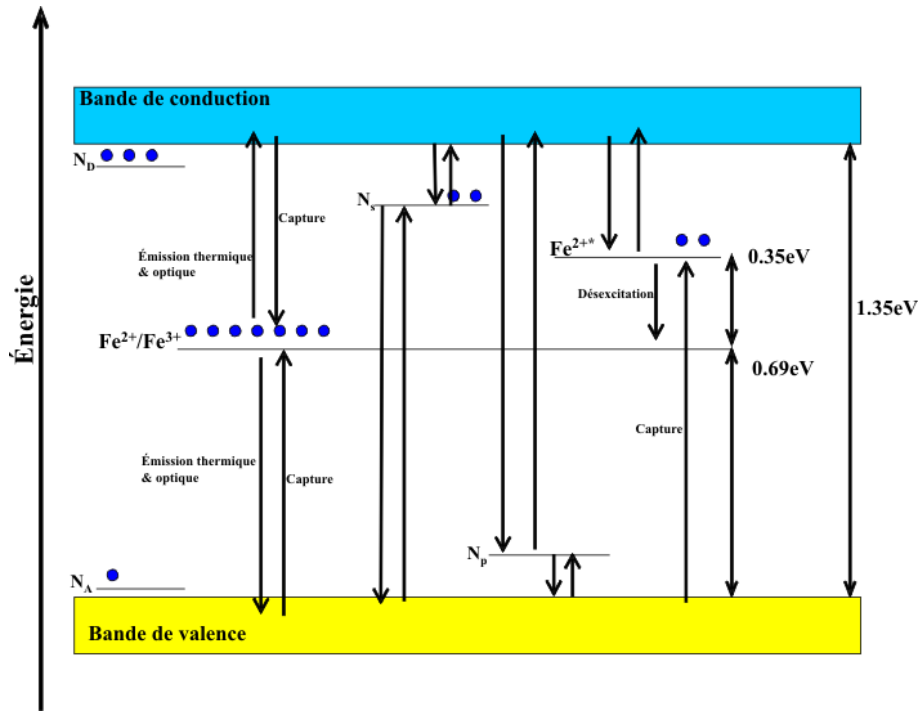
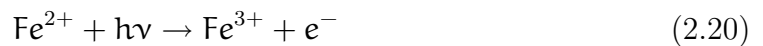


FIG. 2.6 – Le diagramme des niveaux d'énergie dans InP :Fe à la température ambiante.

- niveaux donneur et accepteur N_D, N_A : leur origine est liée aux impuretés qui contaminent accidentellement les cristaux pendant leur fabrication et qui ont le rôle de donneurs (N_D) ou accepteurs (N_A). N'étant pas ionisables elles ne jouent pas un rôle direct dans l'effet photoréfractif. En revanche, elles sont responsables de la conductivité résiduelle, qui dans le cas de l'InP:Fe est de type n (N_D étant supérieur à N_A).
- le dopage avec Fe introduit un niveau intermédiaire au milieu de la bande interdite (à 0.69eV au dessus de la bande de valence). Ce niveau est peuplé par les états de Fe ayant les valences Fe^{3+} et Fe^{2+} . Étant donné la valence de Fe et P (composé groupe V), le fer doit fournir 3 électrons ; l'état neutre est donc Fe^{3+} . En capturant un électron supplémentaire, il devient Fe^{2+} . Les transitions possibles en partant de ce niveau sont donc :



- C'est précisément ce niveau (que nous allons appeler ensuite $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$) qui est responsable de la création de la plupart de porteurs libres.
- le niveau Fe^{2+*} : il est située à 0.35eV au dessus du niveau $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$. Il est responsable de plusieurs transitions : excitation thermique d'électrons vers la bande de conduction, recombinaison des trous et photoexcitation des électrons à partir de la bande de valence. Dans ce dernier cas les électrons se désexcitent rapidement vers le niveau $\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$. Pour les longueurs d'onde et les températures que nous allons utiliser, ce niveau n'a pas d'influence sur l'effet photoréfractif [104],[105].
 - N_p, N_s : ce sont des niveaux ayant différentes profondeurs introduits par des défauts d'origine inconnue. Plusieurs études expérimentales et théoriques indiquent qu'ils peuvent jouer un rôle important dans la dynamique des phénomènes photoréfractifs, en fonction de la température, de l'amplitude du champ électrique appliqué et de leur concentration [105, 106]. Nous allons discuter les aspects liés à ce niveaux plus loin dans ce chapitre, dans le cadre de la section dédiée au mélange à deux ondes dans les semi-conducteurs (voir section 2.3 page 55).

2.2.2 Paramètres physiques

Nous allons maintenant introduire les paramètres physiques de l'InP:Fe intervenant dans l'effet photoréfractif, en décrivant brièvement le rôle joué par chacun. Les valeurs numériques pour les deux longueurs d'onde qui nous intéressent (1.06 et $1.55 \mu\text{m}$) sont rassemblées dans le tableau 2.2 page 56.

2.2.2.1 Mobilité des porteurs

L'étude bibliographique réalisée indique une large plage de valeurs pour la mobilité des porteurs dans InP:Fe. Cette variation n'est pas surprenante si nous tenons compte du fait que la mobilité est fortement dépendante du dopage et de la concentrations des défauts dans les cristaux. La mobilité des porteurs dans l'InP:Fe est inférieure à la mobilité dans l'InP non-dopé ; néanmoins, elle reste toujours beaucoup plus élevée que dans les matériaux photoréfractifs "classiques" (voir le tableau 1.2 page 39). Néanmoins, il faut garder à l'esprit qu'il y a d'autres facteurs qui jouent sur la dynamique temporelle des phénomènes photoréfractifs (comme la densité des pièges).

2.2.2.2 Le dopage en fer et son influence

Comme nous l'avons montré précédemment (voir la figure 2.6), les atomes de Fe introduits par dopage sont essentiels pour obtenir l'effet photoréfractif dans InP. Leur présence entraîne aussi d'autres modifications dans le matériau : la mobilité des porteurs et leurs longueurs de diffusion sont réduites, le temps de relaxation diélectrique est augmenté [107], ainsi que le coefficient d'absorption α [102]. D'autre part, la présence d'un mécanisme de piégeage supplémentaire réduit la durée de vie des porteurs photoexcités, ce qui produit une réponse plus rapide du matériau [108].

Il conviendrait ici de présenter brièvement en quelques mots pourquoi le dopage en fer est nécessaire pour obtenir l'effet photoréfractif dans l'InP :

- il diminue la conductivité, car il piège les électrons provenant des donneurs N_D , qui sont générés thermiquement. De cette façon, la photoconductivité, source de l'effet photoréfractif, peut devenir dominante.
- il crée un vivier de :
 - donneurs à la longueur d'onde intéressante.
 - pièges : pour cela, il faut que la concentration en fer $N_T \gg N_D$. Il faut suffisamment de fer pour compenser tous les N_D et pour qu'il reste encore pour faire des pièges.

2.2.2.3 Sections et coefficients de photoexcitation

Les valeurs données par la bibliographie [109, 110] pour la section de photoexcitation des électrons à 1.06 μm sont en bon accord entre elles, indiquant $\sigma_e = 4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Pour la section efficace de photoexcitation des trous à 1.06 μm , les valeurs varient entre $\sigma_h = 3.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ dans [109] et $\sigma_h = 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ dans [110] ; on observe que⁶, même pour la valeur la plus petite, σ_h est nettement supérieur à σ_e .

Ainsi, le taux total de génération des trous (à la fois optique et thermique) est donné par l'équation $\partial N / \partial t = (N_{ph} \sigma_h + e_p^{th}) N_{Ai}$, où N_{ph} est le nombre de photons qui arrive sur l'unité de surface dans l'unité de temps, e_p^{th} est le taux de génération thermique des trous (exprimé en s^{-1}) et N_{Ai} est la concentration des atomes qui peuvent être ionisés. N_{ph} étant lié à l'intensité optique I , nous pouvons écrire $N_{ph} = I / (h\nu)$ (avec h - la constante de Planck, ν - la fréquence du photon). L'équation initiale devient $\partial N / \partial t = (\frac{I \sigma_h}{h\nu} + e_p^{th}) N_{Ai}$. Pour faciliter les calculs et les comparaisons, nous allons définir *le coefficient*

⁶Pour une comparaison plus détaillée des sections efficaces de photoexcitation dans l'InP à différents températures et en présence de différents dopants, voir [111] ; pour une comparaison des sections efficaces de photoexcitation des électrons et trous dans l'InP:Fe, voir aussi [112].

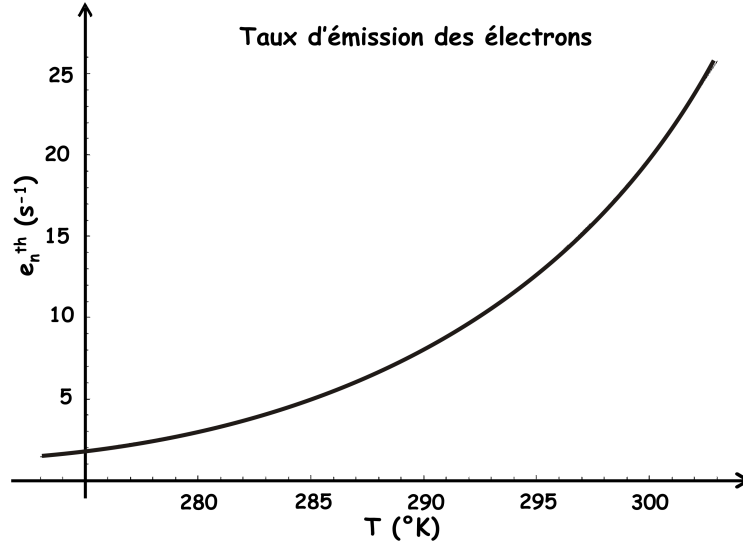


FIG. 2.7 – Le taux d'émission thermique e_n^{th} en fonction de la température.

de photoexcitation des trous σ_p^0 comme étant :

$$\sigma_p^0 = \frac{\sigma_h}{h\nu} \quad (2.21)$$

De la même manière nous allons définir *le coefficient de photoexcitation des électrons* σ_n^0 :

$$\sigma_n^0 = \frac{\sigma_e}{h\nu} \quad (2.22)$$

2.2.2.4 Coefficients d'excitation thermique

Le taux d'émission thermique des électrons e_n^{th} est donné par la référence [110] comme :

$$e_n^{\text{th}} = 3.257T^2 \times 10^{25} (m_e^*/m) \sigma_n^\infty \exp(-\epsilon_{na}/(k_B T)) \quad (2.23)$$

Les paramètres utilisés sont : la température T , $m_e^*/m = 0.078$, $\sigma_n^\infty = 3.5 \times 10^{-14}$, $\epsilon_{na} = 0.63$ eV et la constante de Boltzmann k_B . Nous avons calculé⁷ e_n^{th} pour une plage de températures allant de 0°C à 30°C (figure 2.7).

Le taux d'excitation thermique des trous est généralement considéré comme négligeable

⁷Remarquons ici que e_n^{th} dépend exponentiellement du paramètre ϵ_{na} (l'énergie d'activation) ; une incertitude relativement petite sur la valeur de ϵ_{na} peut entraîner donc des erreurs significatives dans la valeur calculée de e_n^{th} .

[110].

2.2.2.5 Permittivité électrique

Dans l'InP:Fe, la permittivité électrique relative est $\varepsilon = 12.7$ [107]. C'est une valeur typique pour les semi-conducteurs (comme CdTe, GaAs, etc) mais beaucoup plus petite que dans les cristaux ferroélectriques (voir tableau 1.2 page 39). En tenant compte du fait que le champ de charge d'espace produit par le déplacement des charges dans un matériau (et, par conséquence, la variation d'indice de réfraction) est inversement proportionnelle à ε :

$$\frac{\delta E}{\delta x} = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (2.24)$$

nous constatons⁸ que, pour obtenir le même champ de charge d'espace E , il nous faut moins de charges (donc des intensités optiques moins élevées) dans l'InP que dans les cristaux fortement polarisables.

2.2.2.6 Taux d'ionisation du fer

Le taux d'ionisation dans InP:Fe est défini comme le rapport des concentrations de Fe ionisé (n_{T0}) et non-ionisé (p_{T0}) dans l'absence de toute excitation optique ; comme nous allons voir par la suite, le taux d'ionisation joue un rôle important dans les mécanismes de focalisation photoréfractive. Les références consultées indiquent de fortes variations de ce paramètre dans différents échantillons, en allant de $\frac{n_{T0}}{p_{T0}} = 0.04$ [109] jusqu'à $\frac{n_{T0}}{p_{T0}} = 0.3$ [113, 114].

2.3 Le mélange à deux ondes dans l'InP :Fe

2.3.1 Le mélange à deux ondes

Quand deux faisceaux cohérents interagissent dans un matériau photoréfractif, la variation d'indice périodique produite par leur interférence va induire un réseau d'indice de réfraction. La création de ce réseau est décrite brièvement sur la figure 2.8 page 57. La présence de ce réseau va affecter la propagation des faisceaux. Ainsi, chaque faisceau subira une diffraction : la partie diffractée du premier faisceau se propagera suivant la direction

⁸L'équation précédent est, en fait, l'équation de Maxwell $\text{div}D = \rho$ écrite en une seule dimension, avec ρ -la densité des charges.

Notation	Paramètre	Valeur	Référence
μ_n (cm ² /V.s)	Mobilité des électrons	1470 - 5000	[105, 110, 115]
μ_p (cm ² /V.s)	Mobilité des trous	120 - 150	[105, 110, 115]
e_n^{th} (s ⁻¹)	Taux d'excitation thermique des électrons	10.56	[110]
e_p^{th} (s ⁻¹)	Taux d'excitation thermique des trous	0	[110]
C_n^0 (cm ³ /s)	Coefficient de recombinaison des électrons	4×10^{-8}	[105]
C_p^0 (cm ³ /s)	Coefficient de recombinaison des trous	2.5×10^{-8}	[105, 108, 115]
σ_n^0 (m ² /J) @ 1060 nm @ 1550 nm	Coefficient de photoexcitation des électrons *	3.33×10^{-3} 0.31×10^{-3}	[105]* [105]*
σ_p^0 (m ² /J) @ 1060 nm @ 1550 nm	Coefficient de photoexcitation des trous *	26.7×10^{-3} 0.78×10^{-3}	[105]* [105]*
r_{41} pm/V @ 1060 nm @ 1550 nm	Le coefficient électro-optique effectif	-1.34 -1.68	[116] [116]

TAB. 2.2 – Propriétés optiques d'InP :Fe à la température ambiante. Le * indique des paramètres définis par nous, calculés à partir des références mentionnées dans la dernière colonne du tableau.

du deuxième faisceau, alors que la partie diffractée du deuxième faisceau se propagera suivant la direction du premier faisceau. Le résultat final de cette interaction est le transfert d'énergie d'un faisceau à l'autre.

2.3.2 Pourquoi le mélange à deux ondes est intéressant pour l'autofocalisation ?

L'étude du mélange à deux ondes dans le cadre de nos travaux est motivée par le fait que les phénomènes qui en sont à l'origine sont les mêmes que dans le cas de l'autofocalisation photoréfractive : photoexcitation, transport et piégeage des charges (figure 2.8). C'est une expérience de mélange à quatre ondes qui a mis en évidence pour la première fois l'effet photoréfractif dans l'InP [107].

L'un des facteurs de mérite du mélange à deux ondes est le *gain* Γ , qui caractérise le transfert d'énergie entre les deux faisceaux. Dans le cas où on considère un rapport nettement supérieur à 1 entre les intensités des faisceaux ($\frac{I_1}{I_2} \gg 1$), Γ devient [110] :

$$\Gamma = \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_0^3 r_{eff}}{\lambda \cdot \cos \theta} \right) \left(\frac{\text{Im}(E_{SC})}{m} \right) \quad (2.25)$$

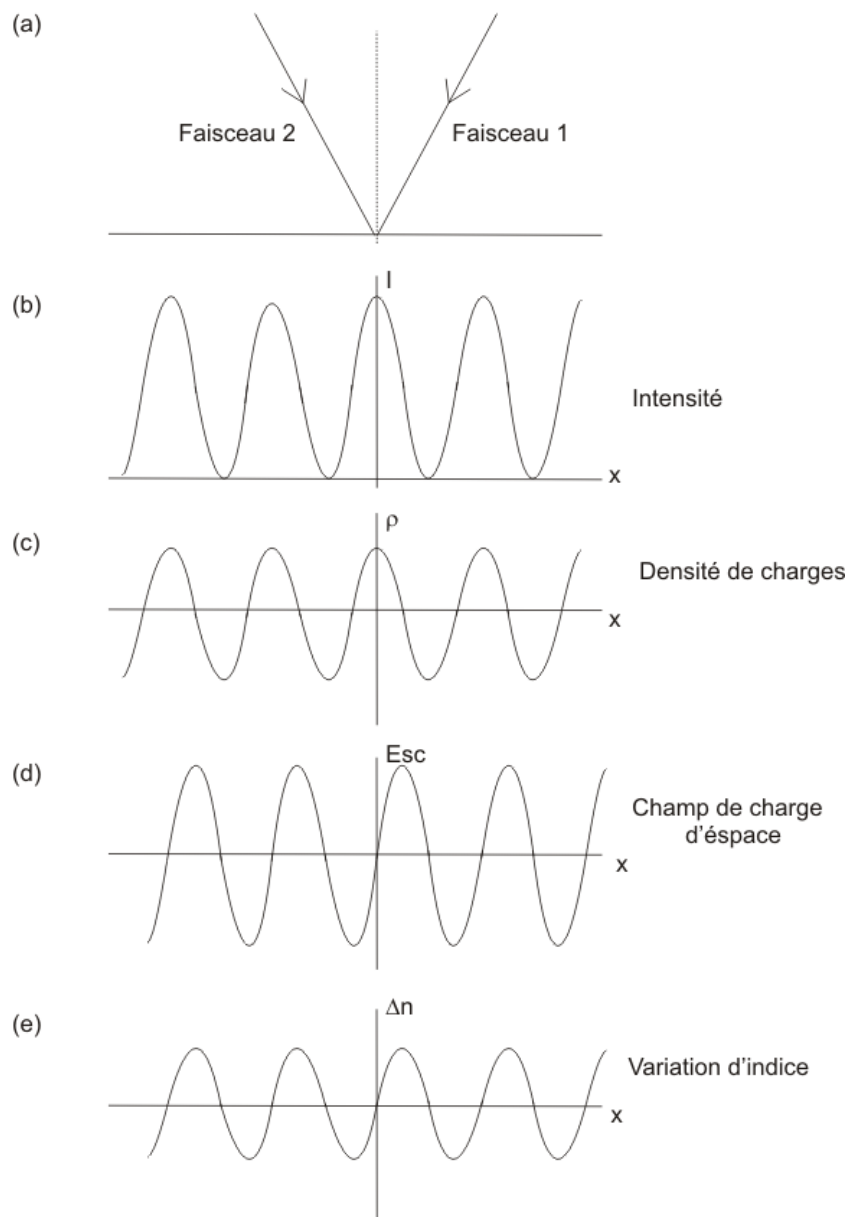


FIG. 2.8 – Deux faisceaux cohérents (a) produisent, par interférence, un réseau d'illumination (b). Les charges ainsi photo-excitées se déplacent (par diffusion, effet photovoltaïque et/ou application d'un champ extérieur) en dehors de la zone éclairée, où elles sont piégées. Le gradient de charge (c) crée un champ électrique E_{SC} (d), qui, par effet Pockels, produit une variation d'indice de réfraction Δn (e). En l'absence d'un champ électrique extérieur, le réseau d'indice est décalé de $\pi/4$ par rapport au réseau d'éclairage initial. À cause de la création d'un réseau d'indice, il y a transfert d'énergie d'un faisceau à l'autre; le sens du transfert dépend du signe du champ de charge d'espace

où n_0 est l'indice de réfraction du matériau, r_{eff} le coefficient électro-optique effectif, λ la longueur d'onde, θ l'angle entre les deux faisceaux, m le contraste des franges d'interférence ($m = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}$) et $\text{Im}(E_{SC})$ la partie imaginaire de l'amplitude complexe du champ de charge d'espace créé dans le matériau. L'équation précédente montre que Γ dépend des paramètres du cristal, des caractéristiques des faisceaux et du champ de charge d'espace.

Le mélange à deux/quatre ondes est donc un phénomène très étudié dans InP:Fe, non seulement à cause de ses applications (comme les miroirs à conjugaison de phase [117]), mais aussi parce qu'il est un outil très efficace pour la caractérisation d'InP : la plupart des paramètres que nous avons présentés dans la section précédente ont été mesurés ou estimés par des expériences de mélange à deux ondes [109, 118, 119] ou des mesures de photoconductivité [103, 108]. Dans les paragraphes qui suivent, nous allons présenter les principaux résultats expérimentaux et les modèles théoriques concernant la dynamique du mélange à deux ondes photoréfractif dans InP:Fe.

2.3.3 Les matériaux à deux types de porteurs

Des changements dans la direction de couplage (ce qui est équivalent à un changement de signe de Γ) dans les expériences de mélange à deux ondes ont été observés pour la première fois dans des matériaux isolants dopés (comme LiNbO_3 ou BaTiO_3); cette inversion est expliquée en prenant en compte un deuxième type de porteur de charge (Strohkendl et al [120]) et en ajoutant un deuxième centre de recombinaison dans la bande interdite (Valley et al. [115]). Dans cette théorie, chaque centre est responsable de la génération/recombinaison d'un seul type de porteur. De plus, la théorie de Valley prévoit que, dans le cas de deux centres de recombinaison, la direction du couplage dépend aussi de la densité des pièges introduits par chaque centre. Il est devenu évident que dans les matériaux à deux types de porteurs (comme c'est toujours le cas dans les semi-conducteurs, y compris l'InP) la création du champ de charge d'espace est la conséquence de la compétition électrons-trous.

La comparaison réalisée par Bashaw et al. [121] entre les deux modèles (avec soit un, soit deux centres de recombinaison) montre que, dans certaines conditions⁹, ils donnent les mêmes résultats pour des échelles de temps courtes¹⁰, mais pas pour les échelles de temps plus longues.

⁹Il s'agit des approximations liées au mélange à deux ondes, comme une petite période du réseau.

¹⁰"Courtes" par rapport aux temps caractéristiques des porteurs, qui sont différents d'un matériau à l'autre.

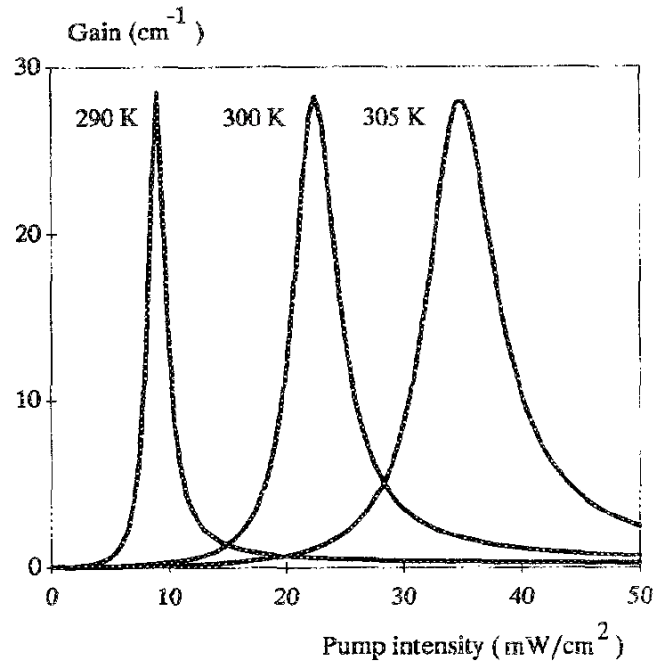


FIG. 2.9 – L'évolution du gain en fonction de l'intensité de faisceau pompe dans InP :Fe pour plusieurs températures et avec un champ extérieur appliqué de 10 kV/cm ; figure extraite de [110].

2.3.4 Modèle de Picoli

2.3.4.1 Nécessité d'un modèle adapté aux matériaux à deux types de porteurs

Les expériences de mélange à deux ondes dans InP:Fe ont prouvé que le modèle à un seul type de porteur ne décrit pas correctement ce phénomène, notamment en ce qui concerne le gain obtenu avec un champ appliqué ; le gain est en effet supérieur aux valeurs prédites par le modèle [118]. Les résultats expérimentaux ont aussi mis en évidence l'existence d'une intensité du faisceau pour laquelle le gain est maximal (figure 2.9) dite intensité de résonance, ce comportement n'étant pas prévu par le modèle standard.

2.3.4.2 Les principales caractéristiques du nouveau modèle

Étant donné les résultats non-prédits par le modèle existant, un nouveau modèle était donc nécessaire ; ce fut celui développé par Picoli et al. [110] qui a montré que l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe (et dans les semi-conducteurs en général) est la conséquence d'une compétition électrons-trous. Cette compétition a comme résultats principaux :

- l'amplification résonante du champ appliqué.

- l’existence d’une intensité optimale pour laquelle le gain est maximum. Cette intensité - appelée *Intensité de résonance* - I_{res} - dépend de la température et, dans une moindre mesure, du champ appliqué.

La résonance de ce type est favorisée dans les matériaux ayant les deux types de porteurs générés par des mécanismes différents, comme c’est le cas dans InP : à la température ambiante et dans l’infrarouge proche, les électrons sont générés thermiquement, alors que les trous sont photoexcités. Cette sorte d’amplification résonante à été également observée dans d’autres semi-conducteurs, comme le CdTe :V [122, 123] et le CdZnTe :V [124]. Dans le cas d’InP:Fe (pour lequel la génération thermique des trous et la génération optique des électrons sont négligeables), l’intensité de résonance est définie comme l’intensité optique pour laquelle le taux de génération optique des trous est égal au taux de génération thermique des électrons. Elle est donnée par la formule :

$$I_{res} = \frac{e_n^{th} n_{T0}}{\sigma_p^0 p_{T0}} \quad (2.26)$$

2.3.4.3 Limites du modèle de Picoli

Les résultats expérimentaux obtenu par Rana et al. [104] ont montré que certains cristaux d’InP présentent une inversion du sens du gain pour de faibles températures, ce qui n’était pas prévu par la théorie de Picoli.

La figure 2.10 montre l’évolution du gain en fonction de la température pour plusieurs cristaux ; nous remarquons que les cristaux ”99” et ”104” (provenant de la même source) ont le même type de comportement qualitatif, même s’ils ont des gains maximaux différents en raison des dopages différents. Le cristal ”27” a un comportement qualitativement différent, avec un changement de signe du gain en dessous d’une certaine température. Cette température d’inversion du gain diminue en présence d’un champ électrique extérieur.

Pour expliquer ce type de comportement, Rana et al. ont généralisé le modèle de Picoli en prenant en compte un deuxième centre de génération/recombinaison situé dans la bande interdite. Les simulations numériques effectuées à partir du modèle généralisé ont montré un bon accord avec les résultats expérimentaux. Néanmoins il faut mentionner que la nature et la provenance de ce deuxième défaut ne sont pas connus ; le fait qu’il dépende plutôt de l’origine des cristaux que de leur dopage nous laisse croire qu’il s’agit de défauts introduits pendant la phase de croissance des cristaux. Les résultats obtenus par Rana ont été confirmés par les travaux d’Ozkul et al. [105], qui ont étudié théoriquement et expérimentalement l’influence d’un deuxième niveau à plusieurs longueurs d’onde.

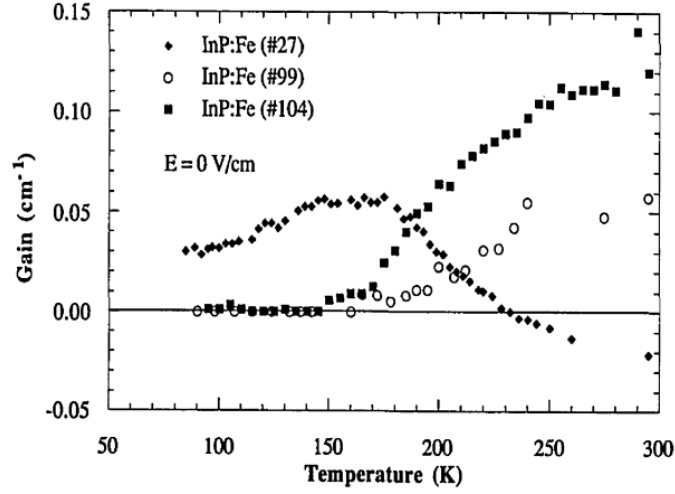


FIG. 2.10 – Le gain obtenu dans plusieurs cristaux d’InP :Fe en fonction de la température ; les cristaux ”99” et ”104” proviennent du même lingot, mais ont des dopages différents. La longueur d’onde est 1.06 μm , aucun champ extérieur n’est appliqué. Figure extraite de [104]

Nous pouvons conclure que, pour les longueurs d’onde et températures que nous allons utiliser, le modèle de Picoli est essentiellement correct ; néanmoins, il faut garder à l’esprit que la dynamique liée à la compétition électrons-trous est fortement influencée par les éventuels défauts présentes, et que le champ appliqué et la température jouent un rôle important dans l’activation des niveaux introduits par ces défauts.

2.3.4.4 Modélisation théorique à partir du mélange à deux ondes

La théorie de Picoli [110] (que nous avons mentionné précédemment) permet de calculer le champ de charge d’espace créé par un éclairage sinusoïdal avec un faible taux de modulation. Le champ de charge d’espace qui intervient dans le calcul du gain photoréfractif dans le mélange à deux ondes est (voir équation 2.25 page 56) :

$$E_{sc} = \frac{i m I_0}{(I_{res} + I_0) \left(\frac{1}{E_q} + \frac{E_d}{E_d^2 + E_0^2} \right) + i (I_{res} - I_0) \frac{E_0}{E_d^2 + E_0^2}} \quad (2.27)$$

où m est le taux de modulation, I_0 l’intensité du faisceau, E_0 le champ extérieur appliqué et I_{res} l’intensité de résonance ¹¹, E_d -le champ de diffusion et E_q - le champ de saturation. Ces derniers deux champs sont donnés par :

¹¹Les définitions pour m et I_{res} sont ceux du modèle de Picoli - voir eq. 2.25 page 56 et 2.26 page précédente.

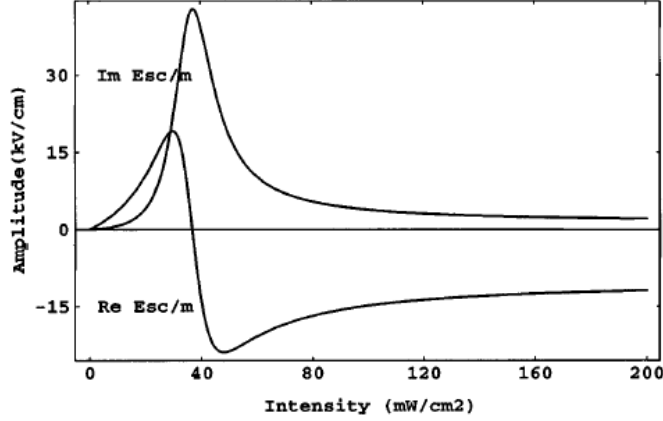


FIG. 2.11 – Évolution des parties réelle et imaginaire du champ de charge d'espace normalisé en fonction de l'intensité pour un champ appliqué $E_0=10\text{kV/cm}$. Figure extraite de [85].

$$E_d = K_g \frac{k_B T}{e} \quad (2.28)$$

$$E_q = \frac{e}{\epsilon K_g} \frac{n_{T0} p_{T0}}{n_{T0} + p_{T0}} \quad (2.29)$$

où K_g est le vecteur du réseau d'interférence et k_B est la constante de Boltzmann.

En partant de l'équation (2.27), Hawkins [86] et Chauvet [85] ont pu calculer les parties réelle et imaginaire du champ de charge d'espace en fonction de I_0 (figure 2.11).

En analysant l'équation (2.27) pour les trois régimes d'intérêt ($I_0 \ll I_{res}$, $I_0 \simeq I_{res}$ et $I_0 \gg I_{res}$) et tenant toujours compte de l'approximation $E_d \ll E_0 \ll E_q$, il est possible de déduire le comportement du champ de charge d'espace en fonction de I_0 . Ainsi :

– Pour $I_0 \ll I_{res}$

$$E_1 = i \frac{m I_0}{I_{res} \left(\frac{1}{E_q} + \frac{i}{E_0 + i E_d} \right)} \simeq m E_0 \frac{I_0}{I_{res}} \quad (2.30)$$

Le champ est positif (si E_0 est positif) et réel, ce qui signifie qu'il est en phase avec l'illumination.

– Pour $I_0 = I_{res}$

$$E_1 = \frac{i m I_0}{(I_{res} + I_0) \left(\frac{1}{E_q} + \frac{E_d}{E_0^2 + E_d^2} \right)} \quad (2.31)$$

Le champ est purement imaginaire, et donc déphasé de $\pi/2$ par rapport au réseau

d'illumination.

- Finalement, pour $I_0 \gg I_{res}$

$$E_1 = i \frac{m}{(I_{res} + I_0) \left(\frac{1}{E_q} - \frac{i}{E_0 - iE_d} \right)} \simeq -mE_0 \quad (2.32)$$

Le champ de charge d'espace est réel et il est négatif (si E_0 est positif).

2.4 L'autofocalisation photoréfractive dans l'InP :Fe : état de l'art

Malgré les études extensives du mélange à deux ondes dans InP:Fe, au début de nos travaux, l'autofocalisation photoréfractive dans les semi-conducteurs était un phénomène peu étudié. D'autre part, les études menées concernaient essentiellement le régime stationnaire et non le régime transitoire. À part des résultats disponibles dans la littérature (notamment ceux de Chauvet [85, 125], Hawkins [86] et Uzdin [126]), nous nous sommes appuyés sur les résultats obtenus par Naïma Khelifaoui pendant sa thèse [91], qui s'est déroulée dans le cadre de notre équipe. Comme la thèse de Mlle. Khelifaoui était en déroulement avant le commencement des travaux présentés ici ¹², nous allons mentionner brièvement ses résultats dans ce chapitre; une présentation plus détaillée sera faite dans le chapitre suivant (notamment la modélisation théorique qu'elle a développée, qui est à la base de nos démarches théoriques).

2.4.1 La résonance et l'autofocalisation photoréfractive

2.4.1.1 Résultats expérimentaux

Les premiers travaux concernant l'autofocalisation photoréfractive en régime stationnaire dans l'InP:Fe ont été menés par Chauvet et Hawkins ([85, 86, 125]) à deux longueurs d'onde (1.04 et 1.32 μm) et à la température de 22°C. Ils ont étudié l'autofocalisation des faisceaux 1D (ruban) et 2D en fonction de l'intensité du faisceau ¹³; à part l'autofocalisation proprement dite, ils ont mis également en évidence une déviation du faisceau, elle aussi dépendante de l'intensité.

¹²Elle a été soutenue en juin 2006, alors que nos travaux sur ce sujet ont débuté en décembre 2004

¹³Par "intensité du faisceau" nous comprenons l'intensité au centre d'un faisceau Gaussien, sauf autrement précisé

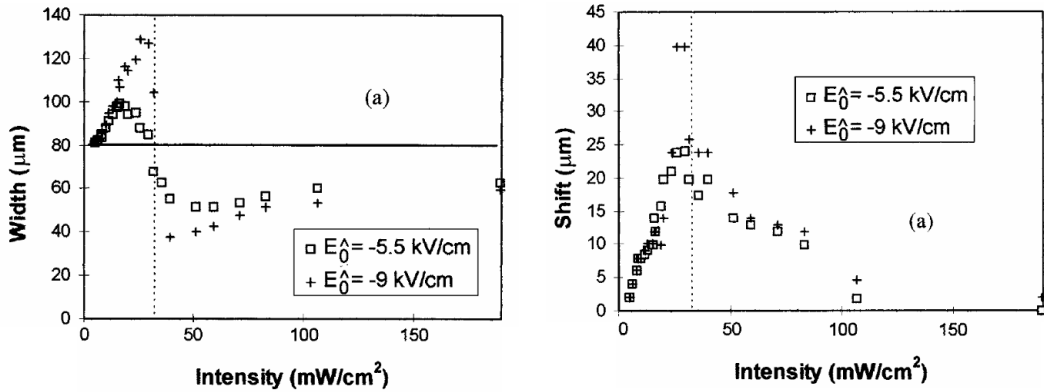


FIG. 2.12 – Largeur à mi-hauteur (gauche) et déviation (droite) à la sortie du cristal d’un faisceau 1D autofocalisé. La ligne verticale en pointillés indique la valeur de I_{res} ; la ligne horizontale indique la largeur de faisceau à la sortie de cristal en absence du champ extérieur. Figure extraite de [85, 86].

La figure 2.12 montre l’évolution de ces deux paramètres (largeur à mi-hauteur et déviation) en fonction de l’intensité du faisceau par rapport à l’intensité de résonance ¹⁴. Dans le cas d’un champ appliqué négatif $E_0 < 0$, leur comportement peut être décrit qualitativement de la façon suivante :

- $I_0 \ll I_{res}$: pas d’autofocalisation et de déviation observées
- $I_0 < I_{res}$: le faisceau est dévié et défocalisé.
- $I_0 = I_{res}$: la déviation du faisceau est maximale, mais sa largeur ne change pas comparée à la largeur sans champ appliqué
- $I_0 > I_{res}$: le faisceau est focalisé et dévié
- $I_0 \gg I_{res}$: pas d’autofocalisation et de déviation observées

La déviation et l’autofocalisation du faisceau sont donc liés à I_{res} , mais ils atteignent leurs valeurs maximales pour des intensités différentes. Des mesures interférométriques ont permis de mesurer la variation d’indice créée par le faisceau ; les résultats obtenus [85, 86, 125] indiquent une variation d’indice correspondant à un champ de charge d’espace supérieur au champ appliqué d’un facteur plus grand que 5. Cette amplification interne du champ appliqué explique la forte focalisation observée (une diminution d’un facteur 2.5 de la largeur de faisceau pour un champ appliqué de -9 kV/cm), malgré le faible coefficient électro-optique d’InP.

Suite à ces résultats, deux modèles théoriques ont été développés pour expliquer ce type

¹⁴L’intensité de résonance est celle définie par Picoli, que nous avons présentée précédemment dans la section dédiée au mélange à deux ondes

de comportement ; ensuite nous allons les présenter brièvement.

2.4.1.2 Analogie avec le mélange à deux ondes

Une première démarche théorique a été effectuée par Chauvet et al. à partir de la similarité qu'ils ont observé entre leurs courbes expérimentales (figure 2.12 page ci-contre) et l'évolution de la partie imaginaire et réelle du champ de charge d'espace (figure 2.11 page 62). Cette analogie, étant basée sur la théorie du mélange à deux ondes, contient forcément des approximations liées à la création d'un réseau périodique sinusoïdal à faible taux de modulation qui ne sont pas valables dans le cas d'un seul faisceau localisé (dont le taux de modulation est grand).

2.4.1.3 Modélisation théorique à partir du système de Kukhtarev

En essayant d'éliminer ces approximations, Uzdin et al. [126] ont développé un modèle à partir du système d'équations de Kukhtarev pour un matériau avec deux types de porteurs ¹⁵. Ils s'agissait toujours d'un modèle limité à l'état stationnaire, le comportement transitoire n'étant pas pris en compte.

Au cours de nos démarches concernant le développement d'un modèle théorique plus général (voir le chapitre suivant), nous avons discuté les résultats d'Uzdin avec le professeur Hervé Leblond ; l'analyse qu'il a effectué (et que nous présentons dans l'annexe - voir 7.5 page 205) indique que les résultats d'Uzdin sont erronés. Ainsi, nous n'allons pas les prendre en compte par la suite.

2.4.1.4 Modélisation théorique du mélange à deux ondes à fort contraste

Nous allons conclure l'énumération des résultats expérimentaux et théoriques concernant l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe en présentant une modélisation numérique du phénomène de mélange à deux ondes effectué par N. Wolffer et al. [127]. Dans son modèle, l'éclairement est toujours supposé sinusoïdal est toujours présente, mais le taux de modulation n'est pas limité à des valeurs faibles et la diffusion des porteurs n'est pas négligée ; en effet, un taux de modulation $m = 1$ est pris en compte, ce qui signifie que le réseau d'interférence présente des maximums lumineux sur un fond sombre - ce qui est plus proche de notre cas (un seul faisceau sur un fond sombre) que l'analogie de Chauvet.

¹⁵Une présentation détaillée de ce système sera faite dans le chapitre suivant

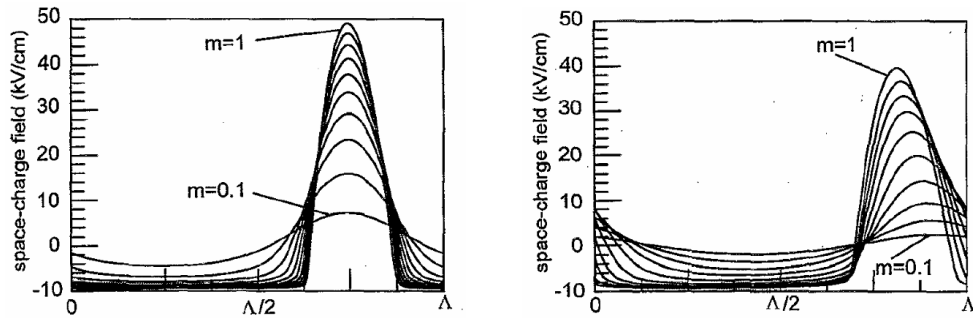


FIG. 2.13 – Le profil du champ de charge d’espace à travers une frange ayant la largeur de $10\ \mu\text{m}$ pour un éclairage $I = I_{\text{res}}$ (gauche), respectivement $I < I_{\text{res}}$ (droite) et pour différentes valeurs du taux de modulation m ; le champ appliqué est $10\ \text{kV/cm}$. Figure extraite de [127].

La figure 2.13 montre le profil du champ de charge d’espace au travers d’une frange pour un champ appliqué de $10\ \text{kV/cm}$.

L’amplification du champ est clairement visible; les simulations de Wolffer montrent que l’intensité de résonance joue toujours un rôle, car pour $I = I_{\text{res}}$ l’amplification du champ est maximale, alors que pour des valeurs inférieures et supérieures à I_{res} le champ de charge d’espace est moins amplifié. Néanmoins, le champ de charge d’espace a toujours le même signe que le champ appliqué, quelle que soit la valeur de I par rapport à I_{res} .

2.4.1.5 L’autofocalisation photoréfractive dans CdZnTe

Comme nous l’avons déjà précisé (dans la section concernant le mélange à deux ondes), le mécanisme de compétition-électrons trous existe dans d’autres matériaux que l’InP:Fe, ce qui conduit au même type de comportement résonant dans les expériences de mélange à deux ondes. Il serait donc intéressant de comparer la dynamique de l’autofocalisation photoréfractive dans plusieurs matériaux de ce type. D’après notre connaissance, à part l’InP:Fe, seulement le CdZnTe a été utilisé pour obtenir des solitons photoréfractifs.

Les résultats expérimentaux de T. Schwartz [89] et S. Shwartz [128] montrent que le taux d’autofocalisation et la déviation du faisceau peuvent être contrôlés par un éclairage de fond; en ce qui concerne le rôle joué par l’intensité de résonance, les expériences de T. Schwartz semblent confirmer sa présence¹⁶, alors qu’elle n’est pas mise en évidence dans

¹⁶Les mesures de T. Schwartz indiquent que la focalisation est maximale pour une intensité du faisceau donnée et diminue pour des intensités inférieures et supérieures à cette valeur; le fait qu’il n’y a pas une transition de focalisation à défocalisation en fonction de l’intensité peut être expliquée par une valeur faible de l’intensité de résonance, qui est toujours inférieure à l’intensité du faisceau. Néanmoins, des résultats

ceux de S. Shwartz.

2.5 Réponse temporelle de l'effet photoréfractif dans InP :Fe

Le but de notre démarche étant l'évaluation d'InP:Fe comme milieu de routage optique, l'un des paramètres les plus importants que nous devons prendre en compte est le temps de réponse de l'effet photoréfractif qu'on peut espérer obtenir. La bibliographie disponible ne donne pas d'informations sur la dynamique temporelle de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe. En effet, les résultats (théoriques et expérimentaux) que nous avons présentés jusqu'à ce point concernent seulement l'état stationnaire de l'autofocalisation. Néanmoins, il est possible d'estimer le temps de réponse qu'on peut attendre dans nos expériences en examinant la dynamique temporelle des autres phénomènes liées à l'excitation et au transport de charges.

2.5.1 Temps de réponse obtenu via des mesures de photoconductivité

L'utilisation de l'InP:Fe comme détecteur de radiation a déterminé des mesures du temps de réponse de la photoconductivité pour différents types de radiation. Les expériences d'Iverson [108] ont mis en évidence l'existence de deux échelles de temps, liées aux deux types des porteurs ayant des mobilités très différentes (voir le tableau 2.2 page 56). La réponse du matériau dépend également de l'intensité du faisceau : pour de fortes intensités une seule échelle de temps est visible¹⁷. Le temps de réponse le plus court mesuré par Iverson est de l'ordre de 200 ns pour des impulsions laser de 3 mJ ayant une longueur de 93 ns et une longueur d'onde de 835 nm.

expérimentaux et théoriques obtenus par notre équipe (et que nous allons présenter en début de chapitre suivant) nous laisse croire que cette dynamique peut avoir d'autres raisons.

¹⁷Nous rappelons ici que des travaux théoriques ([115, 121]) indiquent aussi l'existence de deux échelles de temps dans la réponse photoréfractive des matériaux avec deux types de porteurs.

Durée	Énergie d'impulsion	Intensité	Temps de réponse	Référence
Continu	-	30 mW/cm ²	≈ 30 ms ^a	[118]
0.3 μs	280 μJ/cm ²	900 W/cm ²	≈ 1 μs	[119]
3 ns	0.5 - 6 mJ/cm ²	0.16-2 MW/cm ²	< 3ns ^b	[129]
29 ps	0.1 - 10 mJ/cm ²	3.4 - 300 MW/cm ²	~30 ps ^b	[130]

TAB. 2.3 – Temps de réponse mesurés dans le mélange à deux ondes pour des impulsions ayant des durées différentes. La longueur d'onde est 1.06μm. ^a-Le temps de réponse dépend aussi du champ appliqué ; ^b-Résultats obtenus sans champ appliqué

2.5.2 Temps de réponse obtenu via les mesures de mélange à deux ondes

Des mesures de mélange à deux ondes en régime impulsionnel ont permis de mesurer les temps de réponse de l'effet photoréfractif. Le tableau 2.3 contient quelques résultats représentatifs (à la longueur d'onde de 1.06 μm) et les conditions dans lesquelles ils ont été obtenus (longueur, énergie et/ou l'intensité des impulsions).

Les résultats obtenus montrent que, avec une intensité suffisante, des temps de réponse de l'ordre de la ps peuvent être atteints. Dans la plage des intensités télécommunications (kW/cm²), les temps de réponse mesurés sont de l'ordre de la μs [119].

2.5.3 Temps de réponse pour l'autofocalisation IR obtenu par notre équipe

Comme nous l'avons déjà précisé, au début de la présente thèse, notre équipe travaillait déjà sur l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe et des résultats avaient été déjà obtenus. D'autres résultats, obtenus après le démarrage de nos travaux ¹⁸, ont beaucoup joué sur les développements théoriques et les mesures expérimentales que nous avons choisis de faire. Ainsi, nous allons les présenter au début du chapitre suivant. A ce point, nous nous contentons de dire que ces résultats expérimentaux indiquent des temps de focalisation inférieurs à la milliseconde pour des puissances de l'ordre du W/cm², et que la modélisation théorique prévoit des temps de masquage du champ de l'ordre de la μs pour la même intensité.

¹⁸Il s'agit de la thèse de Naima Khelifaoui [91].

2.6 Cadrage de nos objectifs

En résumant les résultats bibliographiques que nous venons de présenter, nous pouvons conclure que l'InP:Fe est un matériau prometteur pour les applications dans les télécommunications grâce à ses propriétés :

- Sensibilité aux longueurs d'onde des télécommunications (proche infrarouge).
- Temps de réponse courts de l'effet photoréfractif.
- Amplification du champ appliqué grâce à la compétition. électrons-trous, qui compense son coefficient électro-optique faible.

Néanmoins, la dynamique de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe est toujours mal connue : les expériences et modélisations existantes ne concernent que l'état stationnaire. De plus, les résultats expérimentaux montrent une forte variation du comportement des cristaux d'InP:Fe en fonction de leur provenance. Cela indique que les paramètres extérieurs (température, éclairage de fond) et ceux des échantillons (nombre et concentrations de défauts, niveaux introduits par eux, dopage, taux d'ionisation différents, etc.), ainsi que le rôle qu'ils jouent doivent être bien maîtrisés pour pouvoir utiliser l'InP:Fe dans des applications. C'est aussi le but de nos travaux.

Ainsi, nous allons diriger nos travaux vers les directions de recherche suivantes :

1. **L'étude du comportement transitoire de l'autofocalisation** : mesurer les temps de réponse et caractériser leur dépendance en fonction de plusieurs paramètres : intensité du faisceau, éclairage de fond, température, dopage.
2. **Étudier expérimentalement les rôles joués par la température et l'éclairage de fond dans l'autofocalisation transitoire et stationnaire**
3. **Généralisation du modèle théorique de l'autofocalisation.** Comme nous l'avons déjà précisé, les modèles existants dans la littérature ont une validité limitée (due aux approximations sur lesquelles ils sont basés) et ne décrivent que l'état stationnaire. Un modèle plus complet, prenant en compte le régime transitoire, a été développé par notre équipe [91], mais qui fait toujours des approximations limitatives ; nous allons essayer d'éliminer ces approximations pour obtenir un modèle plus général.
4. **L'évaluation d'un nouveau matériau (le SPS) pour les applications de routage optique.** Il s'agit d'un nouveau matériau ayant des paramètres photoréfractifs intéressants (notamment son coefficient électro-optique plus élevé que celui d'InP:Fe), dont le comportement lié à l'autofocalisation photoréfractive n'est pas connu.

3

La théorie de l'autofocalisation photoréfractive dans InP :Fe

Dans ce chapitre, nous allons présenter un nouveau modèle théorique concernant les régimes transitoire et stationnaire de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe. Ce modèle est le résultat d'une fructueuse collaboration avec le professeur Hervé Leblond (membre du laboratoire Propriétés Optiques des Matériaux et Applications - POMA, Angers). Sans son aide et ses compétences, ce chapitre n'aurait pas existé.

3.1 Nécessité d'un nouveau modèle

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les modèles existants de l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe (et dans les semi-conducteurs, en général), sont limités à l'état stationnaire et sont basés sur un nombre important d'hypothèses qui limitent leur généralité. Nous allons commencer ce chapitre en présentant brièvement les résultats expérimentaux obtenus pendant la thèse de Naïma Khelifaoui¹ [91]; le désaccord entre ces résultats et les théories existantes ont déterminé le développement d'un nouveau modèle, que nous analyserons en le comparant lui aussi avec les résultats expérimentaux. Alors que ce nouveau modèle semble expliquer le comportement qualitatif de l'autofocalisation observé expérimentalement, il y a toujours un désaccord quantitatif. Nous avons donc essayé, pendant cette thèse, de généraliser ce modèle en éliminant certaines approximations; le résultat de notre démarche sera présenté à la fin de ce chapitre.

3.1.1 Résultats expérimentaux contredisant la théorie de la résonance

3.1.1.1 Présentation du contexte des mesures faites par notre équipe

Les premiers travaux de notre équipe sur l'autofocalisation photoréfractive dans InP:Fe et ses applications datent de 2002 - date de début de la thèse de Naïma Khelifaoui [91]. Comme à l'époque la littérature disponible indiquait l'importance de l'intensité de résonance I_{res} , les premières expériences ont eu pour but la mesure de I_{res} dans nos cristaux² par la mesure du gain de mélange à deux ondes³. Les valeurs obtenues pour les deux longueurs d'onde utilisées ($\lambda=1.06 \mu\text{m}$ et $\lambda=1.55 \mu\text{m}$) à différentes températures sont⁴ :

- À $\lambda=1.06 \mu\text{m}$: $I_{res}=40 \text{ mW/cm}^2$ à 11°C et $I_{res}=300 \text{ mW/cm}^2$ à 20°C
- À $\lambda=1.56 \mu\text{m}$: $I_{res}=200 \text{ mW/cm}^2$ à 8°C , $I_{res}=320 \text{ mW/cm}^2$ à 10°C , $I_{res}=3 \text{ W/cm}^2$ à 20°C

Une fois I_{res} connue, des expériences ont été menées pour caractériser l'autofocalisation aux alentours de I_{res} ; les principaux paramètres suivis ont été le taux d'autofocalisation

¹Cette thèse a été réalisée au sein du laboratoire MOPS et a été soutenue en juin 2006.

²Il s'agit des mêmes cristaux que nous avons utilisés au cours des expériences présentées dans cette thèse.

³Nous rappelons que I_{res} est l'intensité pour laquelle le gain du mélange à deux ondes est maximum.

⁴Il faut préciser que seulement les valeurs de I_{res} à faible température ($T<12^\circ\text{C}$) ont été mesurées directement; pour les températures plus élevées I_{res} a été extrapolée à partir des valeurs mesurées à faible température. Pour plus de détails concernant l'extrapolation, voir [91].

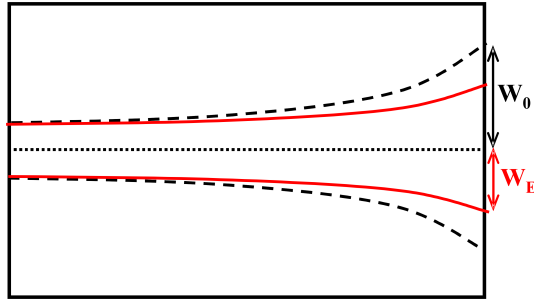


FIG. 3.1 – Définition du taux d'autofocalisation Φ : $\Phi = W_E/W_0$, avec W_E le rayon du faisceau à la sortie de cristal en présence d'un champ électrique (trait plein), W_0 le rayon du faisceau à la sortie du cristal sans champ appliqué, correspondant à la diffraction linéaire (trait en pointillés).

(défini comme le rapport entre le rayon⁵ du faisceau à la sortie du cristal avec champ appliqué et la même quantité sans champ⁶ W_E/W_0 - voir figure 3.1) et la déviation du faisceau.

Comme les résultats obtenus pour des intensités légèrement supérieures et inférieures à I_{res} n'ont pas mis en évidence le comportement prédit et observé par Chauvet et al.⁷, des mesures ont été effectuées pour une plage étendue de valeurs d'intensités incidentes. La figure 3.2 montre l'évolution du taux d'autofocalisation Φ en fonction de l'intensité incidente pour les longueurs d'onde de 1.06 μm et 1.56 μm .

Ainsi, nous pouvons résumer les résultats expérimentaux obtenus par N. Khelifaoui de la manière suivante :

- Le profil de l'autofocalisation en fonction de l'intensité ne montre pas d'inversion autour de I_{res}
- La focalisation a été observée pour une plage donnée d'intensités ; pour des valeurs d'intensité inférieures et supérieures à cette plage le taux d'autofocalisation diminue progressivement.
- La déviation du faisceau est proportionnelle au taux de focalisation, c'est à dire que la déviation est maximale quand la focalisation est la plus forte.

⁵Dans ce manuscrit, nous définissons le *rayon* du faisceau comme étant son demi-diamètre à une intensité égale à I_0/e^2 , où I_0 est l'intensité au centre du faisceau.

⁶D'après cette définition, elle est directement comparable aux les résultats de Chauvet (figure 2.12 page 64) ; il s'agit du même paramètre, sauf que dans notre cas il est normalisé à la valeur du col sans champ appliqué.

⁷D'après Chauvet [85, 125] et Hawkins [86] , nous aurions du observer la transition d'un phénomène de défocalisation à un phénomène d'autofocalisation, en passant - quand $I_{faisceau} = I_{res}$ - par une étape où le faisceau est dévié, mais pas focalisé/défocalisé (voir figure 2.12 page 64).

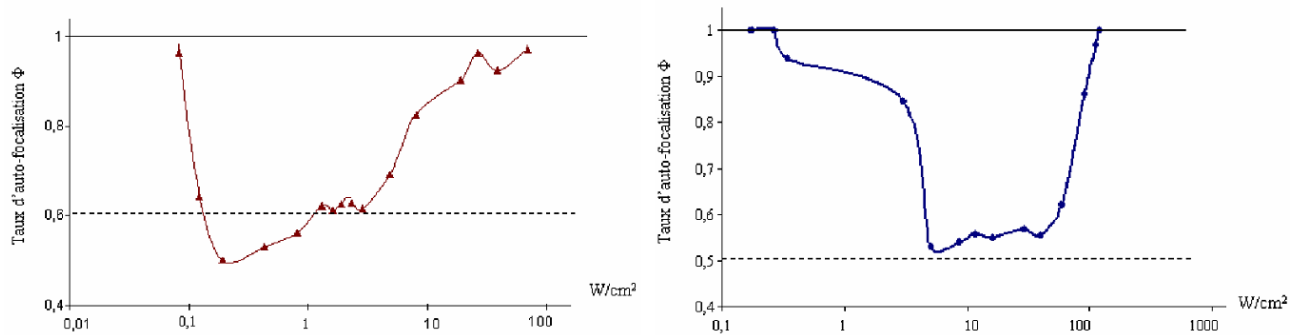


FIG. 3.2 – Évolution du taux d'autofocalisation Φ en fonction de l'intensité à l'état stationnaire à $1.06 \mu\text{m}$ (gauche) et $1.56 \mu\text{m}$ (droite). Le trait en pointillés indique le taux d'autofocalisation pour lequel le diamètre du faisceau en sortie du cristal est égal au diamètre d'entrée. Figure extraite de [91].

Étant donné les différences entre ces résultats⁸[91, 92] et ceux disponibles dans la littérature (que nous avons présentés dans le chapitre précédent), nous avons été amenés à développer une nouvelle théorie concernant l'autofocalisation photoréfractive dans l'InP:Fe.

3.1.2 Modèle analytique de l'autofocalisation photoréfractive dans InP :Fe : comparaison avec les résultats expérimentaux

Avant d'introduire les équations elles mêmes nous allons présenter la liste des notations utilisées au cours de ce chapitre :

- n_e, p_h : les concentrations des porteurs de charge libres (électrons et trous respectivement)
- n_0 : la concentration d'électrons en l'absence d'excitation optique
- μ_n, μ_p : la mobilité des électrons et des trous
- j_n, j_p : la densité de courant des électrons et trous respectivement
- n_T, p_T : la concentration de Fe ionisé/non-ionisé ($\text{Fe}^{2+}/\text{Fe}^{3+}$)
- $N_T = n_T + p_T$: la concentration totale de Fe
- C_n, C_p : les coefficients de recombinaison pour les électrons et les trous
- $E_{sc}(x, t)$: le champ de charge d'espace
- E_0 : le champ extérieur appliqué
- $I(x, t)$: l'intensité du faisceau laser incident

⁸Nous rappelons aussi les mesures de Shwartz [128] - présentés dans le chapitre précédent - qui montrent que la théorie de la résonance n'est pas toujours applicable.

- $e_n = e_n^{\text{th}} + \sigma_n^0 \cdot I(x)$: le coefficient total de génération des électrons, avec e_n^{th} le coefficient de génération thermique, et σ_n^0 le coefficient de photoexcitation
- $e_p = e_p^{\text{th}} + \sigma_p^0 \cdot I(x)$: le coefficient total de génération des trous, avec e_p^{th} le coefficient de génération thermique, et σ_p^0 le coefficient de photoexcitation
- $D_n = \frac{k_B T}{e} \mu_n$, $D_p = \frac{k_B T}{e} \mu_p$: les coefficients de diffusion (k_B la constante de Boltzmann, T la température, e la charge électrique élémentaire).

Ce modèle a comme origine le système de Kukhtarev adapté aux matériaux avec deux types de porteurs⁹. Ici, nous allons nous contenter de résumer l'équation issue de ce modèle et les approximations utilisées, une description détaillée du modèle étant donnée dans [91, 92].

Les approximations sur lesquelles ce modèle est basé sont :

- la diffusion des porteurs est négligée
- la photoexcitation des électrons et la génération thermique des trous sont négligeables
- le niveau Fe^{2+*} ne joue aucun rôle dans l'effet photoréfractif à cette longueur d'onde et température
- la concentration des électrons libres en l'absence d'illumination est petite devant la concentration totale de Fe : $n_0 \ll N_T$
- la variation spatiale des densités d'électrons et de trous est faible ; on néglige $\frac{\partial n_e(x,t)}{\partial x}$ et $\frac{\partial p_h(x,t)}{\partial x}$
- Approximation adiabatique - les densités de porteurs libres atteignent leur état stationnaire bien avant les courants.
- Le gradient du champ électrique doit être petit : $\frac{\partial E}{\partial x} \ll \frac{e_n^{\text{th}} N_T}{\mu_n n_0}$ (cf. [93])

En tenant compte des approximations et notations précédentes, l'évolution temporelle de profil de champ de charge d'espace est décrite par l'expression analytique suivante :

$$E(x, t) = \frac{E_0}{I_d + I(x)} (I_d + I(x) \exp(-(I_d + I(x)) \cdot \frac{t}{\Sigma_d})) \quad (3.1)$$

avec $I(x)$ le profil du faisceau, $I_d = A/Q$ et $\Sigma_d = 1/Q$, où $A \approx \frac{e}{\varepsilon} (\mu_n \frac{e_n^{\text{th}} n_{t0}}{C_n p_{t0}})$, $Q = \frac{e}{\varepsilon} (\mu_p \frac{\sigma_p^0 \cdot p_{T0}}{C_p \cdot n_{T0}} + \mu_n \frac{\sigma_n^0 \cdot n_{T0}}{C_n \cdot p_{T0}})$.

3.1.2.1 L'état stationnaire

En régime stationnaire ($t \rightarrow \infty$) dimension, l'équation (3.1) devient¹⁰ :

⁹Nous allons présenter les équations qui composent ce système dans la section suivante

¹⁰Rappelons ici que cette équation est valable dans le cas d'un faisceau 1D (ruban)

$$E(x, t) = \frac{I_d \cdot E_0}{I_d + I(x)} \leq E_0 \quad (3.2)$$

Nous remarquons ici que l'équation 3.2 est similaire à l'expression du champ de charge d'espace dans les matériaux avec un seul type de porteurs de charge [131]. La seule différence est l'expression de I_d qui, dans les matériaux à 1 seul type de porteurs, est donnée par $I_d = \frac{e_n^{th}}{\sigma_n}$. Notons que, à partir de l'équation 3.1 page précédente, nous pouvons calculer I_d pour les matériaux à deux types de porteurs comme étant

$$I_d = \frac{\mu_n \frac{e_n^{th} n_{t0}}{C_n \cdot p_{t0}}}{\mu_p \frac{\sigma_p^0 \cdot p_{T0}}{C_p \cdot n_{T0}} + \mu_n \frac{\sigma_n^0 \cdot n_{T0}}{C_n \cdot p_{T0}}} \quad (3.3)$$

La dynamique de l'effet photoréfractif dans les matériaux à un seul type de porteur est bien connue. Des nombreux travaux, à la fois théoriques et expérimentaux, concernant l'autofocalisation photoréfractive dans les isolants ont mis en évidence le rôle joué par l'intensité d'obscurité I_d ; dans le cas d'un faisceau 1D (ruban), l'autofocalisation maximale à l'état stationnaire est obtenue pour une intensité au centre du faisceau égale à trois fois¹¹ l'intensité d'obscurité I_d [29–32, 37] (figure 3.3).

En comparant les figures (3.2) et (3.3), nous remarquons que l'équation 3.2 décrit d'une façon satisfaisante le comportement de l'autofocalisation photoréfractive mesurée par N. Khelifaoui dans l'InP:Fe à l'état stationnaire : elle est maximale pour une valeur donnée de l'intensité du faisceau et elle diminue pour des intensités supérieures et inférieures à cette valeur.

3.1.2.2 L'état transitoire : temps nécessaire pour la construction du champ de charge d'espace

Puisque l'équation (3.1) donne l'évolution temporelle du profil du champ de charge d'espace, il est donc possible de calculer le temps nécessaire pour l'annulation totale du champ extérieur appliqué. Les simulations effectuées [91, 93] ont montré que ce temps est inférieur à 10 μ s pour intensités de l'ordre de 1 W/cm². Ce résultat a été confirmé par une modélisation plus générale¹² [91, 132], qui donne aussi des temps de masquage de l'ordre

¹¹Il faut remarquer que dans le cas d'un faisceau 2D l'autofocalisation maximale est obtenue pour une intensité du faisceau plus élevée par rapport à I_d [35, 36] ; dans le chapitre suivant nous allons détailler les différences entre un faisceau 1D et un faisceau 2D en ce qui concerne l'autofocalisation maximale par rapport aux valeurs de I_d .

¹²Il s'agit d'un développement purement numérique ; alors qu'il est plus général que l'équation 3.1 (car il ne fait pas d'approximations), il est aussi beaucoup plus lourd en ce qui concerne le temps de calcul et

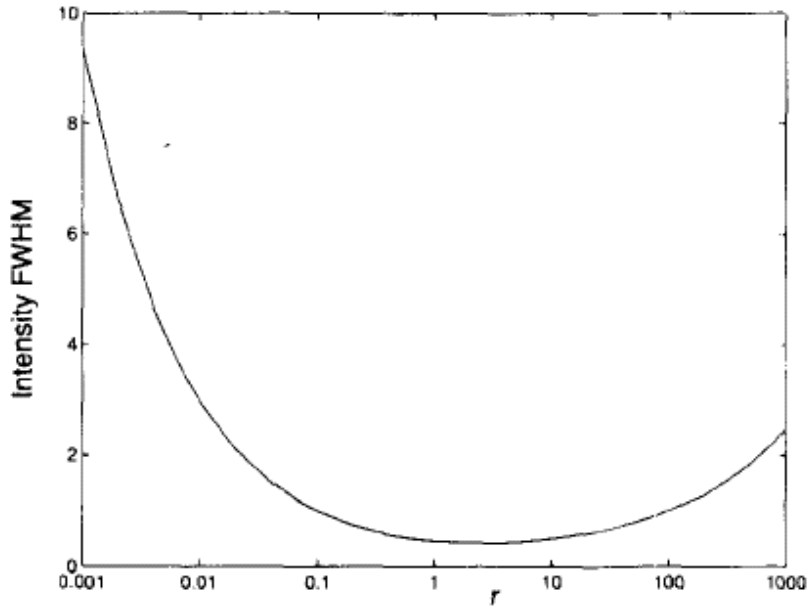


FIG. 3.3 – L'évolution du diamètre à mi-hauteur (FWHM) d'un faisceau autofocalisé en fonction du rapport $r = I/I_d$ entre l'intensité au centre de faisceau et l'intensité d'obscurité à l'état stationnaire dans les matériaux avec un seul type de porteur de charge. Figure extraite de [29].

de la μs .

3.1.2.3 La propagation d'un faisceau

L'équation (3.2) décrit le profil du champ électrique dans le matériau. Il est donc possible de calculer la variation d'indice de réfraction induite par ce profil et, en utilisant une méthode de type BPM (Beam Propagation Method), nous pouvons calculer la propagation d'un faisceau suivant ce gradient d'indice.

La figure 3.4(a) montre la propagation d'un faisceau dans un cristal d'InP:Fe ayant 1 cm de longueur en absence de champ électrique extérieur. Le faisceau subit donc seulement un élargissement causé par la diffraction linéaire. Cet élargissement est clairement visible dans la figure 3.4(b) en comparant le profil du faisceau à l'entrée (courbe 1) et à la sortie (courbe 2) du cristal.

Suite à l'application d'un champ électrique, nous allons obtenir une variation d'indice qui, si elle a le bon profil, conduira à une focalisation du faisceau. Sur la figure 3.5, nous remarquons que, en présence d'un champ électrique de 10 kV/cm, le faisceau à la sortie

beaucoup plus difficile à utiliser dans un algorithme de type Beam Propagation Method - BPM

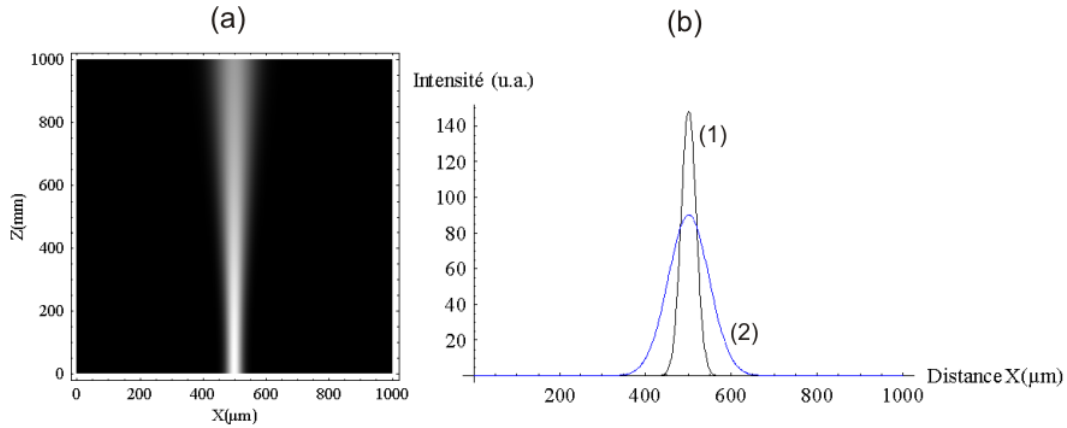


FIG. 3.4 – (a) : propagation d’un faisceau dans InP :Fe en absence du champ électrique à l’état stationnaire. Longueur de propagation 1 cm, rayon du faisceau à l’entrée du cristal $25\ \mu\text{m}$, intensité au centre du faisceau $30\ \text{W}/\text{cm}^2$. Les paramètres d’InP :Fe utilisés dans la simulation sont ceux donnés dans le tableau 2.2 page 56. (b) : comparaison entre le profil du faisceau à l’entrée (1) et à la sortie (2) du cristal, mettant en évidence la diffraction linéaire.

du cristal est légèrement focalisé (courbe 1) par rapport au cas où il n’y a pas de champ appliqué (courbe 2).

Ces résultats de simulation numérique seront comparés par la suite avec les résultats obtenus expérimentalement¹³ ; la figure (3.6) montre le profil mesuré du faisceau en sortie du cristal sans (courbe 2) et avec (courbe 1) champ appliqué. Nous remarquons deux différences importantes par rapport à la simulation (figure 3.5) :

- le taux d’autofocalisation mesuré expérimentalement est beaucoup plus important que celui prédit par la théorie.
- le faisceau focalisé est dévié par rapport au faisceau non-focalisé.

Il semble donc que la non-linéarité mise en jeu par l’équation 3.2 ne soit pas suffisante pour expliquer la forte focalisation observée. Pour estimer la non-linéarité nécessaire à l’obtention du taux d’autofocalisation observé expérimentalement, nous avons augmenté la valeur du champ électrique dans les simulations. Le profil de sortie du faisceau (figure 3.7) rejoint les résultats expérimentaux (figure 3.6) pour un champ appliqué de $50\ \text{kV}/\text{cm}$, qui est donc 5 fois supérieur au champ appliqué dans les expériences. Ce résultat est en accord avec les mesures interférométriques de Chauvet et al. [125], qui ont prouvé que le champ

¹³Une description détaillée du banc expérimental, ainsi qu’une présentation exhaustive des résultats obtenus sera faite dans le prochain chapitre ; ici nous nous contentons de comparer brièvement les simulations et les résultats expérimentaux.

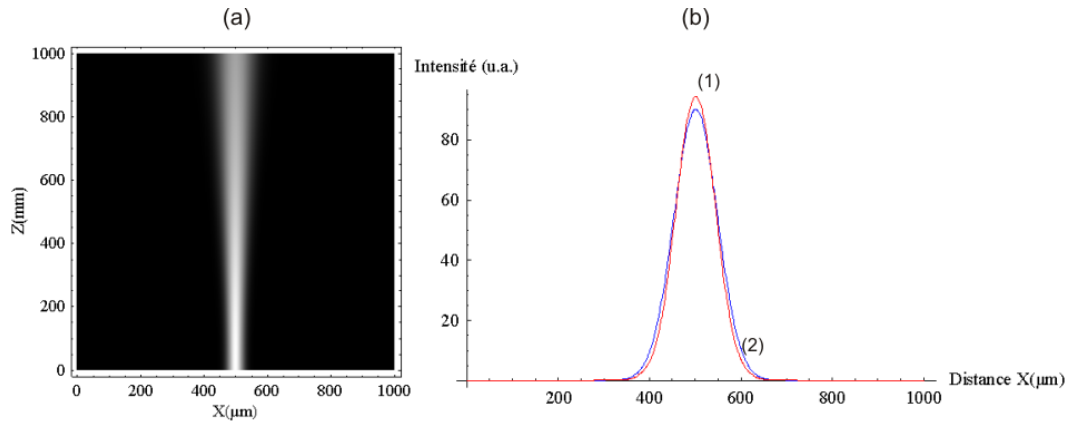


FIG. 3.5 – (a) : propagation d'un faisceau dans InP :Fe suite à l'application d'un champ de 10 kV/cm. Tous les autres paramètres sont identiques à ceux donnés dans la figure 3.4. (b) : comparaison entre le profil du faisceau à la sortie du cristal en absence (2) et présence (1) du champ extérieur.

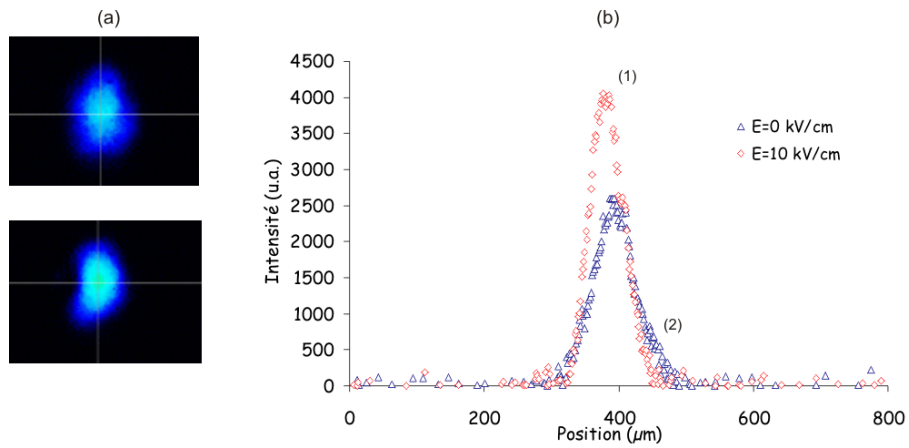


FIG. 3.6 – (a) : le faisceau sortant du cristal en absence (haut) et en présence (bas) du champ appliqué. (b) : courbes expérimentales montrant le profil transversal du faisceau à la sortie de cristal en absence (2) et en présence (1) du champ extérieur. Les paramètres du faisceau (rayon, intensité) sont les mêmes que ceux de la figure 3.4.

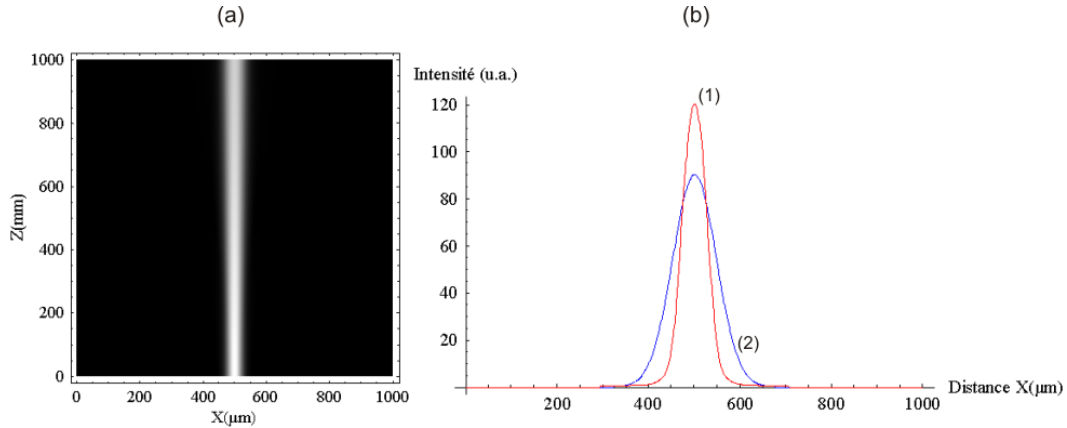


FIG. 3.7 – (a) : Propagation d’un faisceau dans InP :Fe suite à l’application d’un champ de 50 kV/cm. Tous les autres paramètres sont identiques à ceux donnés dans la figure 3.4. (b) : Comparaison entre le profil du faisceau à la sortie du cristal en absence (2) et en présence (1) du champ extérieur.

de charge d’espace créé par l’autofocalisation d’un faisceau dans l’InP:Fe est dix fois plus fort que le champ appliqué¹⁴.

Ainsi, les résultats expérimentaux et théoriques présentés ici montrent que la théorie existante n’est pas suffisante pour décrire l’autofocalisation et la déviation observées. Pour cette raison, nous avons décidé de l’améliorer, en éliminant certaines approximations limitatives qui ont été faites.

3.2 Généralisation du modèle

3.2.1 Le modèle de Kukhtarev à deux types de porteurs

Le point de départ de notre développement théorique est le modèle de Kukhtarev [133] décrivant l’effet photoréfractif pour une seule dimension spatiale dans un matériau avec deux types de porteurs (électrons et trous). Tenant compte des résultats théoriques et expérimentaux présentés dans les références [105, 106], nous allons considérer un seul niveau profond, car, d’après les références citées, les autres niveaux jouent un rôle négligeable dans l’effet photoréfractif à la température ambiante et en présence d’un champ extérieur appliqué. Nous allons aussi négliger l’influence de Fe^{2+*} qui, d’après Rana et al [104],

¹⁴Notons que un modèle numérique 2D (actuellement en cours de développement par Fabrice Devaux, laboratoire FEMTO, Besançon) montre aussi la présence d’un champ de charge d’espace qui est de quatre à cinq fois supérieur au champ appliqué

ne joue aucun rôle dans la compétition électrons-trous dans l'InP:Fe. Néanmoins, il faut toujours garder à l'esprit que la validité de cette dernière approximation dépend de certains paramètres du matériau (notamment le dopage en Fe et la concentration de défauts), comme le montrent les résultats d'Ozkul et al. [105].

Le champ électrique E est lié à la densité de charges par la relation de Gauss :

$$\varepsilon \operatorname{div}(\vec{E}) = \rho \quad (3.4)$$

À une dimension transverse x , l'équation précédente devient $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon}$ et, en tenant compte de ce que $\rho = e(N_D - N_A + p - n - n_T)$, nous obtenons :

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon}(N_D - N_A + p_h(x, t) - n_e(x, t) - n_T(x, t)) \quad (3.5)$$

Les densités de courant pour chaque type de porteurs sont la somme des deux courants : le courant d'entraînement ($\vec{j}_{\text{Drift}} = e \cdot \mu \cdot n \cdot \vec{E}$) dû au champ électrique total et le courant de diffusion ($\vec{j}_{\text{Diffusion}} = e \cdot D \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(n)$) dû au gradient de la densité de charges dans le matériau. Ainsi les densités de courant pour les électrons et les trous, s'écrivent respectivement sous la forme suivante :

$$\vec{j}_n = e \cdot \mu_n \cdot n_e \cdot \vec{E} + e \cdot D_n \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(n) \quad (3.6)$$

$$\vec{j}_p = e \cdot \mu_p \cdot p_h \cdot \vec{E} - e \cdot D_p \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(p) \quad (3.7)$$

En prenant en compte les taux de génération (e_n et e_p), de recombinaison (C_n et C_p) et les densités de courant, nous pouvons écrire les équations de continuité qui donnent la variation temporelle des densités d'électrons libres (n_e), de trous (p_h) et du fer ionisé (n_T) :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = e_n \cdot n_T - C_n \cdot n_e \cdot p_T + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial p_h}{\partial t} = e_p \cdot p_T - C_p \cdot p_h \cdot n_T - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p \cdot p_T - e_n \cdot n_T - C_p \cdot p_h \cdot n_T + C_n \cdot n_e \cdot p_T \quad (3.10)$$

La concentration totale de fer est la somme des concentrations de fer ionisé et non-

ionisé :

$$N_T = n_T + p_T \quad (3.11)$$

En absence de toute excitation (thermique et optique), la concentration en fer ionisé est liée aux concentrations des donneurs et accepteurs par la formule suivante :

$$n_{T_0} = N_D - N_A \quad (3.12)$$

Les équations précédentes forment le système d'équations qui est à la base de notre démarche.

3.2.2 Approximations faites

Pour calculer, en partant du système obtenu dans la section précédente, l'évolution temporelle et spatiale du champ de charge d'espace E_{sc} , nous allons faire les hypothèses suivantes :

1. La diffusion des porteurs est négligeable, ce qui est justifié par la grande taille de notre faisceau (le col à l'entrée du cristal est de 25 μm). Cela conduit à l'annulation des deuxièmes termes dans les équations (3.6) et (3.7).
2. En tenant compte des valeurs spécifiques à l'InP:Fe (coefficient de photoexcitation des électrons et taux d'excitation thermique des trous, présentés dans le chapitre précédent), nous allons négliger la photoexcitation des électrons¹⁵ et la génération thermique des trous. Ainsi, le coefficient total de génération des électrons (équation (3.8)) devient $e_n = e_n^{\text{th}}$ et le coefficient total de génération des trous se réduit à $e_p = \sigma_p^0 \cdot I(x)$.
3. Comme déjà précisé et motivé dans la section précédente, nous allons également négliger le niveau Fe^{2+*} .
4. Finalement, nous allons considérer que la concentration d'électrons libres en absence d'éclairement extérieur est beaucoup plus petite que la concentration totale en fer :
$$n_0 \ll N_T$$

¹⁵La section de photoexcitation des électrons est inférieure σ_n^0 à celle de trous σ_p^0 pour les deux longueurs d'onde que nous utilisons, donc négliger la génération optique des électrons par rapport à celle de trous semble une approximation pertinente. En revanche, il faut pas oublier que si l'intensité du faisceau est suffisante, la génération optique des électrons peut devenir plus importante que la génération thermique. Par conséquence, cette approximation est valide pour des intensités relativement faibles (inférieures à 0.45 W/cm^2 et 4.8 W/cm^2 pour les longueurs d'onde 1.06 μm et 1.55 μm respectivement).

Ainsi, en prenant en compte les hypothèses précédentes, le système de Kukhtarev à une dimension spatiale s'écrit :

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon}(N_D - N_A + p_h - n_e - n_T) \quad (3.13)$$

$$j_n = e \cdot \mu_n \cdot n_e \cdot E \quad (3.14)$$

$$j_p = e \cdot \mu_p \cdot p_h \cdot E \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = e_n \cdot n_T - C_n \cdot n_e \cdot p_T + \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial j_n}{\partial x} \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial p_h}{\partial t} = e_p \cdot p_T - C_p \cdot p_h \cdot n_T - \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial j_p}{\partial x} \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = e_p \cdot p_T - e_n \cdot n_T - C_p \cdot p_h \cdot n_T + C_n \cdot n_e \cdot p_T \quad (3.18)$$

$$N_T = n_T + p_T \quad (3.19)$$

Notons que E , p_h , j_p , n_e , j_n et n_T dépendent de x et t , alors que les autres paramètres sont des constantes.

3.2.3 La normalisation du système de Kukhtarev

Dans ce paragraphe, nous allons détailler la normalisation du système que nous venons d'obtenir. Nous allons commencer par l'adimensionnement de ce système.

En faisant les notations : $n' = \frac{n_e}{N_T}$, $p' = \frac{p_h}{N_T}$, $U = \frac{n_T}{N_T}$ (donc $p_T = (1 - U)N_T$) et en considérant N_D, N_A constants dans le temps (ainsi $\frac{\partial N_D}{\partial t} = \frac{\partial N_A}{\partial t} = 0$), le système devient¹⁶¹⁷ :

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{e}{\varepsilon}(\mu_p p' N_T - \mu_n n' N_T)E - \frac{e}{\varepsilon}(\mu_p p_\infty N_T - \mu_n n_\infty N_T)E_\infty \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = e_n^{th} \cdot U - C_n \cdot n' \cdot (1 - U)N_T + \mu_n \frac{\partial (n'E)}{\partial x} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = \sigma_p \cdot I(1 - U) - C_p \cdot p' \cdot U \cdot N_T - \mu_p \frac{\partial (p'E)}{\partial x} \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \sigma_p \cdot I \cdot (1 - U) - e_n^{th} \cdot U - C_p \cdot p' \cdot U \cdot N_T + C_n \cdot n' \cdot (1 - U)N_T \quad (3.23)$$

¹⁶Notons ici que l'équation (3.20) est obtenue en dérivant (3.13) en fonction de temps et en remplaçant les dérivés temporelles de p_h , n_e et n_T avec (3.16), (3.17) et (3.18) respectivement.

¹⁷ n_∞ et p_∞ sont les valeurs de n' et p' dans le noir et E_∞ c'est le champ appliqué

Pour faire l'adimensionnement, nous allons introduire les paramètres suivants :

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (3.24)$$

$$\mathcal{E} = \frac{E}{E_0} \quad (3.25)$$

$$\rho' = \frac{e}{\varepsilon} N_T \cdot \mu_n \cdot T_0 \quad (3.26)$$

$$\theta = \frac{\mu_p}{\mu_n} \quad (3.27)$$

$$\xi = \frac{L}{x} \quad (3.28)$$

$$\eta' = T_0 \cdot e_n^{\text{th}} \quad (3.29)$$

$$\gamma'_n = C_n \cdot N_T \cdot T_0 \quad (3.30)$$

$$\mu' = \frac{\mu_n \cdot T_0 \cdot E_0}{L} \quad (3.31)$$

$$\varphi(x) = \frac{I_x}{I_0} \quad (3.32)$$

$$\sigma' = \sigma_p^0 \cdot T_0 \cdot I_0 \quad (3.33)$$

$$\gamma'_p = C_p \cdot T_0 \cdot N_T \quad (3.34)$$

où les valeurs typiques des paramètres sont :

- $e=1.6 \cdot 10^{-19}\text{C}$ (la charge électrique élémentaire)
- $\varepsilon = 106 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ (la permittivité électrique d'InP:Fe)
- $E_0 = 10^6 \text{ V/m}$ (le champ appliqué)
- $N_T = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ (la concentration en Fe)
- $L=10 \text{ }\mu\text{m}$ (le col du faisceau)
- $I_0 = 10^7 \text{ W/m}^2$ (l'intensité au centre du faisceau)
- $\varphi(x)$ est une fonction qui décrit le profil du faisceau à l'entrée du cristal (dans notre cas, le profil est une gaussienne)

Tenant compte des valeurs des autres paramètres (voir le tableau 2.2) et en prenant $T_0 = 1\text{s}$, nous pouvons calculer¹⁸ les valeurs adimensionnées :

- $\rho'=4.8 \cdot 10^{13}$

¹⁸Notons ici que certaines de ces valeurs peuvent connaître de variations importantes. Par exemple, au cours de nos mesures I_0 varie de plus de 2 ordres de grandeur, se qui joue sur la valeur de σ' . Où encore, la valeur de σ_p^0 que nous avons utilisée dans l'adimensionnement est celle à la longueur d'onde $1.06 \text{ }\mu\text{m}$; mais la valeur à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ est inférieure d'un facteur 20.

- $\theta=0.05$
- $\eta'=12$
- $\gamma'_n=4.10^9$
- $\mu'=3.10^{10}$
- $\sigma'=2.67.10^5$
- $\gamma'_p=2.5.10^9$

En regardant les coefficients de notre système, nous nous apercevons que les quantités obtenues par adimensionnement sont soit très grandes, soit très petites. Nous allons pouvoir utiliser une approche perturbative. En tenant compte du fait que initialement $n' = \frac{n_0}{N_T} \approx 3.3.10^{-9}$, nous allons introduire un petit paramètre $\epsilon = 10^{-9}$ dans les quantités adimensionnées, de la manière suivante :

- $n = n'/\epsilon$
- $p = p'/\epsilon$
- $\rho = \rho'\epsilon$
- $\gamma_n = \gamma'_n \epsilon$
- $\mu = \mu'\epsilon$
- $\gamma_p = \gamma'_p \epsilon$

Notons que n , p , ρ , γ_n , γ_p et μ sont de l'ordre de grandeur de l'unité par rapport à ϵ . En faisant les notations $\eta' = \eta$ et $\psi = \sigma'\varphi$, et en tenant compte du fait que $p_\infty = 0$ (la génération thermique des trous est négligée) et $\mathcal{E}_\infty = E_0/E_\infty = 1$, le système adimensionné que nous analyserons par la suite devient :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} = -\rho(n + \theta p)\mathcal{E} + \rho n_\infty \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \frac{1}{\epsilon}[\eta \mathcal{U} - \gamma_n n(1 - \mathcal{U})] + \mu \frac{\partial(n\mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = \frac{1}{\epsilon}[\psi(1 - \mathcal{U}) - \gamma_p p \mathcal{U}] - \theta \mu \frac{\partial(p\mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \tau} = \psi(1 - \mathcal{U}) - \eta \mathcal{U} - \gamma_p p \mathcal{U} + \gamma_n n(1 - \mathcal{U}) \quad (3.38)$$

3.2.4 Développement en série

Ensuite nous allons développer n et p en une série de puissances du petit paramètre ϵ :

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \epsilon \mathbf{n}_1 + \dots \quad (3.39)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \epsilon \mathbf{p}_1 + \dots \quad (3.40)$$

où les quantités \mathbf{n}_0 , \mathbf{n}_1 , \mathbf{p}_0 , \mathbf{p}_1 restent à déterminer.

3.2.4.1 Développement en série de \mathbf{n}

En remplaçant (3.39) dans (3.36) nous obtenons :

$$\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{n}_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\epsilon} [\eta \mathbf{U} - \gamma_n (\mathbf{n}_0 + \epsilon \mathbf{n}_1) (1 - \mathbf{U})] + \mu \frac{\partial ((\mathbf{n}_0 + \epsilon \mathbf{n}_1) \mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.41)$$

À l'ordre ϵ^{-1} , l'équation précédente se réduit à :

$$\eta \mathbf{U} - \gamma_n \mathbf{n}_0 (1 - \mathbf{U}) = 0 \quad (3.42)$$

Ainsi, nous obtenons

$$\mathbf{n}_0 = \frac{\eta \mathbf{U}}{\gamma_n (1 - \mathbf{U})} \quad (3.43)$$

À l'ordre ϵ^0 , l'équation (3.41) devient :

$$\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau} = -\gamma_n \mathbf{n}_1 (1 - \mathbf{U}) + \mu \frac{\partial (\mathbf{n}_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.44)$$

Ainsi, nous pouvons expliciter \mathbf{n}_1 :

$$\mathbf{n}_1 = \frac{-\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial (\mathbf{n}_0 \mathcal{E})}{\partial \xi}}{\gamma_n (1 - \mathbf{U})} \quad (3.45)$$

3.2.4.2 Développement en série de \mathbf{p}

En remplaçant (3.40) dans (3.37), nous obtenons :

$$\frac{\partial \mathbf{p}_0}{\partial \tau} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{p}_1}{\partial \tau} = \frac{1}{\epsilon} [\psi (1 - \mathbf{U}) - \gamma_p \mathbf{p}_0 \mathbf{U}] - \gamma_p \mathbf{U} \mathbf{p}_1 - \theta \mu \frac{\partial ((\mathbf{p}_0 + \epsilon \mathbf{p}_1) \mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.46)$$

En conséquence, pour l'ordre ϵ^{-1} , nous retrouvons :

$$0 = \psi(1 - \mathbf{U}) - \gamma_p p_0 \mathbf{U} \quad (3.47)$$

donc

$$p_0 = \frac{\psi(1 - \mathbf{U})}{\gamma_p \mathbf{U}} \quad (3.48)$$

Pour l'ordre ϵ^0 , l'équation (3.46) devient :

$$\frac{\partial p_0}{\partial \tau} = -\gamma_p \mathbf{U} p_1 - \theta \mu \frac{\partial(p_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} \quad (3.49)$$

Ainsi, p_1 s'écrit :

$$p_1 = \frac{-\frac{\partial p_0}{\partial \tau} - \theta \mu \frac{\partial(p_0 \mathcal{E})}{\partial \xi}}{\gamma_p \mathbf{U}} \quad (3.50)$$

En reportant (3.43), (3.45), (3.48), (3.50), $\mathbf{n} = \mathbf{n}_0 + \epsilon \mathbf{n}_1 + \mathcal{O}(\epsilon^2)$ et $\mathbf{p} = p_0 + \epsilon p_1 + \mathcal{O}(\epsilon^2)$ dans (3.35) et (3.38) et en éliminant les termes en ϵ^2 , nous pouvons écrire $\partial \mathbf{U} / \partial \tau$ et $\partial \mathcal{E} / \partial \tau$:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} = \epsilon \left[-\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial(\mathbf{n}_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} + \frac{\partial p_0}{\partial \tau} + \theta \mu \frac{\partial(p_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (3.51)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} = -\rho \mathcal{E} \left[\mathbf{n}_0 + \theta p_0 + \epsilon \frac{-\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau} + \mu \frac{\partial(\mathbf{n}_0 \mathcal{E})}{\partial \xi}}{\gamma_n (1 - \mathbf{U})} + \epsilon \theta \frac{-\frac{\partial p_0}{\partial \tau} - \theta \mu \frac{\partial(p_0 \mathcal{E})}{\partial \xi}}{\gamma_p \mathbf{U}} \right] + \mathcal{O}(\epsilon^2) + \rho \mathbf{n}_\infty \quad (3.52)$$

Nous remarquons, dans l'équation (3.51), que $\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau}$ est de l'ordre $\mathcal{O}(\epsilon)$. Puisque $\mathbf{n}_0 = f(\mathbf{U})$, $\frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau}$ est aussi de l'ordre $\mathcal{O}(\epsilon)$, ainsi que $\frac{\partial p_0}{\partial \tau}$. Les termes $\epsilon \frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \tau}$ et $\epsilon \frac{\partial p_0}{\partial \tau}$ sont donc de l'ordre de $\mathcal{O}(\epsilon^2)$ et doivent être négligés dans (3.52) et (3.51), qui deviennent :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \tau} = \epsilon \mu \frac{\partial((\mathbf{n}_0 + \theta p_0) \mathcal{E})}{\partial \xi} + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (3.53)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} = -\rho \mathcal{E} \left[\mathbf{n}_0 + \theta p_0 + \epsilon \frac{\mu}{\gamma_n (1 - \mathbf{U})} \frac{\partial(\mathbf{n}_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} - \epsilon \theta \frac{\theta \mu}{\gamma_p \mathbf{U}} \frac{\partial(p_0 \mathcal{E})}{\partial \xi} \right] + \rho \mathbf{n}_\infty + \mathcal{O}(\epsilon^2) \quad (3.54)$$

avec \mathbf{n}_0 et p_0 donnés par (3.43) et (3.48) respectivement. Ces 2 équations décrivent donc le système d'équations normalisées à résoudre pour expliciter le champ électrique normalisé \mathcal{E} .

3.2.4.3 Développement en série de U

En développant en série $\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 + \epsilon \mathbf{U}_1$ dans 3.43 et 3.48, \mathbf{n}_0 et \mathbf{p}_0 deviennent :

$$\mathbf{n}_0 = \mathbf{n}_{00} + \frac{\eta \epsilon \mathbf{U}_1}{\gamma_n (1 - \mathbf{U}_0)^2} + O(\epsilon^2) \quad (3.55)$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_{00} - \frac{\psi \epsilon \mathbf{U}_1}{\gamma_p \mathbf{U}_0^2} + O(\epsilon^2) \quad (3.56)$$

avec

$$\mathbf{n}_{00} = \frac{\mathbf{U}_0 \eta}{\gamma_n (1 - \mathbf{U}_0)} \quad (3.57)$$

$$\mathbf{p}_{00} = \frac{\psi (1 - \mathbf{U}_0)}{\gamma_p \mathbf{U}_0} \quad (3.58)$$

Ainsi, après calcul¹⁹, nous pouvons écrire²⁰ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} = & -\rho \mathcal{E} \left[\mathbf{n}_{00} - \frac{\epsilon \eta \mu}{\gamma_n (1 - \mathbf{U}_0)^2} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \xi} + \theta \mathbf{p}_{00} + \epsilon \theta \frac{\psi \mu}{\rho \gamma_p \mathbf{U}_0^2} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \xi} \right. \\ & \left. + \epsilon \frac{\mu}{(1 - \mathbf{U}_0)} \frac{\partial (\mathbf{n}_{00} \mathcal{E})}{\partial \xi} - \frac{\epsilon \theta^2 \mu}{\gamma_p \mathbf{U}_0} \frac{\partial (\mathbf{p}_{00} \mathcal{E})}{\partial \xi} \right] + \rho \mathbf{n}_\infty \end{aligned} \quad (3.59)$$

3.2.5 Méthode de résolution proposée

En exprimant \mathcal{E} de la manière suivante :

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} = \lambda \mathcal{E} + \beta + \epsilon f(\mathcal{E}) \quad (3.60)$$

nous remarquons que la solution est donnée par :

$$\mathcal{E} = -\frac{\beta}{\lambda} + \mathbf{A} e^{\lambda \tau} + O(\epsilon^2) \quad (3.61)$$

avec

¹⁹Ce développement, étant plus complexe, a été fait avec un logiciel de calcul formel (Mathematica).

²⁰ $\mathbf{n}_\infty = \mathbf{n}_{00}$ et $\mathcal{E}_\infty = \mathcal{E}_0$

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} = \epsilon e^{-\lambda \tau} f\left(-\frac{\beta}{\lambda} + A e^{\lambda \tau}\right) \quad (3.62)$$

En comparant les équations 3.61 et 3.60 et en faisant les notations $C_1 = -\rho n_{00}$, $k = p_{00}/\psi$ et $C_2 = -\rho \theta k$, nous identifions les paramètres :

$$\beta = \rho n_{\infty} \mathcal{E}_{\infty} \quad (3.63)$$

$$\lambda = C_1 + C_2 \psi(x) \quad (3.64)$$

$$f(\mathcal{E}) = P \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \xi} + Q \mathcal{E} \psi \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \xi} + R \mathcal{E}^2 \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \quad (3.65)$$

avec

$$P = \frac{\eta \mu}{\gamma_n (1 - U_0)^2} - \frac{\rho \mu}{\gamma_n (1 - U_0)} n_{00} \quad (3.66)$$

$$Q = \frac{-\theta \mu}{\gamma_p U_0^2} + \frac{\rho \theta^2 \mu (1 - U_0)}{(\gamma_p U_0)^2} \quad (3.67)$$

$$R = \frac{\rho \theta^2 \mu (1 - U_0)}{(\gamma_p U_0)^2} \quad (3.68)$$

Une solution analytique n'étant pas évidente pour calculer \mathcal{E} , il est nécessaire de développer une méthode numérique. Ainsi, nous proposons l'algorithme de calcul suivant :

1. La première étape est de calculer les paramètres qui ne changeant pas au cours de temps, donc ne dépendant ni de \mathcal{E} (le champ électrique), ni de ψ (le profil d'intensité du faisceau, qui dépend aussi à son tour de \mathcal{E}).

Ces paramètres sont : γ_n , γ_p , U_0 , η , ρ , θ , μ , n_{00} , p_{00} , $k = \frac{p_{00}}{\psi_0}$, β , C_1 , C_2 , P , Q et R . Pour les calculer il faut aussi connaître le champ électrique initial $\mathcal{E}_0 = \mathcal{E}_{\infty}$ et le profil initial du faisceau laser $\psi_0(x)$.

2. Nous calculons les valeurs initiales de λ et A en utilisant \mathcal{E}_0 et ψ_0 ; ainsi

$$\lambda = C_1 + C_2 \psi_0(x) \quad (3.69)$$

$$A_0(x) = \mathcal{E}_0 + \frac{\beta}{\lambda} \quad (3.70)$$

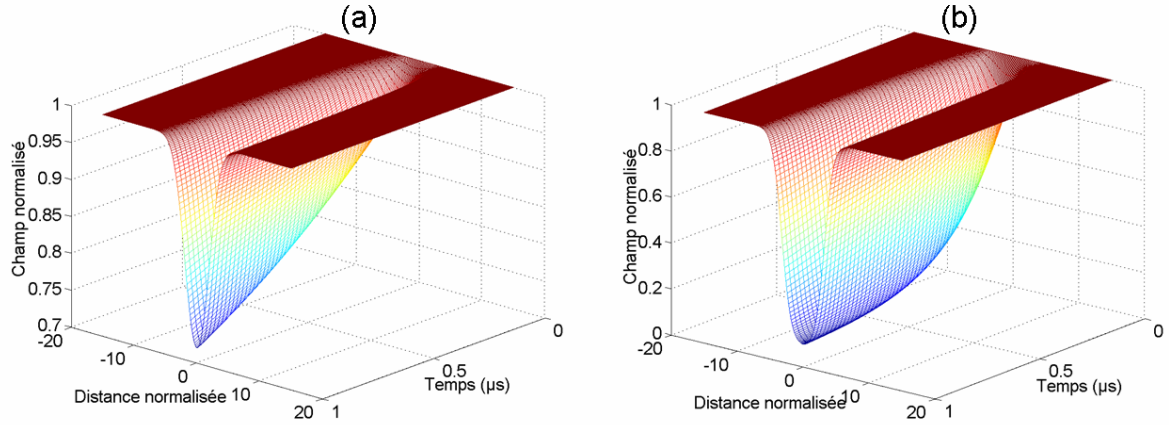


FIG. 3.8 – Évolution temporelle du profil du champ de charge d'espace à l'entrée du cristal pour une intensité du faisceau de 1 W/cm^2 (a) et 10 W/cm^2 (b).

3. L'étape suivante est le calcul de A à partir des équations (3.62) et (3.65). En remplaçant le résultat obtenu dans l'équation (3.61) nous obtenons \mathcal{E} .
4. Finalement, connaissant le profil du champ électrique E^{21} , il sera possible, avec une méthode de type BPM, de calculer la propagation du faisceau dans le cristal suivant le nouveau profil d'indice créé par la variation du champ électrique.
5. En répétant les pas 2, 3 et 4 à des instants de temps différents, il sera ainsi possible de déterminer l'évolution temporelle du profil de faisceau.

3.3 Simulations

À partir des résultats théoriques que nous venons de présenter, nous avons simulé²² l'évolution temporelle du profil de champ de charge d'espace. La figure 3.8 présente un résultat typique. Le champ de charge d'espace est normalisé par rapport à la valeur du champ appliqué $E_{\text{ext}}=10 \text{ kV/cm}$, le col du faisceau est de $25 \mu\text{m}$, le taux d'ionisation est égal à 0.25 et la longueur d'onde est $1.55 \mu\text{m}$.

En s'appuyant sur les résultats des simulations, quelques remarques s'imposent :

- le temps de masquage du champ extérieur est de l'ordre des μs .
- le champ de charge d'espace reste toujours inférieur au champ appliqué.
- le profil de champ de charge d'espace est symétrique.

²¹Calculé à partir de \mathcal{E}

²²Un grand merci à Hervé Leblond, qui a écrit le programme Matlab.

Les observations précédentes (notamment les deux dernières) indiquent que le modèle développé au cours de ce chapitre donne qualitativement les mêmes résultats que le précédent modèle²³[91–93] et donc il n’arrive pas à expliquer le comportement observé expérimentalement (comme, par exemple, la présence d’un champ de charge d’espace supérieur au champ appliqué ou encore la déviation du faisceau).

3.4 Conclusion sur le chapitre

À partir des résultats que nous venons de présenter, nous pouvons conclure que le développement en série à l’ordre ϵ^1 que nous avons fait n’est pas suffisant pour dépasser les limitations du modèle précédent [91–93]. Alors que le développement que nous venons de présenter est valable pour un gradient du champ plus fort²⁴, il a toujours une validité limitée de ce point de vue²⁵. Un développement à un ordre supérieur pourra, éventuellement, éliminer cette limitation, mais la clé de ce problème peut se trouver également dans les approximations que nous avons faites. Il s’agit notamment du fait que nous avons négligé la diffusion des porteurs, ainsi que la génération optique des électrons. Finalement, il ne faut pas oublier que le modèle présenté dans ce chapitre est 1D, ce qui limite le déplacement des charges à une seule direction. Alors que pour l’instant le mécanisme responsable de la création d’un champ de charge d’espace plus fort que le champ appliqué n’est pas clair, il est tout à fait possible qu’à son origine se trouve un déplacement des charges dans les deux dimensions perpendiculaires à la direction de propagation du faisceau. Un futur modèle devra probablement éliminer les limitations que nous venons de mentionner (ou au moins une partie d’eux) pour pouvoir obtenir un bon accord entre l’expérience et les simulations.

²³Que nous avons présenté brièvement en début de ce chapitre.

²⁴Voir 3.1.2 page 75.

²⁵C’est à dire que le modèle ne fonctionne plus pour des champs forts et/ou de petites tailles du faisceau

4

Les expériences

Dans ce chapitre nous allons présenter le banc de mesure que nous avons utilisé au cours de nos expériences, ainsi que les résultats bruts obtenus. Les résultats expérimentaux présentés par la suite concernent la mesure d'intensités de résonance et d'obscurité, l'état stationnaire et le régime transitoire de l'autofocalisation.

4.1 Banc de mesure

4.1.1 Les objectifs de nos mesures

La conception et la réalisation pratique du banc expérimental ont été déterminées, bien évidemment, par les objectifs de nos mesures. Ces objectifs ont été définis en fin de deuxième chapitre. En résumé, il s'agit de focaliser un faisceau infrarouge sur la face d'entrée d'un cristal et de caractériser son évolution à la face sortie en fonction de plusieurs paramètres variables : intensité du faisceau, température du cristal, intensité d'éclairement de fond. Le banc doit nous permettre de caractériser l'état stationnaire, ainsi que l'évolution du faisceau vers cet état.

Les longueurs d'onde que nous avons choisies pour nos expériences sont 1.06 et 1.55 μm ; ces choix sont motivés, d'une part, par la sensibilité importante¹ de l'InP à la longueur d'onde de 1.06 μm , et, d'autre part, par l'intérêt pour les télécommunications optique de la longueur d'onde de 1.55 μm . Alors que nous attendons des temps de réponse différents pour des faisceaux ayant la même intensité, mais des longueurs d'onde différentes (en raison des absorptions différentes), les résultats précédents [91, 92] indiquent que les phénomènes photoréfractifs se passent de la même manière pour les deux longueurs d'onde. Ainsi, nous pourrons réaliser des comparaisons qualitatives entre les résultats obtenus à 1.06 et 1.55 μm .

Nous avons utilisé le même type de banc pour caractériser l'autofocalisation dans SPS :Te, avec quelques modifications qui ont été nécessaires pour adapter le banc aux particularités de la focalisation dans le SPS.

Avant de présenter le banc de mesure proprement dit, une remarque sur le choix des détecteurs utilisés est nécessaire : évidemment, le plus pratique est d'utiliser une caméra pour regarder la face de sortie de cristal. Néanmoins, en raison des temps de réponse relativement courts et de la sensibilité réduite du capteur CCD de notre caméra aux longueurs d'onde et puissances utilisées, nous avons dû utiliser des photodiodes pour caractériser l'état transitoire de l'autofocalisation².

¹La sensibilité, dans ce cas, est liée à l'absorption du faisceau : pour exciter le même nombre de charges, la puissance nécessaire à 1.55 μm est supérieure à la puissance optique nécessaire à 1.06 μm . Voir la figure 2.3 page 45 pour une comparaison entre les coefficients d'absorption de nos cristaux aux deux longueurs d'onde.

²Nous allons décrire plus loin dans ce chapitre la technique expérimentale qui permet d'obtenir des informations relatives à l'autofocalisation en utilisant des photodiodes pour l'InP et pour le SPS.

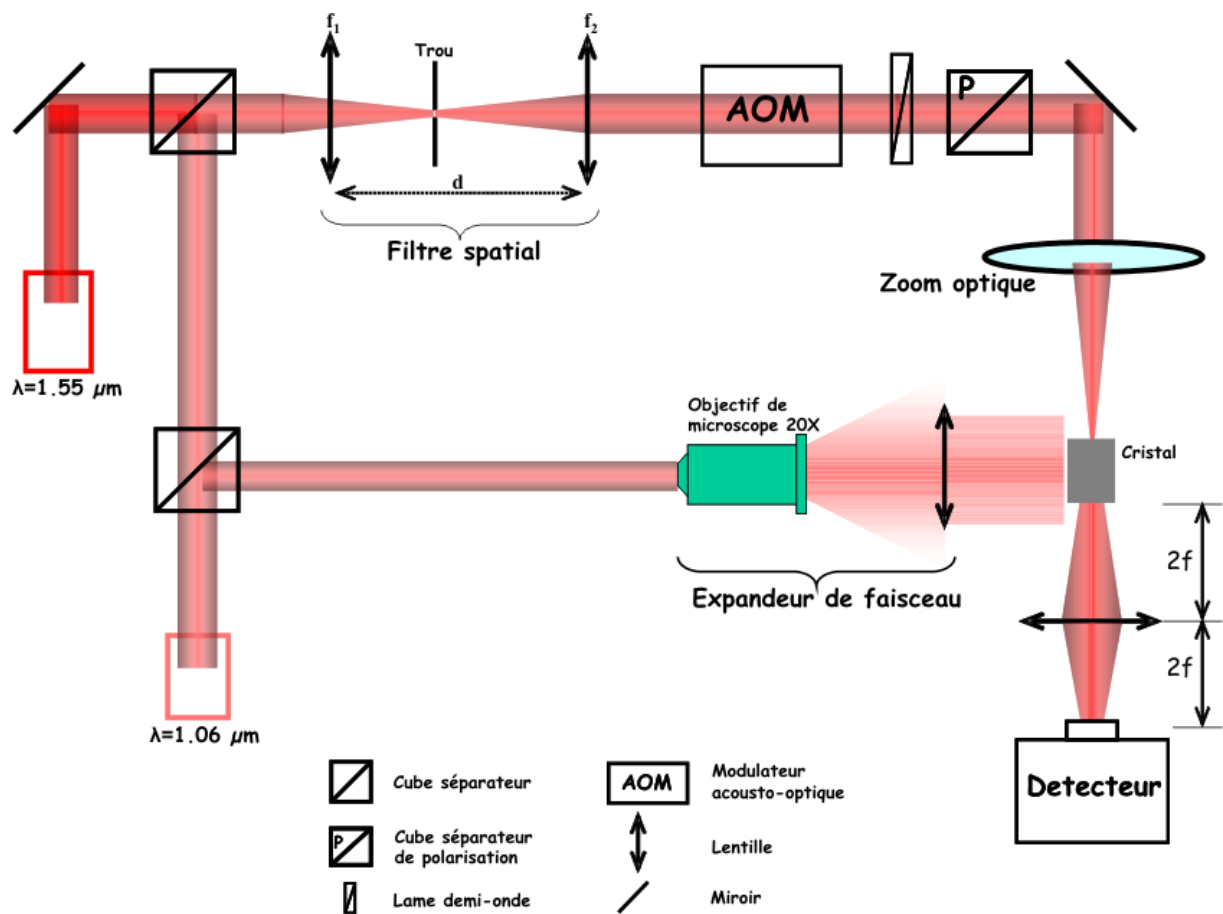


FIG. 4.1 – Le banc de mesure : vue de dessus.

4.1.2 Schéma général de notre banc de mesure

Le schéma général de notre banc de mesure est présenté dans la figure 4.1. Nous allons en présenter les principaux composants et expliquer leur rôle dans nos expériences.

4.1.2.1 Les lasers

Comme nous l'avons déjà précisé, les longueurs d'onde utilisées sont 1.06 et 1.55 μm . Les deux lasers que nous avons à notre disposition sont :

- à 1.06 μm : Laser Nd :YAG continu, pompé par diodes, ayant une puissance maximale de 500 mW. Il est possible de moduler le faisceau ON/OFF avec un signal TTL et la puissance de sortie en utilisant une tension variable de 0 à 5 V.
- à 1.55 μm : Diode laser émettant en continu, puissance maximale 10 mW.

4.1.2.2 Le filtre spatial

En raison du profil spatial de mauvaise qualité des deux faisceaux, un filtre spatial est nécessaire pour les "nettoyer". Les faisceaux ainsi obtenus ont un profil de type gaussien.

Le filtre est composé de deux lentilles de distances focales $f_1=200$ mm, $f_2=75$ mm situés à une distance $d = f_1 + f_2$ l'une de l'autre et d'un trou qui se trouve à f_1 de la première lentille et à f_2 de la deuxième (figure 4.1). Nous avons utilisé un trou ayant un diamètre de 200 μm . Les pertes de puissance dus au filtrage sont assez importantes : dans le cas du faisceau à 1.55 μm , nous récupérons approximativement 1.5 mW après le filtre, ce qui limite l'intensité maximale disponible à cette longueur d'onde. Pour le faisceau à 1.06 μm nous récupérons une puissance suffisante pour nos mesures, en raison de la puissance beaucoup plus élevée du laser 1.06 μm .

4.1.2.3 Le modulateur acousto-optique

Les résultats expérimentaux concernant l'autofocalisation photoréfractive dans InP :Fe[91] indiquent que l'état stationnaire peut être atteint en moins de 5 ms pour des puissances de l'ordre de centaines de μW . Il était donc évident que, pour caractériser l'état transitoire, il fallait moduler soit le champ électrique appliqué, soit l'intensité du faisceau, de 0 à leur valeur maximale dans un temps de l'ordre de quelques³ μs .

La tension électrique nécessaire étant de l'ordre de 5000 V, il n'est pas possible de la moduler si rapidement avec le matériel disponible⁴ : en effet, le temps de montée de 0 à 5000 V de notre source de tension est d'approximativement une seconde. D'autre part, les premières mesures effectués en modulant directement le laser via un signal TTL ont montré que ce type de modulation ne correspond pas à nos demandes : le temps de montée est de l'ordre de dizaines de μs et la croissance de 0 à l'intensité maximale n'est pas uniforme.

Pour toutes ces raisons, nous avons décidé d'utiliser une modulation de l'intensité laser via un modulateur acousto-optique ; le temps de montée de la modulation est de 0.5 μs et la fréquence de répétition peut être contrôlée avec un générateur de signal. Il convient de préciser ici que nous avons dû utiliser deux modulateurs différents, un pour chaque longueur d'onde.

³Nous rappelons ici que des résultats théoriques [132] indiquent que le masquage du champ électrique se passe en quelques μs .

⁴De plus, il n'est pas sûr que l'InP supporte les variations rapides de champ électrique.

4.1.2.4 La lame demi-onde et le cube séparateur de polarisation

La lame demi-onde est utilisée pour changer facilement la direction de polarisation du faisceau laser incident ; comme les faisceaux donnés par les deux lasers n'ont pas une vraie polarisation linéaire, le cube séparateur de polarisation agit comme un filtre qui laisse passer seulement la polarisation désirée.

4.1.2.5 Le zoom optique

Le zoom optique est formé par deux lentilles et a pour rôle de focaliser le faisceau sur la face d'entrée du cristal. Le rayon des faisceaux 1.06 et 1.55 μm avant le zoom est de l'ordre de 550-600 μm . Le zoom a été calculé et réglé pour que le faisceau ait, à l'entrée du cristal, un col de 25 μm . Nous avons choisi cette valeur à partir des expériences précédentes d'autofocalisation dans InP:Fe, et en tenant compte du fait que la non-linéarité mise en jeu n'est pas très forte. Ainsi, un col très petit conduit à une forte diffraction, qui nécessitera une forte non-linéarité pour être compensée. D'autre part, pour un col trop large la diffraction subie par le faisceau dans nos cristaux⁵ serait faible, donc la variation du rayon du faisceau à la sortie du cristal serait également faible dans le cas d'une autofocalisation du faisceau. Dans notre cas, pour un col de 25 μm à l'entrée du cristal, le rayon en sortie dû à la diffraction linéaire est de 48 μm à 1.06 μm et 65 μm à 1.55 μm respectivement.

4.1.2.6 Le support de cristal et la cellule Peltier

La figure 4.2 présente le support de cristal ; la cellule Peltier permet le refroidissement ou l'échauffement du cristal dans l'intervalle de températures⁶ 8 - 30 °C.

Le support contient aussi les deux bornes qui nous permettent l'application d'un champ électrique ; la masse est le contact de la cellule Peltier elle même. La source de tension que nous utilisons délivre un maximum de 5000 V, ce qui nous permet d'appliquer un champ maximum de 10 kV/cm (la largeur de nos cristaux étant de 5 mm).

4.1.2.7 Les détecteurs

La face de sortie du cristal est imagée, à l'aide d'un système 2f-2f, sur un détecteur ; en fonction du régime de mesure (transitoire ou stationnaire) et du comportement du faisceau

⁵Nous rappelons que nos cristaux ont une longueur de 1 cm.

⁶Il est possible de chauffer le cristal à plus de 30 °C, mais au cours de nos expériences nous n'avons pas dépassé cette valeur en raison d'une forte augmentation du courant qui intervient pendant l'application du champ électrique.

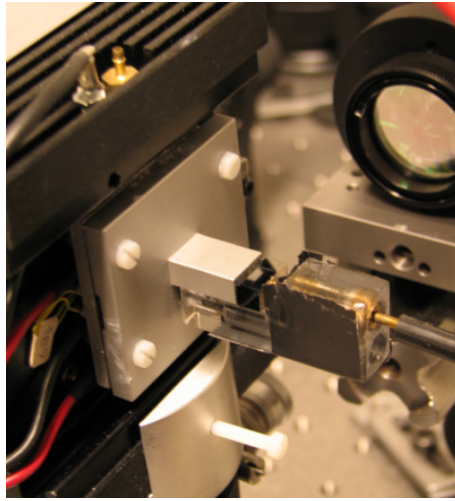


FIG. 4.2 – Le support du cristal. La partie gauche du support du cristal est refroidie par un élément Peltier, permettant ainsi de contrôler la température du cristal. Cette partie sert aussi comme borne de masse pour le circuit, dont la borne positive fait contact sur la face opposée du cristal.

(amplitude de sa déviation au cours de la propagation), nous avons utilisé plusieurs types de détecteurs :

- une caméra infrarouge pour les mesures en régime stationnaire
- un détecteur de position ou un système trou-photodiode en régime transitoire.

Une description de la méthode de mesure utilisée pour chaque type de détecteur, ainsi que la définition des paramètres mesurés, sera faite au cours de ce chapitre. Pour l'instant nous nous contenterons de faire une brève description.

Caméra IR - régime stationnaire Pour les mesures en régime stationnaire, nous avons utilisé une caméra de type WinCamD, avec un détecteur CCD en silice. Le détecteur est sensible aux longueurs d'onde visibles et proche infrarouge ; ainsi, nous pouvons l'utiliser en tant que tel pour les mesures à $1.06 \mu\text{m}$. En revanche, pour les mesures à $1.55 \mu\text{m}$ nous avons dû utiliser un convertisseur de faisceau fluorescent au phosphore (qui convertit la lumière à $1.55 \mu\text{m}$ vers le proche infrarouge $0.96\text{-}1.05 \mu\text{m}$). Néanmoins, le rendement de conversion étant faible, la sensibilité de l'ensemble convertisseur-caméra est également faible, ce qui impose un seuil pour l'intensité du faisceau, en dessous duquel il n'est plus observable.

Un objectif de microscope x20 est utilisé avant la caméra pour agrandir l'image donnée par le système 2f-2f.

Système trou-photodiode - régime transitoire Pour la caractérisation du régime transitoire, nous avons utilisé des photodiodes. Un des montages utilisés est composé d'un trou, sur lequel est imagé la face de sortie du cristal. Le trou a une taille inférieure à la taille du faisceau, et donc seulement une partie du faisceau traverse le trou. Quand le faisceau est focalisé, son diamètre diminue et la puissance qui traverse le trou augmente. Le faisceau émergent du trou est collecté via une lentille et il est focalisé sur une photodiode. Par cette méthode⁷ il est possible de mesurer l'évolution temporelle du diamètre du faisceau, à condition que le faisceau reste globalement centré.

Détecteur de position - régime transitoire Le système trou-photodiode présenté ci-dessus est utilisable seulement si le faisceau ne subit pas une déviation significative au cours de la focalisation. En effet, une telle déviation pourrait déplacer le faisceau à l'extérieur du trou. Dans ce cas, nous imageons la face de sortie du cristal sur un détecteur de position. Le détecteur est composé de quatre photodiodes indépendantes ; en mesurant l'évolution temporelle de la puissance mesurée par chaque photodiode, il est possible de suivre l'évolution de l'autofocalisation et de la déviation du faisceau⁸.

4.1.2.8 L'éclairage de fond

Pour appliquer un éclairage de fond, nous avons dû utiliser le laser 1.06 μm en raison de sa puissance élevée qui nous permet d'obtenir une intensité élevée du faisceau même si on l'étale sur une surface importante. Le faisceau 1.06 μm est entièrement (avec un miroir) ou partiellement (avec un cube séparateur) dévié, puis élargi avec un agrandisseur de faisceau (figure 4.1). L'agrandisseur de faisceau est composé d'un objectif de microscope x20 et d'une lentille ; le faisceau ainsi obtenu a un diamètre d'approximativement 2.5 cm, une faible divergence et une bonne homogénéité⁹.

Nous allons conclure la présentation de notre banc de mesure en ajoutant que l'intensité des faisceaux (le faisceau principal et celui d'éclairage de fond) a été variée en utilisant des filtres de densité neutres variables et fixes.

⁷Notons que cette méthode est analogue à la méthode z-scan.

⁸Une description détaillée de ces deux méthodes (trou-photodiode et détecteur de position), y compris des exemples typiques de mesures et la définition des paramètres, sera faite au cours de ce chapitre.

⁹Le faisceau est relativement homogène car le diamètre de la lentille est inférieur au diamètre du faisceau ; la lentille joue donc aussi le rôle de filtre spatial, en sélectionnant plutôt la partie centrale du faisceau

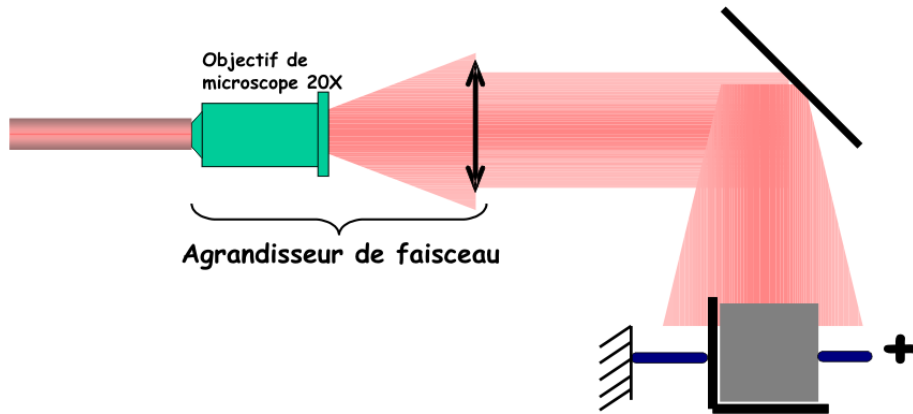


FIG. 4.3 – Le banc de mesure ; vue latérale, montrant le faisceau élargi qui sert comme éclairage de fond. La borne positive (marquée avec ”+” dans la figure) fait contact sur la face opposée du cristal par rapport à la cellule Peltier.

4.2 Résultats bruts

4.2.1 Mesures de l’intensité de résonance et de l’intensité d’obscurité dans nos cristaux

Comme nous l’avons vu dans le chapitre précédent, les résultats théoriques et expérimentaux obtenus jusqu’à présent mettent en évidence deux paramètres qui, d’après les modèles concernés, jouent un rôle important dans le processus d’autofocalisation : l’intensité de résonance I_{res} et l’intensité d’obscurité I_d . Il convient donc de connaître les valeurs de ces deux paramètres dans nos cristaux, ce qui nous permettra de comparer nos résultats expérimentaux avec les théories existantes.

4.2.1.1 Mesures expérimentales : corrections à faire

Dans ce manuscrit, par ”intensité du faisceau incident” nous comprenons l’intensité du faisceau incidente sur la face d’entrée du cristal, ceci étant vrai pour le faisceau principal mais aussi pour l’éclairage de fond. Cette remarque est nécessaire car l’intensité effective dans le cristal est différente de l’intensité incidente pour deux raisons :

- les réflexions de Fresnel aux interfaces cristal/air.
- les pertes par absorption dans le cristal

Cette différence entre l’intensité effective et l’intensité incidente n’est pas un problème si les intensités comparées sont mesurées toujours de la même manière (ce qui est le cas pour tous nos résultats expérimentaux). Néanmoins, pour comparer les intensités mesurées

Température (°C)	I_{res} mesuré (mW/cm ²)[91]	I_{res} effective (mW/cm ²)
10	40	21

TAB. 4.1 – L’intensité de résonance dans un cristal de type 2 à 1064 nm et 10 °C [91]), ainsi que la valeur effective de l’intensité obtenu à partir de I_{res} mesurée et en appliquant les corrections (cf. tableau 7.1 page 205).

Température (°C)	I_{res} mesuré (mW/cm ²)[91]	I_{res} effective (mW/cm ²)
8	200	128
11	320	205

TAB. 4.2 – L’intensité de résonance dans un cristal de type 2 à 1550 nm et pour différentes températures [91], ainsi que la valeur effective de l’intensité obtenue à partir de I_{res} mesuré et en appliquant les corrections (cf. tableau 7.1 page 205).

expérimentalement avec les valeurs théoriques de I_{res} et I_d , il est nécessaire de prendre en compte les pertes. Une évaluation de ces pertes, ainsi que les corrections nécessaires, sont donnés dans l’annexe 7.4 page 204.

4.2.1.2 L’intensité de résonance

Des mesures de I_{res} ont été effectués précédemment sur nos cristaux pendant la thèse de N. Khelifaoui [91] ; ici nous nous contentons de résumer les résultats obtenus à la longueur d’onde 1.06 μm (tableau 4.1) et à 1.55 μm (tableau 4.2).

4.2.1.3 L’intensité d’obscurité

Estimation de I_d à partir des mesures d’autofocalisation stationnaire Dans le chapitre précédent, nous avons déjà mentionné les résultats expérimentaux obtenus dans L’InP :Fe [91, 92], notamment les courbes qui montrent la variation du taux d’autofocalisation en fonction de l’intensité du faisceau incident (figure 3.2 page 74). Comme nous l’avons expliqué, ce type d’évolution (taux de focalisation maximale pour une intensité donnée qui diminue pour des intensités inférieures et supérieures) est déjà connu dans le cas des matériaux avec un seul type de porteur. Ainsi, il se trouve que l’intensité pour laquelle la focalisation est maximale (notée I_{Fmax}) est trois fois l’intensité d’obscurité I_d [32, 131]. Il est donc possible d’estimer I_d à partir du taux de focalisation mesuré (voir figure 3.2 page 74). D’après [91], $I_d \approx 70 \text{ mW/cm}^2$ à 1.06 μm et $I_d \approx 3 \text{ W/cm}^2$ à 1.55 μm . Dans les deux cas la température est 20 °C.

Néanmoins, en utilisant cette méthode de calcul pour I_d , il faut garder à l'esprit que le rapport $I_{F_{\max}}/I_d$ est égal à 3 dans le cas 1D, c'est à dire pour un faisceau ruban. C'est le cas du modèle théorique (voir les équations 3.1 et 3.2 page 76), alors que les résultats expérimentaux présentés dans la figure 3.2 page 74 ont été obtenus en utilisant un faisceau 2D. Dans ce cas, le rapport $I_{F_{\max}}/I_d$ est supérieur à 3 [35, 36]. En tenant compte de cette remarque¹⁰, nous allons conclure que, dans notre cas, $I_d \simeq 40 - 70 \text{ mW/cm}^2$ à $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ et $I_d \simeq 1.6 - 3 \text{ W/cm}^2$ à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$.

Les deux valeurs de I_d ci-dessus doivent aussi être corrigées pour prendre en compte les pertes par réflexion et absorption de la même manière que pour I_{res} . Les valeurs ainsi obtenues sont présentées dans les tableaux 4.3 page ci-contre et 4.4 page suivante.

Estimation de I_d à partir des mesures de photoconductivité Une autre méthode pour mesurer l'intensité d'obscurité est basée sur le fait que I_d correspond à l'éclairage uniforme qui double la conductivité d'obscurité. Dans l'InP :Fe, en absence de tout éclairage les porteurs libres sont les électrons. Comme la section de photoexcitation des trous est plus importante que celle des électrons, l'éclairage de fond va générer principalement des trous. L'intensité d'obscurité dans l'InP est donc égale à l'intensité d'éclairage de fond qui crée le nombre de trous nécessaire pour doubler la conductivité dans le noir (due exclusivement aux électrons).

Donc en éclairant uniformément le cristal et en mesurant sa conductivité, il est possible de déterminer I_d . Pour effectuer cette mesure, nous avons utilisé le montage décrit dans 4.1.2.8 page 99 pour appliquer un éclairage de fond uniforme. En mesurant le courant établi après l'application du champ électrique en absence et en présence de l'éclairage de fond, nous avons pu calculer l'intensité nécessaire pour doubler la conductivité de notre cristal.

Pour les mêmes raisons que dans les cas précédents, il faut prendre en compte les réflexions et l'absorption dans le cristal; les corrections nécessaires¹¹ sont calculées de la même manière (voir l'annexe 7.4) et se trouvent dans le tableau 7.2 page 206.

Les valeurs corrigées de I_d mesurée se trouvent dans les tableaux 4.3 et 4.4.

¹⁰Les références mentionnées indiquent un rapport $I_{F_{\max}}/I_d \simeq 5$ si le taux d'autofocalisation est mesuré dans la direction d'application du champ électrique.

¹¹La largeur du cristal suivant la direction d'éclairage est de 0.5 cm ; ainsi, les corrections données dans le tableau 7.1 (calculées pour une longueur de cristal de 1 cm) ne sont pas valables

Temp. (°C)	I_{d-af} (mW/cm ²)	I_{d-ph} (mW/cm ²)
11.5	-	30
15	-	33
20	21-36	43
25	-	49
30	-	50

TAB. 4.3 – Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). La longueur d'onde est 1.06 μm .

Temp. (°C)	I_{d-af} (W/cm ²)	I_{d-ph} (W/cm ²)
11.5	-	0.99
15	-	1.12
20	1.5-3	1.46
25	-	1.66
30	-	1.71

TAB. 4.4 – Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). La longueur d'onde est 1.55 μm .

4.2.2 Le régime stationnaire

Nous avons commencé nos expériences en répétant les mesures d'autofocalisation décrites dans [91] et [92] (et que nous avons brièvement présentés dans le chapitre précédent - voir figure 3.2 page 74), mais pour une plage d'intensités élargie¹². Les autres paramètres que nous avons fait varier au cours de nos mesures sont :

- **la température** : en tenant compte de résultats théoriques et expérimentaux présentés précédemment (voir chapitre 2), qui indiquent que la température joue un rôle important dans la dynamique de l'effet photoréfractif¹³, nous avons étudié son influence sur le phénomène d'autofocalisation. Les valeurs de température utilisées ont été choisies en tenant compte des performances de notre cellule Peltier et du fait que le courant dû à l'application du champ électrique augmente fortement avec la température. Ainsi, nous avons fait des mesures systématiques d'autofocalisation à 10, 15, 20, 25 et 30°C.
- **l'éclairage de fond** : il a une forte influence sur l'autofocalisation photoréfractive dans les matériaux avec un seul type de porteurs. Alors que dans le cas des semi-conducteurs il n'existe aucune modélisation théorique qui nous permettrait de faire des calculs précis, il est tout à fait évident qu'un éclairage de fond peut changer le taux d'ionisation du Fer et modifier le rapport des concentrations électrons/trous dans tout le cristal. Pour ajouter un éclairage de fond nous avons utilisé le laser 1.06 μm , en raison de sa puissance beaucoup plus importante. Son influence devra toutefois être prise en compte en considérant les valeurs différentes des sections efficaces de photoexcitation à 1.06 et à 1.55 μm .
- **la polarisation du faisceau** : comme nous l'avons expliqué (voir section 2.1.4 page 46), dans notre configuration expérimentale un faisceau polarisé horizontalement ne devrait pas "voir" de changement d'indice. Nous avons donc effectué des mesures en polarisation horizontale pour déterminer l'éventuelle présence d'autres phénomènes qui pourraient intervenir.
- **le dopage** : la plupart des résultats que nous allons présenter ci-dessous ont été obtenus dans des cristaux de type 2. La raison est liée à une importante augmentation du courant observée dans nos cristaux (type 1 et 2) à température élevée et/ou en présence d'un éclairage de fond. Cette augmentation est assez lente (elle est obser-

¹²Pour la longueur d'onde 1.55 μm , le seuil inférieur d'intensité a été déterminé par l'efficacité du convertisseur infrarouge au phosphore que nous utilisons avec la caméra.

¹³La figure 2.7 page 54, par exemple, montre une variation importante du taux de génération des électrons pour une variation relativement faible de la température.

vable sur une échelle de l'ordre de 10 s), dépend de la température et est liée à la conductivité du cristal; le type 2 étant plus dopé (donc moins conducteur) que le type 1, il est moins affecté. Nous allons discuter ce phénomène, ses explications possibles et son influence sur l'autofocalisation plus loin dans ce chapitre (voir 4.2.2.6). Néanmoins, des mesures faites à faible température et/ou en l'absence de l'éclairage de fond nous ont permis de comparer les deux types de cristaux.

4.2.2.1 Résultat typique - définition des paramètres

Nous allons commencer la présentation des résultats expérimentaux avec une mesure typique, ce qui nous permettra d'introduire les paramètres utilisés pour caractériser l'autofocalisation du faisceau. Pour caractériser l'état stationnaire, nous avons imagé la face de sortie du cristal sur une caméra CCD. La figure 4.4 montre le faisceau à la sortie du cristal dans les trois cas qui nous intéressent : pas de champ appliqué, champ positif et champ négatif. Cela nous permettra de comparer la taille et l'intensité du faisceau focalisé/défocalisé par rapport à la taille du faisceau diffractant linéairement. Ainsi, en regardant la figure, il est évident que, suite à l'application du champ électrique, il y a deux phénomènes qui se produisent : autofocalisation/défocalisation et déviation du faisceau. Alors qu'une forte focalisation suivant la direction d'application du champ électrique (horizontale) est observée, il est bien évident que le faisceau se focalise aussi suivant la direction orthogonale (verticale). Néanmoins, la focalisation dans la direction verticale est moins prononcée.

Le principal paramètre qui nous intéresse est la taille du faisceau; nous avons choisi de quantifier ce paramètre en utilisant le rayon du faisceau. Le rayon est défini comme la demi-largeur d'un faisceau Gaussien à l'endroit où l'intensité est égale à $1/e^2$ de l'intensité maximale du faisceau. Ainsi, en comparant les rayons des faisceaux focalisé et diffractant linéairement, il est possible de définir le taux de focalisation comme étant le rapport entre le rayon du faisceau en présence du champ électrique et le rayon en absence du champ (cf. figure 3.1 page 73).

Le logiciel WinCamD, associé à la caméra que nous avons utilisée au cours de nos mesures, réalise automatiquement une approche gaussienne du profil du faisceau, ce qui nous permet de mesurer directement son rayon. Cette approche est assez précise pour la plupart de nos mesures (figure 4.5(a) et (b)), mais dans certains cas (figure 4.5(c)) le profil du faisceau s'éloigne trop d'une gaussienne pour que l'approche soit correcte. Nous avons

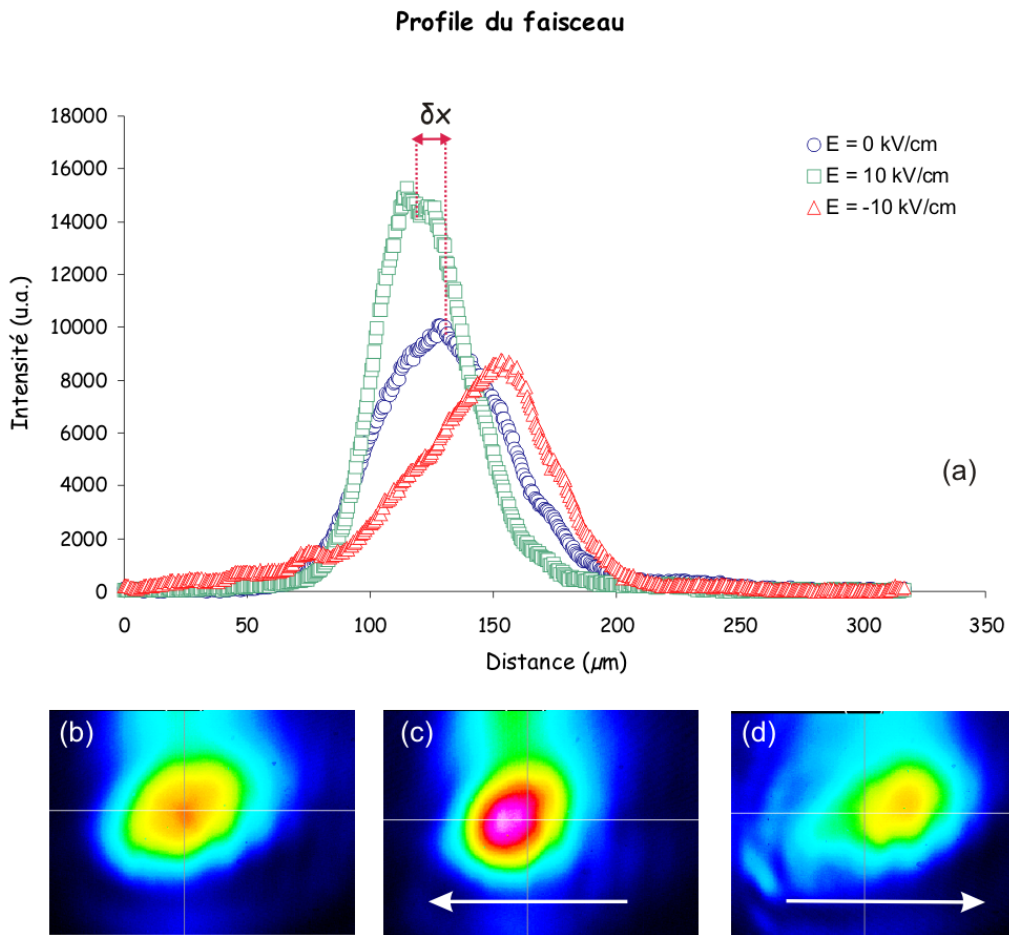


FIG. 4.4 – Résultat typique : Les profils du faisceau à la sortie du cristal (a) dans les trois cas typiques : sans champ appliqué (b), avec un champ positif (c) et avec un champ négatif (d). Les flèches indiquent la direction d'application du champ. La déviation du faisceau est notée δx et est égale à la déviation du maximum d'intensité. Paramètres du faisceau : longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, intensité au centre 3 W/cm^2 , température 25°C .

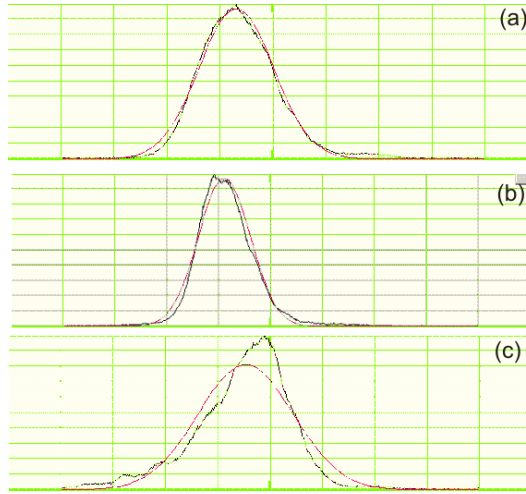


FIG. 4.5 – Le profil normalisé du faisceau sans champ (a), focalisé (b) défocalisé (c) et l’approche gaussienne réalisé par le logiciel WinCamD.

tout de même constaté même que l’approche gaussienne caractérise d’une manière juste¹⁴ les modifications subies par le faisceau, même s’il n’est plus gaussien.

Nous avons préféré caractériser le faisceau en utilisant le rayon à $1/e^2$ et pas le demi-diamètre à mi-hauteur (HWHM) en raison de la forte asymétrie du faisceau dans certaines situations, ce qui rendra les mesures à mi-hauteur très imprécises.

C’est l’autofocalisation horizontale qui nous intéresse plus, pas seulement parce qu’elle est beaucoup plus forte que l’autofocalisation verticale, mais aussi parce que les modèles théoriques existants¹⁵ (y compris celui que nous avons présenté) ne concernent que l’autofocalisation 1D suivant la direction d’application du champ électrique. Cependant, nous allons nous intéresser aussi à l’autofocalisation verticale dans la mesure où elle joue sur nos résultats et sur la dynamique de l’autofocalisation en général.

À part la focalisation elle même, nous avons suivi également la déviation du faisceau ; la figure 4.4 montre qu’un faisceau focalisé est dévié par rapport à son état non-focalisé. La déviation du faisceau à l’état stationnaire est tout simplement la distance entre les centre du faisceau focalisé et non-focalisé.

La figure 4.4 impose une autre remarque, concernant la conservation d’énergie du faisceau. Ainsi, dans le cas d’une focalisation purement uni-dimensionnelle (faisceau ruban), l’énergie présente dans n’importe quel profil horizontal du faisceau est constante au cours

¹⁴C’est à dire que l’approche suit assez bien les variations de la taille du faisceau ; autrement dit, le rayon que nous mesurons est celui de l’approche gaussienne de notre faisceau

¹⁵Il s’agit de modèles pour les matériaux à deux types de porteurs.

de la focalisation¹⁶. Cela n'est pas forcément vrai dans nos mesures, et ça à cause de deux raisons principales :

- la caméra a un seuil d'intensité ; si un pixel a une intensité inférieure à ce seuil, il ne va pas être "vu", ce qui rend invisible une partie du faisceau. Cet effet est plus gênant pour les zones ayant une faible intensité, donc dans le cas d'un faisceau non-focalisé ou défocalisé (car il a plus de pixels en-dessous du seuil que pour un faisceau focalisé).
- la focalisation n'étant pas uni-dimensionnelle, l'énergie contenue dans un profil du faisceau n'est pas forcément conservée car la focalisation se passe aussi suivant la direction perpendiculaire au profil.

4.2.2.2 Résultats obtenus à intensité variable

La figure 4.6 montre le profil du faisceau sortant du cristal avant et après l'application du champ électrique pour plusieurs intensités. Nous constatons que pour une faible intensité (figure 4.6(a)) le faisceau ne subit aucun changement. Si on augmente l'intensité, nous observons une légère défocalisation (4.6(b)). Pour des intensités encore plus importantes, le faisceau est clairement focalisé (4.6(e) et (f)).

Nous observons un comportement similaire si on applique le champ électrique dans le sens opposé (figure 4.7), sauf que cette fois le faisceau est focalisé pour de faibles intensités (4.7(a)) et défocalisé pour fortes intensités (4.7(b-f)).

Notons ici que, tenant compte du fait que l'intensité du faisceau varie entre 0.01 W/cm^2 et 10 W/cm^2 , nous avons dû modifier en conséquence le temps d'exposition de notre caméra pour éviter sa saturation. Ainsi, nous ne pouvons pas comparer directement l'amplitude maximale de chaque profil. Par contre, nous pouvons comparer les tailles du faisceau issues de différents profils.

À partir des résultats présentés dans les figures 4.6 et 4.7, nous pouvons conclure que l'état stationnaire du faisceau (focalisé ou défocalisé) dépend de son intensité. Pour cette raison nous avons représenté l'évolution du taux d'autofocalisation¹⁷ et de la déviation du faisceau en fonction de son intensité (figure 4.8) pour un champ positif et négatif respectivement. Nous remarquons que, pour une direction donnée du champ extérieur, il existe une intensité - que nous allons appeler **Intensité d'inversion** I_- - pour laquelle le

¹⁶Autrement dit, la surface qui se trouve en-dessous du profil du faisceau focalisé est la même que celle du profil du faisceau non-focalisé.

¹⁷Rappelons qu'un taux d'autofocalisation subunitaire correspond à une focalisation, alors qu'un taux supraunitaire indique une défocalisation.

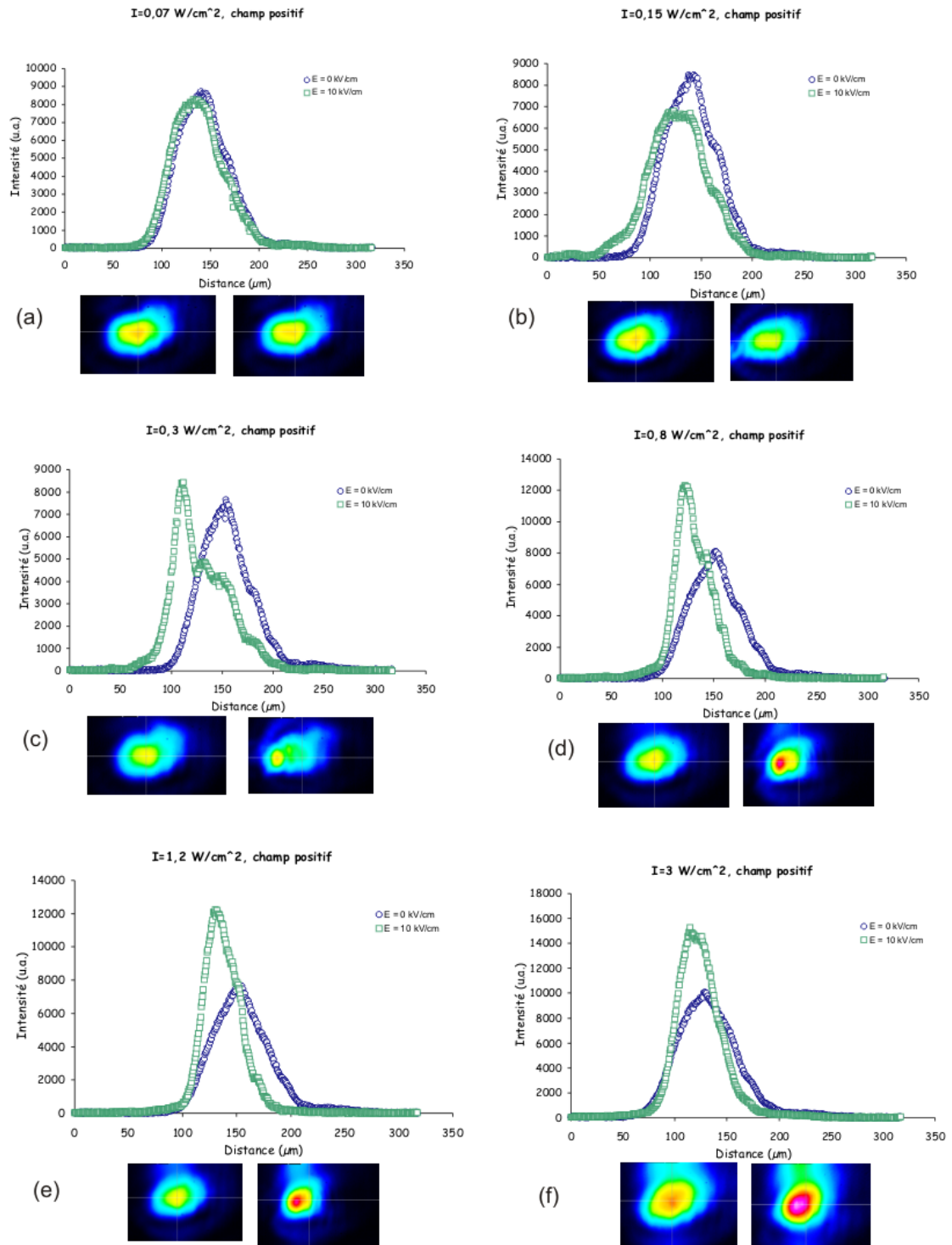


FIG. 4.6 – Comparaison entre les profils de faisceau focalisé et non-focalisé pour différentes intensités du faisceau dans un cristal de type 2 (longueur d'onde $1,06 \mu\text{m}$, température 25° , champ appliqué 10 kV/cm). Les images en dessous de chaque profil montrent le faisceau à la sortie du cristal en absence du champ (gauche) et avec champ appliqué (droite).

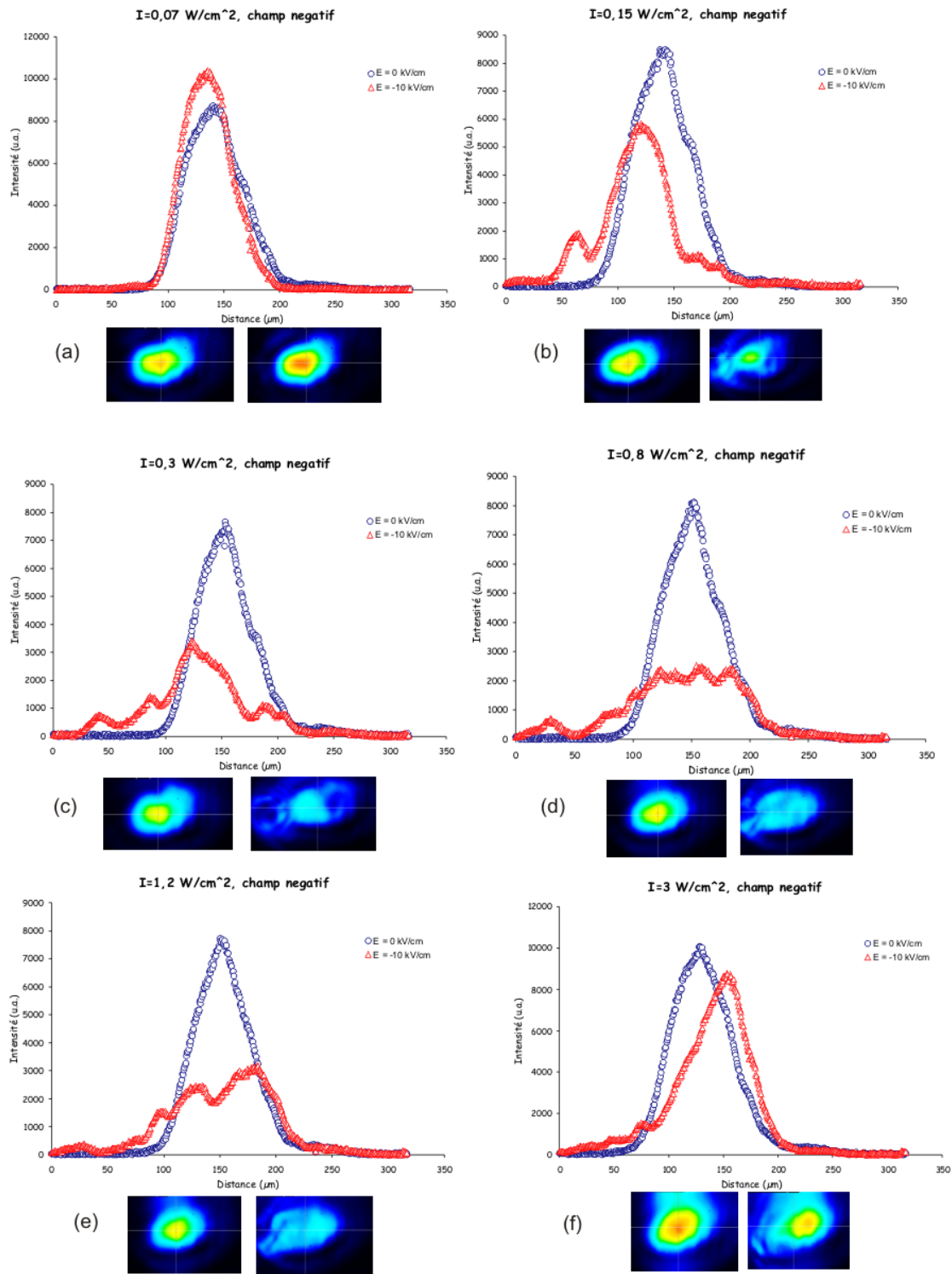


FIG. 4.7 – Comparaison entre les profils de faisceau focalisé et non-focalisé pour différentes intensités du faisceau dans un cristal de type 2 (longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, température 25° , champ appliqué -10 kV/cm). Les images en dessous de chaque profil montrent le faisceau à la sortie du cristal en absence du champ (à gauche) et avec champ appliqué (à droite).

comportement du faisceau subit une inversion, en passant de focalisation à défocalisation¹⁸.

Nous allons établir ici la convention de signe pour le champ appliqué; ainsi, nous considérons que le champ est positif s'il conduit à une focalisation du faisceau pour intensités supérieures à I_i . Nous considérons que la déviation du faisceau est positive si il se déplace de gauche à droite au cours de l'autofocalisation/défocalisation (comme dans la figure 4.7(f)) et négative si le déplacement est de droite à gauche¹⁹ (comme dans la figure 4.6(e)).

Nous remarquons que l'intensité d'inversion n'a pas la même valeur pour un champ positif et pour un champ négatif. Aussi, la déviation du faisceau pour un champ négatif (figure 4.8(b)) change de direction quand l'intensité du faisceau I_0 passe de $I_0 < I_i$ à $I_0 > I_i$, mais pour un champ positif la déviation a toujours le même signe pour toute la plage d'intensités (figure 4.8(a)). Ce phénomène est visible si on compare les figure 4.7(b) et (f).

Les points de mesure qui manquent dans la figure 4.8(b) (dans la plage 0.15-1.2 W/cm²) n'ont pas été prises en compte en raison d'un très fort étalement du faisceau (voir, par exemple, la figure 4.7(d)), qui nous empêche d'estimer son diamètre et sa déviation.

4.2.2.3 Résultats obtenus à température variable

Pour ce type de mesure nous avons choisi les températures de 10, 15, 20 et 25°C; ce choix est motivée par les limites de notre cellule Peltier (qui impose une limite inférieure de 10°C) et par le courant établi dans le cristal suite à l'application du champ électrique (qui devient très fort pour des températures supérieures à 25°C). Pour chaque température nous avons balayé une plage d'intensités nous permettant de mettre en évidence les phénomènes d'intérêt : la focalisation et la défocalisation, en passant par l'intensité d'inversion. Cette plage est comprise entre 0.1 et 50 W/cm² pour la longueur d'onde 1.06 μm et elle contient de 20 à 30 points de mesure pour chaque température et pour chaque orientation du champ électrique appliqué. Nous avons effectué le même type de mesures pour la longueur d'onde 1.55 μm . En raison des limitations de notre caméra CCD, nous l'avons pu utiliser que des intensités supérieures à l'intensité d'inversion (de 10 à 90 W/cm²), avec 5 points de mesure

¹⁸C'est à dire que pour intensités inférieures à I_i le faisceau est défocalisé, alors que pour des intensités supérieures à I_i il est focalisé. Bien sûr, si le sens du champ est inversé nous obtenons une transition de focalisation à défocalisation.

¹⁹Notons que cette convention de signe n'est pas lié forcément à la direction du champ appliqué, mais plutôt au positionnement des axes du cristal par rapport à la direction du champ appliqué. Comme nous avons utilisé plusieurs cristaux, ce positionnement n'était pas identique dans tous le cas (des rotations de 180° étant possibles).

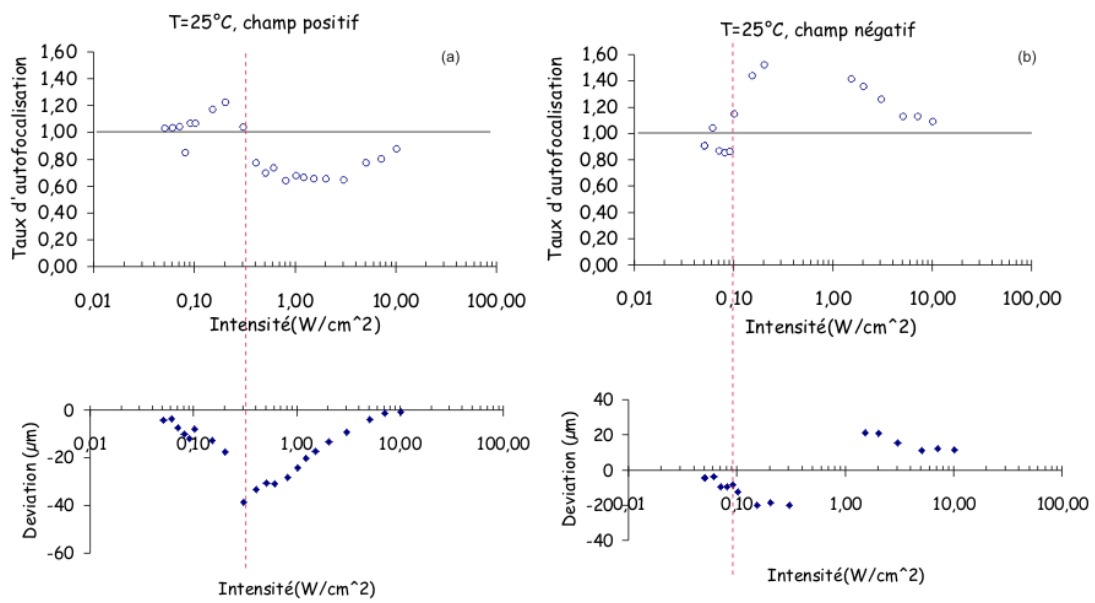


FIG. 4.8 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un champ positif (a) et négatif (b). Longueur d'onde $1.06 \mu m$, température $25^\circ C$, cristal de type 2, polarisation verticale. Le trait plein horizontal correspond à un taux d'autofocalisation unitaire ; le trait vertical en pointillés indique l'intensité d'inversion I_i .

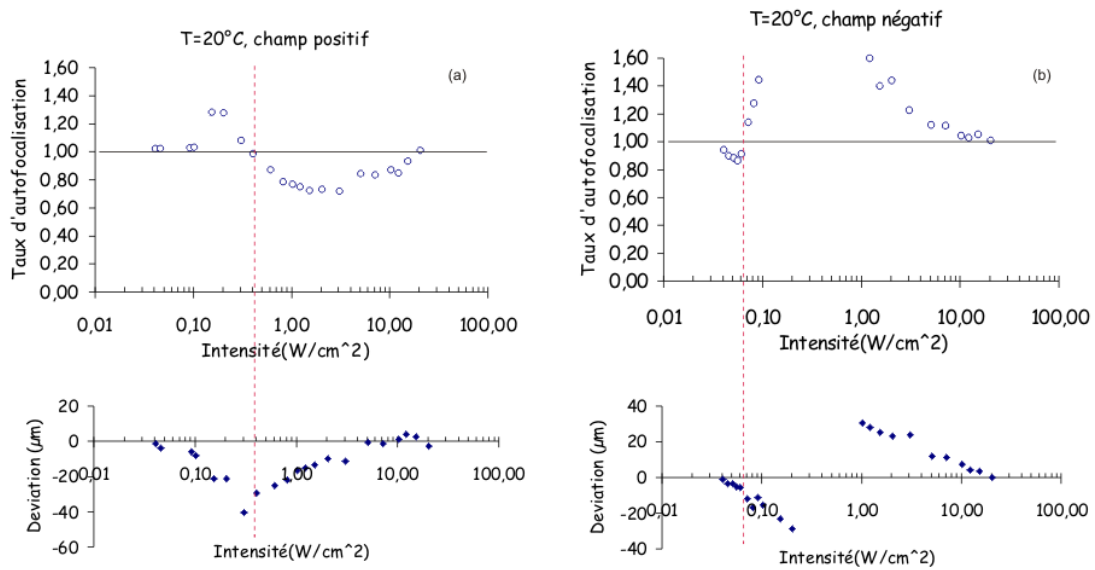


FIG. 4.9 – Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température : $T=20^{\circ}\text{C}$

pour chaque température.

Nous avons effectué des mesures systématiques dans les cristaux de type 2 ; à part ça, nous avons mené le même type d'expériences dans les cristaux de type 1, limitées aux températures de 10 et 15°C.

Les mesures effectuées (à 25, 20, 15 et 10°C - figures 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11 respectivement) et dans un cristal ayant un dopage différent (4.12) ont mis en évidence un comportement qualitativement similaire : la transition focalisation-défocalisation est toujours observée. Les différences sont plutôt quantitatives, notamment en ce qui concerne l'intensité d'inversion I_i .

Nous avons fait le même type de mesures pour la longueur d'onde 1.55 μm ; en raison de la faible sensibilité de notre caméra à cette longueur d'onde et de la puissance limitée du laser, nous n'avons pu balayer qu'une plage restreinte d'intensités²⁰. Ainsi, dans cette plage l'inversion du phénomène n'apparaît pas et le taux d'autofocalisation varie très peu avec la température (figure 4.13 page 115). Néanmoins, nous observons une variation significative de la déviation du faisceau en fonction de la température, surtout pour les intensités où l'autofocalisation est plus prononcée.

²⁰Pour cette raison nous avons représenté les résultats obtenus à 1.55 μm en échelle linéaire, et pas semi-logarithmique comme dans les figures précédentes

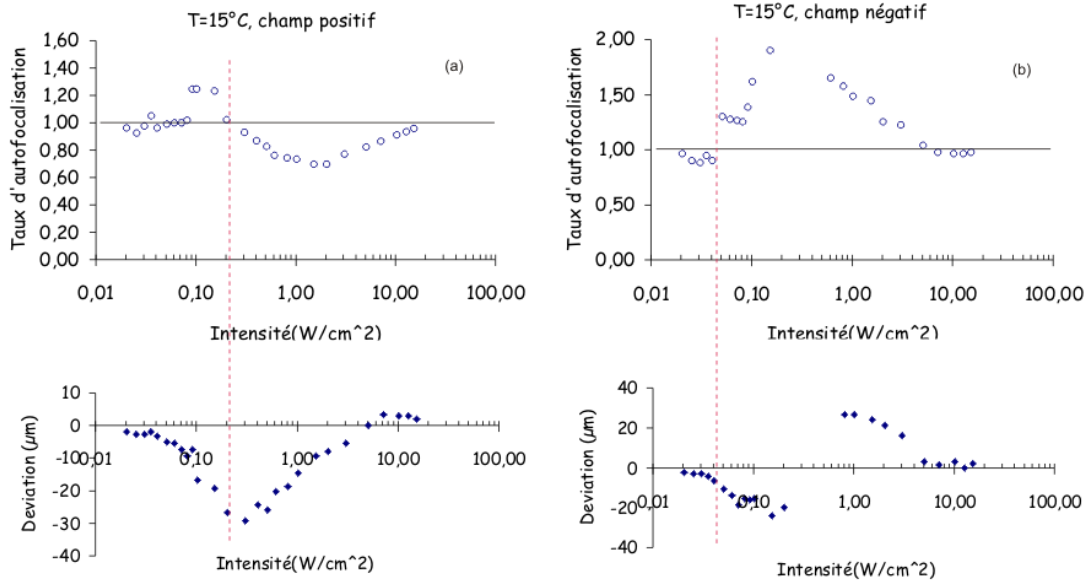


FIG. 4.10 – Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température : $T=15^{\circ}\text{C}$.

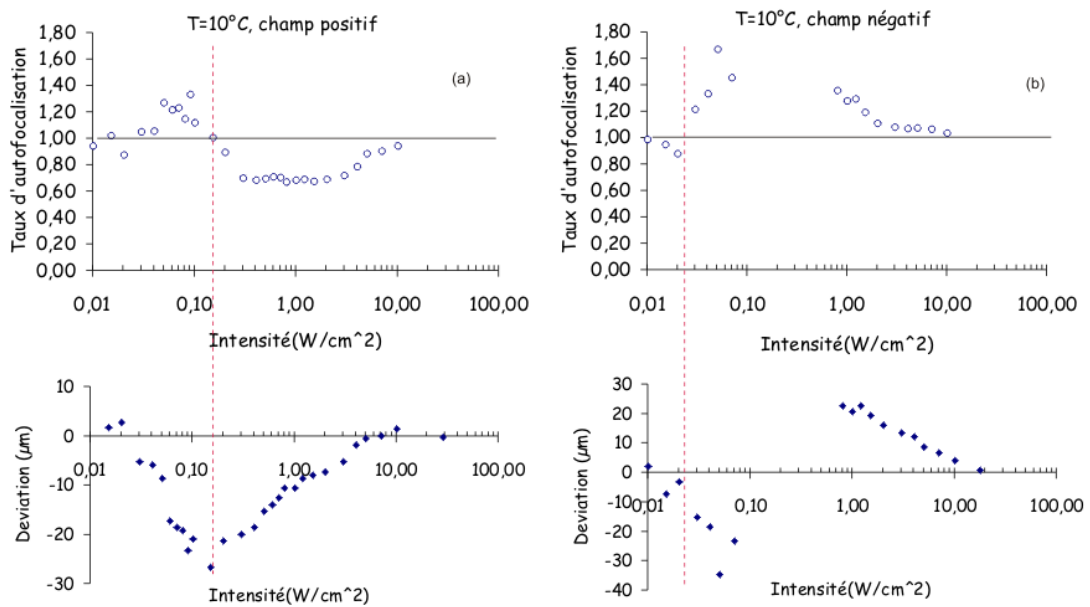


FIG. 4.11 – Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température : $T=10^{\circ}\text{C}$.

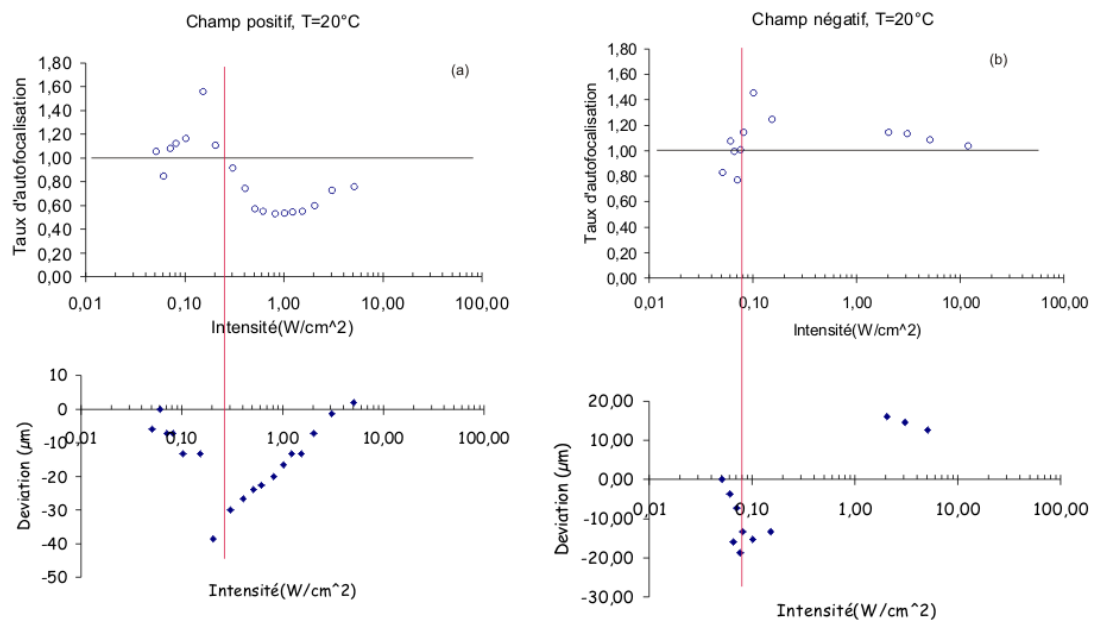


FIG. 4.12 – Mêmes types de mesure que dans la figure 4.8, mais dans un cristal de type 1. $T=20^{\circ}\text{C}$

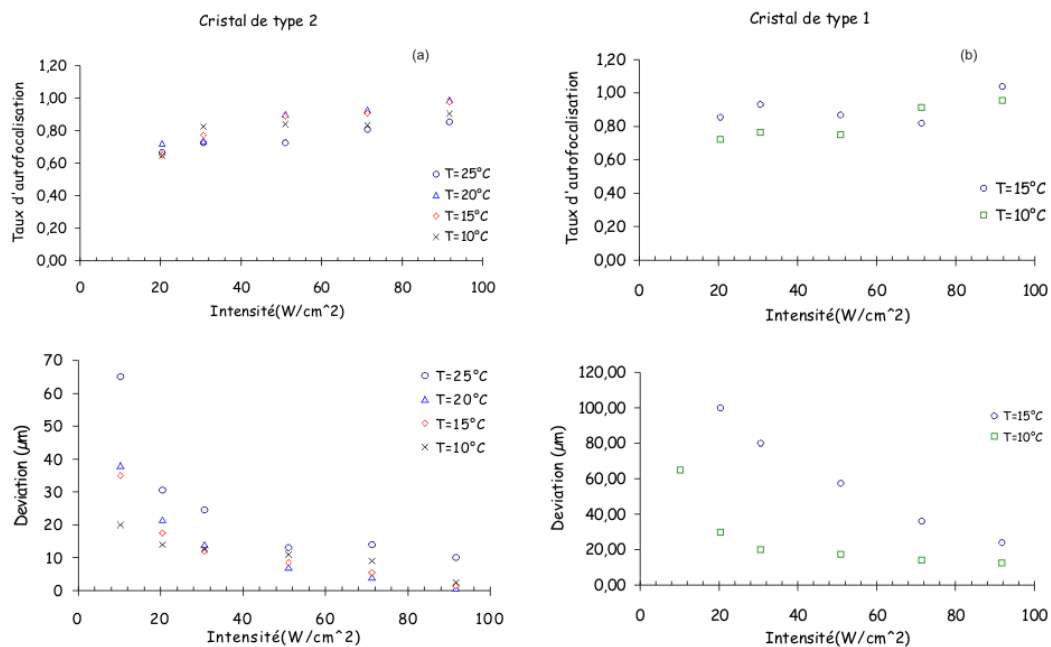


FIG. 4.13 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 (a) et pour un cristal de type 1 (b) à plusieurs températures. Longueur d'onde $1.55\ \mu\text{m}$.

4.2.2.4 Résultats avec éclairage de fond

Pour appliquer un éclairage de fond uniforme nous avons utilisé le laser à 1.06 μm , en raison de sa puissance nettement supérieure au laser à 1.55 μm . Comme le faisceau utilisé pour réaliser l'autofocalisation à 1.06 μm était prélevé du même laser (voir aussi 4.1.2.8 page 99 et la figure 4.3 page 100), l'intensité de fond disponible dans ce cas était inférieure à celle disponible pour les mesures à 1.55 μm , quand toute la puissance émise par le laser à 1.06 μm peut être utilisée comme éclairage de fond. Nous avons donc utilisé une seule valeur d'éclairage de fond pour nos mesures à 1.06 μm et 5 valeurs pour les mesures à 1.55 μm (voir la liste détaillée dans cette section.)

La figure 4.14 montre les résultats obtenus pour deux cristaux (de type 2 et de type 1 respectivement) soumises à un éclairage de fond ayant une intensité $I_f=0.015 \text{ W/cm}^2$. On peut voir que, suite à l'application de l'éclairage, l'inversion du phénomène n'apparaît plus : le faisceau se focalise pour toutes les intensités. Nous remarquons aussi que la déviation maximale du faisceau est moins importante et elle se produit pour une intensité de faisceau plus petite.

Pour les mesures à 1.55 μm (le laser 1.06 μm étant entièrement dédié à l'éclairage de fond), nous avons utilisé plusieurs intensités pour l'éclairage de fond. Les intensités utilisées ont été : 0.04 W/cm^2 , 0.1 W/cm^2 , 0.2 W/cm^2 , 0.4 W/cm^2 et 0.8 W/cm^2 . Pour pouvoir comparer directement l'intensité de l'éclairage de fond (à 1.06 μm) et l'intensité du faisceau (à 1.55 μm), nous avons calculé l'intensité lumineuse à 1.55 μm équivalente qui produira le même nombre de porteurs que l'éclairage à 1.06 μm que nous utilisons. Pour faire cela, nous avons utilisé les sections d'absorption pour les deux longueurs d'onde données dans le tableau 2.2. Ainsi, nous avons établi les équivalences suivantes :

- 0.004 W/cm^2 à 1.06 μm \Leftrightarrow 0.14 W/cm^2 à 1.55 μm .
- 0.01 W/cm^2 à 1.06 μm \Leftrightarrow 0.34 W/cm^2 à 1.55 μm .
- 0.02 W/cm^2 à 1.06 μm \Leftrightarrow 0.68 W/cm^2 à 1.55 μm .
- 0.04 W/cm^2 à 1.06 μm \Leftrightarrow 1.36 W/cm^2 à 1.55 μm .
- 0.08 W/cm^2 à 1.06 μm \Leftrightarrow 3.32 W/cm^2 à 1.55 μm .

Il faut préciser que l'intensité maximale pour l'éclairage de fond n'a pas été limitée par la puissance fournie par le laser, mais par le photocourant généré dans notre cristal²¹.

Les résultats obtenus (figures 4.15 et 4.16) indiquent que le taux de focalisation est

²¹Voir la section 4.2.2.6 page 121 pour une discussion détaillée concernant l'influence de la température et de l'éclairage de fond sur le courant établi dans le cristal suivant l'application du champ électrique.

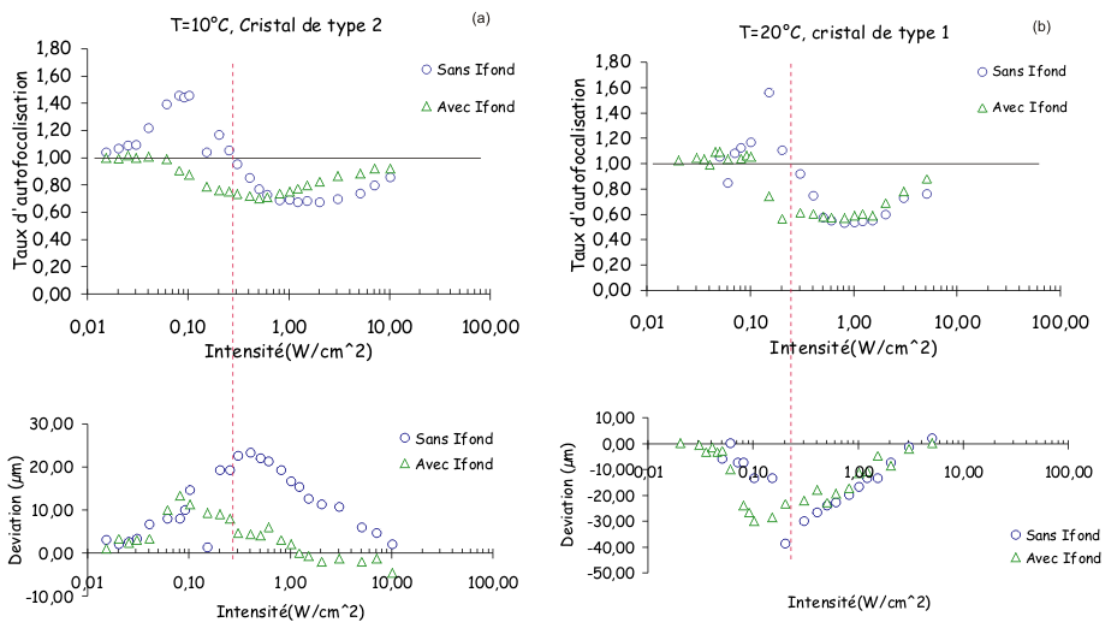


FIG. 4.14 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 (a) et pour un cristal de type 1 (b) en présence d'un éclairage de fond. Longueur d'onde du faisceau $1.06 \mu\text{m}$, longueur d'onde de l'éclairage de fond $1.06 \mu\text{m}$, intensité d'éclairage de fond $I_f=0.015 \text{ W/cm}^2$, températures : 10°C pour le cristal de type 2, 20°C pour le cristal de type 1. Le trait plein horizontal correspond à un taux d'autofocalisation unitaire; le trait vertical en pointillés indique l'intensité d'inversion I_1 .

peu influencé par la température et l'éclairage de fond²². Par contre, pour une intensité du faisceau et un éclairage de fond donnés, la déviation du faisceau connaît des variations importantes avec la température : la déviation maximale est atteinte pour la température la plus élevée utilisée (25°C). Pour une température donnée, l'éclairage de fond diminue la déviation du faisceau, allant jusqu'à son annulation totale (comme dans la figure 4.15(a)).

4.2.2.5 Résultats en polarisation horizontale

Pour les mesures en polarisation horizontale nous avons utilisé un cristal de type 2 et les températures de 10 et 20 ° ; pour chaque température nous avons balayé la même plage d'intensités que pour les mesures effectuées en polarisation verticale.

La variation d'indice "vue" par un faisceau se propageant dans un cristal soumis à un champ électrique dépend de la direction de polarisation du faisceau. Comme nous l'avons déjà expliqué (voir section 2.1.4 page 46), dans la configuration expérimentale que nous avons choisie, un faisceau polarisé verticalement "verra" la variation d'indice produite par un champ électrique horizontal²³ ; en revanche, un faisceau polarisé horizontalement ne devra pas "voir" cette variation d'indice.

Nous avons donc effectué plusieurs mesures en polarisation horizontale, dans le but de déterminer la présence des phénomènes qui peuvent jouer sur la forme du faisceau, autres que l'effet photoréfractif dû à l'application d'un champ extérieur horizontal.

Les résultats obtenus (figure 4.17 page 122 pour un champ positif et figure 4.18 page 123 pour un champ négatif) montrent que, pour une certaine plage d'intensités, le faisceau polarisé horizontalement est toujours défocalisé, et cela indépendamment de la direction du champ extérieur. Les deux figures contiennent aussi les résultats obtenus aux mêmes intensités quand le faisceau est polarisé verticalement, ce qui nous permet de comparer son comportement dans les deux cas. Les différences sont bien évidentes pour l'intensité de 1 W/cm² et champ positif appliqué (figure 4.17 (c) et (d)) : le faisceau polarisé verticalement est focalisé et celui polarisé horizontalement est défocalisé. Néanmoins, il faut remarquer que, même dans le cas où le faisceau est défocalisé pour les deux polarisations, la défocalisation ne se passe pas de la même manière pour la polarisation verticale que pour la polarisation horizontale. Ainsi, en comparant les images (a) et (b) de la figure 4.18,

²²Notons ici que en inversant la direction du champ on observe une défocalisation du faisceau.

²³Voir la figure 2.5 page 50 pour la description détaillée de notre configuration, y compris les orientations relatives du champ appliqué et de la polarisation. Nous rappelons que par "polarisation verticale" nous comprenons une polarisation du faisceau orthogonale à la direction du champ appliqué, alors que la "polarisation horizontale" est parallèle au champ extérieur.

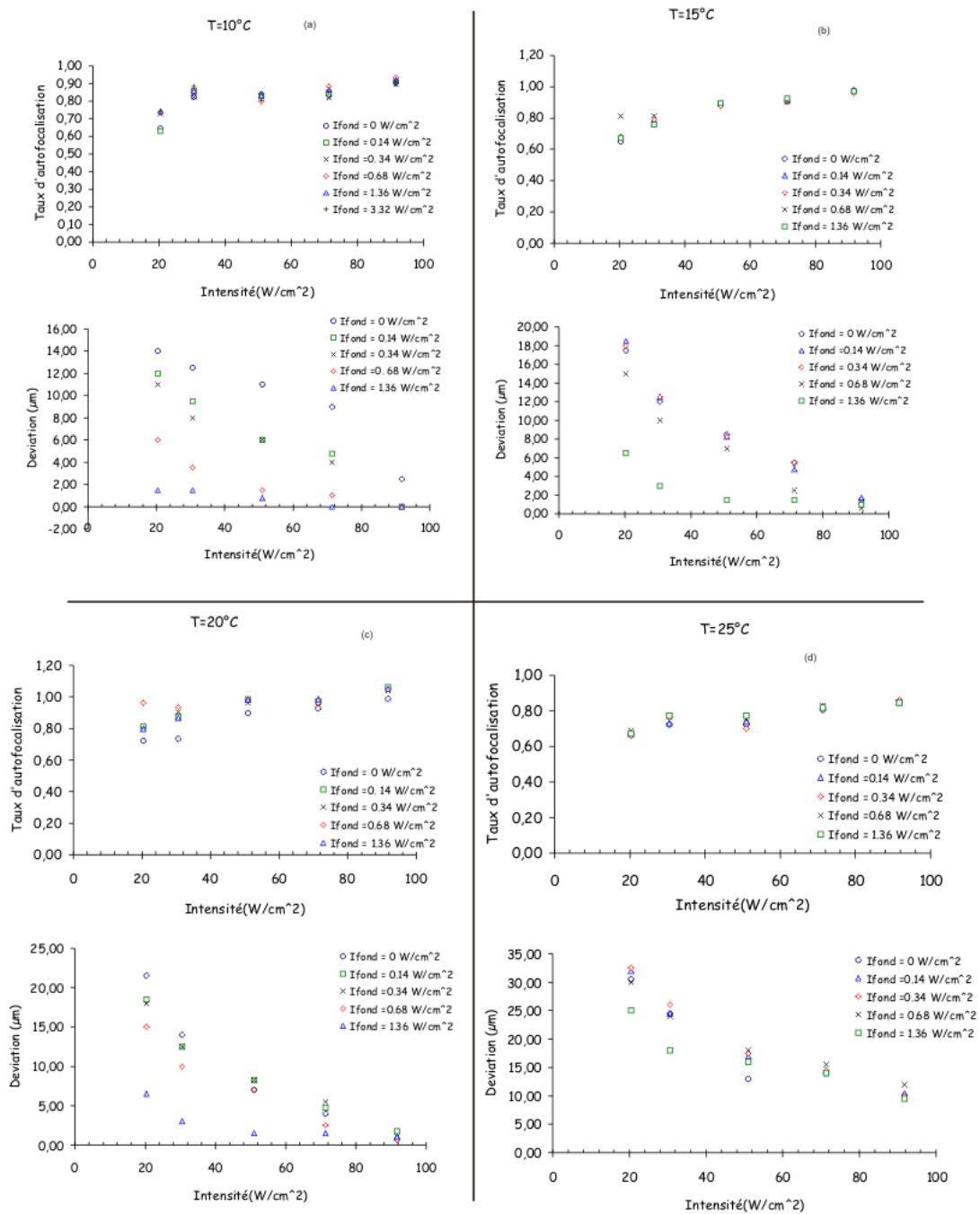


FIG. 4.15 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond à températures différentes : 10°C (a), 15°C (b), 20°C (c), 25°C (d) . Longueur d'onde faisceau 1.55 μm, longueur d'onde éclairage de fond 1.06 μm.

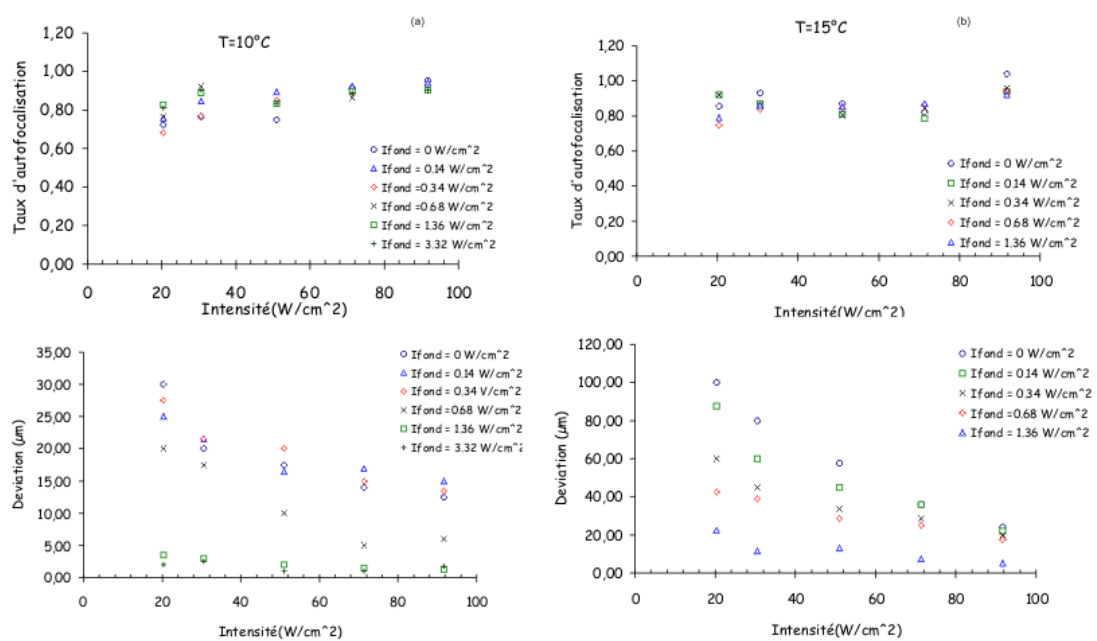


FIG. 4.16 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 1 en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond à 10°C (a) et à 15°C (b). Longueur d'onde faisceau 1.55 μm , longueur d'onde éclairage de fond 1.06 μm .

nous voyons que le faisceau défocalisé a un profil différent pour la polarisation horizontale par rapport à la polarisation verticale.

L'évolution du taux d'autofocalisation pour une polarisation horizontale en fonction de l'intensité du faisceau est représentée dans la figure 4.19 page 124. Nous observons le même type de comportement - défocalisation du faisceau - pour les deux températures et pour les deux directions d'application du champ électrique.

Nous avons étudié aussi l'influence de l'éclairage de fond sur la défocalisation du faisceau polarisé horizontalement pour deux intensités du faisceau (0.2 et 1 W/cm²). La figure 4.20 nous permet de comparer le profil du faisceau dans les situation suivantes :

- E=0 kV/cm - pas de champ appliqué, faisceau diffracté.
- E=10 kV/cm, I_{fond}=0 W/cm² - champ appliqué, pas d'éclairage de fond.
- E=10 kV/cm, I_{fond}=0.015 W/cm² - champ appliqué, avec éclairage de fond.

La conclusion qui s'impose est que l'éclairage de fond réduit fortement la défocalisation du faisceau polarisé horizontalement, allant jusqu'à son élimination totale pour certaines intensités (comme c'est le cas dans la figure 4.20(b)).

4.2.2.6 État quasi-stationnaire : stabilité de la focalisation

Dans les expériences que nous avons présentées jusqu'à ce point, le choix des températures et des intensités d'éclairage de fond a été déterminé par le courant établi dans le cristal après l'application du champ électrique. En effet, ce courant dépend fortement de la température et de l'éclairage de fond, ce qui n'est pas surprenant, si nous tenons compte du fait que les porteurs de charges sont générés à la fois thermiquement (les électrons) et optiquement (les trous²⁴). Néanmoins, pour des températures et/ou éclairages de fond élevés, le courant ne reste pas constant dans le temps, mais il augmente exponentiellement. Cette augmentation nous oblige de couper le champ appliqué pour éviter l'endommagement du cristal. Néanmoins, avant que le courant n'atteigne un seuil dangereux, nous observons qu'un faisceau focalisé change de taille et de déviation²⁵.

Nous avons étudié l'évolution temporelle du courant dans un cristal de type 2 à plusieurs températures (10, 15, 20 et 25°C), sans et avec un éclairage de fond (valant 0.02 et 0.04 W/cm²). Nous avons répété les mêmes mesures dans un cristal de type 1 à 10 et 15°C, toujours en présence d'un éclairage de fond (0.02, 0.04 et 0.08 W/cm²).

La figure 4.21 page 126 présente un exemple typique : on peut voir que le faisceau

²⁴Notons que à la longueur d'onde 1.55 μm, la génération optique des électrons devient aussi importante.

²⁵Il s'agit ici d'un faisceau polarisé verticalement.

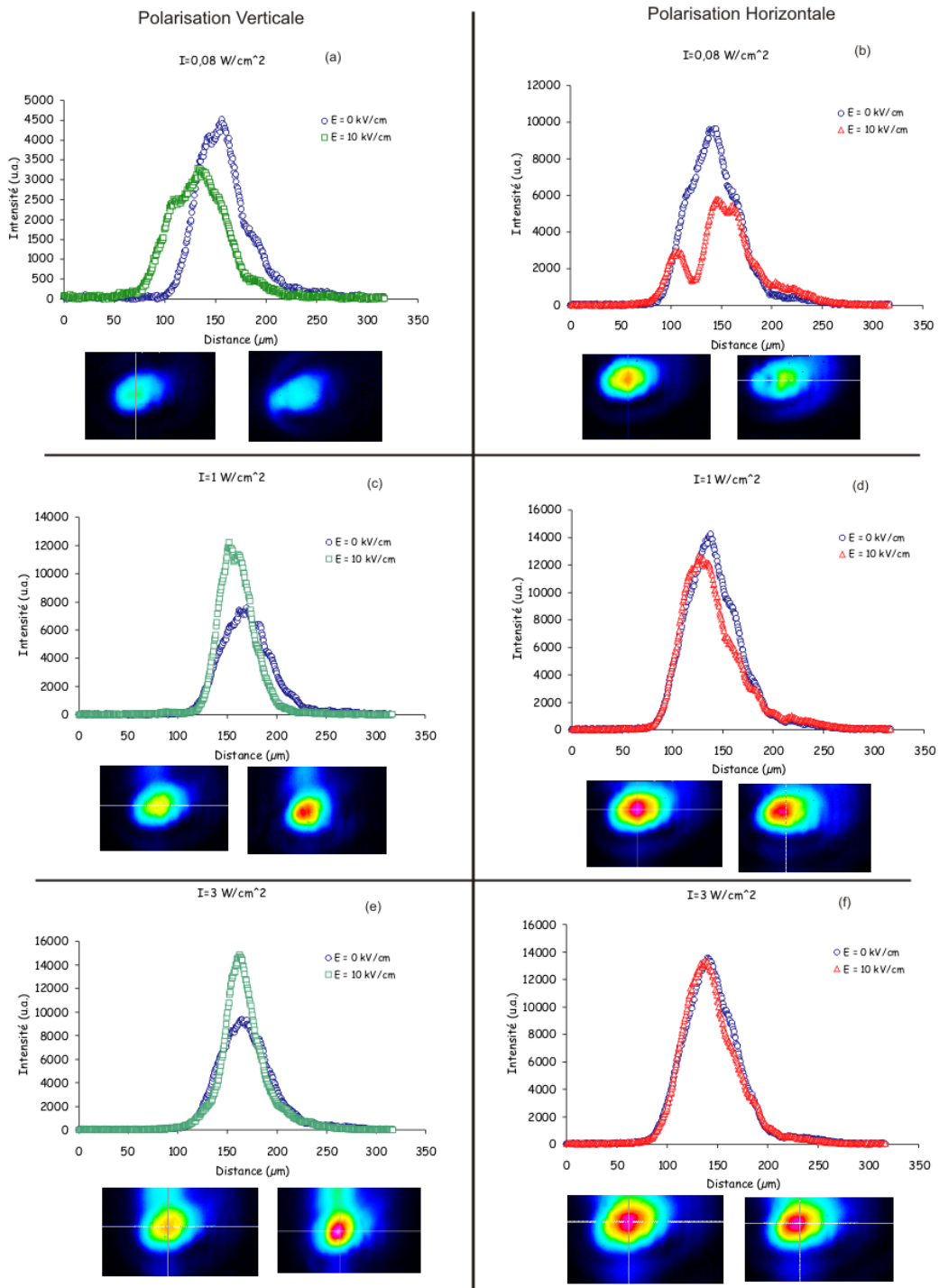


FIG. 4.17 – Comparaison entre le profils du faisceau focalisé et non-focalisé en polarisation horizontale et verticale pour un champ positif. Le cristal est de type 2. Longueur d'onde $1,06 \mu\text{m}$, température 10° , champ appliqué 10 kV/cm . Les images en dessous de chaque profil montrent le faisceau à la sortie du cristal en absence du champ (gauche) et avec champ appliqué (droite).

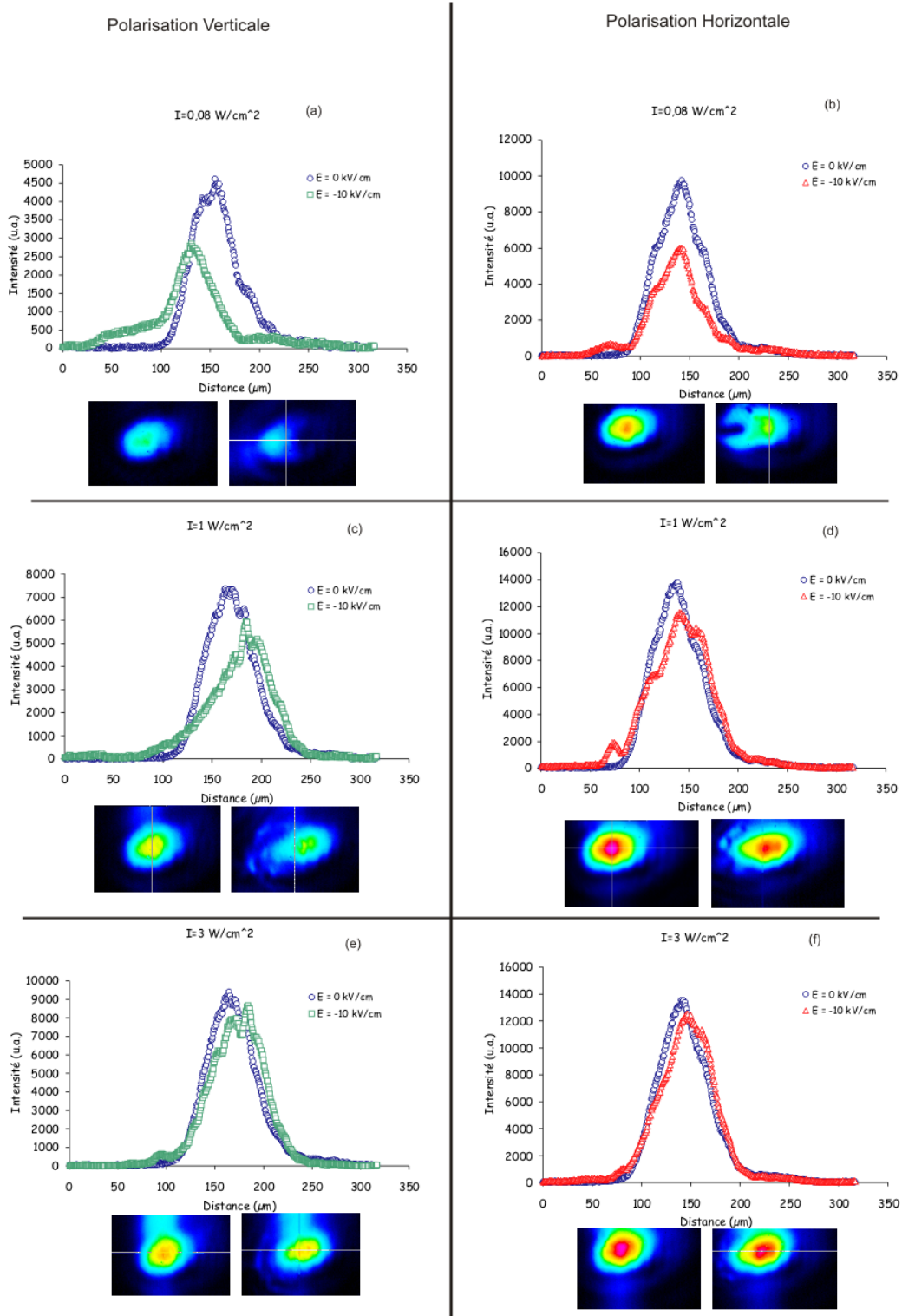


FIG. 4.18 – Comparaison entre les profils du faisceau focalisé et non-focalisé en polarisation horizontale et verticale pour un champ négatif. Le cristal est de type 2. Longueur d'onde $1,06 \mu\text{m}$, température 10° , champ appliqué -10 kV/cm . Les images en dessous de chaque profil montrent le faisceau à la sortie du cristal en absence du champ (gauche) et avec champ appliqué (droite).

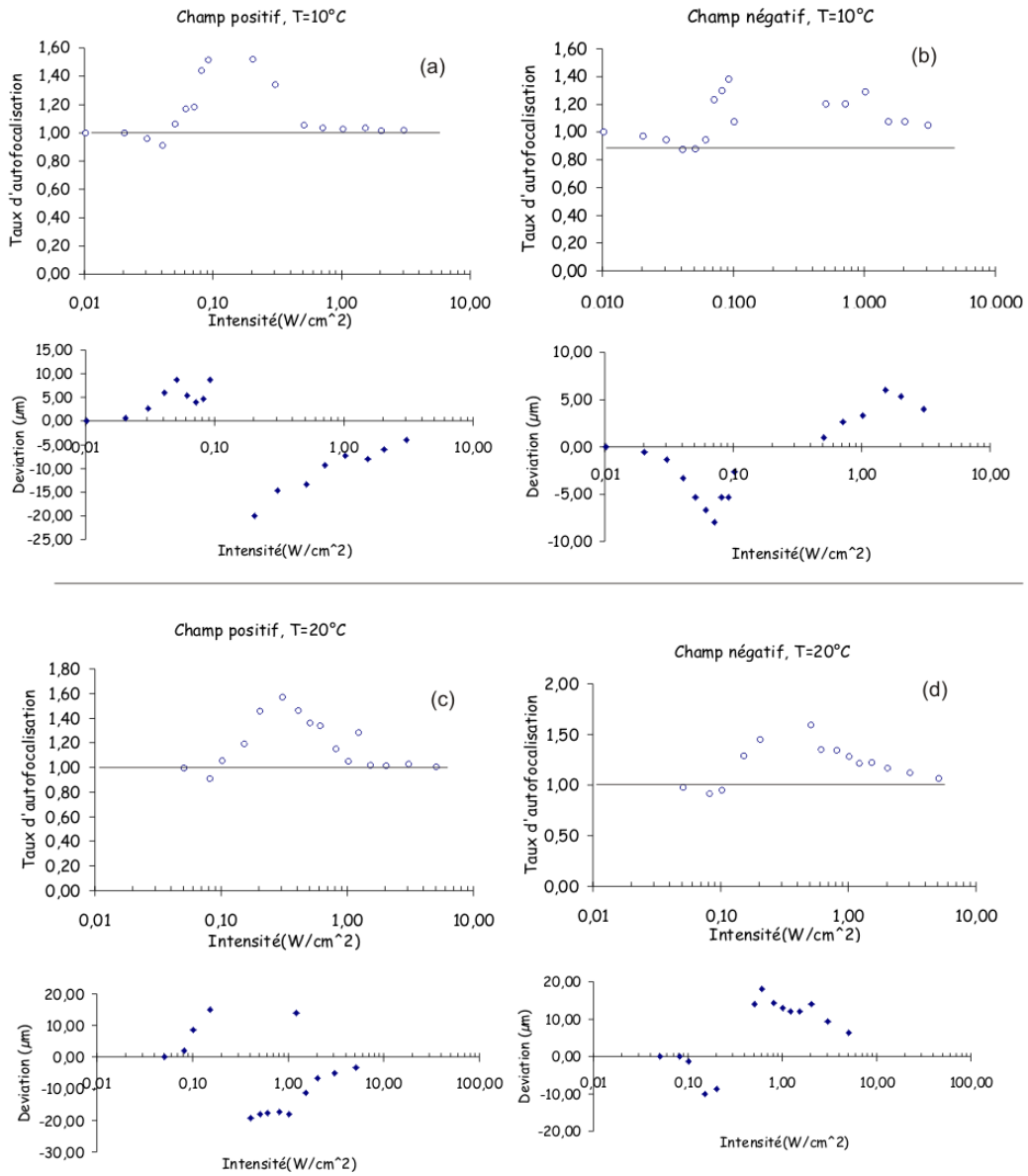


FIG. 4.19 – Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation d'un faisceau polarisé horizontalement dans un cristal de type 2 en fonction de l'intensité du faisceau à 10°C (pour un champ positif (a) et pour un champ négatif (b)) et à 20°C (pour un champ positif (c) et pour un champ négatif (d)). Longueur d'onde 1.06 μm.

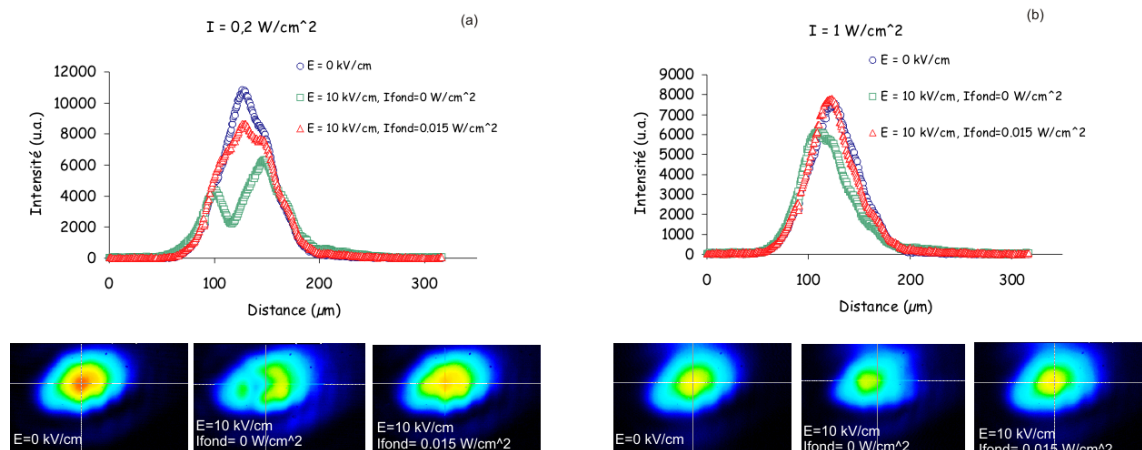


FIG. 4.20 – Comparaison entre les profils d’un faisceau polarisé horizontalement en absence et présence d’un éclairage de fond. Intensité du faisceau : 0.2 W/cm^2 (a) et 1 W/cm^2 (b), intensité éclairage de fond 0.015 W/cm^2 , température 20°C , cristal de type 2, longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$.

initial (avant l’application du champ extérieur) est focalisé suite à l’application du champ (après 2 secondes²⁶). Par la suite, nous observons que le faisceau change lentement sa taille, en se focalisant. À partir d’un certain moment (après environ 30 secondes) il commence à se défocaliser et il finira dans un état défocalisé par rapport à sa taille initiale (avant l’application du champ).

Le temps nécessaire pour que le faisceau soit défocalisé dépend de la température, de l’intensité d’éclairage de fond et de l’intensité du faisceau lui-même²⁷. Pour des éclairages de fond très forts, le faisceau va s’étaler complètement. Notons que ce phénomène de défocalisation apparaît aussi pour un faisceau polarisé horizontalement ; alors que ce faisceau ne subit pas de changement suivant l’application du champ électrique²⁸, il va commencer à se défocaliser après un certain temps.

Comme un courant constant dans le cristal semble être essentiel pour la stabilité

²⁶Il faut préciser que, une fois le champ électrique appliqué, il a besoin d’approximativement une seconde pour arriver à la valeur de 10 kV/cm ; pour cette raison nous avons pris comme référence l’image du faisceau focalisé après 2 secondes, car le champ électrique ne varie plus. Notons que ça ne veut pas dire que la focalisation a lieu en une seconde, mais qu’elle est plus rapide que la variation du champ électrique.

²⁷Les faisceaux plus intenses sont plus robustes, dans le sens où ils ont besoin de plus de temps pour être défocalisés qu’un faisceau moins intense, les autres conditions (température et éclairage de fond) étant identiques).

²⁸Comme nous l’avons vu précédemment, un faisceau polarisé horizontalement et ayant l’intensité dans une certaine plage se défocalise après l’application du champ ; néanmoins, dans ce cas nous nous trouvons en dehors de cette plage.

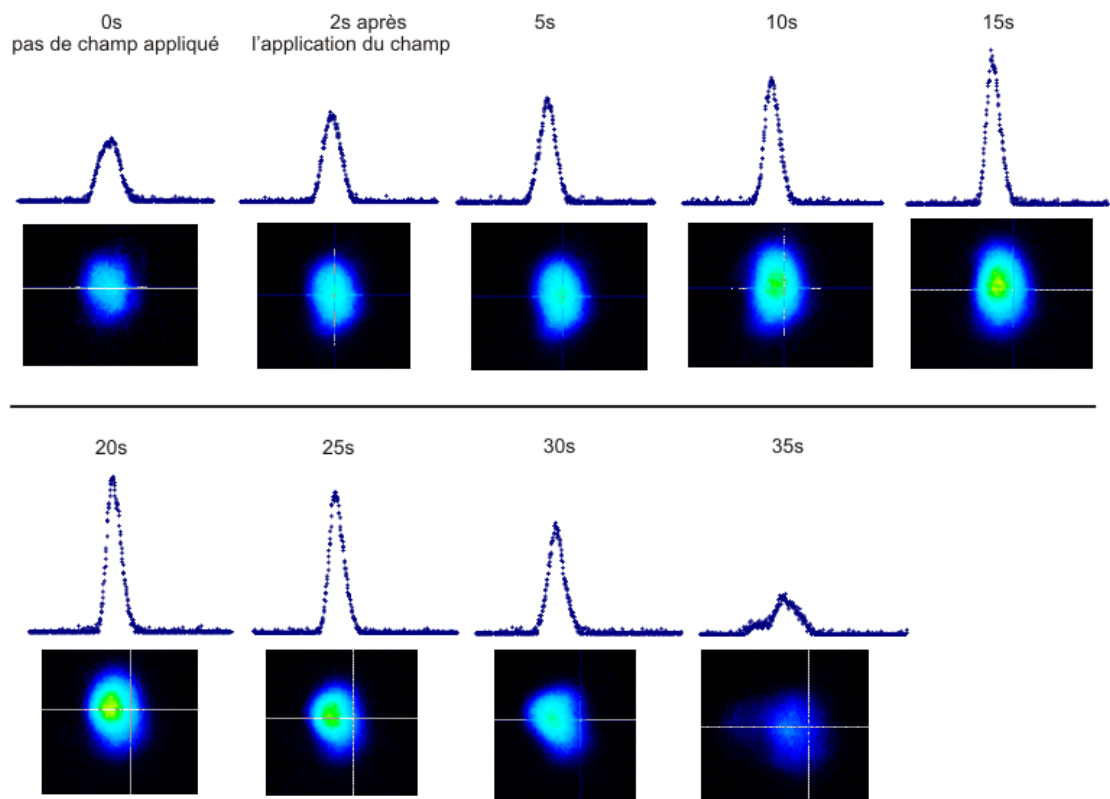


FIG. 4.21 – Évolution temporelle du profil du faisceau après l'application du champ électrique dans un cristal de type 2. Température 10°C , longueur d'onde du faisceau $1.55\ \mu\text{m}$, intensité faisceau $30\ \text{W}/\text{cm}^2$, longueur d'onde de l'éclairage de fond $1.06\ \mu\text{m}$, intensité éclairage de fond $0.04\ \text{W}/\text{cm}^2$ (équivalent à $1.36\ \text{W}/\text{cm}^2$ à $1.55\ \mu\text{m}$). Le temps est indiqué au dessus de chaque profil et il est exprimé en secondes.

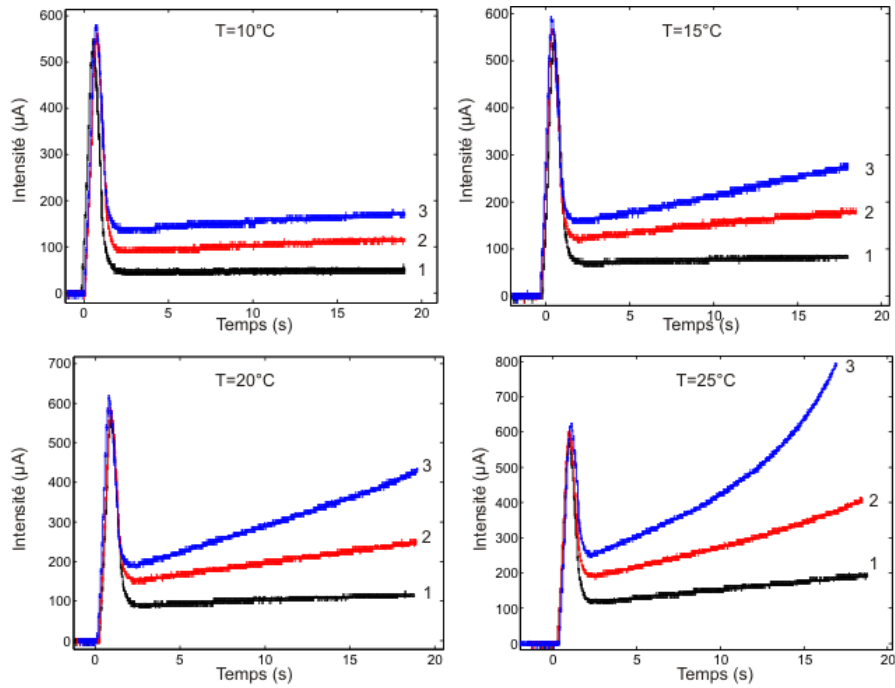


FIG. 4.22 – Évolution temporelle du courant dans un cristal de type 2 à plusieurs températures et intensités de fond. L'origine de temps est l'instant d'application du champ électrique. Chaque courbe correspond à une valeur d'éclairage de fond : (1) - pas d'éclairage de fond, (2) - $I_{\text{fond}}=0.02 \text{ W/cm}^2$, (3) - $I_{\text{fond}}=0.04 \text{ W/cm}^2$.

du phénomène de focalisation, nous avons mené plusieurs expériences pour déterminer l'évolution de ce courant en fonction de la température et de l'éclairage de fond.

Les résultats obtenus (figures 4.22 et 4.23) confirment que la température et l'éclairage de fond influencent fortement le courant. Il faut préciser que les mesures que nous avons présentées dans les sections précédentes ont été toujours effectuées après le maximum initial du courant, mais avant qu'il prenne une variation importante.

La suite d'images présentées dans la figure 4.21 correspond à l'évolution du courant donnée par la courbe (3) de la figure 4.22 (température 10°). Ainsi, nous observons que le changement subi par le faisceau est corrélé avec l'augmentation du courant dans le cristal. Pour des températures plus élevées et des éclairages de fond plus forts, la défocalisation du faisceau intervient plus vite. Cela qui correspond à l'augmentation plus rapide du courant visible dans les figures 4.22 et 4.23 (voir notamment les courbes (3) à différentes températures).

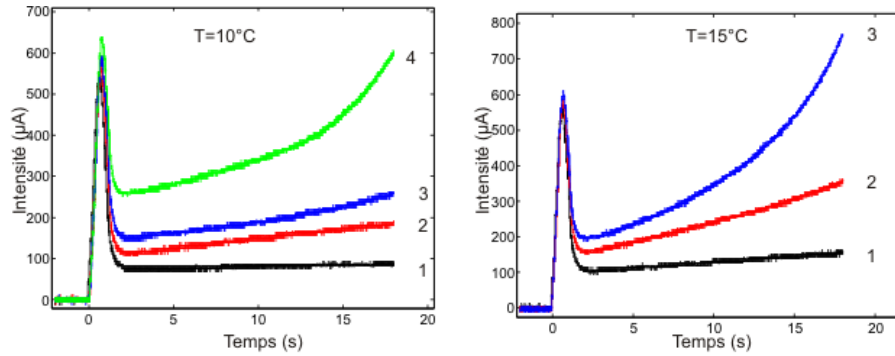


FIG. 4.23 – Évolution temporelle du courant dans un cristal de type 1 à plusieurs températures et intensités de fond. L'origine de temps est le moment d'application du champ électrique. Chaque courbe correspond à une valeur de l'éclairage de fond : (1) - pas d'éclairage de fond, (2) - $I_{\text{fond}}=0.02 \text{ W/cm}^2$, (3) - $I_{\text{fond}}=0.04 \text{ W/cm}^2$, (4) - $I_{\text{fond}}=0.08 \text{ W/cm}^2$.

4.2.3 Étude du régime transitoire : temps de réponse

Les mesures que nous avons présentées jusqu'ici nous ont permis de caractériser l'état stationnaire. Néanmoins, un des paramètres les plus importants qui nous intéressent est le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire, ainsi que le comportement du faisceau (déviations, évolution du taux d'autofocalisation) pendant cette étape transitoire.

Les expériences précédentes menées avec nos cristaux ont mis en évidence un temps de réponse inférieur à la milliseconde [91], mais qui n'a pas pu être mesuré à cause de sa rapidité et du manque de sensibilité de notre caméra CCD. Pour les mesures en régime transitoire nous avons donc changé la méthode de mesure, en remplaçant la caméra par un détecteur de position.

4.2.3.1 Méthode de mesure

Le détecteur de position est composé de quatre photodiodes indépendantes, groupées dans un cercle (figure 4.24). Chaque photodiode est connectée à une des voies d'entrée d'un oscilloscope numérique, qui nous permet de suivre en temps réel²⁹ l'évolution de l'intensité lumineuse incidente sur chaque photodiode.

²⁹Comme la puissance totale du faisceau est assez faible, nous avons du utiliser une résistance de charge en parallèle avec la résistance interne de $1 \text{ M}\Omega$ de l'oscilloscope pour obtenir un signal de sortie mesurable. Le circuit RC créé par la résistance de charge et la capacité de la photodiode a un temps de réponse non-nul ; voir l'annexe 7.6 page 208 pour le temps de réponse de notre circuit de détection à différentes valeurs de la résistance de charge.

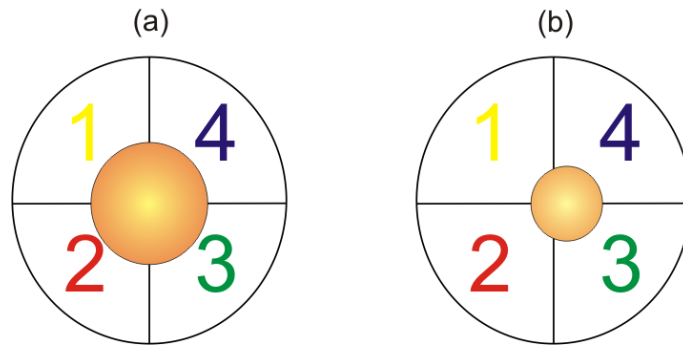


FIG. 4.24 – Les quadrants du détecteur de position ; en absence de champ électrique, le faisceau est centré sur le détecteur (a). Après l’application du champ électrique le faisceau sera dévié et focalisé (b).

La face de sortie du cristal est imagée sur le détecteur d’une telle manière que, en absence du champ électrique, le faisceau tombe en son centre (figure 4.24(a)). Ainsi, chaque photodiode enregistre la même intensité. Une fois le champ électrique appliqué³⁰, le faisceau sera focalisé et dévié. Par conséquent, il ne sera plus centré sur le détecteur et l’intensité incidente sur chaque photodiode va varier d’une manière différente, qui est proportionnelle à la déviation du faisceau et à son taux d’autofocalisation (figure 4.24(b)).

Il faut préciser que cette méthode ne nous permet pas de discriminer entre la variation d’intensité produite par la déviation du faisceau et celle due à son autofocalisation. Néanmoins, il est évident que, en l’absence de toute déviation³¹ (ce qui correspond à une autofocalisation/défocalisation du faisceau complètement symétrique), aucune variation d’intensité ne sera enregistrée.

4.2.3.2 Courbe typique - définition de paramètres

La figure 4.25 montre un résultat typique obtenu au cours de nos mesures. En absence de champ électrique, les quadrants enregistrent quasiment la même intensité³² (figure 4.25(a)). En présence d’un champ appliqué, chaque quadrant va enregistrer une intensité différente, dépendant de la déviation et de l’autofocalisation du faisceau (figure 4.25(b)). Nous avons choisi comme origine de temps de nos courbes le moment où le faisceau est allumé par le

³⁰Pour des raisons que nous avons expliqué précédemment (voir 4.1.2.3 page 96), le champ électrique est toujours appliqué et c’est le faisceau qui est modulé à l’aide d’un modulateur électro-optique.

³¹En fait, nous avons choisi cette méthode de mesure précisément parce que la déviation du faisceau dans l’InP est assez importante.

³²La différence entre les intensités mesurées est due à la forme du faisceau, qui n’est pas exactement circulaire, ce qui nous empêche de le centrer sur le détecteur.

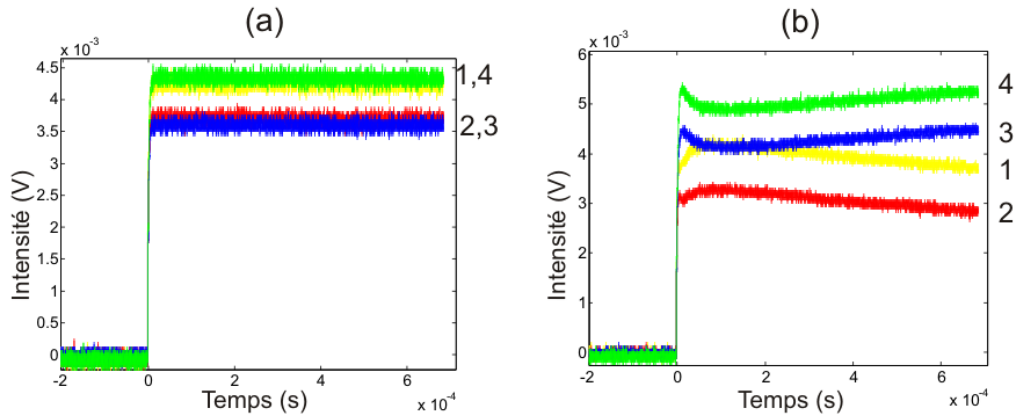


FIG. 4.25 – Intensité enregistré par chaque quadrant en absence (a) et en présence (b) du champ électrique. La numération des courbes correspond à celle de la figure 4.24. Longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$, température 20°C , intensité faisceau $10 \text{ W}/\text{cm}^2$.

modulateur.

Pour quantifier la variation de l’intensité mesurée par chaque quadrant, nous allons définir *l’asymétrie* du faisceau comme étant :

$$\text{Asymetrie} = 1 - \frac{I_1 + I_2}{I_3 + I_4} \quad (4.1)$$

où I_1, I_2, I_3 et I_4 sont les intensités mesurées par les quadrants 1, 2, 3 et 4 respectivement. D’après cette définition, l’asymétrie d’un faisceau parfaitement circulaire et parfaitement centré est nulle. Comme notre faisceau ne respecte pas complètement ces deux conditions, son asymétrie initiale est différente de 0. Néanmoins, si le faisceau n’est pas dévié, cette asymétrie initiale restera constante; nous pouvons donc considérer que toute variation de l’asymétrie par rapport à sa valeur initiale correspond à une déviation/focalisation du faisceau.

La figure 4.26 montre un exemple typique de l’évolution temporelle de l’asymétrie du faisceau. Nous constatons qu’elle a une variation caractérisée par deux échelles de temps différentes.

Nous sommes intéressés par les valeurs de l’asymétrie qui caractérisent les deux échelles de temps : l’asymétrie au premier maximum (qui correspond à l’échelle de temps la plus courte) et l’asymétrie à l’état stationnaire (l’échelle de temps la plus longue). Nous allons également mesurer les temps nécessaires pour atteindre le maximum d’asymétrie transitoire et l’état stationnaire.

Par la suite, nous allons étudier l’évolution temporelle de l’asymétrie du faisceau en

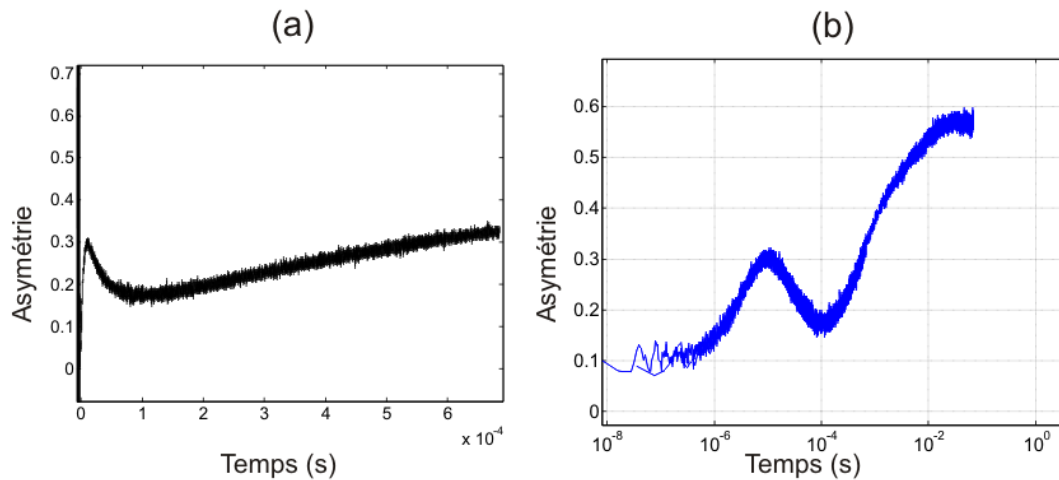


FIG. 4.26 – Asymétrie du faisceau en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b), calculé avec la formule 4.1 à partir des courbes données dans la figure 4.25(b).

fonction des mêmes paramètres que nous avons fait varier au cours des mesures à l'état stationnaire : longueur d'onde, sens du champ appliqué, intensité du faisceau, température et éclairage de fond.

4.2.3.3 Résultats à intensité variable du faisceau en présence d'un éclairage de fond

Longueur d'onde 1.55 μm En raison de la plus grande sensibilité du détecteur par rapport à celle de la caméra CCD, nous avons pu étendre la plage d'intensités utilisées à cette longueur d'onde par rapport aux mesures de l'état stationnaire. Ainsi, nous avons caractérisé l'évolution temporelle de l'asymétrie pour une intensité du faisceau allant de 0.1 W/cm^2 à 90 W/cm^2 . La figure 4.27 présente les courbes de mesure les plus représentatives obtenues dans cet intervalle d'intensités. Chaque graphique correspond à une intensité et contient trois courbes qui décrivent l'asymétrie sous les conditions suivantes :

1. pas de champ appliqué ; dans ce cas il n'y a pas de déviation ni de focalisation, donc l'asymétrie doit rester constante. Nous utilisons cette courbe pour vérifier qu'elle reste vraiment constante, ce qui nous permet de valider notre méthode de mesure.
2. avec un champ appliqué et en présence d'un éclairage de fond.
3. avec champ appliqué, mais sans éclairage de fond.

En comparant les deux dernières courbes, nous pouvons étudier l'influence de l'éclairage de fond sur l'asymétrie.

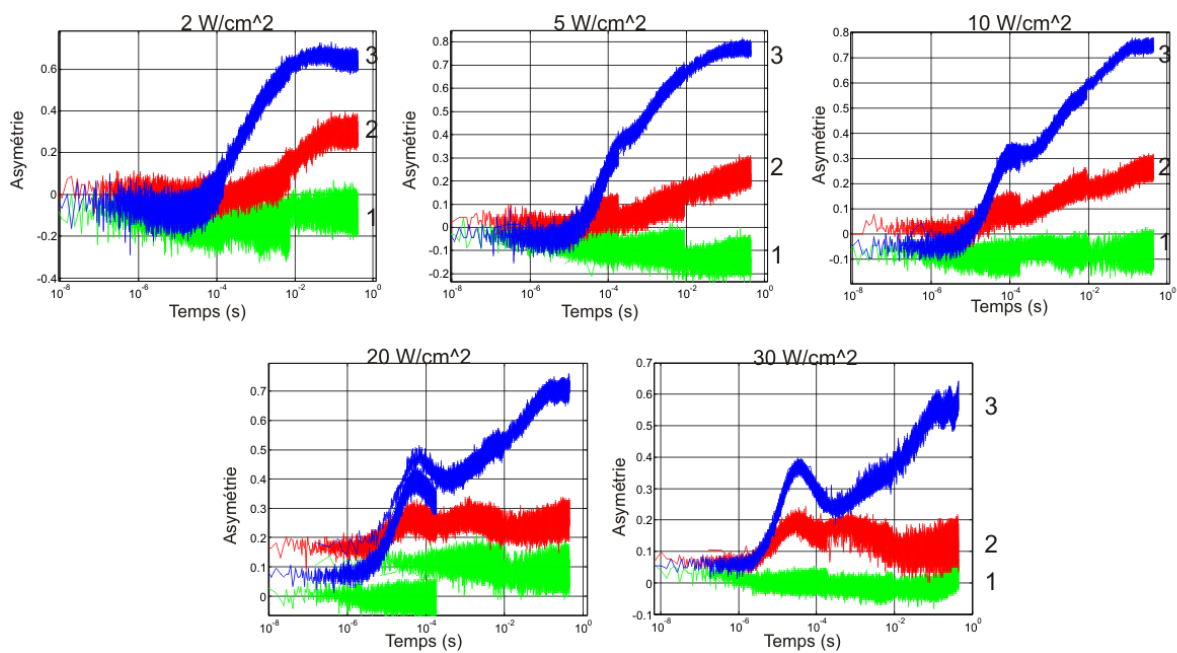


FIG. 4.27 – Évolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités et pour différentes conditions de mesure : sans champ appliqué (1), avec champ et éclairage de fond (2), avec champ mais sans éclairage de fond (3). Longueur d'onde du faisceau 1.55 μm , longueur d'onde éclairage de fond 1.06 μm , intensité éclairage de fond 0.4 W/cm², température 10°C, champ appliqué 10 kV/cm, cristal de type 2.

À partir de la figure 4.27, nous constatons³³ que, en l'absence d'éclairage de fond et pour une faible intensité (2 W/cm²), les deux échelles de temps "fusionnent" et nous ne retrouvons plus le maximum transitoire (qui est clairement visible à plus forte intensité (30 W/cm²)). Les valeurs d'intensité intermédiaires (5, 10 et 20 W/cm²) montre que la "séparation" entre les deux échelles de temps devient plus nette avec l'augmentation de l'intensité. Enfin, nous observons que l'éclairage de fond produit une diminution importante de l'asymétrie.

Longueur d'onde 1.06 μm Le même type de mesures, menées à la longueur d'onde 1.06 μm , ont mis en évidence un comportement similaire : les deux échelles de temps sont confondues à faible intensités et séparées pour des intensités plus fortes (figure 4.28).

En inversant la direction du champ appliqué (figure 4.29), nous retrouvons toujours les deux échelles de temps, mais avec une différence importante : alors que l'asymétrie au maximum transitoire reste positive, à l'état stationnaire elle devient négative. Nous observons donc une "inversion" de l'asymétrie à l'état stationnaire³⁴, mais pas en régime transitoire.

À partir des courbes que nous venons de présenter (4.27, 4.28 et 4.29), nous pouvons caractériser le maximum transitoire et l'état stationnaire en mesurant le temps nécessaire pour les atteindre, ainsi que l'asymétrie du faisceau.

Nous avons donc tracé la variation de l'asymétrie et du temps de réponse (figures 4.30 et 4.31) en fonction de l'intensité du faisceau pour les deux longueurs d'onde. À la longueur d'onde 1.55 μm (figure 4.30(a) et (b)), nous observons que l'asymétrie a une valeur maximale pour une intensité donnée et elle diminue pour des intensités supérieures et inférieures à cette valeur. En présence d'un éclairage de fond nous retrouvons le même comportement, mais l'asymétrie maximale diminue fortement.

³³Il faut remarquer que certaines courbes présentent des problèmes de continuité (comme, par exemple, les courbes 1 et 3 à 20 W/cm²). La cause de cette discontinuité est liée à la technique de mesure que nous avons utilisée : comme le phénomène mesuré se passe sur plusieurs échelles de temps, nous avons répété chaque mesure plusieurs fois, en utilisant chaque fois une résolution temporelle différente de l'oscilloscope. Ainsi, chaque courbe donnée dans les figures 4.27 est obtenue en faisant la superposition de plusieurs mesures, chacune couvrant un intervalle temporel (la première de 0 à 100 μs , la deuxième de 10 μs à 1 ms, etc.). En général, les courbes ainsi superposées coïncident (voir, par exemple, les figures 4.28 et 4.29), ce qui montre que le phénomène mesuré est assez reproductible. Néanmoins, les éventuelles variations dans l'intensité/profil du faisceau (dus au laser ou aux autres composants du banc de mesure) peuvent entraîner des variations de l'asymétrie entre deux mesures successives, ce qui explique les discontinuités observées. Ce phénomène est plus prononcé à la longueur d'onde 1.55 μm (figure 4.27) qu'à 1.06 μm (figures 4.28 et 4.29), car le laser 1.55 μm a une qualité du faisceau et une stabilité inférieures aux ceux du laser 1.06 μm .

³⁴Ce qui n'est pas surprenant, en tenant compte de l'inversion de la déviation que nous avons mesurée avec la caméra.

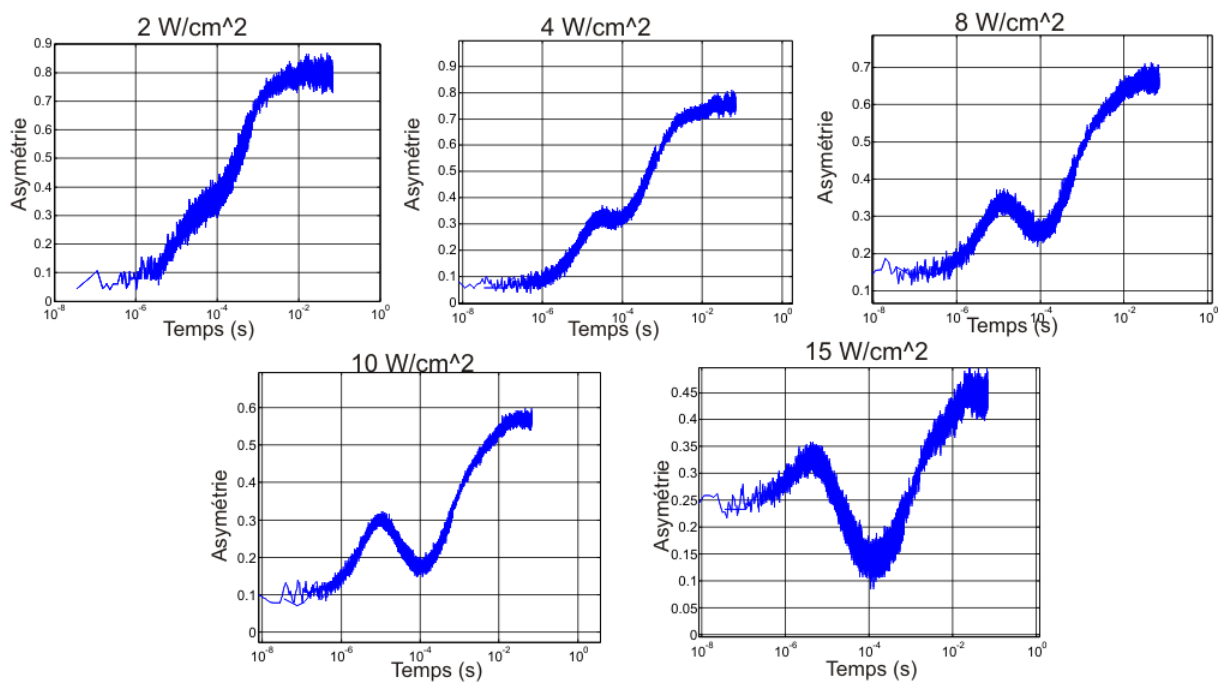


FIG. 4.28 – Évolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités. Longueur d'onde du faisceau $1.06 \mu\text{m}$, température 20°C , champ appliqué 10 kV/cm , cristal de type 2.

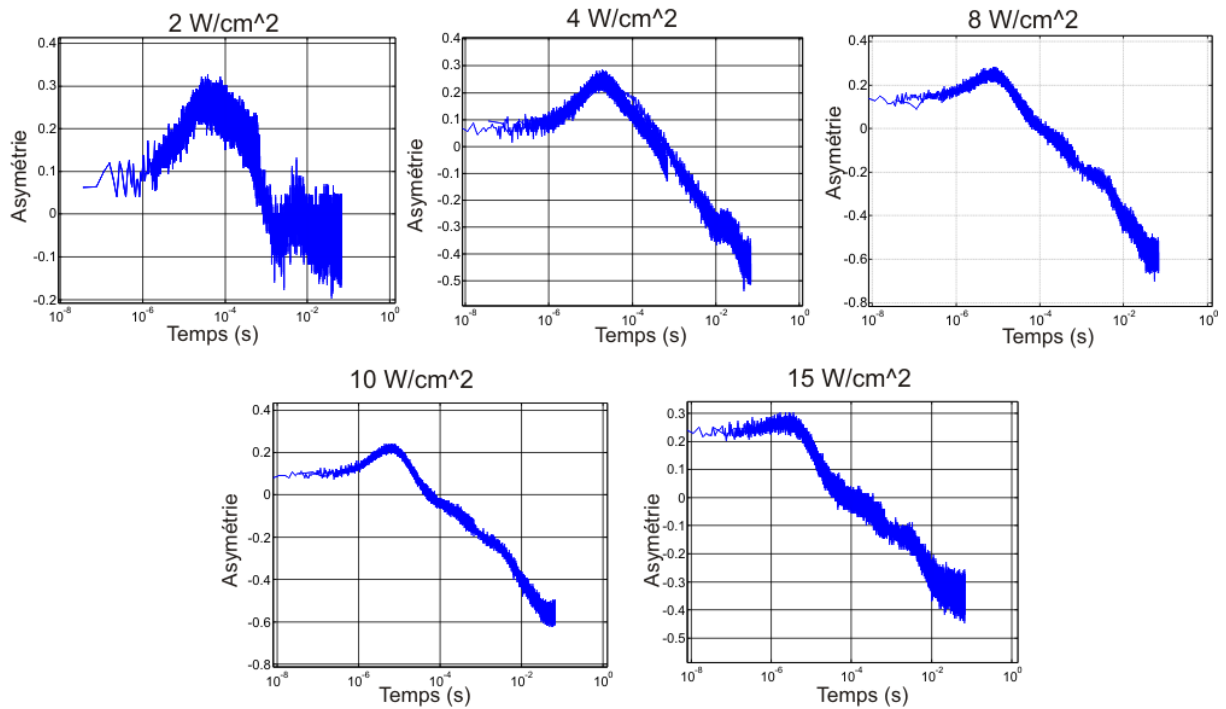


FIG. 4.29 – Mêmes paramètres que pour la figure précédente, sauf le champ électrique. Champ appliqué -10 kV/cm .

À $1.06 \text{ }\mu\text{m}$, la plage d'intensités que nous avons balayée est relativement étroite ; par conséquence, les courbes obtenues (figure 4.31) ne couvrent pas les faibles intensités. Néanmoins, nous remarquons le même type d'évolution qu'à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$, surtout pour l'état stationnaire : la figure 4.31(b) reproduit la même évolution que la figure 4.30(b) pour les intensités élevées.

Les mesures des temps de réponse ont montré que le temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire dépend fortement de l'intensité du faisceau pour les deux longueurs d'onde (figures 4.30(c) et 4.31(c)), alors que le temps jusqu'à l'état stationnaire est moins influencé par l'intensité (figures 4.30(d) et 4.31(d)). Nous constatons que, pour une intensité du faisceau donnée, le temps de réponse à $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ est inférieur d'un ordre de grandeur³⁵ par rapport au temps de réponse à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$. Pour $I_{\text{faisceau}}=10 \text{ W/cm}^2$, par exemple, les temps nécessaires pour atteindre le maximum transitoire sont environ $5 \text{ }\mu\text{s}$ et $75 \text{ }\mu\text{s}$ à 1.06 et $1.55 \text{ }\mu\text{m}$ respectivement. À la même intensité, les temps jusqu'à l'état stationnaire sont environ 8 ms et environ 30 ms .

³⁵Notons qu'une comparaison exacte n'est pas possible, car la température n'est pas la même dans les deux cas.

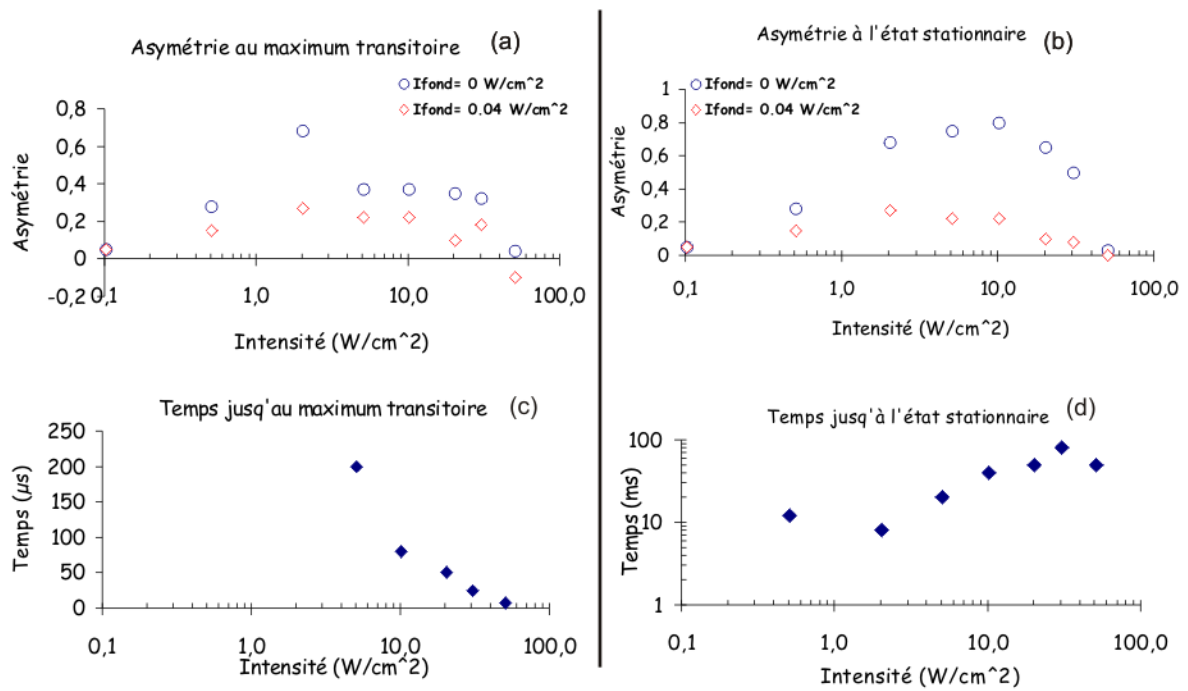


FIG. 4.30 – Évolution de l'asymétrie et en fonction de l'intensité du faisceau et de l'éclairage de fond au maximum transitoire (a) et à l'état stationnaire (b). Évolution du temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire (c) et l'état stationnaire (d) en fonction de l'intensité du faisceau. Longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, température 10°C , cristal de type 2, champ appliqué 10 kV/cm .

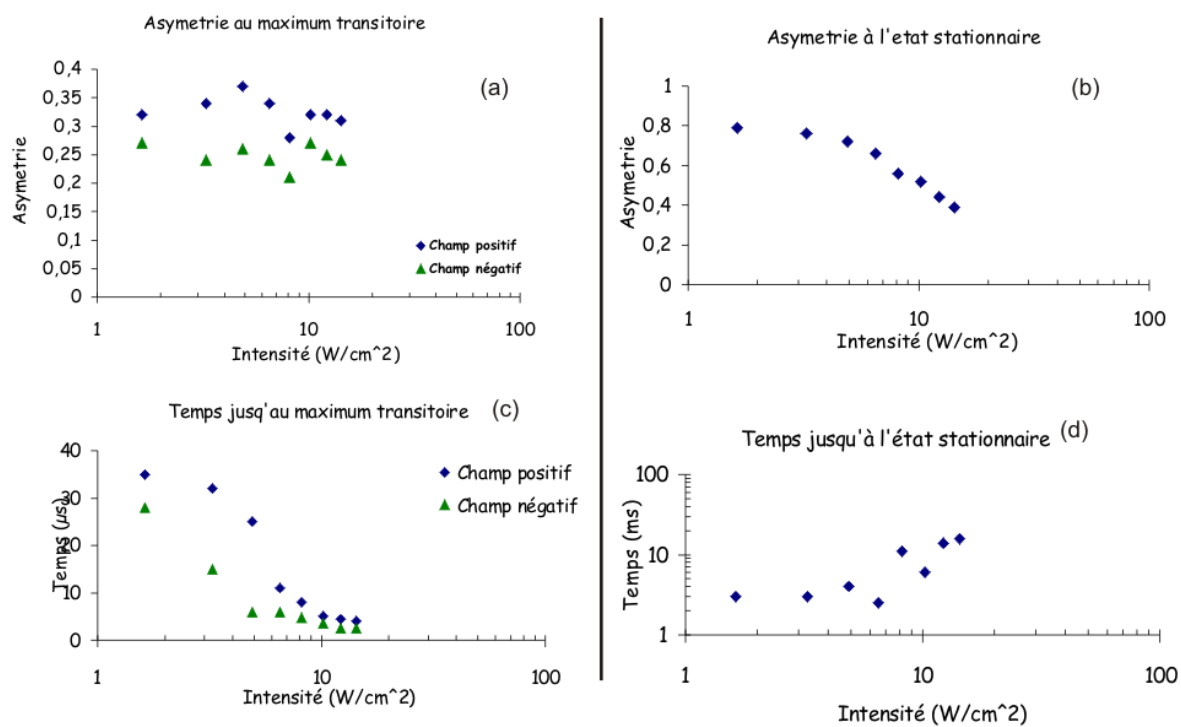


FIG. 4.31 – Évolution de l'asymétrie en fonction de l'intensité du faisceau et de la direction du champ appliqué au maximum transitoire (a) et à l'état stationnaire (b). Longueur d'onde $1.06 \mu m$, température $20^\circ C$, cristal de type 2, champ appliqué $\pm 10 kV/cm$.

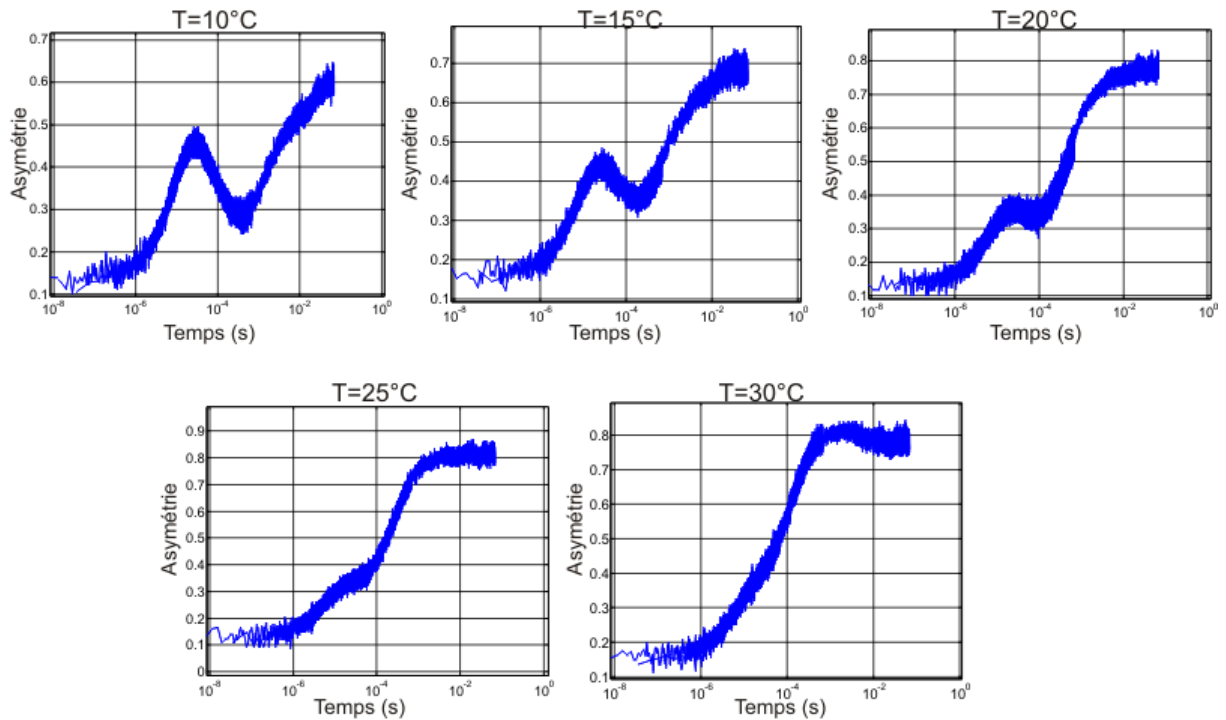


FIG. 4.32 – Évolution temporelle de l’asymétrie en fonction de la température. Longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$, intensité du faisceau 3.2 W/cm^2 , cristal de type 2, champ appliqué 10 kV/cm .

4.2.3.4 Résultats à température variable

Pour étudier le rôle de la température nous avons effectué plusieurs mesures à température variable et intensité du faisceau constante. Nous avons choisi les valeurs de 10, 15, 20, 25 et 30°C pour la température et nous avons fixé l’intensité à 3.2 W/cm^2 . La figure 4.32 montre l’évolution temporelle de l’asymétrie pour chaque température. Nous observons que les deux échelles de temps sont clairement séparées à basse température (10 et 15°C), mais elles ”fusionnent” à haute température (30°).

L’asymétrie du faisceau dépend faiblement de la température : au maximum transitoire (figure 4.33(a)) elle diminue légèrement avec la température, alors que à l’état stationnaire elle augmente (figure 4.33(b)).

Le temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire a dépend aussi faiblement à la température : dans l’intervalle 10 - 30°C il vaut approximativement $15 \mu\text{s}$ (figure 4.34(a)). En revanche, le temps nécessaire pour atteindre l’état stationnaire connaît une très forte variation : de 40 ms (à 10°C) à 1 ms (à 30°C) (figure 4.34(b)).

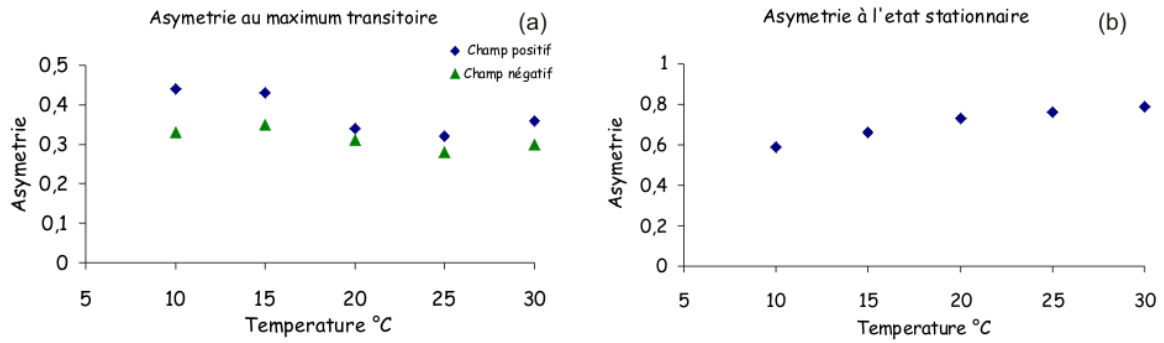


FIG. 4.33 – Asymétrie du faisceau en fonction de la température au maximum transitoire (a) et à l'état stationnaire (b). Longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, intensité du faisceau 3.2 W/cm^2 , cristal de type 2, champ appliqué 10 kV/cm .

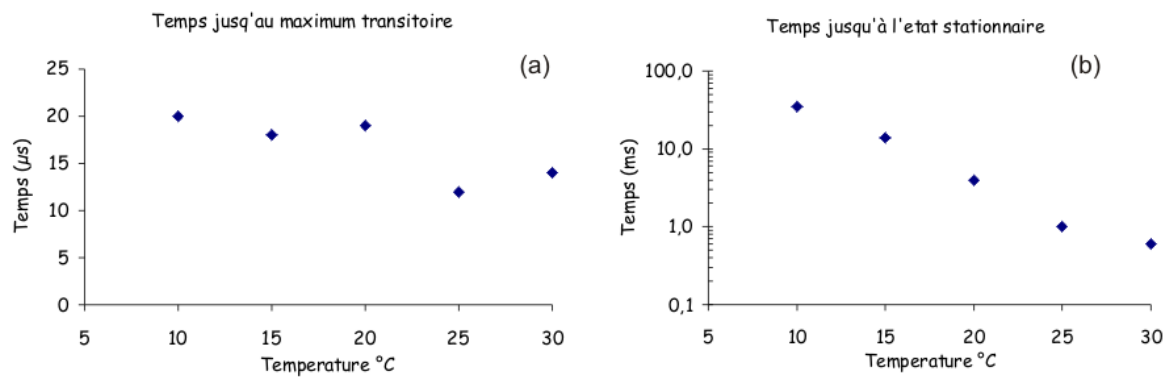


FIG. 4.34 – Temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire (a) et l'état stationnaire (b) en fonction de température. Longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, intensité du faisceau 3.2 W/cm^2 , cristal de type 2, champ appliqué 10 kV/cm .

4.3 Conclusion partielle sur le chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats de nos expériences, qui ont eu comme but la caractérisation de l'autofocalisation d'un faisceau dans l'InP :Fe. Les paramètres variables mis en jeu ont été : l'intensité et la polarisation du faisceau, la température du cristal, l'éclairage de fond, la direction du champ appliqué et le dopage du cristal. Nous avons caractérisé l'état stationnaire en utilisant une caméra CCD (méthode directe, qui nous donne accès aux paramètres du faisceau comme son diamètre et son intensité). L'état transitoire, en raison de sa courte durée, a été caractérisé par une méthode indirecte (détecteur de position). Dans le chapitre suivant, nous allons faire l'analyse de ces résultats dans le but de comprendre la dynamique de l'autofocalisation dans l'InP et nous allons évaluer la signification de nos résultats pour le routage optique.

5

Analyse des résultats

Dans ce chapitre nous allons analyser et interpréter les résultats de nos mesures d'autofocalisation stationnaires et transitoires dans InP:Fe, ainsi que les possibilités de les appliquer en pratique. D'abord, nous allons commencer par calculer et comparer les valeurs théoriques de l'intensité de résonance et de l'intensité d'obscurité. Par la suite, nous comparerons ces valeurs avec les mesures expérimentales, en essayant de déterminer l'existence d'une éventuelle relation entre eux et l'intensité d'inversion. Nous allons continuer le chapitre avec une analyse des résultats expérimentaux (y compris l'influence de chaque paramètre que nous avons fait varier au cours de nos mesures) et nous finirons par une évaluation du potentiel d'InP:Fe pour réaliser des interactions entre deux faisceaux auto-focalisés.

5.1 Calcul théorique de l'intensité de résonance et de l'intensité d'obscurité et comparaison avec les valeurs mesurées

Nous avons précédemment mesuré les valeurs de I_d et I_{res} dans nos cristaux (voir 4.2.1 page 100). Par la suite nous allons essayer de calculer leurs valeurs théoriques, en s'appuyant sur les paramètres d'InP que nous connaissons.

5.1.1 L'intensité de résonance

Par la suite nous allons calculer I_{res} ; le but de ce calcul est de comparer I_{res} (calculée et mesurée expérimentalement) avec I_d et I_{inv} pour voir si entre ces trois intensité il existe une relation¹.

Nous rappelons que I_{res} et I_d peuvent être calculées à partir des équations 2.26 page 60 et 3.1, 3.2 page 76 respectivement. Ainsi, il est possible, en supposant tous les paramètres connus, de tracer I_{res} et I_d en fonction de la température. Néanmoins, dans nos cristaux nous ne connaissons pas la concentration du fer ionisé n_{T0} par rapport à la concentration totale de fer N_T . Pour cette raison, nous allons tracer d'abord I_{res} en fonction de n_{T0}/N_T et de la température T (figures 5.1 et 5.2).

Nous observons une variation importante de I_{res} en fonction de la température et du taux d'ionisation. Ainsi, connaissant I_{res} pour une température donnée, il est possible d'estimer le taux d'ionisation de fer. C'est ce que nous allons faire ensuite, à partir des valeurs de I_{res} obtenus par la méthode de mélange à deux ondes. Les tableaux 4.1 page 101 et 4.2 page 101 contiennent les valeurs mesurées de I_{res} , ainsi que les valeurs corrigées en raison des pertes.

En comparant I_{res} mesurée (voir tableau 4.2 page 101) avec les courbes théoriques² (figure 5.3), il est possible d'estimer le taux d'ionisation dans nos cristaux. En regardant les courbes, nous pouvons déterminer le taux d'ionisation nécessaire pour obtenir les valeurs de I_{res} mesurées. Ainsi, nous obtenons les valeurs suivantes :

- À 1550 nm et 8 °C : $I_{res}=128$ mW/cm², ce qui correspond à un rapport $n_{t0}/NT \simeq 0.23$

¹Rappelons ici que la littérature existante indique $I_{res} = I_{inv}$ [85].

²Nous avons utilisé les paramètres et les valeurs mesurées à la longueur d'onde 1.55 μm car l'absorption à cette longueur d'onde est plus faible qu'à 1.06 μm ; par conséquent, nos estimations sont plus précises à 1.55 μm .

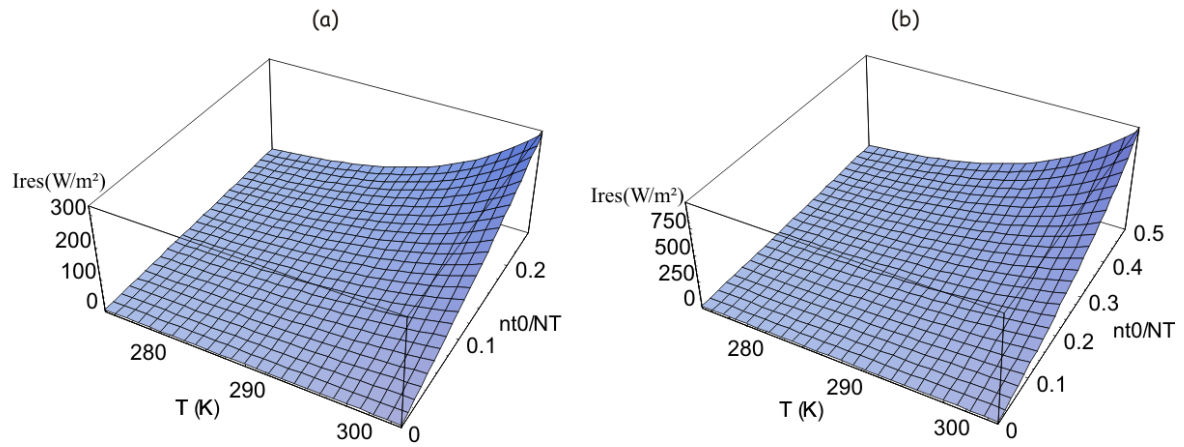


FIG. 5.1 – I_{res} pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T . La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$. Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.25 (a) et de 0 à 0.5 (b).

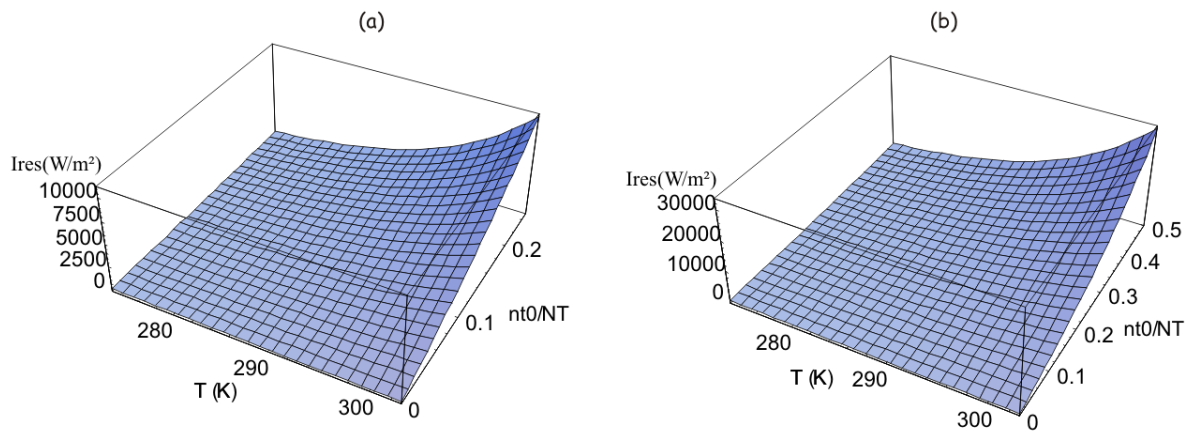


FIG. 5.2 – I_{res} pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T . La longueur d'onde est $1.55 \mu\text{m}$. Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.25 (a) et de 0 à 0.5 (b).

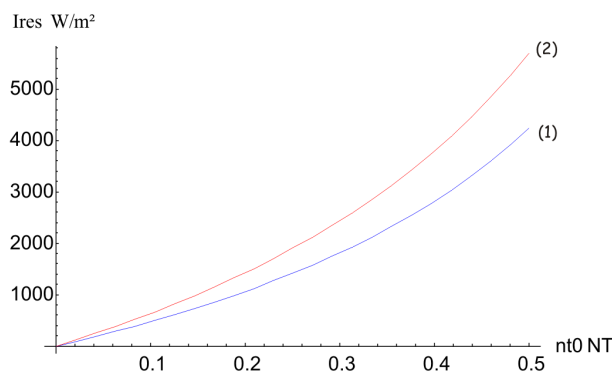


FIG. 5.3 – L’intensité de résonance I_{res} en fonction du taux d’ionisation n_{t0}/N_T calculée à partir de l’équation 2.26 page 60 pour un cristal de type 2. La longueur d’onde est $\lambda=1550$ nm, la température est 8 °C (courbe 1 - bleue) et 11 °C (courbe 2 - rouge).

- À 1550 nm et 11 °C : $I_{res}=205\text{ mW/cm}^2$, ce qui correspond à un rapport $n_{t0}/N_T \simeq 0.27$

Ces valeurs sont compatibles avec les résultats disponibles dans la littérature[109, 113, 114], qui indiquent une plage de variation du paramètre n_{t0}/p_{t0} de 0.04 à 0.3^3 ; pour les calculs suivants nous allons donc considérer⁴ $n_{t0}/N_T \simeq 0.25$.

Pour avoir une meilleure idée de la précision de nos estimations de I_{res} , nous allons représenter I_{res} en fonction de la température pour deux autres valeurs de n_{t0}/N_T (0.20 et 0.30), une supérieure et l’autre inférieure à la valeur de 0.25 que nous venons d’estimer. I_{res} se trouvera donc entre les courbes 1 (bleue) et 2 (rouge) (figure 5.4). Ainsi il est possible de déterminer la plage de variation de I_{res} pour une température donnée.

5.1.2 L’intensité d’obscurité

5.1.2.1 Calcul théorique de I_d

En partant des équations 3.1 et 3.2 page 76, il est possible de calculer I_d en fonction du taux d’ionisation n_{t0}/N_T et de la température (figures 5.5 et 5.6). Les paramètres utilisés sont ceux d’un cristal de type 2 (voir les tableaux 2.1 page 45, 2.2 page 56 et la

³Rappelons ici que $N_T = n_{t0} + p_{t0}$, ce qui signifie que le rapport n_{t0}/N_T varie de 0.038 à 0.23 quand n_{t0}/p_{t0} varie de 0.04 à 0.3

⁴Les valeurs que nous avons obtenues ne sont que des estimations, en raison de nombreux facteurs qui peuvent intervenir - absorption importante, variation du taux d’ionisation avec la température, etc. - et dont l’influence n’est pas connue ou facile à prendre en compte. Ainsi, les résultats dérivés de ces estimations se veulent des approximations pour les ordres de grandeur des intensités calculées, et non des valeurs exactes.

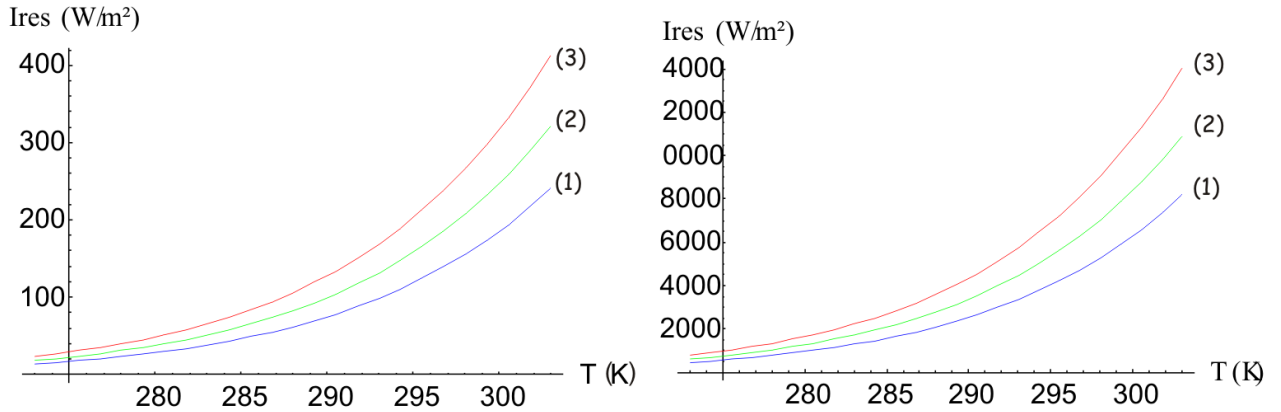


FIG. 5.4 – L’intensité de résonance I_{res} en fonction de la température, calculée à partir de l’équation 2.26 pour un cristal de type 2. À gauche : La longueur d’onde est $\lambda=1064$ nm, À droite : La longueur d’onde est $\lambda=1550$ nm. Le taux d’ionisation n_{t0}/N_T est 0.20 (courbe 1 -bleue), 0.25 (courbe 2 - verte), 0.30 (courbe 3 - rouge).

figure 2.3 page 45).

L’évolution de I_d en fonction de la température pour les taux d’ionisation que nous avons estimés est donnée sur la figure 5.7.

5.1.2.2 Comparaison entre les valeurs de I_d mesurées expérimentalement et calculées théoriquement

Les tableaux 5.1 et 5.2 résument les résultats calculés à partir des courbes théoriques dans les sections précédentes pour plusieurs valeurs de la température, ainsi que les valeurs mesurées (voir la section 4.2.1 page 100).

Nous remarquons que les valeurs de I_d obtenues avec des méthodes différentes sont en bon accord, surtout pour un taux d’ionisation proche de la valeur que nous avons estimée (0.25).

5.1.3 Comparaison entre I_{res} et I_d

Pour conclure la partie dédiée aux mesures et estimations de I_d et I_{res} , et en tenant compte de ce que ces intensités jouent des rôles importants dans les deux modèles théoriques que nous avons présentés, il serait intéressant de comparer entre elles les valeurs de ces deux intensités à différentes températures et taux d’ionisation. Ainsi, nous allons tracer l’évolution de $I_d - I_{res}$ (calculées à partir des équations 3.2 et 2.26 respectivement) en fonction de ces deux paramètres (figure 5.8).

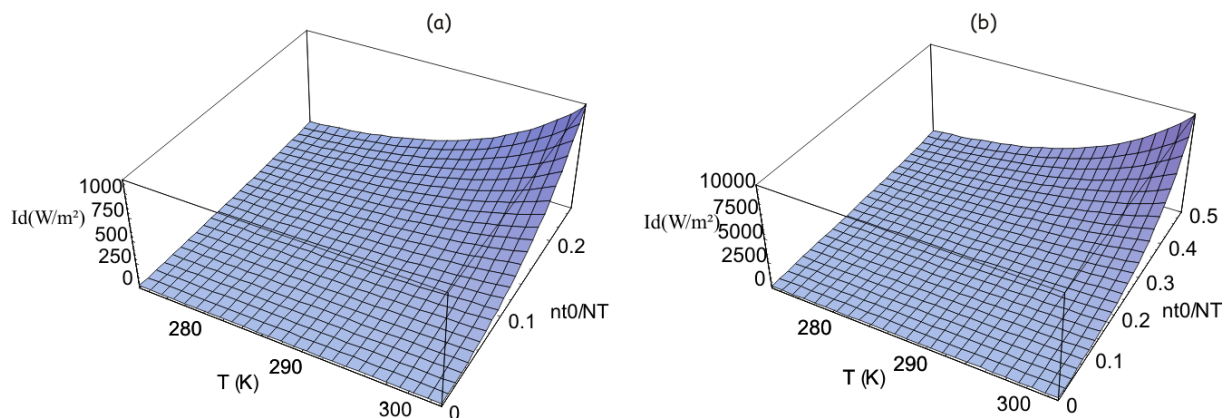


FIG. 5.5 – L'intensité d'obscurité I_d pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T . La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$. Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.25 (a) et de 0 à 0.5 (b).

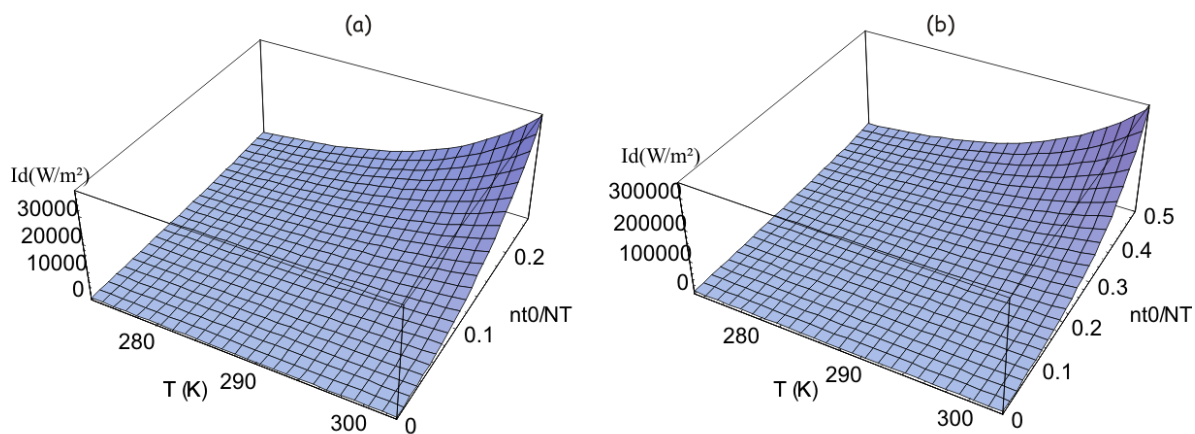


FIG. 5.6 – L'intensité d'obscurité I_d pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T . La longueur d'onde est $1.55 \mu\text{m}$. Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.25 (a) et de 0 à 0.5 (b).

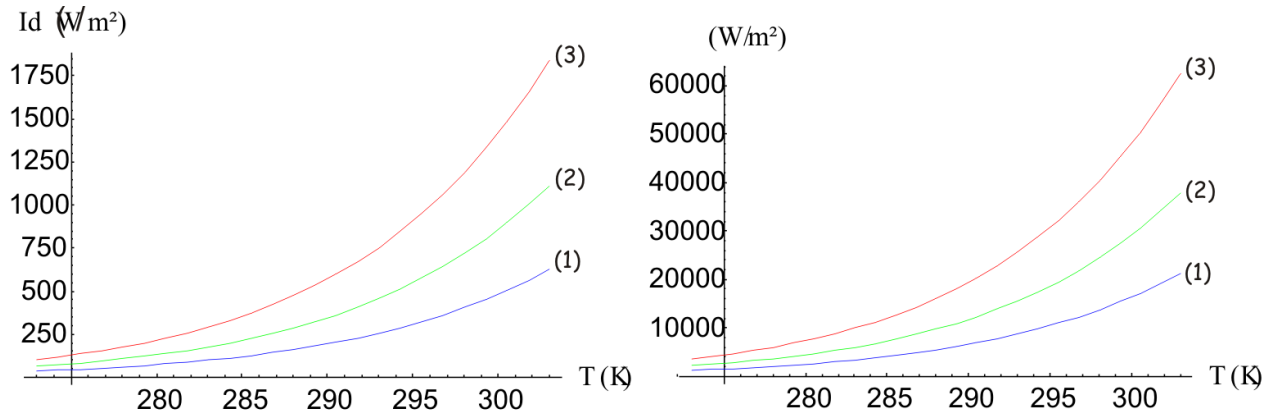


FIG. 5.7 – L'intensité d'obscurité I_d en fonction de la température pour un cristal de type 2 aux longueurs d'onde de $\lambda=1064\text{nm}$ (*gauche*) et $\lambda=1550\text{ nm}$ (*droite*). Les taux d'ionisation n_{t0}/N_T sont 0.20 (courbe 1 - bleue), 0.25 (courbe 2 - verte) et 0.30 (courbe 3 - rouge).

Temp. (°C)	$I_{d\text{-th}}$ (mW/cm ²)			$I_{d\text{-af}}$ (mW/cm ²)	$I_{d\text{-ph}}$ (mW/cm ²)
	$\frac{n_{t0}}{N_T} = 0.20$	$\frac{n_{t0}}{N_T} = 0.25$	$\frac{n_{t0}}{N_T} = 0.30$		
10	10	20	28	-	
11.5	12	22	32	-	30
15	15	26	48	-	33
20	25	47	75	21-36	43
25	40	73	120	-	49
30	63	110	185	-	50

TAB. 5.1 – Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité calculées ($I_{d\text{-th}}$), mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire ($I_{d\text{-af}}$) et mesurées à partir de la photoconductivité ($I_{d\text{-ph}}$). Les valeurs théoriques sont calculées pour plusieurs taux d'ionisation (0.20, 0.25 et 0.30) et températures. La longueur d'onde est $1.06\ \mu\text{m}$.

Temp. (°C)	I_{d-th} (W/cm ²)			I_{d-af} (W/cm ²)	I_{d-ph} (W/cm ²)
	$\frac{n_{T0}}{N_T} = 0.20$	$\frac{n_{T0}}{N_T} = 0.25$	$\frac{n_{T0}}{N_T} = 0.30$		
8	0.25	0.50	0.91	-	-
10	0.35	0.60	1.00	-	-
11.5	0.39	0.78	1.18	-	0.99
15	0.58	1.00	1.60	-	1.12
20	0.90	1.59	2.60	1.5-3	1.46
25	1.38	2.43	4	-	1.66
30	2.10	3.79	6.20	-	1.71

TAB. 5.2 – Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité calculées (I_{d-th}), mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). Les valeurs théoriques sont calculées pour plusieurs taux d'ionisation (0.20, 0.25 et 0.30) et températures. La longueur d'onde est 1.55 μm .

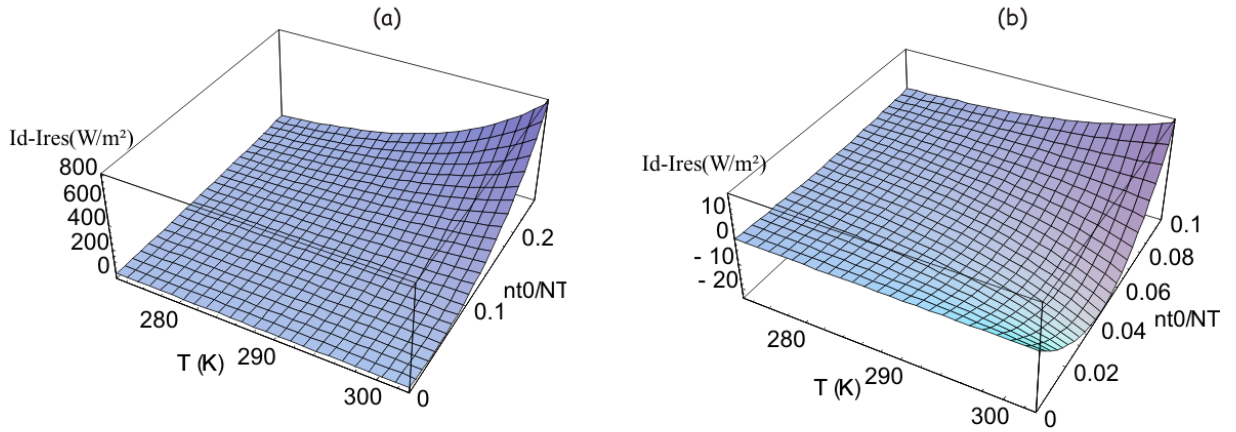


FIG. 5.8 – L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T . La longueur d'onde est 1.06 μm . Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.25 (a) et de 0 à 0.1 (b).

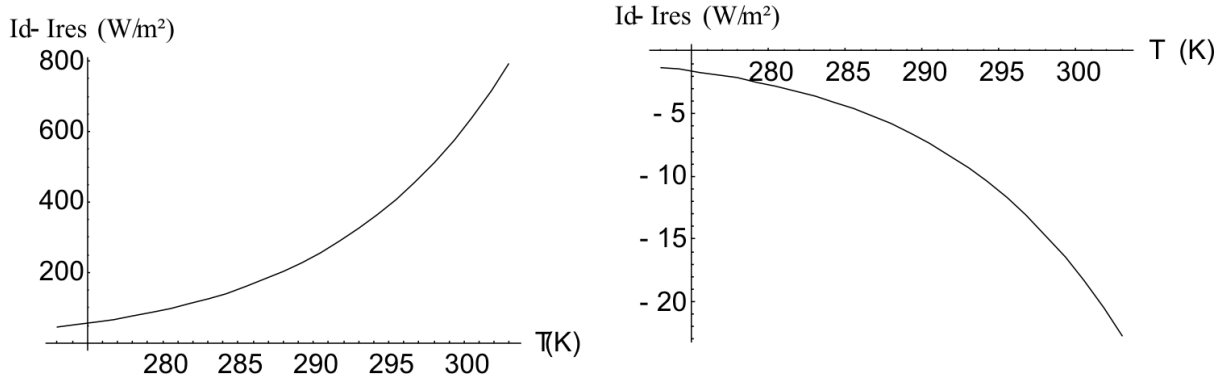


FIG. 5.9 – L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction de la température pour un taux d'ionisation $n_{t0}/N_T=0.25$ (*gauche*) et $n_{t0}/N_T=0.04$ (*droite*), qui montre que pour un taux d'ionisation fixé, $I_d - I_{res}$ a toujours le même signe. La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$.

Deux observations s'imposent à partir de la figure 5.8 :

- I_d est supérieure à I_{res} pour des taux de ionisation $n_{t0}/N_T > 0.1$; cette différence augmente fortement avec la température.
- Pour un taux d'ionisation fixé, la différence $I_d - I_{res}$ a toujours le même signe, même pour différentes températures (figure 5.9). Par contre, pour une température donnée il est possible de changer le signe de $I_d - I_{res}$ en modifiant le taux d'ionisation (figure 5.10).

Une évolution qualitativement similaire de $I_d - I_{res} = -\frac{e_n^{th} n_{T0}}{\sigma_p^0 p_{T0}}$ est obtenue pour la longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$.

Finalement, en regardant les figures 5.11 et 5.12 qui décrivent l'évolution du rapport I_d/I_{res} en fonction de la température et du taux d'ionisation, nous remarquons que le rapport $I_d/I_{res} = \frac{I_d}{I_{res}} = \frac{\mu_n n_{T0} C_p}{\mu_p p_{T0} C_n}$ n'est pas influencé par la température, mais seulement par le taux d'ionisation⁵.

Nous pouvons donc conclure que, compte tenu du taux d'ionisation estimé dans nos cristaux, l'intensité d'obscurité est supérieure à l'intensité de résonance d'un facteur 2-3 à une température de 20°C .

⁵Nous remarquons que ce rapport ne dépend pas de la température, mais il varie linéairement avec $\frac{n_{T0}}{p_{T0}}$. Notons également que, pour la plage de températures que nous utilisons (283 - 303 K), la mobilité des porteurs est pratiquement constante [134].

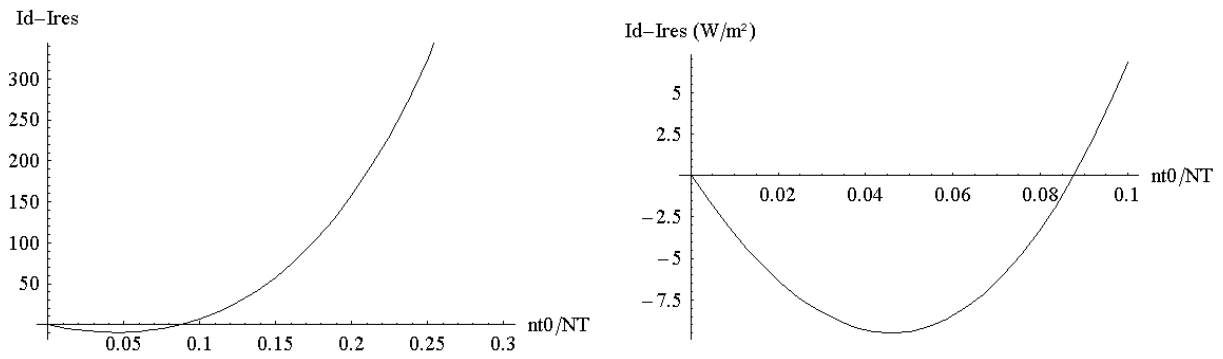


FIG. 5.10 – L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction du taux d'ionisation pour une température $T=20^\circ\text{C}$, qui montre que pour une température fixée il est possible de changer le signe de $I_d - I_{res}$ en modifiant le taux d'ionisation. La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$.

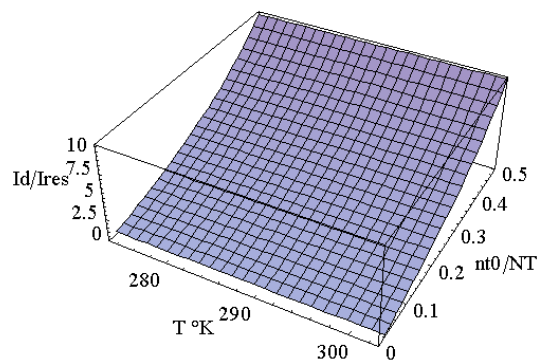


FIG. 5.11 – L'évolution de I_d/I_{res} pour un cristal de type 2 en fonction de la température et du taux d'ionisation. La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$.

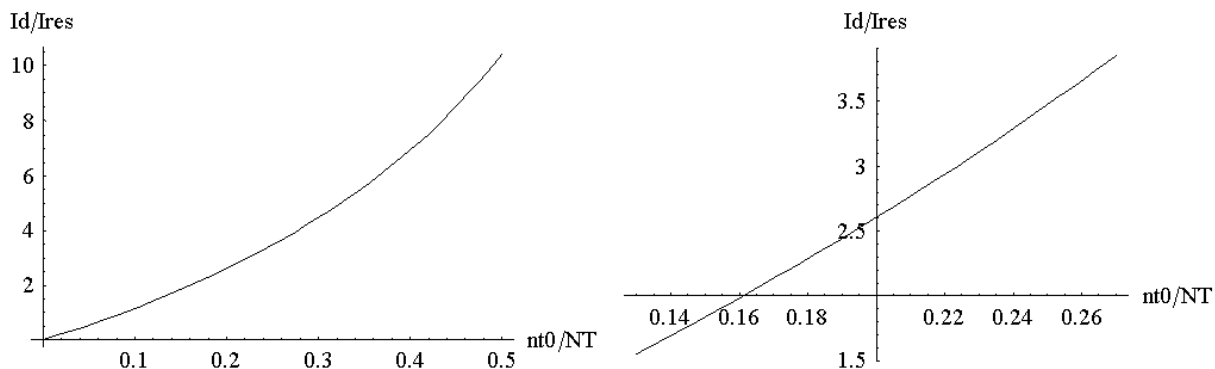


FIG. 5.12 – L'évolution de I_d/I_{res} pour un cristal de type 2 en fonction du taux d'ionisation pour une température $T=20^\circ\text{C}$. *Gauche* : Le taux d'ionisation varie de 0 à 0.5. *Droite* : Le taux d'ionisation varie de 0.13 à 0.27. La longueur d'onde est $1.06\ \mu\text{m}$.

5.2 Analyse des résultats expérimentaux

5.2.1 État stationnaire

5.2.1.1 Dynamique de l'autofocalisation en fonction de l'intensité du faisceau

Les résultats expérimentaux antérieurs à la présente thèse concernent exclusivement l'état stationnaire de l'autofocalisation photoréfractive dans l'InP:Fe. D'après certains de ces résultats [85, 86, 125], "l'empreinte" spécifique d'InP est l'inversion focalisation/défocalisation observée aux alentours d'une intensité donnée. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, nos mesures ont mis en évidence une inversion de ce type. Nous allons donc commencer notre analyse en comparant nos résultats à l'état stationnaire avec ceux de la littérature, en insistant sur les différences observées et en essayant de les expliquer.

Nous pouvons résumer les caractéristiques de l'autofocalisation stationnaire de la manière suivante :

1. **Taux d'autofocalisation** : Nous observons une inversion du phénomène en fonction de l'intensité du faisceau, et cela pour les deux directions du champ appliqué utilisées (voir figures 4.8 page 112 à 4.12 page 115). Néanmoins, à partir des courbes que nous venons de mentionner, nous remarquons que l'autofocalisation obtenue avec un champ négatif est moins prononcée que l'autofocalisation observée en utilisant un champ positif. Alors que la présence de l'inversion est en accord avec les résultats de la littérature [85, 86, 125], ces derniers montrent une autofocalisation plus importante que celle que nous observons pour une intensité du faisceau $I_0 < I_{inversion}$ et pour

Température (°C)	10	15	20	25	20*
I_{inv} en champ + (W/cm ²)	0.14	0.2	0.4	0.3	0.23
Déviat. max. (μm)	25	30	40	40	40
I_{inv} en champ - (W/cm ²)	0.022	0.04	0.06	0.1	0.085
I_{Fmax} en champ + (W/cm ²)	0.27-2.7	0.7-2.1	1-3	0.8-3	0.5-1.8

TAB. 5.3 – L’intensité d’inversion I_{inv} mesurée en champ positif et négatif, la déviation maximale du faisceau en champ positif à plusieurs températures et l’intensité pour laquelle la focalisation obtenue est maximale (I_{Fmax}). Longueur d’onde 1.06 μm, cristal de type 2, sauf pour les mesures marquées avec *, qui ont été réalisées dans un cristal de type 1.

un champ négatif⁶ (voir figure 2.12 page 64).

Pour quantifier la dépendance du taux d’autofocalisation en fonction de l’intensité du faisceau, nous allons utiliser l’intensité pour laquelle nous obtenons une focalisation maximale⁷, que nous allons appeler I_{Fmax} . Comme les figures 4.8 page 112 à 4.12 page 115 le montrent, la focalisation maximale est obtenue pour une plage relativement large d’intensités. Le tableau 5.3 contient les valeurs de la plage de variation de I_{Fmax} à plusieurs températures.

2. **Intensité d’inversion** : nos mesures montrent que l’intensité d’inversion dépend de la direction du champ appliqué ; ainsi, elle est plus faible pour un champ négatif que pour un champ positif, toutes les autres conditions (température, éclairage de fond, etc) étant identiques. Le tableau 5.3 résume les valeurs de $I_{inversion}$ que nous avons mesurées dans nos cristaux à différentes températures.

Du fait du manque de points de mesures dans [85, 125] pour des intensités supérieures à $I_{inversion}$ dans le cas d’un champ négatif appliqué, il n’est pas possible de conclure à partir des courbes données dans les références précédentes si l’inversion se produit à la même intensité pour les deux directions du champ. Comme nous allons l’expliquer par la suite, nos courbes présentent également un manque de points de mesure pour certaines plages d’intensités.

3. **Déviat. du faisceau** : dans le cas d’un champ positif, nous mesurons une déviation maximale à l’intensité d’inversion (comme par exemple dans la figure 4.8 page 112(a)).

Dans le cas d’un champ négatif, la déviation a la même direction que pour un champ

⁶Pour raisons de simplicité, nous allons utiliser par la suite la convention de signe du champ que nous avons introduit au chapitre précédent ; ainsi, le sens du champ indiqué dans [85, 86, 125] est contraire à cette convention. Donc un champ positif dans les articles mentionnés correspond à un champ négatif d’après notre convention.

⁷Rappelons qu’une focalisation maximale correspond à un taux d’autofocalisation minimal.

positif pour des valeurs inférieures à $I_{\text{inversion}}$, mais elle change de direction pour des intensités supérieures à $I_{\text{inversion}}$ (figure 4.8 page 112(b)). En raison de l'étalement important du faisceau, nous n'avons pas pu mesurer la déviation à certaines intensités.

Nos résultats sont en accord avec ceux présentés dans [85] pour $I_0 < I_{\text{inversion}}$; néanmoins, nous avons étendu nos mesures à une plage plus large d'intensités, ce qui nous a permis de mettre en évidence la déviation du faisceau pour des intensités supérieures à $I_{\text{inversion}}$ et champ négatif.

4. **Déformation du faisceau à $I_{\text{inversion}}$** : une des conclusions présentés dans [85] est que à l'intensité d'inversion⁸ le faisceau est dévié, mais il n'est pas ni focalisé, ni défocalisé. Nos courbes montrent aussi que, pendant sa transition de défocalisation à focalisation, le faisceau atteint un taux d'autofocalisation unitaire à l'intensité d'inversion (voir figures 4.8 page 112 à 4.12 page 115). Néanmoins, comme nous l'avons expliqué dans le précédent chapitre, nous déterminons la taille du faisceau par une méthode qui est relativement arbitraire : l'approche gaussienne de notre faisceau. Chauvet et al. [85] utilisent la demi-largeur à mi-hauteur du faisceau pour mesurer sa taille. Nous constatons donc que, quelle que soit la méthode utilisée, il est possible de décider qu'un faisceau a la même taille avant et après l'application du champ électrique même si son profile a changé⁹.

Nous avons donc décidé d'examiner plus en détail le profil du faisceau aux alentours de l'inversion. Nous avons constaté que la transition focalisation-défocalisation passe par une étape où nous voyons une "séparation" du sommet du faisceau en plusieurs "pics" d'intensité (voir figure 5.13(a)). Pour un champ négatif, une fois que la défocalisation devient claire, nous pouvons voir aussi une séparation du faisceau initial en deux faisceaux distincts (5.13(b)).

Il faut aussi remarquer que, avant que la séparation apparaisse, nous observons un faisceau "focalisé-défocalisé", c'est à dire un faisceau qui est plus large à la base que le faisceau initial, mais plus étroit au sommet (figure 5.14). Ce résultat peut être expliqué en considérant la présence d'un guide et d'un anti-guide côte à côte.

5. **Signification de I_{inv} en champ positif** : Comme nous l'avons déjà précisé, les valeurs des intensités d'inversion en champ positif ($I_{\text{inv}+}$) et négatif ($I_{\text{inv}-}$) son

⁸Notons que selon [85] l'intensité d'inversion coïncide avec l'intensité de résonance.

⁹C'est à dire que l'approche gaussienne faite par le logiciel de notre caméra peut donner le même résultat pour deux faisceaux qui sont légèrement différents. La remarque précédente est valable aussi pour la demi-largeur à mi-hauteur : elle peut rester constante même si le profil du faisceau change

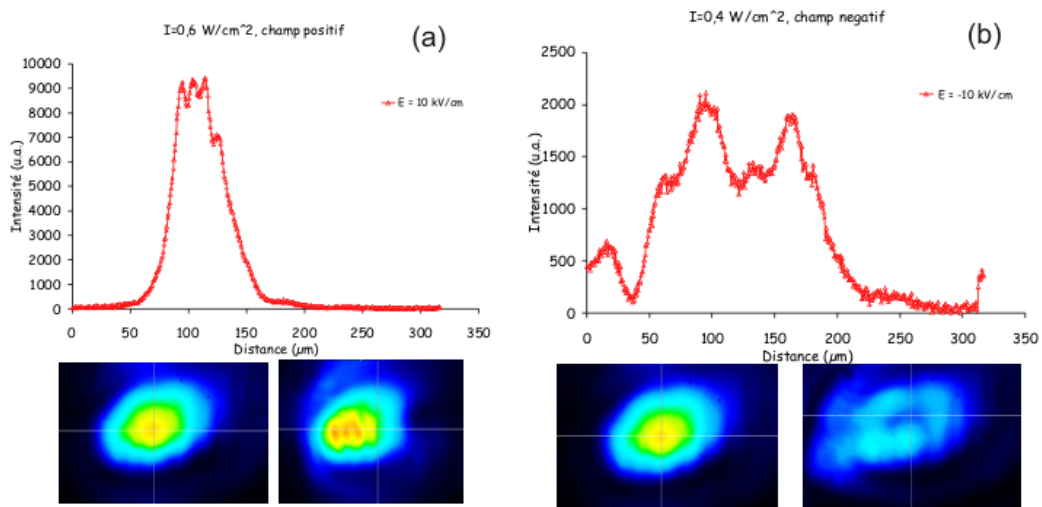


FIG. 5.13 – Séparation du sommet du faisceau en plusieurs "pics" pour un champ positif (a) et séparation du faisceau pour un champ négatif (b). Les images en bas de chaque profil correspondent au faisceau avant (gauche) et après (droite) l'application du champ. Longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, température 20°C , champ appliqué 10 kV/cm . Les intensités du faisceau dans les deux figures sont supérieures à I_{inv} .

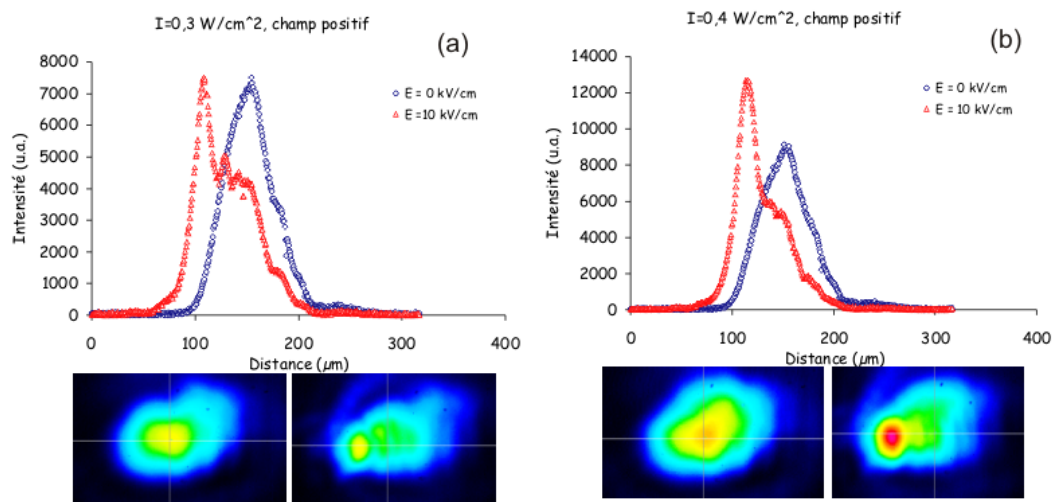


FIG. 5.14 – Profils du faisceau en absence et présence du champ extérieur juste au dessous de l'inversion (intensité de 0.3 W/cm^2 (a) et 0.4 W/cm^2 (b)). Les images en bas de chaque profil correspondent au faisceau avant (gauche) et après (droite) l'application du champ. Longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$, température 25°C , champ appliqué 10 kV/cm .

différentes (voir le tableau 5.3 page 152). Néanmoins, il semble que I_{inv+} joue un rôle en champ négatif. En regardant les figures 4.8 page 112 à 4.12 page 115, nous nous apercevons que, en champ négatif, la déviation du faisceau change du signe à I_{inv+} : alors que pour des intensités inférieures à I_{inv+} la déviation est négative, elle est positive pour des intensités supérieures à I_{inv+} . En raison du fort étalement du faisceau en champ négatif pour des intensités proches de I_{inv+} , il est difficile d'interpréter cette inversion de la direction de déviation. Nous pouvons conclure quand même que à I_{inv+} nous observons une inversion du phénomène en champ positif (passage de focalisation à défocalisation) et une inversion de la déviation en champ négatif.

6. **Étalement du faisceau** : Comme nous l'avons déjà remarqué, pour un champ négatif nous observons une forte défocalisation du faisceau aux intensités supérieures à $I_{inversion}$. Cette défocalisation peut conduire à un étalement complet du faisceau, ce qui nous empêche de mesurer le taux d'autofocalisation et la déviation à certaines intensités.
7. **Mesures en polarisation horizontale** : nous les avons utilisées initialement pour être certains que les phénomènes observés sont de nature photoréfractive¹⁰. Le souci le plus important était lié aux éventuels phénomènes thermiques qui auraient pu produire des variations d'indice comparables ou plus importantes que l'effet photoréfractif. Les effets thermiques étant isotropes, une éventuelle variation d'indice thermique aurait affecté le faisceau pour n'importe quelle polarisation.

Comme nous l'avons vu, nos mesures ont montré qu'un faisceau polarisé horizontalement subit une défocalisation pour n'importe quel sens du champ appliqué¹¹ (voir 4.17 page 122 et 4.18 page 123). En comparant les résultats obtenus en polarisation horizontale et verticale (figure 5.15), nous nous apercevons que la défocalisation observée en polarisation horizontale a lieu pour une plage relativement étroite d'intensités, qui se trouve aux alentours de l'intensité d'inversion. Ce domaine limité d'intensités pour lequel le phénomène se produit nous a déterminés à éliminer les effets thermiques comme cause possible ; en effet, dans le cas d'un effet thermique nous aurions attendu une augmentation de la défocalisation avec l'intensité, ce qui

¹⁰Voir la section 2.1.4.3 page 49 pour une explication détaillée.

¹¹Il faut préciser que la défocalisation ne se passe pas de la même manière pour les deux directions du champ : alors que dans les deux cas nous obtenons à l'état stationnaire des faisceaux défocalisés, nous constatons qu'ils ne sont pas identiques (à comparer, par exemple, les images correspondant à 4.17 page 122(b) et 4.18 page 123(b))

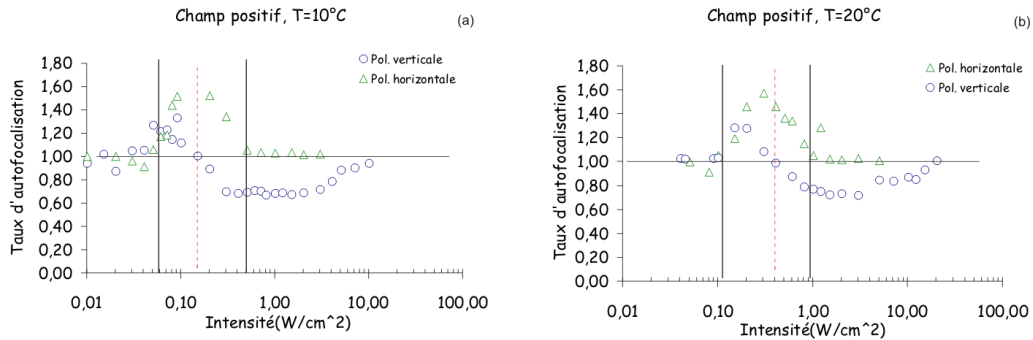


FIG. 5.15 – Comparaison entre les taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité en polarisation horizontale et verticale à $10^\circ C$ (a) et $20^\circ C$ (b). Les traits en pointillés indiquent I_{inv} ; les traits pleines délimitent la plage d'intensités pour laquelle nous observons une défocalisation en polarisation horizontale.

n'est pas le cas.

Les expériences effectuées ne nous permettent pas de préciser si cet effet défocalisant est isotrope ou s'il se produit suivant d'autres polarisations que la polarisation horizontale. Néanmoins, nous pouvons spéculer sur l'influence d'une non-linéarité défocalisante isotrope sur un faisceau polarisé verticalement : dans ce cas, son comportement sera déterminé par la somme de cette non-linéarité défocalisante et la non-linéarité photoréfractive. Comme la non-linéarité photoréfractive dépend de la direction du champ appliqué, nous pourrions nous trouver dans les deux situations suivantes :

- Champ appliqué positif : non-linéarité photoréfractive focalisante + non-linéarité défocalisante.
- Champ appliqué négatif : non-linéarité photoréfractive défocalisante + non-linéarité défocalisante.

Dans le deuxième cas, nous nous retrouvons donc avec deux non-linéarités défocalisantes qui agissent simultanément, ce qui pourrait expliquer le fort étalement du faisceau observée dans ce cas.

Finalement, nous allons proposer une autre explication de cette défocalisation, basée toujours sur l'effet photoréfractif. Comme nous l'avons vu, un champ horizontal ne peut créer une variation d'indice que pour un faisceau polarisé verticalement. Néanmoins, notre faisceau est un faisceau 2D, ce qui implique un déplacement des charges pas seulement suivant la direction d'application du champ électrique, mais aussi suivant la direction perpendiculaire. Ce déplacement va produire un champ

électrique ayant une composante verticale. Un tel champ produira à son tour une variation d'indice. Ce phénomène est bien connu dans les matériaux à un seul type de porteurs [35], comme le fait que les profils de variation d'indice créés par les deux composantes du champ électrique sont différentes.

Alors, quel est l'effet d'une composante verticale du champ électrique dans le cas d'InP ? Nous avons analysé cette possibilité dans la section 2.1.4.2 page 48 ; le résultat obtenu montre que les axes principaux de l'indicatrice sont tournés de 45° . Par conséquent, nous allons avoir une variation d'indice suivant plusieurs directions, pas seulement le long de l'axe horizontal (comme c'était le cas pour un champ horizontal). Une évaluation de l'effet de cette variation sur la propagation du faisceau nécessite une connaissance précise des valeurs et direction du champ électrique total. Nous ne sommes pas en mesure de faire ce calcul, surtout si on tient compte du fait que les modèles théoriques concernant l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe sont uni-dimensionnels¹².

Néanmoins, il existe une façon relativement simple de vérifier expérimentalement la présence d'une rotation des axes de l'indicatrice. Dans ce cas, un faisceau polarisé initialement suivant un des axe propres du cristal se retrouvera, après la rotation de l'indicatrice due à la présence d'une composante verticale du champ, polarisé sur une direction quelconque par rapport aux nouveaux axes. Ainsi, sa polarisation subira une modification au cours de la propagation et elle ne sera plus linéaire¹³, mais elliptique.

La méthode la plus directe pour détecter une éventuelle modification de la polarisation est d'utiliser un polariseur derrière le cristal ; il sera réglé d'une telle manière que, en l'absence du champ, le faisceau soit complètement bloqué¹⁴. Si suite à la application du champ le faisceau va subir une modification de la polarisation, le polariseur ne bloquera plus la composante ayant la polarisation tournée, qui sera donc enregistrée sur une caméra.

Nous avons effectué quelques mesures de ce type pour vérifier cette hypothèse. Les résultats obtenus (figure 5.16) montrent qu'une modification de la polarisation est

¹²Il faut noter que de résultats théoriques très récents (obtenus après la rédaction de ce manuscrit) confirment la présence d'une composante verticale du champ. Il s'agit d'un modèle numérique 2D, développé par Fabrice Devaux (laboratoire Femto, Université de Besançon).

¹³L'amplitude de cette modification dépendra de la valeur du champ électrique, qui induira des indices de réfractions différents pour les deux composantes de la polarisation suivant les nouveaux axes.

¹⁴C'est à dire que le polariseur laissera passer que la lumière polarisé orthogonalement par rapport à la polarisation du faisceau.

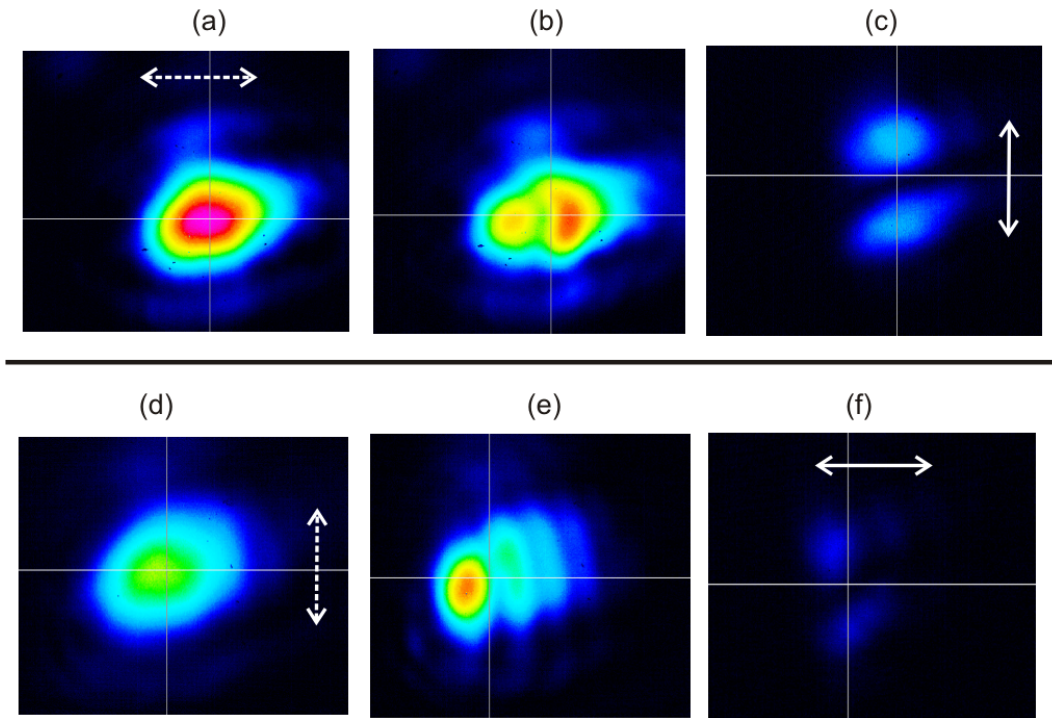


FIG. 5.16 – Le faisceau sortant du cristal en absence (a,d) et en présence (b,e) du champ extérieur sans polariseur ; l'image enregistré par la caméra avec un polariseur (c,f). Les flèches en pointillés indiquent la direction de polarisation du faisceau ; les flèches pleines indiquent l'orientation du polariseur. Les images (a), (b) et (c) correspondent à une polarisation initiale horizontale, alors que les images (d), (e) et (f) correspondent à une polarisation initiale verticale.

présente quelle que soit la polarisation initiale du faisceau¹⁵ (horizontale ou verticale), ce qui confirme la présence d'une composante verticale du champ de charge d'espace. Nous remarquons également que la modification de la polarisation n'est pas uniforme dans l'ensemble du faisceau : nous observons deux "taches" discontinues, plus petites que le faisceau, ce qui indique une forte variation spatiale de la composante verticale. En s'appuyant sur cette conclusion, nous pouvons tenter d'offrir une explication au fait que la défocalisation d'un faisceau polarisé horizontalement n'intervient que pour une plage relativement étroite d'intensités. Cette observation peut être expliquée si on considère que la composante verticale du champ devient significative pour cette plage d'intensités. Une autre possible explication c'est l'existence d'un déphasage

¹⁵Notons que l'intensité du faisceau est la même pour toutes les images de la figure 5.16 ; néanmoins, les images ne peuvent pas être comparées directement, en raison des réglages différents de la caméra pour chaque image.

entre la composante verticale et le faisceau lui-même ; en conséquence, on observe une variation de la polarisation seulement quand le déphasage est assez petit pour que le champ vertical et le faisceau soient superposées (au moins partiellement).

5.2.1.2 Rôle de la température

L'influence de la température est surtout liée à la génération des électrons, grâce au coefficient d'excitation thermique que nous avons calculé précédemment (voir 2.7 page 54). L'augmentation de la température augmente donc e_n^{th} et, comme nous l'avons déjà montré (voir 5.1 page 142), I_{res} et I_d sont aussi augmentées.

Les mesures à température variable que nous avons effectuées ont montré que :

1. **le taux d'autofocalisation** est relativement peu influencé par la température. Les résultats obtenus à la longueur d'onde 1.06 μm (figures 4.11 page 114, 4.10 page 114, 4.9 page 113 et 4.8 page 112) montre un taux d'autofocalisation minimale de l'ordre de 0.6 pour l'intervalle de température 10°C - 25°C. Un résultat similaire a été obtenu à 1.55 μm : le taux d'autofocalisation ne varie pas fortement avec la température (figure 4.13 page 115) pour les intensités que nous avons pu utiliser. Néanmoins, il faut tenir compte de ce que ces intensités couvrent une plage relativement étroite¹⁶, qui ne contient pas forcément le taux d'autofocalisation minimal ; une comparaison directe entre les résultats à différentes températures à cette longueur d'onde est donc moins pertinente¹⁷.
2. en revanche, **la déviation du faisceau** est fortement influencée par la température, et ça pour les deux longueurs d'onde utilisées. Le tableau 5.3 page 152 résume les résultats obtenus à 1.06 μm , montrant une augmentation de 25 à 40 μm pour une variation en température allant de 10°C à 25°C. Pour 1.55 μm nous observons le même comportement (voir figure 4.13 page 115). Notons ici qu'une déviation plus importante est observée dans le cristal de type 1 par rapport au cristal de type 2 (nous allons discuter l'influence du dopage dans la section 5.2.1.4 page 163).
3. **la zone d'inversion** devient plus large pour de températures plus élevées¹⁸ - voir

¹⁶En raison des limitations de caméra CCD que nous avons mentionné précédemment.

¹⁷Comme les résultats à 1.06 μm le montrent clairement, l'intensité pour laquelle nous obtenons le taux d'autofocalisation maximal varie avec la température ; comme à 1.55 μm cette intensité est inférieure à l'intensité minimale que nous avons utilisée, il est évident que nous ne pouvons pas faire des comparaisons à partir d'elle.

¹⁸Par "largeur de la zone d'inversion" nous comprenons la différence entre l'intensité d'inversion $I_{\text{inversion}}$ et l'intensité minimale pour laquelle nous observons une focalisation ou défocalisation du faisceau (en fonction de la direction du champ).

figures 4.8 page 112, 4.9 page 113, 4.10 page 114 et 4.11 page 114. À partir des figures que nous venons de mentionner, nous estimons les valeurs suivantes pour cette largeur : 0.05 W/cm^2 à 10°C , 0.15 W/cm^2 à 15°C , 0.25 W/cm^2 à 20°C et 0.2 W/cm^2 à 25°C . Nous constatons donc qu'il est plus facile à mettre en évidence l'inversion focalisation/défocalisation pour des températures plus élevées. Pour instant, il n'est pas clair de savoir si, en diminuant la température, il est possible d'éliminer complètement l'inversion ; nous allons tenter de répondre à cette question dans la section suivante.

5.2.1.3 Rôle de l'éclairage de fond

Les expériences effectuées en présence d'un éclairage de fond sont peut être les plus intéressantes, car elles montrent un changement qualitatif dans la dynamique de l'autofocalisation :

1. l'inversion du phénomène est éliminée (figure 4.14 page 117). Nous retrouvons une courbe qui pourrait être décrite par un modèle à un seul type de porteurs. Dans une première approximation, nous pouvons considérer que l'éclairage de fond augmente fortement le nombre des trous, et donc on peut se retrouver avec un type de porteurs (trous) fortement majoritaire par rapport à l'autre (électrons). Néanmoins, cette explication présente deux points faibles :
 - l'éclairage de fond est faible devant les intensités de résonance et d'inversion ; le nombre des trous reste donc comparable à celui des électrons.
 - alors que l'inversion n'est plus observable, nous constatons que le taux d'autofocalisation atteint reste le même. Comme le taux d'autofocalisation est déterminé directement par la variation d'indice induite par le champ de charge d'espace, nous pouvons conclure que le champ électrique reste aussi le même. Comme nous l'avons vu précédemment¹⁹, dans l'InP:Fe le champ extérieur appliqué est amplifié grâce à la compétition électrons-trous. Ainsi, la conclusion qui s'impose est que cette compétition se passe de la même manière en présence et absence de l'éclairage de fond²⁰, et donc que le rapport électrons/trous ne connaît pas une variation importante.

Nous constatons aussi que, en présence de l'éclairage de fond, le taux d'autofocalisation minimal est atteinte pour une intensité de faisceau plus faible. Ce comportement

¹⁹Dans le chapitre 2, dédié à la présentation de l'effet photoréfractif dans l'InP:Fe.

²⁰Cette remarque est, bien évidemment, valable pour l'intensité d'éclairage de fond que nous avons utilisée.

est complètement différent de celui des matériaux à un type de porteurs²¹.

2. la déviation du faisceau est fortement influencée par l'éclairage de fond. Cet effet est plus visible pour les mesures à 1.55 μm (figures 4.15 page 119 et 4.16 page 120), qui montrent une forte diminution de la déviation suite à l'application de l'éclairage de fond²². En revanche, les mesures à 1.06 μm (figure 4.14 page 117) nous permettent de constater que la déviation maximale ne se produit plus à la même intensité du faisceau, mais à une intensité plus faible.
3. À partir des deux remarques précédentes, nous pouvons nous interroger sur la disparition de la zone d'inversion : est-ce qu'elle s'est déplacée vers des valeurs très faibles d'intensité du faisceau ou est elle devenue tellement étroite que nous ne sommes pas capables de mettre en évidence la plage d'intensités pour lesquelles elle se produit ? Une réponse possible nous est suggérée par les résultats à température variable, qui ont montré que la zone d'inversion est plus étroite à faibles températures. Comme le nombre d'électrons diminue aussi avec la température, il semble que la largeur de la zone d'inversion évolue dans le même sens que le nombre d'électrons.

L'éclairage de fond ne modifie pas le nombre d'électrons, mais il augmente le nombre des trous ; la différence des concentrations électrons-trous est donc réduite. Tenant compte de la différence de concentration entre les deux types de porteurs, nous pouvons dire que l'éclairage de fond a le même effet qu'une diminution de la température. Notons que dans le cas des matériaux à 1 type de porteurs, un éclairage de fond est équivalent à une *augmentation* de la température. Si l'éclairage de fond est assez fort, il est concevable d'obtenir une zone d'inversion très étroite.

Un autre argument en faveur de cette explication est liée à une des nos précédentes observations : la déviation du faisceau est maximale à l'intensité d'inversion (trait vertical en pointillés dans la figure²³ 5.17). Suite à l'application de l'éclairage de fond,

²¹Dans les matériaux à un type de porteurs, un éclairage de fond produit un déplacement du taux d'autofocalisation minimale vers des intensités du faisceau plus fortes. *Tenant compte de cette remarque, nous pouvons nous poser la question suivante concernant le comportement de l'autofocalisation dans l'InP:Fe : si on augmente fortement l'éclairage de fond et qu'on se retrouve avec de trous fortement majoritaires, une augmentation supplémentaire de l'éclairage de fond produira-t-elle le même type de comportement que dans les matériaux à 1 type de porteurs ? Dans ce cas, qu'est ce qui va se passer avec le taux d'autofocalisation : le champ de charge d'espace sera toujours amplifié par le mécanisme de résonance ? Nous n'avons pas pu tester cette situation, en raison de la forte augmentation du courant pour des intensités d'éclairage de fond plus fortes.*

²²Rappelons que, en raison de la puissance du laser, l'éclairage de fond à 1.55 μm était plus intense que celui à 1.06 μm

²³La figure 5.17 est issue de la figure 4.14 page 117.

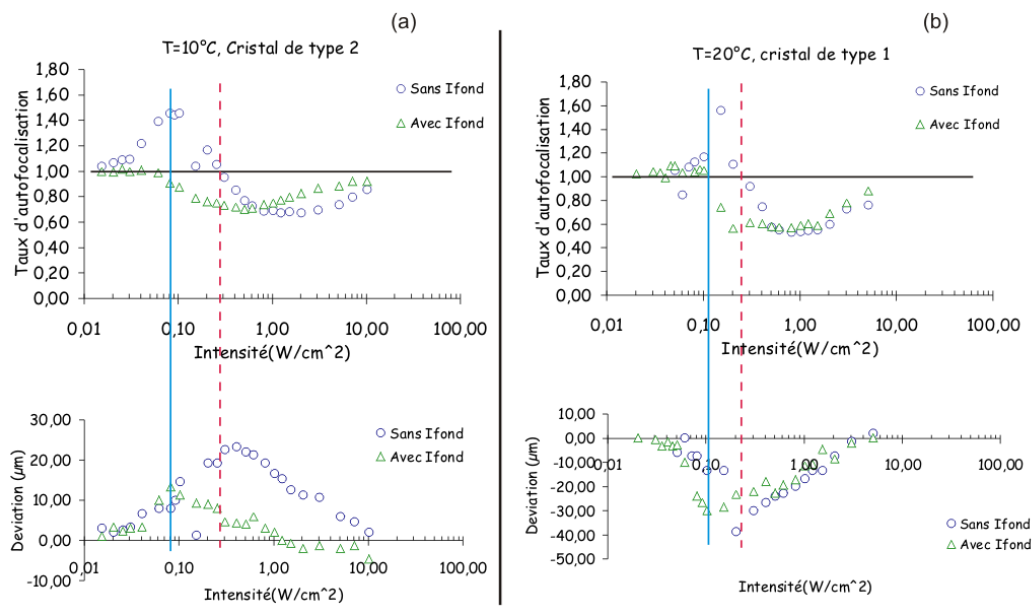


FIG. 5.17 – Évolution du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité du faisceau en présence et absence d'un éclairage de fond à la température de 10°C (a) et 20°C (b). Les paramètres sont ceux donnés dans la figure 4.14 page 117. Le trait vertical en pointillés indique l'intensité d'inversion en absence de l'éclairage de fond ; le trait vertical plein indique la déviation maximale du faisceau en présence de l'éclairage de fond.

la déviation maximale est enregistrée pour une intensité du faisceau plus faible (trait vertical plein dans la figure 5.17), que nous allons appeler I_{DevMax} .

En regardant le profil du taux d'autofocalisation, nous constatons qu'il est inférieur à 1 pour des intensités supérieures à I_{DevMax} , mais elle est unitaire à I_{DevMax} : c'est donc précisément à I_{DevMax} que nous aurions attendu la présence de l'inversion.

5.2.1.4 Influence du dopage

En comparant les figures 4.9 page 113 et 4.12 page 115 nous constatons que nous obtenons un meilleur taux d'autofocalisation dans le cristal de type 1 que dans le cristal de type 2 : 0.5 contre 0.6. En ce qui concerne la déviation, les résultats obtenus à $1.55 \mu\text{m}$ (figures 4.15 page 119 et 4.16 page 120) montrent qu'elle est plus importante dans le cristal de type 1.

À partir du raisonnement que nous avons présenté précédemment (le taux d'autofocalisation est proportionnel au champ de charge d'espace), nous pouvons conclure que le champ de charge d'espace créé dans le cristal de type 1 est plus important. Ce résultat indique donc qu'une plus grande concentration d'électrons libres²⁴ conduit à la création d'un champ de charge d'espace plus fort.

Comme l'objectif de nos démarches est d'avoir un bon guidage de la lumière (ce qui correspond à un champ de charge d'espace élevé), il semble qu'un faible dopage serait désirable pour notre application. Un dopage faible conduit aussi à une faible absorption, ce qui est un autre avantage. Néanmoins, comme nous allons voir dans la section suivante, le comportement d'InP:Fe soumis à un champ électrique est aussi influencé par le dopage, ce qui nous empêche de le diminuer fortement.

Finalement, nous allons conclure cette section avec une remarque concernant les sections de photoexcitation des électrons et trous : nous avons considéré que la génération optique des électrons est négligeable. En regardant les sections de photoexcitation (voir le tableau 2.2 page 56), nous nous apercevons que cette approximation est plus juste à $1.06 \mu\text{m}$ ($\sigma_p^0/\sigma_n^0 \approx 8$) que à $1.55 \mu\text{m}$ ($\sigma_p^0/\sigma_n^0 \approx 2.5$). Nos mesures indiquent que la dynamique de l'autofocalisation est très sensible aux variations de la concentration des électrons et trous ; il se peut donc que de futures expériences vont remarquer des différences qualitatives

²⁴Le cristal de type 1 étant moins dopé, la concentration d'électrons libres en absence de tout éclairage est supérieure à celle d'un cristal plus dopé. Notons aussi que les résultats de Picoli et al.[110] indiquent que le champ charge d'espace dépend de la somme et de la différence des concentrations de porteurs libres (électrons et trous). Ainsi, il est clair qu'une variation dans la concentration d'électrons libres entraîne une variation du champ de charge d'espace

entre les mesures à 1.06 et 1.55 μm . En raison des limitations de nos appareils de mesure, nous n'avons pas pu couvrir toute la plage d'intensités à 1.55 μm ; néanmoins, nos mesures ont mis en évidence une déviation plus importante du faisceau à 1.55 μm que à 1.06 μm .

5.2.2 Comparaison entre les résultats expérimentaux et les estimations théoriques de I_d et I_{res}

Il convient à ce point de comparer les résultats de nos mesures (notamment l'intensité d'inversion I_{inv} et l'intensité pour laquelle la focalisation est maximale I_{Fmax}) avec les valeurs de l'intensité de résonance I_{res} et de l'intensité d'obscurité I_d . Le but de cette comparaison est de vérifier l'existence d'une relation entre ces intensités, compte tenu des deux interprétations existantes dans la littérature : d'un côté, l'identité $I_{res}=I_{inv}$ (d'après [85, 86]) et, d'autre côté, la liaison entre I_d et I_{Fmax} (d'après [91, 92]). Nous avons donc représenté sur la même figure (5.18) les valeurs théoriques²⁵ de I_{res} , I_d , $3 * I_d$ et $6 * I_d$, ainsi que les valeurs mesurées expérimentalement²⁶ de I_{inv} , I_{Fmax} et I_d . Rappelons ici que, d'après la littérature, la focalisation maximale est obtenue à 3 fois I_d pour un faisceau 1D [32] et à 6 fois I_d pour un faisceau 2D [35, 36].

Nous remarquons que, d'après nos résultats, l'intensité d'inversion et l'intensité de résonance sont différentes. L'intensité d'inversion semble mieux suivre l'intensité d'obscurité; néanmoins, pour tirer une conclusion pertinente sur une éventuelle corrélation entre I_d et I_{inv} , des mesures sur une plage plus étendue de températures seront nécessaires. Pour instant nous nous contenterons de conclure qu'aucune relation évidente n'existe entre I_{res} et I_{inv} .

5.2.3 État quasi-stationnaire

Comme nous l'avons vu précédemment, dans certaines conditions (température et/ou éclairage de fond) l'autofocalisation obtenue n'est pas stable, ce qui conduit finalement à une défocalisation du faisceau (section 4.2.2.6 page 121 et figure 4.21 page 126). Cette défocalisation a lieu dans un intervalle de temps long (de l'ordre des dizaines de secondes) par rapport aux phénomènes de focalisation/défocalisation que nous avons discutés jusqu'à ce point. Tenant compte du fait qu'elle se produit aussi pour un faisceau polarisé horizontalement, l'origine thermique de ce phénomène n'est pas exclue.

²⁵Les valeurs théoriques sont celles calculées dans la section 5.1 page 142.

²⁶Résumées dans les tableaux 5.3 page 152 et 5.1 page 147.

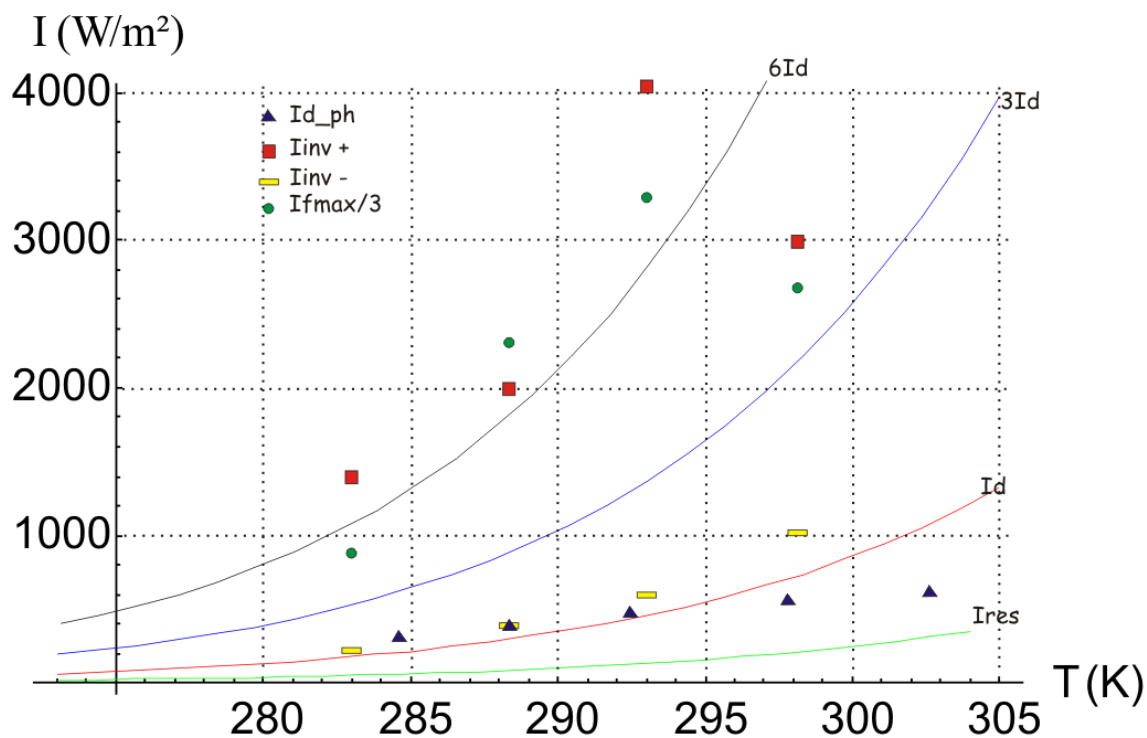


FIG. 5.18 – Évolution de l'intensité de résonance I_{res} , de l'intensité d'obscurité I_d , $3I_d$ et $6I_d$ (calculées théoriquement) en fonction de la température, ainsi que les valeurs mesurées de l'intensité d'obscurité I_{d-ph} , de l'intensité d'inversion en champ positif I_{inv+} et négatif I_{inv-} . I_{Fmax} est l'intensité pour laquelle l'autofocalisation est maximale (ici, nous avons représenté $I_{Fmax}/3$ pour pouvoir représenter toutes les courbes sur la même échelle.) La longueur d'onde est $1.06 \mu\text{m}$, le taux d'ionisation (pour les simulations) est $n_{t0}/N_T=0.25$.

En fait, en étudiant l'évolution temporelle du courant, nous avons constaté que nos mesures sont en accord avec les résultats de Turki et al. [135] : le courant atteint un maximum suite à l'application du champ électrique, suivi par une diminution jusqu'à une valeur stationnaire. Pour des températures et champ élevés, cette valeur stationnaire a une augmentation lente dans le temps (comparer²⁷ les figures 4.22 page 127, 4.23 page 128 et la figure 4 de [135]).

Les conclusions de Turki concernant ce comportement peuvent être résumées de la façon suivante :

1. la caractéristique courant-tension dans l'InP:Fe est linéaire pour des valeurs du champ appliqué inférieures à 10 kV/cm et non-linéaire pour des champs supérieurs à 10 kV/cm. Les expériences effectuées en plusieurs cristaux, ayant des tailles différentes, ont montré que ce champ de seuil est une caractéristique de l'InP:Fe et qu'il ne dépend pas de l'épaisseur du cristal.
2. pour un champ supérieur à 50 kV/cm, une destruction physique du cristal est possible.
3. Turki prend en compte plusieurs effets dûs au champ électrique élevé qui peuvent expliquer ce type de comportement, dont :
 - une augmentation du taux d'émission thermique des électrons e_n^{th} .
 - variation de la section efficace de capture des électrons.
 - ionisation des niveaux profonds due aux collisions avec les électrons libres.

Bien évidemment, le champ extérieur que nous avons appliqué n'a jamais dépassé le seuil critique de 10 kV/cm ; néanmoins, l'amplification résonante du champ électrique peut conduire à des valeurs du champ supérieures à 10 kV/cm, même si cette amplification est limitée à une région relativement étroite²⁸. Des variations des paramètres du cristal (comme e_n^{th}) dans cette région peuvent donc induire des modifications significatives dans la propagation du faisceau. Il faut remarquer que toutes nos mesures ont été parfaitement reproductibles même après plusieurs expériences dans le même cristal, ce qui prouve que nos cristaux n'ont jamais dépassé le champ de destruction²⁹.

Compte tenu des remarques précédentes, la nécessité de refroidir les cristaux et de limiter l'éclairage de fond devient évidente. Les cristaux moins dopés sont plus sensibles à ce phénomène, donc le dopage doit être choisi en conséquence.

²⁷Notons ici que nos mesures ont été effectuées à des températures plus élevées que ceux utilisées par Turki

²⁸La taille de cette région est comparable à la taille du faisceau.

²⁹Autrement, ils auraient subi des dommages permanents, ce qui aurait rendu nos mesures non-reproductibles

5.2.4 Régime transitoire

5.2.4.1 L'asymétrie du faisceau : que mesure-t-on vraiment ?

Une première question qui se pose sur nos mesures en régime transitoire concerne la signification de l'asymétrie. Comme nous l'avons vu précédemment, la méthode de mesure que nous utilisons ne nous permet pas de discriminer entre la déviation et l'autofocalisation du faisceau. Néanmoins, nous pouvons tenter d'estimer quel phénomène - la déviation ou l'autofocalisation - contribue le plus à la variation d'asymétrie que nous mesurons.

Dans une première phase, nous allons nous appuyer sur les mesures à l'état stationnaire, qui montrent des taux d'autofocalisation relativement faibles (de l'ordre de 0.6, ce qui veut dire que le faisceau diminue son rayon de 40%.) En revanche, la déviation du faisceau atteint 40 μm , ce qui est presque deux fois le rayon du faisceau ; donc la déviation contribuera plus que la focalisation à nos mesures.

Une deuxième remarque concerne aussi les mesures de déviation à l'état stationnaire (figure 4.14 page 117), ainsi que la mesure de l'asymétrie à l'état stationnaire (figure 4.27 page 132) : nous constatons la similarité entre la déviation et l'asymétrie et surtout le fait que les deux sont influencé de la même manière par un éclairage de fond (diminution et déplacement du maximum vers des intensités plus faibles).

À partir des deux précédentes remarques, nous pouvons estimer que l'asymétrie caractérise plutôt la déviation du faisceau que l'autofocalisation.

5.2.4.2 Échelles de temps

L'évolution temporelle de l'asymétrie du faisceau (figures 4.27 page 132 à et 4.29 page 135) est caractérisée par deux maxima : un maximum transitoire et l'asymétrie à l'état stationnaire. Avant d'arriver à l'état stationnaire, l'asymétrie passe par trois étapes intermédiaires :

1. une phase de croissance jusqu'au maximum transitoire.
2. une phase de décroissance. Cette deuxième phase peut être masquée complètement ou partiellement par la troisième, en fonction de l'intensité du faisceau et de la température. L'évolution de l'asymétrie dans ces deux étapes ne dépend pas de la direction du champ extérieur.
3. en fonction de la direction d'application du champ, dans la troisième étape l'asymétrie augmente (pour un champ positif) ou diminue (pour un champ négatif) jusqu'à l'état stationnaire. Notons que, pour des intensités supérieures à l'intensité d'inversion, ce comportement est en accord avec l'inversion de la direction de déviation (suite à

l'inversion du champ électrique appliqué) mesuré avec la caméra (voir, par exemple, la figure 4.11 page 114).

Alors que les résultats obtenus ne nous permettent pas de caractériser en détail l'évolution temporelle du faisceau, nous pouvons quand même en tirer quelques conclusions. D'abord, nous remarquons que le temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire dépend fortement de l'intensité du faisceau (figures 4.30 page 136(c) et 4.31 page 137(c)); en revanche, le temps nécessaire pour atteindre l'état stationnaire est fortement dépendent de la température (figures 4.30 page 136(d) et 4.31 page 137(d)). Tenant compte du fait que les trous sont produits optiquement et les électrons plutôt par excitation thermique, nous pouvons conclure que l'évolution pendant la première étape est due aux trous, alors que la troisième étape est due aux électrons.

Il faut noter que, en fait, les électrons sont toujours présents dans le matériau; par contre, les trous n'interviennent qu'après l'arrivée du faisceau et/ou de l'éclairage de fond. Il est donc évident que c'est la compétition électrons-trous qui est à l'origine du comportement que nous observons.

Les deux mécanismes responsables du déplacement des charges sont l'entraînement dû au champ appliqué et la diffusion; suite à l'application du champ électrique, les électrons seulement sont déplacés³⁰; une fois que le faisceau arrive, il commence à exciter aussi des trous, qui vont être entraînés par le champ appliqué (mais plus lentement que les électrons, en raison de leur mobilité inférieure). La photoexcitation des trous va créer une répartition non-homogène de trous, ce qui va produire aussi leur diffusion. Dans une première phase donc les électrons ne seront déplacés que par le champ extérieur, alors que les trous seront à la fois entraînés et diffusés. Mais une fois que les trous se redistribuent, ils vont changer la distribution des pièges, ce qui produira à son tour une distribution non-uniforme des électrons. Ainsi, les électrons commenceront à être soumis eux aussi à la diffusion. Le temps de diffusion des trous pour un faisceau de 50 μm de diamètre est de l'ordre de 0.5 μs (cf. annexe 7.3 page 203)³¹. En comparant cette valeur avec les temps que nous avons mesuré (le premier maximum est atteint dans un intervalle de l'ordre des microsecondes), nous constatons que la diffusion des porteurs peut influencer la dynamique de l'autofocalisation

³⁰Tenant compte de l'approximation $e_p^{\text{th}} = 0$, les trous sont générés optiquement et donc il n'y a pas de trous en absence de la lumière.

³¹Cette valeur n'est qu'une estimation; avant qu'il soit focalisé, notre faisceau à un diamètre variable au cours de sa propagation dans le cristal, dû à la diffraction, et donc le temps de diffusion n'est pas le même pour toute la longueur du faisceau.

transitoire^{32 33}.

Même si nous n'avons pas pu mesurer directement (avec la caméra) l'évolution du rayon du faisceau, les résultats obtenus indiquent des temps de réponse de l'ordre des μs pour des intensités de l'ordre de 10 W/cm^2 . Ces résultats sont en bon accord avec les simulations théoriques basées sur les modèles précédents [91–93] et sur le modèle développé dans la présente thèse. Malgré leurs limitations (que nous avons déjà discutées), ces modèles indiquent des temps de masquage du champ appliqué de l'ordre de la microseconde.

5.3 Routage optique - nos résultats dans le contexte "dispositif"

Par la suite nous allons évaluer l'applicabilité de nos résultats pour le routage tout optique. Le plus important aspect concerne l'interaction entre deux faisceaux autofocalisés : les résultats obtenus nous ont permis de caractériser l'autofocalisation d'un seul faisceau. La question qui se pose est : est-ce que deux tels faisceaux peuvent interagir et dans quelles conditions ?

Pour offrir une réponse, nous allons nous appuyer sur le modèle théorique que nous avons brièvement présenté dans le chapitre 3 (voir 3.1.2.3 page 77 et les figures associées), en augmentant le champ électrique jusqu'à une valeur qui nous permet d'obtenir avec la méthode numérique le même taux d'autofocalisation que nous avons observé expérimentalement³⁴.

La figure 5.19 montre l'interaction entre deux faisceaux incohérents à l'état stationnaire³⁵ ; nous constatons que, si les deux faisceaux sont séparés par une grande distance ($90 \mu\text{m}$), ils sont focalisés mais ils n'interagissent pas un avec l'autre. En revanche, en

³²Rappelons ici que dans les matériaux à un seul type de porteurs c'est la diffusion qui produit la déviation du faisceau [32] et aussi que, dans une première approximation, le modèle théorique de l'autofocalisation dans l'InP:Fe [91–93] rejoint celui des isolants

³³Une deuxième hypothèse concernant l'origine de deux échelles de temps observées a été proposée par le professeur Hervé Leblond à l'occasion de la soutenance de la présente thèse. Ainsi, la première échelle de temps correspondrait au déplacement des charges mobiles, sans que les charges fixes auraient le temps de bouger (car elles commencent à se déplacer seulement suite à la création, le déplacement et le piégeage des charges mobiles). La deuxième échelle de temps correspondrait donc au déplacement des charges fixes uniquement, les charges mobiles ayant trouvé le moyen de former un flux stationnaire.

³⁴Comme nous l'avons déjà précisé dans le chapitre 3, ce modèle théorique a des limitations importantes : il ne décrit pas le taux d'autofocalisation observé, ni la déviation du faisceau ou encore l'inversion focalisation/defocalisation. De plus, les résultats expérimentaux que nous venons de discuter indiquent la présence d'un anti-guide, qui lui non plus n'est pas pris en compte par le modèle. Néanmoins, l'objectif de nos simulations est tout simplement de voir si la variation d'indice correspondant au taux d'autofocalisation observé suffit pour produire l'interaction de deux faisceaux.

³⁵Notons qu'il s'agit d'une simulation 1+1 D

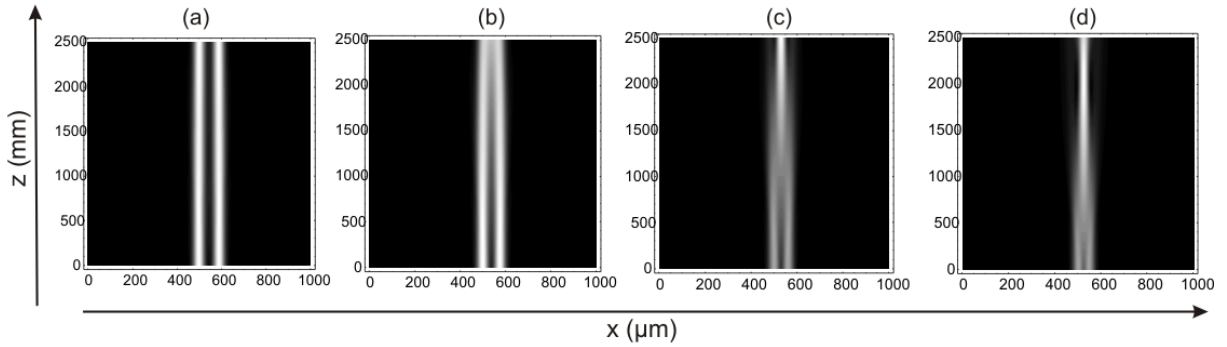


FIG. 5.19 – Propagation de deux faisceaux identiques dans un cristal InP :Fe. Paramètres du faisceaux : col $25 \mu\text{m}$, intensité 10 W/cm^2 , longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$, température 20°C , champ appliqué 30 kV/cm . Le faisceau se propage suivant la direction z (longueur du cristal 2.5cm) et il diffracte suivant la direction x (largeur de la fenêtre de calcul 1mm). Les centres des faisceaux sont séparés par $90 \mu\text{m}$ (a), $75 \mu\text{m}$ (b), $60 \mu\text{m}$ (c) et $45 \mu\text{m}$ (d) respectivement.

diminuant la distance entre eux, nous observons qu’ils fusionnent. Pour une séparation de $45 \mu\text{m}$ la fusion arrive après une distance de propagation d’environ 1 cm .

Les paramètres que nous avons utilisés dans la simulation précédentes sont ceux qui nous permettent d’obtenir une focalisation maximale. Dans la figure 5.20 nous étudions l’interaction entre deux faisceaux incohérents ayant des intensités différentes ; dans ce cas nous observons aussi une fusion entre les deux faisceaux.

Les deux simulations que nous venons de présenter nous donnent des raisons de croire que l’interaction des faisceaux autofocalisés est possible dans un cristal d’un centimètre de longueur, et que l’interaction se produit pour une plage relativement large d’intensités.

À part l’interaction, nos mesures nous ont permis de mettre en évidence d’autres méthodes pour réaliser le contrôle tout optique d’un faisceau autofocalisé dans InP:Fe :

- la déviation du faisceau peut être contrôlée par l’éclairage de fond. Il est donc possible de dévier un faisceau auto-focalisé avec un autre faisceau, si ce deuxième faisceau est utilisé comme éclairage de fond.
- pour une intensité donnée du faisceau, nous avons montré qu’en sortie du cristal il est possible d’obtenir soit un faisceau focalisé, soit un faisceau défocalisé en jouant sur l’intensité de l’éclairage de fond.
- finalement, le processus d’autofocalisation photoréfractive est sensible à l’état de polarisation du faisceau. Ainsi, l’état du faisceau en sortie du cristal dépend de sa polarisation, ce qui nous apporte un autre moyen de contrôle.

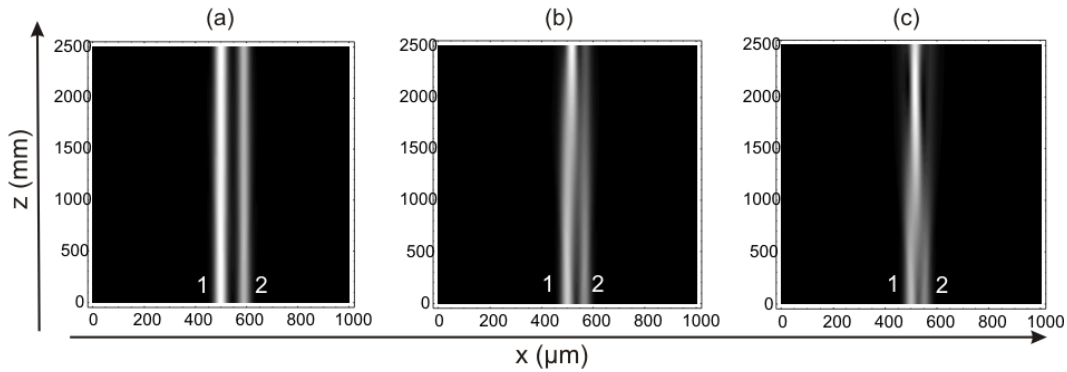


FIG. 5.20 – Propagation de deux faisceaux incohérents et ayant intensités différentes dans un cristal InP :Fe. Paramètres du faisceaux : col $25 \mu\text{m}$, intensité 10 W/cm^2 (faisceau 1) et 5 W/cm^2 (faisceau 2), longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$, température 20°C , champ appliqué 30 kV/cm . Le faisceau se propage suivant la direction z (longueur du cristal 2.5cm) et il diffracte suivant la direction x (largeur de la fenêtre de calcul 1mm). Les centres des faisceaux sont séparés par $90 \mu\text{m}$ (a), $65 \mu\text{m}$ (b), $50 \mu\text{m}$ (c) respectivement.

5.4 Conclusions et perspectives

En résumant les résultats présentés dans le précédent chapitre et l’analyse faite dans le présent chapitre, nous pouvons conclure que :

- le temps de réponse photoréfractif de l’InP:Fe est de l’ordre de la microseconde pour une intensité du faisceau de 10 W/cm^2 à la longueur d’onde $1.06 \mu\text{m}$ et à température ambiante. Le temps de réponse à $1.55 \mu\text{m}$ est dix fois supérieur.
- un taux d’autofocalisation de 0.5 peut être obtenu, ce qui (d’après nos simulations) suffit pour permettre l’interaction de deux faisceaux focalisés.
- à partir de nos résultats expérimentaux, nous sommes capables de contrôler l’autofocalisation (déviation et taux d’autofocalisation) en jouant sur une série de paramètres : éclairage de fond, polarisation et intensité du faisceau, dopage, température.
- les mesures en régime transitoire montrent que la compétition électrons-trous a une dynamique temporelle caractérisée par plusieurs échelles de temps.
- il existe plusieurs effets qui doivent être pris en compte pour réaliser une modélisation fidèle de l’autofocalisation. Il s’agit de la présence d’une composante du champ électrique perpendiculaire sur le champ extérieur, mais aussi d’autres effets non-photorefractifs qui changent les paramètres du matériau.

Par la suite nous allons énumérer quelques futures démarches qui pourront expliquer d’une manière plus complète l’autofocalisation photoréfractive dans l’InP:Fe :

1. le développement d'un modèle théorique 2D est essentiel pour la bonne compréhension de l'effet photoréfractif et de l'autofocalisation. Un modèle 2D est nécessaire aussi pour étudier l'influence de la composante verticale du champ mise en évidence au cours de nos mesures.

Pendant les mois écoulés entre la fin de la rédaction de ce manuscrit et la soutenance de la thèse, un modèle numérique 2D a été développé par Fabrice Devaux (laboratoire Femto, Université de Besançon). Ce modèle confirme certaines hypothèses faites dans le présent manuscrit, comme le fait que le faisceau crée un guide et un anti-guide au cours de sa propagation ou la présence d'une composante verticale du champ qui entraîne un changement de la polarisation du faisceau. Ce modèle confirme également la présence d'un champ de charge d'espace plus fort que le champ appliqué.

À partir de nos mesures, nous ne voyons pas de raisons pour lesquels l'inversion focalisation/défocalisation aurait lieu précisément à l'intensité de résonance³⁶ I_{res} ; en admettant la présence d'un guide et d'un anti-guide côte-à-côte, l'état du faisceau sortant du cristal (focalisé ou défocalisé) sera déterminé par son couplage dans le guide ou dans l'anti-guide. Mais ce couplage n'est déterminé seulement par le décalage entre le faisceau et le guide induit, mais aussi par la profondeur du guide. Comme nous l'avons vu, la déviation et le taux d'autofocalisation sont influencés par plusieurs facteurs, qui peuvent produire une disparition totale de l'inversion. Ainsi, il nous semble évident qu'une étude théorique complète doit prendre en compte la propagation du faisceau³⁷ et pas seulement le profil du champ de charge d'espace en entrée du cristal.

2. des mesures systématiques seront nécessaires pour éclaircir l'influence de la composante verticale du champ de charge d'espace, en utilisant éventuellement la méthode du polariseur que nous avons proposée. Comme la modification de la polarisation à chaque endroit du faisceau est proportionnelle à la composante verticale locale du champ, il sera possible de "cartographier" cette composante verticale à partir des images comme celles de la figure 5.16.
3. pour pouvoir comprendre le régime transitoire de l'autofocalisation, une caractérisation

³⁶Il faut préciser que pour instant ils n'existent pas de résultats qui prouvent que l'inversion se produise précisément à I_{res} ; la conclusion de Chauvet et Hawkins [85, 86] est basée sur une estimation de I_{res} à partir de paramètres donnés dans la littérature. Tenant compte de la grande variabilité des paramètres d'InP:Fe d'un cristal à l'autre (notamment n_{t0}/p_{t0}), il est fortement probable que les paramètres utilisés dans le calcul ne caractérisent pas le cristal utilisé dans leurs mesures.

³⁷C'est le cas du modèle de Fabrice Devaux, mentionné ci-dessus, qui est actuellement en cours de publication.

directe à l'aide d'une caméra (ou au moins d'une barrette de photodiodes) sera nécessaire. Nos mesures à l'état stationnaire ont montré que la déviation et le taux d'autofocalisation du faisceau sont liés ; néanmoins, des mesures précises sont nécessaires pour établir, avec précision et d'une manière indépendante³⁸, l'évolution temporelle du taux d'autofocalisation et de la déviation.

³⁸Rappelons ici que la méthode de mesure que nous avons utilisée ne nous permet pas de discriminer entre la focalisation et la déviation du faisceau.

6

Le hypotiodiphosphure d'étain $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

Dans ce chapitre nous allons présenter le hypotiodiphosphure d'étain $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ et ses propriétés liées à la photoréfractivité, ainsi que les résultats expérimentaux concernant l'autofocalisation que nous avons obtenus. Ce chapitre est le résultat d'une fructueuse collaboration de notre équipe avec le professeur A. A. Grabar de l'Institut de Physique du Solide et Chimie, Université d'Uzhgorod, Ukraine.

6.1 Le hypothiodiphosphate d'étain

Nous allons commencer ce chapitre en introduisant brièvement les propriétés physiques et photoréfractives du hypothiodiphosphate d'étain¹ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, qui nous ont donné des raisons de croire qu'il est un matériau prometteur pour les applications de guidage et de routage optique. Une présentation plus détaillée de ses propriétés sera faite au cours du chapitre. Tout d'abord, il faut préciser que notre démarche concernant le SPS est la première étude concernant l'autofocalisation photoréfractive dans ce matériau.

Les résultats précédents obtenus dans SPS ont montré qu'il présente un gain important dans les expériences de mélange à deux ondes, qu'il a une bonne sensibilité dans le domaine infrarouge², une faible absorption dans la plage 530-8000 nm, des coefficients électro-optiques élevés et des temps de réponse photoréfractifs beaucoup plus courts que ceux obtenus dans les matériaux "classiques"³. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de tester le SPS comme milieu pour l'autofocalisation photoréfractive, en espérant d'obtenir une autofocalisation rapide et forte pour de faibles champs électriques appliqués.

6.1.1 Propriétés physiques

6.1.1.1 Méthodes de croissance

La structure et la croissance de SPS ont été rapportées pour la première fois par Carpentier et Nitsche [136, 137]. Pendant une relativement longue période il a été étudié plutôt pour ses propriétés ferroélectriques et pour le changement de la transition de phase en fonction de la composition chimique et en présence de champs électriques externes[138]. D'après [139], l'effet photovoltaïque est négligeable dans SPS.

La littérature indique trois méthodes utilisées actuellement pour l'obtention de SPS :

- la synthèse de SPS sous forme de poudre cristalline à température ambiante à partir d'une solution aqueuse[140, 141].
- la méthode Bridgman : jusqu'à récemment, les cristaux ainsi obtenus n'étaient pas transparents et ils étaient utilisés plutôt dans des applications piézo et pyro-électriques[139]. Des progrès récents [142] ouvre les cristaux obtenus par cette méthode aux applications optiques.
- la technique de transports en phase gazeuse, qui donne des cristaux de qualité optique.

¹que nous allons appeler SPS au cours de ce mémoire de thèse.

²La sensibilité IR est obtenue en le dopant avec Telure.

³Tels que le BTO, le SBN, le LiNbO_3 , etc.

Le cristal que nous avons utilisé au cours de nos expériences a été obtenu par cette dernière méthode. Dans la technique de transports en phase gazeuse, un mélange stoechiométrique de tous les éléments constitutifs du matériau (y compris les dopants) se trouve dans un tube en quartz, ainsi que l'agent de transport (d'habitude I_2 , mais l'utilisation de SnI_2 ou SnI_4 est aussi possible). Le tube est placé dans un four qui présente un gradient de température entre une zone "chaude" (évaporation 630 °C) et une zone "froide" (cristallisation 600 °C). Par cette méthode, un cristal massif ayant un volume de 2 cm^3 est obtenu en 2-3 semaines [139, 143–145]. Le cristal est polarisé en le chauffant à une température supérieure à la température de transition de phase, puis en appliquant un champ électrique constant pendant son refroidissement lent vers une température inférieure [146, 147].

6.1.1.2 Les paramètres cristallographiques et électro-optiques

Structure, axes cristallographiques et optiques $Sn_2P_2S_6$ appartient à la famille des cristaux de type $M_2P_2S(Se)_6$ (où M peut être Pb, Fe, Zn, Sn, Hg, Eu, Cd, etc) [139]. À température ambiante, il est monoclinique avec une symétrie de groupe de type m et a une bande interdite de 2.3 eV. À la température de 338 K, le SPS subit une transition de phase de deuxième ordre vers la phase centrosymétrique paraélectrique appartenant au groupe $2/m$ [146]. Par la suite, nous allons utiliser le système de coordonnées et les axes cristallographiques décrits dans [146] et présentés dans la figure 6.1.

L'orientation de l'indicatrice des indices de réfraction par rapport aux axes x , y et z est donnée dans la figure 6.2 ; nous remarquons que l'axe de polarisation spontanée P_s est dévié de 13° par rapport à l'axe x . L'angle α entre l'axe x et l'axe principal de l'indicatrice dépend de la longueur d'onde ; pour $\lambda=1.06 \mu\text{m}$, α vaut approximativement 49° [148]. À la longueur d'onde de $1.06 \mu\text{m}$, les valeurs des indices de réfractations des axes principaux n_1, n_2, n_3 sont 2.82, 2.71 et 2.9 respectivement [146, 148].

Le tenseur électro-optique Dans le cas des matériaux appartenant au groupe de symétrie monoclinique m , le tenseur électro-optique de troisième ordre contient 10 coefficients indépendants [12] ; dans notre système de coordonnées $(x, y, z) = (1, 2, 3)$, il prend la forme suivante (en notation étendue et contractée, respectivement) [146] :

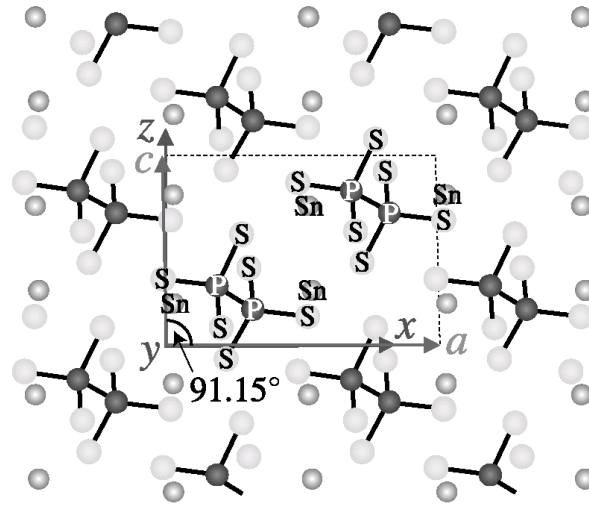


FIG. 6.1 – La structure du $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$; le plan de symétrie est parallèle au plan zx . L'axe x est, par définition, parallèle à l'axe $[100]$ (a) ; l'axe y est perpendiculaire sur le plan de symétrie et correspond à l'axe cristallographique b ; l'axe z est perpendiculaire aux axes x et y et est dévié de 1.15° par rapport à la direction $[001]$. La cellule unité est indiquée par le trait en pointillés. Figure extraite de [146].

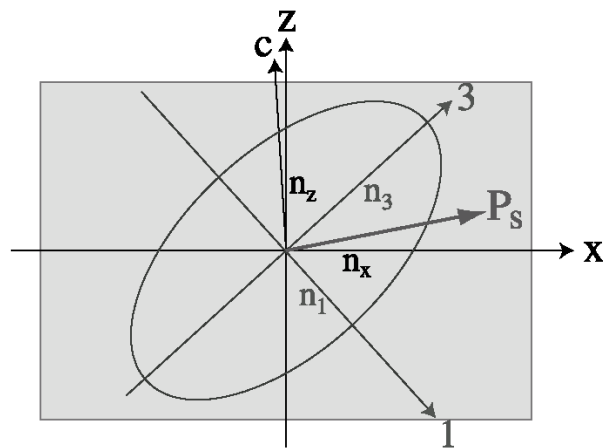


FIG. 6.2 – L'axe de polarisation spontanée P_s et l'indicatrice des indices à la température ambiante. L'axe 2 de l'indicatrice coïncide avec l'axe y . Figure extraite de [146].

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} r_{111} & 0 & r_{113} \\ r_{221} & 0 & r_{223} \\ r_{331} & 0 & r_{333} \\ 0 & r_{322} & 0 \\ r_{131} & 0 & r_{133} \\ 0 & r_{122} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

À ce jour, seulement les valeurs des coefficients de la première colonne ont été mesurés[146] :

- coefficients haute fréquence : $r_{111}=174$ pm/V, $r_{221}=92$ pm/V, $r_{331}=140$ pm/V, $r_{131}=-25$ pm/V
- coefficients basse fréquence : $r_{111}=50$ pm/V, $r_{221}=11$ pm/V, $r_{331}=42$ pm/V, $r_{131}=-11$ pm/V

Comme on peut l'attendre en raison de la loi Curie-Weiss pour la constante diélectrique, les coefficients électro-optiques du SPS subissent une variation importante avec la température. Ainsi, pour le SPS non-dopé, $r_{111} \simeq 4000$ pm/V et $r_{221} \simeq 2000$ pm/V à 337 K⁴. À environ 320 K les deux coefficients valent $\simeq 500$ pm/V et $\simeq 220$ pm/V respectivement[146].

En fonction du dopage et de l'agent de transport utilisé pendant la croissance, les propriétés de SPS peuvent avoir des variations importantes ; par la suite, nous allons présenter les types de SPS existants.

Types de SPS existants Les cristaux obtenus en utilisant SnI_4 comme agent de transport ont la couleur jaune clair ; une procédure de croissance modifiée (SnI_2 utilisé comme agent de transport, gradient de température différent, position verticale du tube de quartz) a permis l'obtention d'une variété de SPS appelé "marron"[144]. Le SPS "marron" présente une absorption plus importante dans l'intervalle 550-800 nm et des propriétés photoréfractives améliorées. L'origine de ces différences n'est pas entièrement claire ; il semble que, à cause de la méthode de croissance différente, le SPS marron a une plus grande concentration de défauts, mais la présence d'autres impuretés ne peut pas être exclue[144].

Le dopage peut aussi changer les propriétés du SPS. Plusieurs dopants ont été testés ; les résultats obtenus indiquent que le dopage avec plomb (Pb), fer (Fe), indium (In), cuivre (Cu), cadmium (Cd) ne change pas les propriétés optiques du SPS[139]. Par contre, les cristaux dopés avec Te où Sb subissent des changements importants de leurs propriétés

⁴Qui est une température légèrement inférieure à la température de transition de phase $T_c \simeq 337.6$ K.

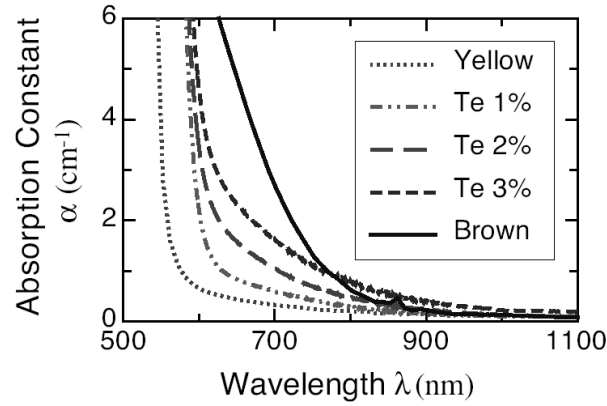


FIG. 6.3 – Les spectres d’absorption pour plusieurs types de SPS : jaune, marron et dopé au tellure (Te). Figure extraite de [139].

Type	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$N_{\text{eff}}(10^{16} \text{ cm}^{-3})$
Non-dopé jaune	0.10	0.044
Non-dopé marron	0.09	0.040
SPS:Te 1.0%	0.09	0.62 ^a
SPS:Te 1.5%	0.36	0.53
SPS:Te 2.0%	0.10	0.22
SPS:Te 3.0%	0.20	0.34
SPS :Sb ^b 1.0%	1.40 ^b	1.0 ^b

TAB. 6.1 – Le coefficient d’absorption α et la densité effective de pièges N_{eff} [145]. Les valeurs sont valables pour la longueur d’onde de 1064 nm, sauf celles marquées avec ^a (980 nm) et ^b (633 nm).

optiques et photoréfractives. Ainsi, le Te améliore d’une manière significative la sensibilité aux longueurs d’onde infrarouges, alors que le Sb la diminue fortement[145]. La figure 6.3 montre les spectres d’absorption dans le visible et proche infrarouge pour plusieurs types de SPS ; nous remarquons que dans le proche infrarouge l’absorption est relativement faible.

Le tableau 6.1 contient les coefficients d’absorption et la densité effective de pièges pour plusieurs types de SPS à la longueur d’onde 1064 nm.

6.1.1.3 Notre échantillon

Le cristal que nous avons utilisé au cours de nos expériences provient de l’”Institute of Solid State Physics and Chemistry, Uzhgorod National University”, Uzhgorod, Ukraine. Il a été obtenu par la méthode de transport en phase gazeuse décrite ci-dessus. Comme nous

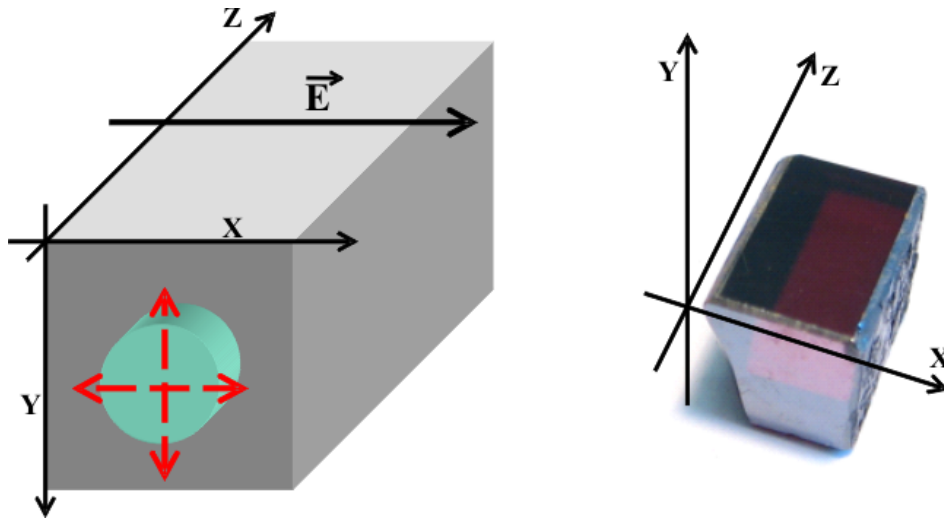


FIG. 6.4 – *Gauche* :La découpe de notre cristal, la direction d'application du champ extérieur \vec{E} et les deux polarisations du faisceau que nous avons utilisées au cours de nos expériences (flèches en pointillés) par rapport aux axes X, Y et Z. Le faisceau se propage le long de l'axe Z. *Droite* :Photo du cristal. Les dimensions du cristal sont $6 \times 6 \times 11 \text{ mm}^3$ au long des axes X \times Y \times Z.

sommes intéressés par les applications aux longueurs d'onde des télécommunications, le cristal que nous avons évalué est dopé avec du Te qui le rend sensible aux longueurs d'onde infrarouges. La concentration de Te dans le mélange initial utilisé pour la croissance du cristal est de 1%.

Les dimensions du cristal sont $6 \times 6 \times 11 \text{ mm}^3$ au long des axes X \times Y \times Z. Il n'est pas un parallélépipède parfait ; du fait de la forme du lingot, la section suivant le plan YX est plutôt trapezoïdale. Nous avons déposé des contacts en graphite sur les deux faces perpendiculaires à l'axe X, qui est l'axe au long duquel nous appliquons le champ électrique extérieur (voir la figure 6.4).

Nous avons mesuré le spectre d'absorption et nous avons trouvé qu'à la longueur d'onde de $1.06 \mu\text{m}$, le coefficient d'absorption de notre échantillon vaut $\alpha = 0.09 \text{ cm}^{-1}$. Aucune couche anti-réflexion n'a été déposée.

6.1.2 L'effet photoréfractif dans SPS

6.1.2.1 Le gain photoréfractif

L'effet photoréfractif dans SPS⁵ a été observé pour la première fois en 1991 [149], mais des études plus approfondies de ses propriétés photoréfractives ont été démarrées après la mise en évidence par Odoulov et al. de l'effet photoréfractif aux longueurs d'onde infrarouges [143, 150]. Ils ont effectué des expériences de mélange à deux ondes à la longueur d'onde 1.06 μm en utilisant des cristaux jaunes non-dopés et ont obtenu un gain supérieur à 6 cm^{-1} sans appliquer un champ extérieur, mais un pré-éclairage avec une lumière blanche était nécessaire.

L'évolution temporelle du gain photoréfractif dans le SPS jaune est caractérisée par deux échelles de temps. Ainsi, le gain maximal est atteint très vite (en un temps inférieur à une seconde), mais ensuite il subit une décroissance lente. Les mesures effectuées confirment l'existence de deux réseaux de diffraction ayant des temps de relaxation différents : 70 ms pour le réseau rapide et 500 s pour le réseau lent⁶[151]. Les deux réseaux sont formés par des porteurs de charge différents (électrons et trous) et ont tendance à se compenser réciproquement, ce qui explique la diminution du gain [152, 153].

Les performances du SPS dans les expériences de mélange à deux ondes peuvent être améliorées en utilisant les méthodes suivantes :

- l'application d'un champ électrique extérieur ; un gain de 15 cm^{-1} a été mesuré dans les cristaux jaunes en utilisant cette technique⁷.
- la technique des franges mobiles, qui a permis l'obtention d'un gain stationnaire plus important en éliminant la compensation des deux réseaux.
- le refroidissement du cristal, qui diminue aussi la compétition entre les deux types de réseaux[151].

Ce dernier résultat est intéressant aussi parce qu'il montre que les porteurs responsables du réseau lent (qui est éliminé en diminuant la température) sont générés thermiquement. Des mesures ultérieures [154] ont montré que les porteurs responsables de la photoconductivité sont les trous. Ces deux résultats nous laissent croire que les trous sont générés plutôt optiquement, alors que les électrons sont générés plutôt par excitation thermique.

Les expériences de mélange à deux ondes menées dans les échantillons marrons et dopés

⁵La référence [139] contient un résumé exhaustif concernant le SPS et ses propriétés photoréfractives jusqu'au niveau de l'année 2005.

⁶Mesures effectuées à la longueur d'onde de 0.9 μm et pour une intensité de pompage de 15 W/cm^2 .

⁷Notons ici que dans les échantillons marron un gain de 38 cm^{-1} a été obtenu sans champ extérieur[144].

avec du Te ont mis en évidence des différences importantes par rapport aux échantillons jaunes [139] :

- ils n’ont pas besoin d’un pré-éclairage pour obtenir des gains élevés
- la compétition électrons-trous est éliminée.

6.1.2.2 Temps de réponse

Le temps d’autofocalisation étant un des paramètres importants dans nos mesures, nous sommes donc intéressés par le temps de réponse photoréfractif du SPS. Comme nous l’avons déjà dit, l’autofocalisation photoréfractive dans SPS n’a pas été étudiée jusqu’à présent. Donc nous nous contenterons d’énumérer brièvement les résultats obtenus dans les expériences de mélange à deux ondes.

Ainsi, l’évolution du gain de mélange à deux ondes est caractérisé par les constantes de temps suivantes (valables pour une intensité lumineuse de 10 W/cm^2) [139, 145, 155] :

- SPS jaune : 15 ms à $\lambda = 0.980\mu\text{m}$
- SPS marron : 0.2 ms à $\lambda = 0.633\mu\text{m}$
- SPS:Te 1% : 8 ms à $\lambda = 0.980\mu\text{m}$
- SPS:Te 1.5% : 11 ms à $\lambda = 1.064\mu\text{m}$
- SPS :Bi : 0.1 ms à $\lambda = 0.854\mu\text{m}$

Des résultats récents indiquent que, pour la longueur d’onde $1.55 \mu\text{m}$, les temps de réponse sont toujours de l’ordre des millisecondes. Ainsi, un temps de réponse de 10 ms à été mesuré pour une intensité du faisceau de 440W/cm^2 [156].

6.1.2.3 Le SPS et ses applications

Même si le SPS n’est pas encore complètement caractérisé, les études effectuées jusqu’à présent ont mis en évidence son potentiel pour des applications dans le domaine de l’optique et opto-électronique. Nous avons déjà cité sa sensibilité et son temps de réponse de l’ordre des millisecondes aux longueurs d’onde des télécommunications[156]. La conjugaison de phase a été démontrée dans le SPS à $1.06 \mu\text{m}$ [157], ainsi que l’enregistrement d’hologrammes[158]. Une étude des conditions d’accord de phase[159] montre que le SPS peut être utilisé pour la conversion de fréquence dans le proche infrarouge. Le ralentissement de la lumière est une autre application possible [160].

En ce qui concerne le guidage optique, à part les résultats que nous allons présenter dans la suite de ce chapitre, les références consultées indiquent seulement l’utilisation du

SPS non-dopé comme substrat pour l'implantation de guides plans en utilisant des ions de He^+ [161].

6.1.3 Le SPS dans le contexte de nos mesures

En concluant sur les caractéristiques du SPS présentées jusqu'à ce point, nous pouvons résumer les paramètres qui nous ont déterminés à le tester comme milieu pour l'autofocalisation photoréfractive : sensibilité aux longueurs d'onde infrarouges, coefficient électro-optique élevé, temps de réponse de l'ordre des millisecondes pour des puissances relativement faibles⁸.

En revanche, certains de ces paramètres ne sont pas connus (sections de photoexcitation et recombinaison, profondeur des niveaux introduits dans la bande interdite par le dopage, mobilités des porteurs, etc), ce qui nous a déterminés à limiter nos démarches à des mesures expérimentales.

Tenant compte de la relative fragilité de SPS⁹ et de sa faible disponibilité¹⁰ nous avons limité les conditions de nos mesures à des valeurs de température et de champ électrique qui n'entraînent pas de risques pour notre échantillon. Ainsi, la température a été maintenue à 20°C, le champ appliqué n'a pas dépassé 1 kV/cm et il a toujours été appliqué dans la direction parallèle à la polarisation spontanée.

6.2 Expériences réalisées

6.2.1 Objectifs de nos mesures

Comme pour l'InP:Fe, dans le cas du SPS, notre but est de caractériser l'autofocalisation photoréfractive en fonction de différents paramètres (tels que le champ électrique appliqué ou l'intensité du faisceau) et de déterminer aussi sa dynamique temporelle. Mais d'abord, il fallait mettre en évidence l'existence du phénomène d'autofocalisation dans le SPS. Tenant compte du fait que nous observons une autofocalisation importante dans l'InP en utilisant un faisceau avec un col d'entrée de 25 μm , et que la non-linéarité mise en jeu est beaucoup plus forte dans le SPS¹¹, nous avons décidé d'utiliser le même col pour nos expériences

⁸Faibles par rapport aux intensités utilisées dans les télécommunications optiques, de l'ordre du kW/cm^2 .

⁹Le champ électrique maximum qu'on peut appliquer est de $\simeq 2$ kV/cm pour le SPS jaune[162].

¹⁰Pour l'instant, le seul fournisseur est l'"Institute of Solid State Physics and Chemistry, Uzhgorod National University", Uzhgorod, Ukraine.

¹¹Grâce au coefficient électro-optique supérieur d'un facteur $\simeq 50$

dans le SPS¹².

La plupart de nos mesures ont été effectuées avec le faisceau polarisé suivant l'axe X (voir figure 6.4 page 181), ce qui nous permet de profiter du coefficient électro-optique le plus élevé r_{111} . Néanmoins, nous avons vérifié la présence de l'autofocalisation pour un faisceau polarisé suivant l'axe Y.

Pour les deux longueurs d'onde que nous utilisons - 1.06 et 1.55 μm - un faisceau avec un col de 25 μm à l'entrée de notre cristal va avoir à la sortie un rayon¹³ de 60 et 83 μm respectivement. Au cours de nos expériences, le cristal a été maintenu à une température de 20°C en utilisant la cellule Peltier.

6.2.2 L'état stationnaire

6.2.2.1 Le banc de mesure

Pour caractériser l'état stationnaire, nous avons utilisé le même banc expérimental que dans le cas d'InP (voir figure 4.1 page 95 et la description associée). Pour le champ appliqué, nous avons choisi les valeurs de 300, 700 et 1000 V/cm. Nous avons utilisé le laser 1.06 μm ; l'intensité du faisceau a été variée entre 10 μW et 1.8 mW, ce qui correspond à plage d'intensités allant de 1 à 180 W/cm².

6.2.2.2 Résultat typique et définition des paramètres

Les figures 6.5 et 6.6 présentent un résultat typique d'autofocalisation; les images montrent la face de sortie du cristal pour différents champ appliqués. Nous observons que, en présence du champ extérieur, le faisceau devient plus étroit et plus intense en son centre.

Nous définissons le taux d'autofocalisation de la même manière que pour l'InP¹⁴, c'est à dire comme le rapport entre le rayon du faisceau à la sortie de cristal avec et sans champ appliqué (voir la figure 3.1 page 73). Nous utilisons cette définition pour calculer les taux d'autofocalisation horizontal (suivant l'axe X) et vertical (suivant l'axe Y). Notons

¹²Notre intention étant de mettre en évidence le phénomène d'autofocalisation, nous nous sommes mis dans un cas où il devait être facile à observer.

¹³Dans notre cas, le rayon est défini comme le demi-diamètre du faisceau à une intensité de $1/e^2$ de l'intensité à son centre.

¹⁴Rappelons ici que, d'après cette définition, un taux d'autofocalisation unitaire signifie que la taille du faisceau ne change pas, alors qu'un taux sub-unitaire signifie que le faisceau a réduit sa taille. La taille du faisceau sans champ est déterminé seulement par la diffraction linéaire dans le cristal.

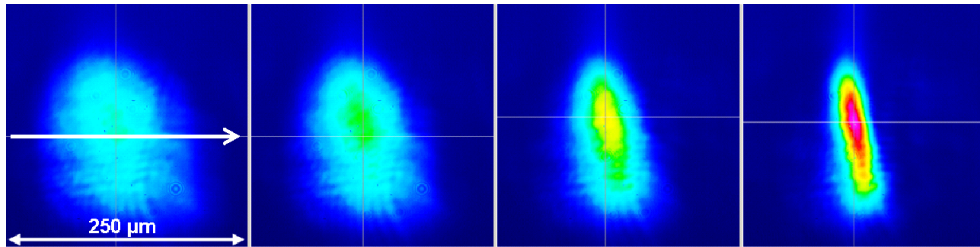


FIG. 6.5 – Le faisceau à la sortie du cristal pour différentes valeurs du champ appliqué ; de gauche à droite : pas de champ, 300 V/cm, 700 V/cm, 1000 V/cm. La flèche indique la direction du champ appliqué. La température est de 20 °C et le faisceau est polarisé suivant l'axe X, qui est aussi la direction d'application du champ. L'intensité du faisceau est de 20 W/cm².

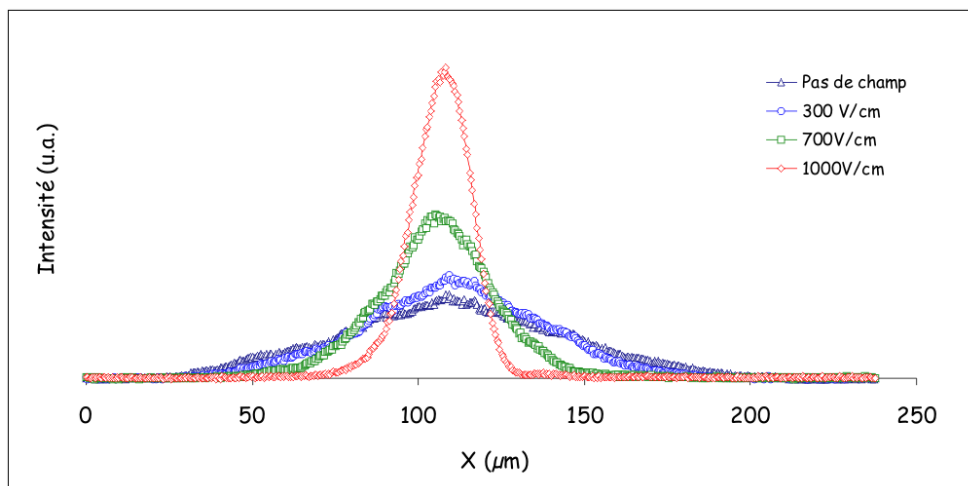


FIG. 6.6 – Les profils transverses des faisceaux (mesurés au long de la ligne horizontale, parallèle au champ appliqué) correspondant à la figure précédente.

également que, dans le cas de notre cristal, le faisceau de sortie a la même taille que celui d'entrée pour un taux d'autofocalisation égal à 0.4.

6.2.2.3 Résultats obtenus pour des champs appliqués, intensités et polarisation variables

La figure 6.7 montre l'évolution du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité du faisceau pour trois valeurs du champ appliqué. Nous remarquons que, pour n'importe quel champ, l'autofocalisation est maximale pour une intensité comprise entre 10 et 20 W/cm² et elle diminue pour des intensités supérieures et inférieures à cette plage.

Les figures 6.8 et 6.9 nous permettent de comparer l'autofocalisation subie par deux faisceaux polarisés différemment (horizontalement et verticalement, ce qui met en jeu le coefficient électro-optique r_{111} et r_{221} respectivement), toutes les autres conditions étant identiques. Nous constatons que la focalisation obtenue en polarisation horizontale est plus forte.

6.2.2.4 Résultats obtenus à la longueur d'onde 1.55 μm

Nous avons répété les mêmes expériences pour la longueur d'onde de 1.55 μm , dans les mêmes conditions (col du faisceau, température du cristal). Pour les valeurs de puissance disponibles (inférieures à 1 mW, correspondant à une intensité de 100 W/cm²) aucune autofocalisation n'a été mise en évidence.

6.2.3 État transitoire

6.2.3.1 Le banc de mesure

Pour les mesures de l'état transitoire, nous avons également utilisé le même banc de mesure que celui utilisé pour l'InP. Néanmoins, en tenant compte des résultats obtenus pour l'état stationnaire dans SPS, nous avons amélioré le système de détection en remplaçant le détecteur de position par un système trou-photodiode. Il s'agit du fait que, d'après les figures 6.5 et 6.6, le faisceau ne subit pas de déviation significative au cours de l'autofocalisation. Ce résultat a été confirmé par des mesures réalisées avec le détecteur de position. Le principe de fonctionnement du système est présenté dans la figure 6.10 : la face de sortie du cristal est imagée sur un trou ayant un diamètre inférieur à la taille du faisceau ; dans notre cas, le trou a un diamètre de 50 μm , alors que le faisceau a un diamètre d'approximativement 120 μm à la sortie du cristal. Ainsi, seulement une partie

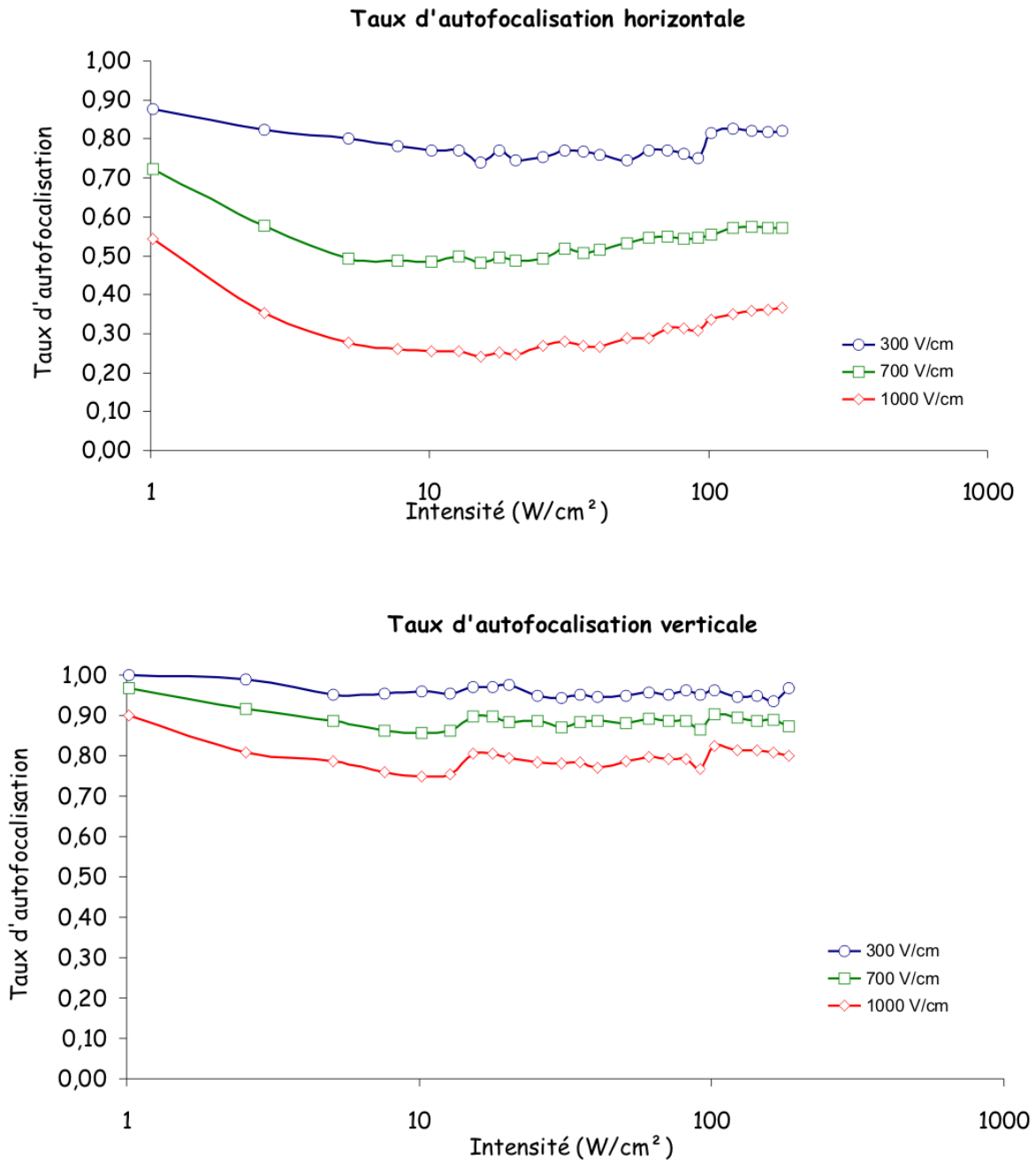


FIG. 6.7 – Taux d'autofocalisation horizontal (haut) et vertical (bas) en fonction de l'intensité du faisceau pour trois valeurs du champ appliqué.

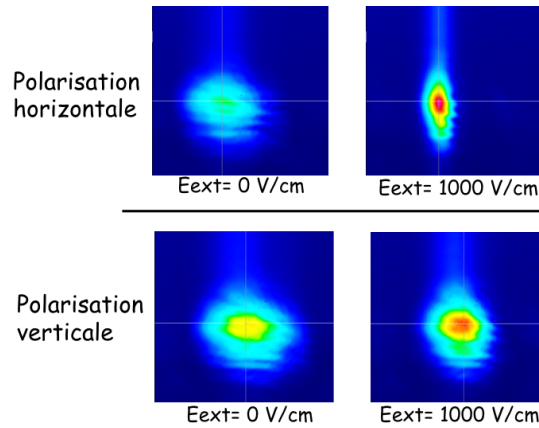


FIG. 6.8 – La face de sortie du cristal avant (gauche) et après (droite) l’application d’un champ électrique de 1000 V/cm. Le faisceau est polarisé horizontalement (suivant l’axe X) pour les images en haut et verticalement (suivant l’axe Y) pour les images en bas. L’intensité du faisceau est de 60 W/cm².

de la puissance du faisceau traverse le trou. Cette partie est récupérée avec une lentille et focalisée sur une photodiode. Durant l’autofocalisation, le diamètre du faisceau change, ce qui entraîne un changement de la puissance qui traverse le trou. En mesurant donc la puissance émergente de trou il est possible de déterminer la taille du faisceau.

Nous avons calculé¹⁵ la relation rayon du faisceau en fonction de la puissance mesurée par la photodiode en faisant deux hypothèses :

- l’autofocalisation se passe suivant une seule direction ; cette hypothèse est validée par la figure 6.7, qui montre que, pour une puissance donnée, le taux d’autofocalisation horizontal est beaucoup plus important que le taux d’autofocalisation vertical.
- le faisceau garde son profil gaussien au cours de la focalisation ; les images prises avant et après l’application du champ électrique confirment cette hypothèse.

Nous avons trouvé que, pour les valeurs de taux d’autofocalisation mesurées au cours de nos expériences ($0.2 < \text{taux d'autofocalisation} < 1$), le rayon du faisceau est inversement proportionnel à la puissance mesurée.

6.2.3.2 Mesure typique et définition des paramètres

Pour les mesures en régime transitoire dans SPS, nous avons procédé de la même manière que pour l’InP : le champ électrique a été maintenu constant et nous avons modulé le faisceau lui-même avec le modulateur acousto-optique présenté dans le chapitre

¹⁵Voir l’annexe 7.2 page 203 pour la courbe décrivant la dépendance puissance mesurée-rayon du faisceau.

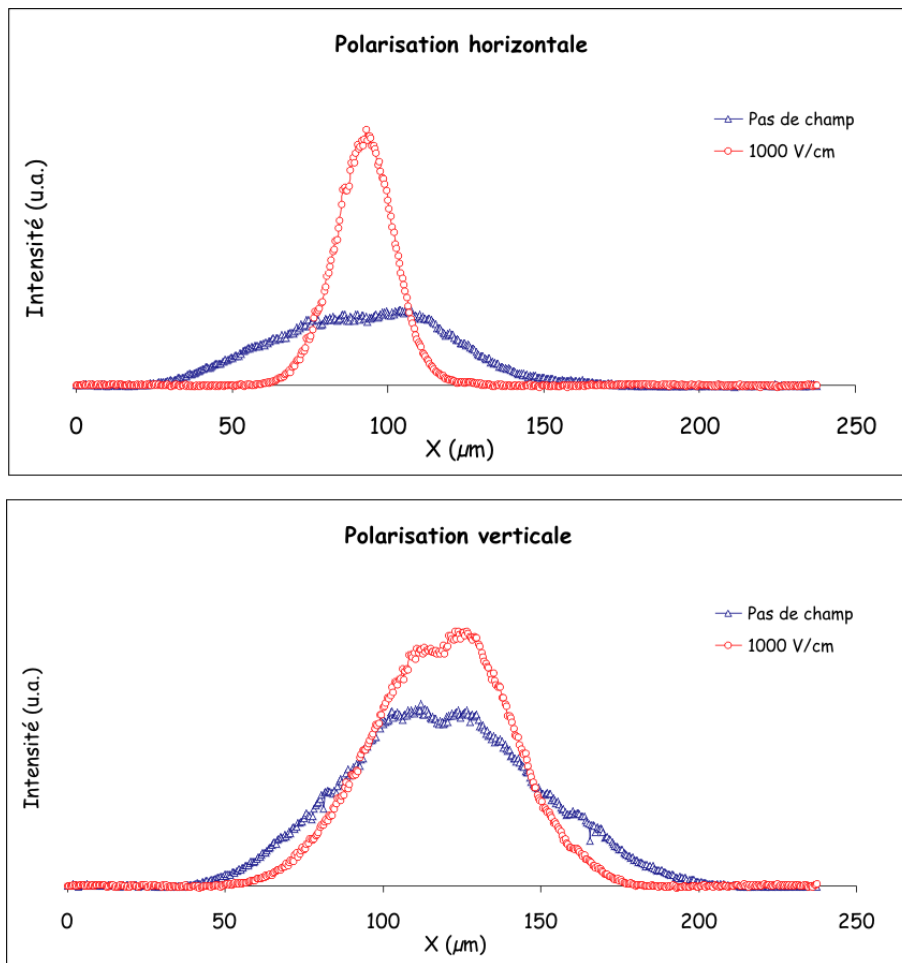


FIG. 6.9 – Les profils des faisceaux correspondant à la figure précédente.

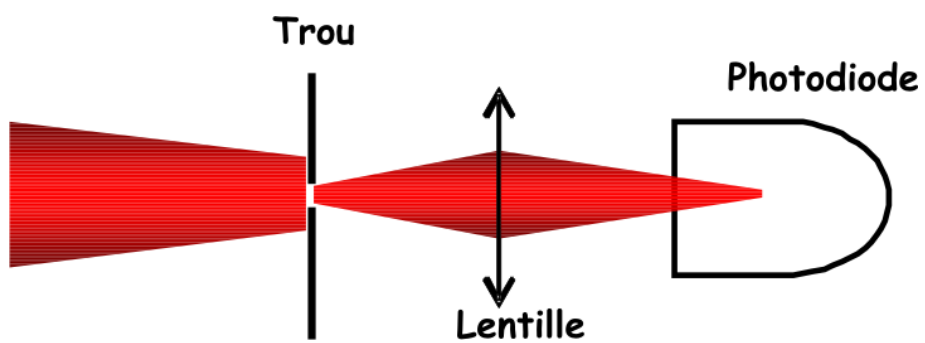


FIG. 6.10 – Système trou-photodiode utilisé pour les mesures d'autofocalisation en régime transitoire.

précédent.

La figure 6.11 présente un exemple typique d'évolution temporelle de la puissance enregistrée par la photodiode ; au début la puissance enregistré est 0 car il n'y a pas de faisceau. Une fois que le modulateur permet au faisceau de passer, la puissance mesurée augmente très vite (le temps de commutation est inférieur à une microseconde) jusqu'à la valeur qui correspond au diamètre du faisceau non-focalisé. Cette valeur est marquée avec I_i dans la figure. À partir de ce moment, la puissance mesurée commence à augmenter, en atteignant une valeur maximale, puis elle diminue vers un état stationnaire. La puissance mesurée à l'état stationnaire est inférieure à la puissance maximale, mais elle reste toutefois supérieure à la puissance initiale I_i . Nous avons choisi comme origine du temps le moment de déclenchement du modulateur, qui est le moment où le faisceau arrive sur le cristal.

Sachant que la puissance mesurée par la photodiode est inversement proportionnelle au rayon du faisceau, nous pouvons donc tracer l'évolution temporelle de la taille du faisceau. La figure 6.12 montre cette évolution, ainsi que les grandeurs importantes que nous allons utiliser pour la caractériser : le rayon du faisceau non-focalisé W_i , le rayon minimum atteint au cours de la focalisation transitoire W_t , le rayon à l'état stationnaire W_s et le temps nécessaire pour atteindre le diamètre minimum T_t . En partant de ces paramètres, nous pouvons définir le taux de focalisation transitoire comme étant W_t/W_i et le taux d'autofocalisation stationnaire comme W_s/W_i .

Il faut préciser que pour des intensités du faisceau plus faibles, le comportement transitoire change : une fois le rayon minimum atteint, la taille du faisceau ne change plus (figure 6.13). Bien évidemment, dans ce cas $W_s = W_t$.

6.2.3.3 Les autofocalisations transitoire et stationnaire

Nous avons mesuré l'autofocalisation transitoire, stationnaire (figure 6.14) et le temps nécessaire pour atteindre le minimum transitoire (figure 6.15) pour des intensités allant de 1 W/cm^2 jusqu'à 120 W/cm^2 . Remarquons ici l'accord existant entre les résultats obtenus à l'état stationnaire par les deux méthodes que nous avons utilisés ; ainsi, la courbe correspondant à l'état stationnaire dans la figure 6.14 rejoint celle de figure 6.7.

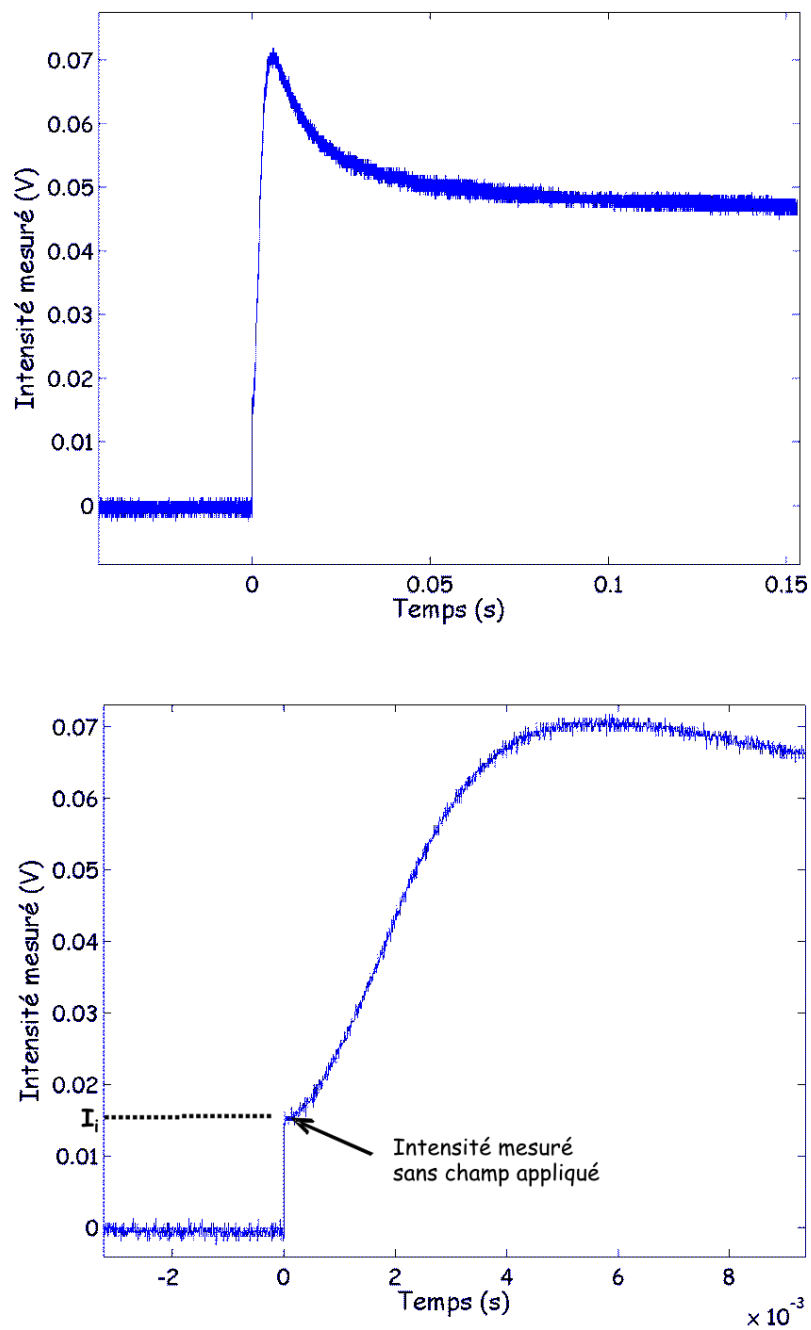


FIG. 6.11 – L'évolution temporelle de la puissance lumineuse mesurée par la photodiode. I_i est la puissance mesurée en l'absence de champ extérieur, et donc elle correspond au faisceau non-focalisé. L'intensité du faisceau à l'entrée du cristal est 40 W/cm^2 , le champ appliqué est 1000 V/cm . La figure en bas est un agrandissement de la figure en haut.

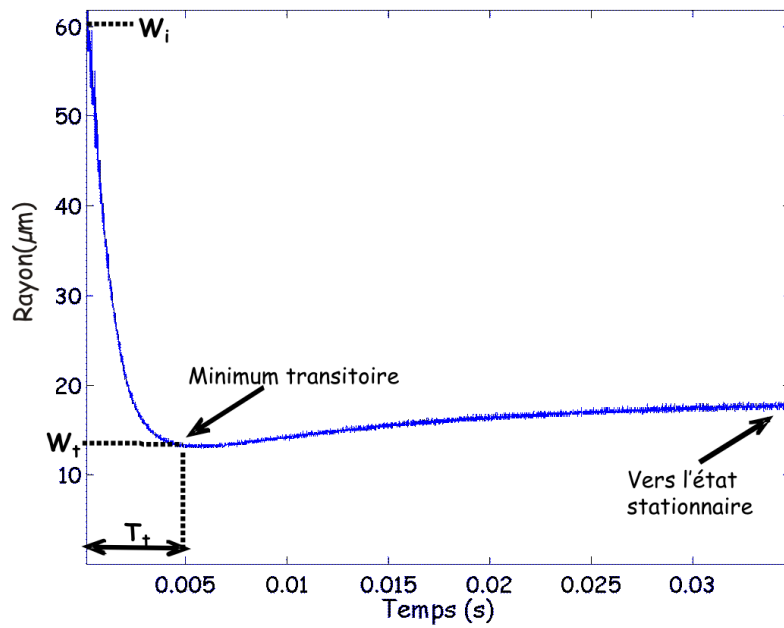
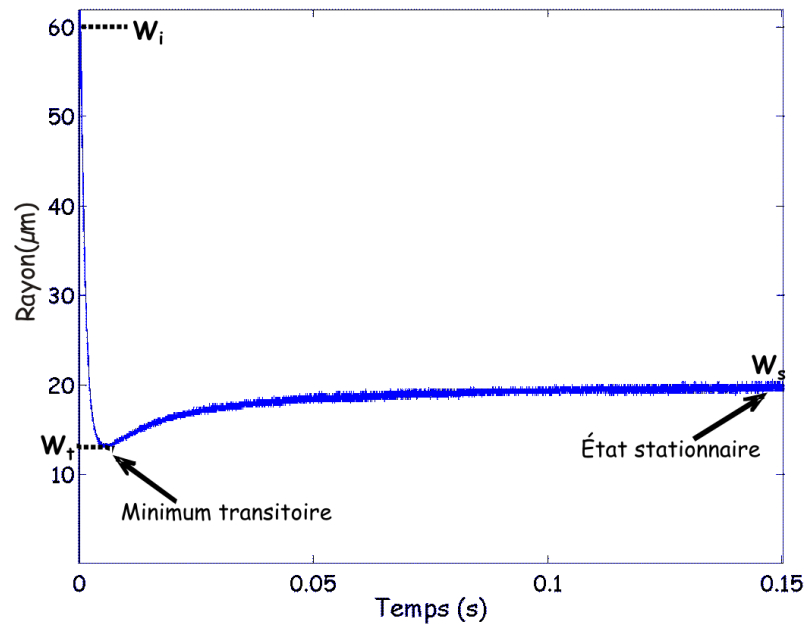


FIG. 6.12 – L'évolution temporelle du rayon du faisceau en sortie du cristal. W_i est le rayon du faisceau non-focalisé, W_t est le rayon minimum atteint au cours de la focalisation, W_s est le rayon à l'état stationnaire. L'intensité du faisceau à l'entrée du cristal est 40 W/cm^2 , le champ appliqué de 1000 V/cm . La figure en bas est un agrandissement de la figure en haut.

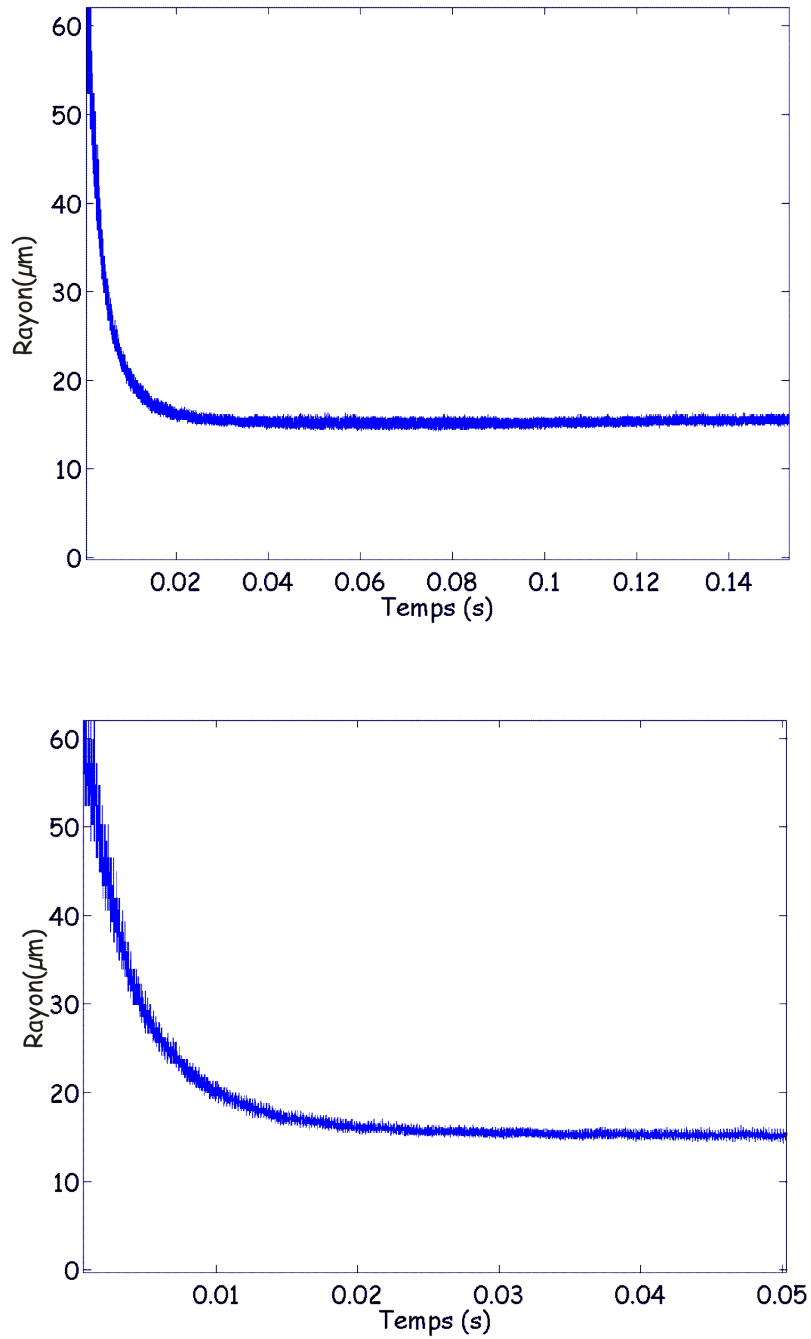


FIG. 6.13 – L'évolution temporelle du rayon du faisceau pour une intensité du faisceau égale à 5 W/cm^2 , le champ appliqué est 1000 V/cm . La figure en bas est un agrandissement de la figure en haut.

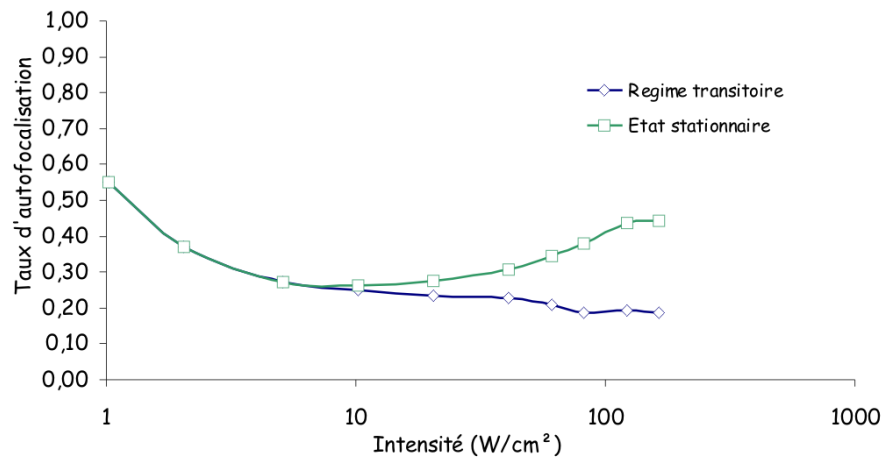


FIG. 6.14 – Le taux de focalisation transitoire et stationnaire en fonction de l'intensité du faisceau. Le champ appliqué est 1000 V/cm

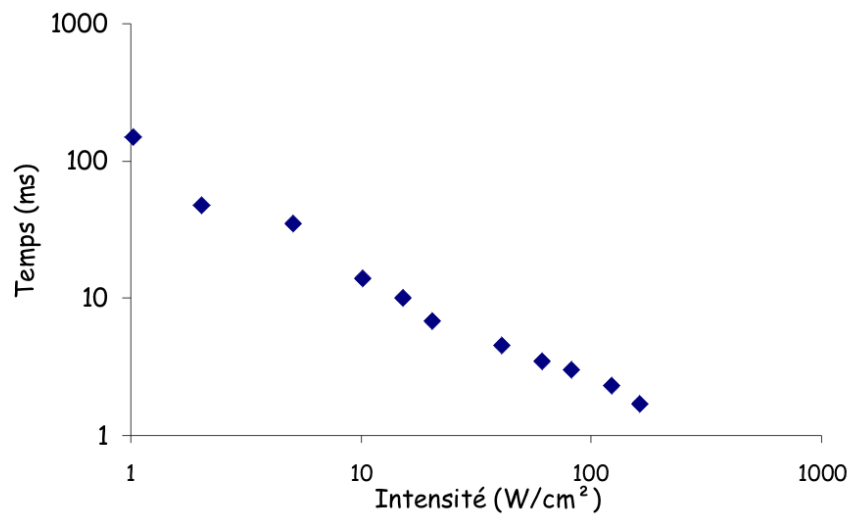


FIG. 6.15 – Le temps nécessaire pour atteindre le diamètre minimum au cours de l'autofocalisation. Le champ appliqué est 1000 V/cm.

6.3 Analyse des résultats et conclusions

6.3.1 État stationnaire

Les résultats que nous avons obtenus à l'état stationnaire à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$ peuvent être résumés de la façon suivante :

- l'autofocalisation stationnaire est maximale pour une certaine plage d'intensité et elle diminue pour intensités inférieures et supérieures à cette plage. Dans notre cas, cette intensité est $I_{\text{max}} \approx 15 \text{ W/cm}^2$. (voir figure 6.7).
- l'autofocalisation augmente avec le champ appliqué; ainsi, nous obtenons l'autofocalisation maximale pour un champ de 1000 V/cm . Notons que l'autofocalisation maximale est obtenue toujours à la même intensité du faisceau pour toutes les valeurs du champ (voir figure 6.7).
- nous obtenons un taux de focalisation maximal de 0.2; autrement dit, le faisceau sortant du cristal diminue 5 fois son diamètre suivant l'application du champ. Le rayon du faisceau en absence du champ (due à la diffraction) étant $60 \mu\text{m}$, nous obtenons un faisceau focalisé avec un rayon de $\approx 12.5 \mu\text{m}$. Compte tenu du fait que le col du faisceau à l'entrée du cristal est de $25 \mu\text{m}$, le faisceau est donc sur-focalisé au cours de sa propagation dans le cristal¹⁶.

Ce type de comportement - focalisation maximale pour une intensité bien précise - est caractéristique du phénomène d'autofocalisation photoréfractive dans les matériaux à 1 type de porteurs de charge [29–32, 37]. Nous avons déjà présenté brièvement le modèle théorique décrivant l'autofocalisation dans ce cas (voir 3.1.2 page 75) et surtout comparer les figures 6.7 et 3.3 page 77); un des paramètres qui nous permettent de caractériser l'autofocalisation en fonction de l'intensité est *l'intensité d'obscurité* I_d (voir l'équation 3.2 page 76). I_d est l'intensité d'un éclairage uniforme qui double la conductivité du matériau. En absence de l'éclairage, cette conductivité est due à la génération thermique des porteurs.

Tenant compte que (cf. références mentionnées en dessus) la focalisation maximale est obtenue pour une intensité au centre du faisceau égale à trois fois I_d pour le cas 1D et six fois pour le cas 2D, nous estimons que dans notre cristal $I_d \approx 2.5\text{-}5 \text{ W/cm}^2$.

Le taux de focalisation du faisceau est fortement influencé par la direction de polarisation de la lumière, ce qui n'est pas surprenant si on tient compte du fait que le coefficient

¹⁶Pour un diamètre de sortie égal au diamètre d'entrée (ce qui signifie que la diffraction est exactement compensée par l'autofocalisation) le taux d'autofocalisation est 0.4; en conséquence, tout taux de focalisation inférieur à cette valeur indique une sur-focalisation.

électro-optique r_{221} (polarisation verticale) vaut $\approx \frac{1}{2}r_{111}$ (polarisation horizontale).

6.3.2 État transitoire

En fonction de l'intensité du faisceau et en notant par I_{\max} l'intensité pour laquelle la focalisation est maximale, nous pouvons classer la variation temporelle du rayon de faisceau en deux catégories :

- pour $I_{\text{faisceau}} \leq 3I_{\max}$: le rayon du faisceau diminue jusqu'à atteindre un rayon minimum ; par la suite ce rayon reste constant (figure 6.13 page 194).
- pour $I_{\text{faisceau}} > I_{\max}$: le rayon du faisceau diminue jusqu'à atteindre un rayon minimum ; par la suite le rayon augmente vers sa valeur stationnaire. Le rayon à l'état stationnaire est donc plus grand que le rayon minimum atteint au cours du régime transitoire, mais néanmoins il reste inférieur au diamètre initial du faisceau (figure 6.12 page 193).

Ce type d'évolution temporelle est aussi caractéristique des matériaux à un type de porteurs [32, 35, 36].

Le temps de réponse a une variation inversement proportionnelle par rapport à l'intensité du faisceau (figure 6.15) et il atteint 1 ms pour une intensité $\approx 200 \text{ W/cm}^2$.

À partir des mesures de temps de réponse, nous pouvons déduire un autre paramètre (caractérisant l'autofocalisation dans les matériaux à 1 type de porteurs) : *l'énergie d'activation* Σ ; il est une densité d'énergie déterminée par les constantes physiques du cristal et elle caractérise la quantité d'énergie lumineuse qu'il faut apporter au cristal avant d'atteindre le régime photoréfractif stationnaire et il est donné par la formule [49, 163]

$$\Sigma = \frac{I \cdot t_m}{2} \quad (6.2)$$

où I est l'intensité au centre du faisceau et t_m est le temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire de focalisation. La figure 6.15 page 195 nous donne la relation entre ces deux quantités (I et t). Il est donc possible, à partir de cette figure, de déterminer Σ dans notre cristal. Ainsi, nous avons calculé Σ pour chaque point de mesure et par la suite nous avons fait la moyenne de ces résultats, en obtenant $\Sigma \approx 940 \text{ J/m}^2$. Comme Σ est proportionnel au temps de relaxation dans le noir t_d (cf. $\Sigma = I_d \cdot t_d$), nous mesurons dans notre cas une valeur $t_d = 20 \text{ ms}$ pour ce paramètre.

6.3.3 Conclusions

En s'appuyant sur les résultats que nous venons de présenter, nous pouvons conclure que l'autofocalisation photoréfractive dans SPS:Te à température ambiante et à la longueur d'onde $1.06 \mu\text{m}$ est décrite d'une façon satisfaisante par le modèle à 1 type de porteurs de charge, avec $I_d \approx 5 \text{ W/cm}^2$ et $t_d=20 \text{ ms}$. Comme nous l'avons vu dans le deuxième chapitre (dédié à la présentation d'InP :Fe), l'origine du comportement différent des semi-conducteurs (2 types de porteurs) par rapports aux matériaux avec un type de porteurs dominant est la compétition entre les deux types de porteurs de charges. Mais, comme nous l'avons déjà mentionné (voir 6.1.2.1 page 182), les mesures de mélange à deux ondes ont montré que la compétition électrons-trous est éliminée en dopant le cristal.

Le SPS:Te s'avère un matériau prometteur pour les applications pratiques, qui combine les avantages des semiconducteurs et isolants :

- grâce à son coefficient électro-optique élevé, une forte focalisation est obtenue pour des champs appliqués relativement faibles : taux d'autofocalisation = 0.2 pour un champ appliqué de 1kV/cm . Dans des conditions similaires (température, longueur d'onde, intensité, longueur de cristal), nous avons eu besoin d'un champ électrique dix fois supérieur pour obtenir un taux d'autofocalisation de 0.5 dans l'InP :Fe.
- un temps de réponse de l'ordre des millisecondes, alors que le temps de réponse typique pour les matériaux tels que SBN ou BaTiO_3 et de l'ordre de secondes.

Finalement, le dopage avec Tellure le rend sensible aux longueurs d'onde des télécommunications. Alors que nous n'avons pas pu mettre en évidence l'autofocalisation du faisceau à la longueur d'onde $1.55 \mu\text{m}$, des mesures récentes de mélange à deux ondes ont permis de mesurer un temps de réponse de 10 ms à cette longueur d'onde [156] pour une intensité de 440 W/cm^2 . Cette valeur est trois fois supérieure à l'intensité maximale que nous avons eu à notre disposition. Nous espérons donc que des futures expériences vont mesurer le temps de réponse à cette longueur d'onde ; néanmoins, nous attendons le même type de comportement à $1.55 \mu\text{m}$ que celui que nous avons mis en évidence à $1.06 \mu\text{m}$.

Conclusion

Dans les deux chapitres précédents nous avons discuté en détail les résultats obtenus et leurs interprétations. Il convient de conclure cette thèse avec quelques remarques plus générales, qui nous permettront de résumer en quelques mots les travaux que nous avons effectués.

D'abord, en ce qui concerne l'InP:Fe (qui est "responsable" de la plupart des résultats présentés dans ce manuscrit) : nous avons fait une caractérisation systématique du phénomène d'autofocalisation photoréfractive, prenant en compte les paramètres les plus importants qui interviennent dans ce phénomène (température, dopage, intensité du faisceau et de l'éclairage de fond, polarisation du faisceau). Ainsi, à partir des résultats obtenus et en jouant sur les valeurs de ce paramètres, nous sommes maintenant capables de contrôler le phénomène d'autofocalisation. En tenant compte également des temps de réponse mesurés et des simulations réalisés, nous croyons que l'interaction de deux faisceaux autofocalisés est, en effet, possible et maîtrisable sur une échelle de temps de l'ordre de microsecondes.

Néanmoins, alors que nous connaissons l'influence des paramètres mis en jeu sur l'autofocalisation, le développement d'un modèle théorique reste indispensable pour une compréhension des mécanismes physiques qui déterminent la dynamique de l'autofocalisation photoréfractive, ainsi que pour une optimisation de ce processus. Nos mesures expérimentales et simulations théoriques ont montré que les modèles existants ne décrivent pas d'une manière satisfaisante les phénomènes observés dans InP:Fe.

En revanche, l'autofocalisation observée dans le SPS:Te est décrite par les modèles "classiques" existants. En fait, on peut dire que ces deux matériaux sont complémentaires : alors que dans le SPS:Te l'autofocalisation est plus lente que dans l'InP:Fe (pour une même intensité du faisceau), elle est plus forte et plus facile à maîtriser. Tenant compte de cette remarque, nous croyons que ces deux matériaux trouveront leur place dans de futures applications.

Metz, mai 2008

7

Annexes

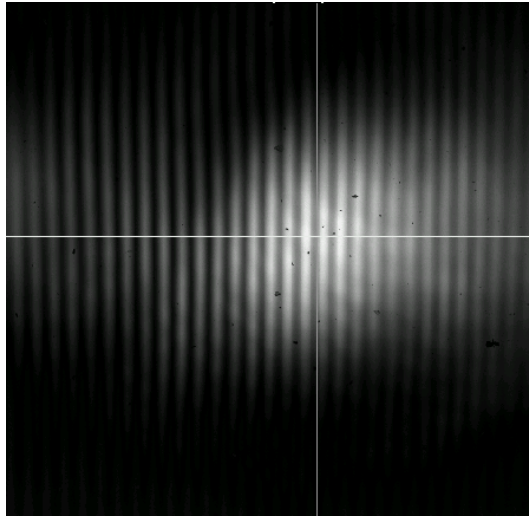


FIG. 7.1 – Image du réseau rétro-éclairé par le laser $1.06 \mu\text{m}$. Le réseau n'était pas éclairé uniformément (car le faisceau était trop petit pour le couvrir en totalité), ce qui explique la variation d'intensité.

7.1 A - Imagerie et mise au point de la caméra CCD

La taille du faisceau est un des paramètres essentiels que nous avons suivi au cours de nos expériences ; ainsi, une bonne mise au point de la caméra CCD était nécessaire pour s'assurer que les images obtenues proviennent de la face de sortie du cristal. Pour pouvoir caractériser correctement les variations du diamètre du faisceau suite à l'application du champ électrique, il faut que la distance réelle entre le plan image de la caméra et la face du cristal soit inférieure à la longueur de Rayleigh dans l'air.

Pour effectuer la mise au point nous avons utilisé trois méthodes complémentaires :

1. un réseau de diffraction ayant un pas de $10 \mu\text{m}$ a été collé contre la face de sortie du cristal. En utilisant le faisceau laser pour rétro-éclairer le réseau, nous avons ajusté la position de la caméra jusqu'à la obtention d'une image claire et nette du réseau (voir figure 7.1).

Néanmoins, en tenant compte de ce que l'épaisseur du réseau (2 mm) est du même ordre que la longueur de Rayleigh (1.8 mm), cette méthode ne garantit pas que l'image que nous observons provient de la face de sortie du cristal, même si le réseau est collé contre le cristal. Nous avons déplacé la caméra vers le cristal, jusqu'au moment où l'image du réseau commence à devenir moins claire (ce qui signifie que nous voyons le plan qui se trouve juste derrière le réseau, qui est la face de sortie du cristal).

2. en utilisant le logiciel de la caméra, nous avons mesuré le pas de l'image du réseau

formée sur le CCD ; en comparant ce résultat avec le pas du réseau, nous avons pu déterminer avec précision l'agrandissement de notre système optique (lentilles + objectif de microscope). Ensuite, nous avons déterminé la taille du faisceau en sortie du cristal avec la technique du couteau. Nous avons réalisé la mise au point en déplaçant la caméra jusqu'au moment où la taille de l'image est devenue égale à la taille du faisceau fois l'agrandissement.

3. toujours avec la technique du couteau, nous nous sommes assurés que le col du faisceau se trouve précisément à l'entrée du cristal. Ensuite nous avons enlevé le cristal et nous avons déplacé la caméra vers le col, en cherchant le point où la taille du faisceau imagé par la caméra est devenue minimale. À ce point, notre système optique forme sur le CCD l'image du col. En sachant que le col se trouve à l'entrée du cristal et que la longueur du cristal est de 1 cm, nous avons déplacé la caméra d'un centimètre pour retrouver l'image de la face de sortie du cristal.

Les positions de la caméra déterminées avec ces trois méthodes se trouvaient dans un intervalle de 400 μm , ce qui représente une incertitude de positionnement nettement inférieure au longueur de Rayleigh.

7.2 B - Le montage photodiode-trou

La figure 7.2 indique l'évolution du rayon du faisceau sortant du cristal par rapport à la puissance enregistrée par la photodiode, tenant compte des deux approximations que nous avons déjà mentionné : le profil du faisceau reste gaussien et la focalisation est uni-dimensionnelle. En connaissant le rayon initial du faisceau w_1 (avant l'application du champ), la puissance initiale mesurée par la photodiode P_1 et la puissance mesurée après l'application du champ P_2 il est possible de déterminer le rayon w_2 . Nous remarquons que w_2 est inversement proportionnel à P_2 ; la relation entre w_2 et $1/P_2$ n'est pas exactement linéaire, mais pour nos démarches nous pouvons considérer qu'elle l'est.

7.3 C - estimation du temps de diffusion des trous dans l'InP :Fe

Pour calculer le temps de diffusion τ_D , nous avons utilisé la formule suivante[26], qui donne le temps de diffusion des porteurs dans un réseau d'interférence (comme dans la

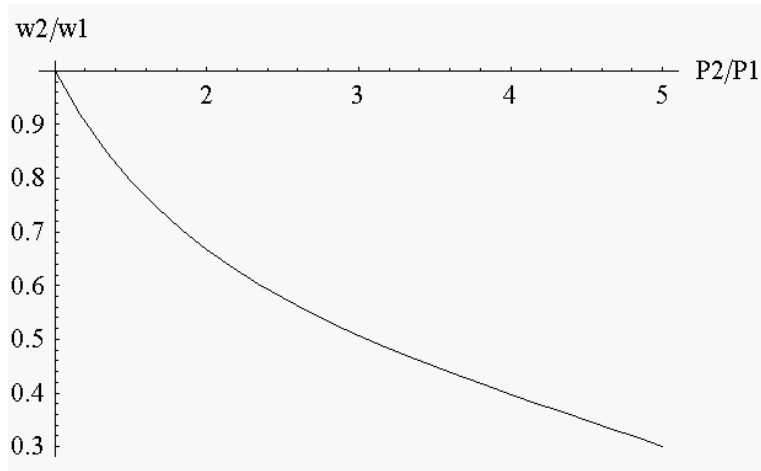


FIG. 7.2 – Le rapport entre le rayon du faisceau en présence (w_2) et en absence (w_1) du champ extérieur en fonction de rapport des puissances mesurées par la photodiode en présence (P_2) et absence (P_1) du champ.

figure 2.8 page 57) :

$$\tau_D = \frac{e}{\mu k_B T K_g^2} \quad (7.1)$$

avec e - la charge élémentaire, μ - la mobilité des porteurs (trous ou électrons), k_B - la constante de Boltzmann, T - la température, $K_g = (2\pi)/\Lambda$ - le nombre d'onde du réseau (Λ étant le pas du réseau). Notons que ce calcul s'appuie toujours sur les hypothèses spécifiques au mélange à deux ondes. Le résultat ainsi obtenu n'est donc qu'une estimation de l'ordre de grandeur de temps de diffusion.

En utilisant les mobilités données dans le tableau 2.2 page 56 et en prenant une période de réseau $\Lambda=50 \mu\text{m}$ (égale au diamètre du faisceau à l'entrée du cristal¹, nous avons obtenu $\tau_{Dh}=0.58 \mu\text{s}$ pour les trous et $\tau_{De}=26 \text{ ns}$ pour les électrons.

7.4 D - L'intensité effective dans l'InP :Fe

Les pertes à prendre en compte sont dus à la réflexion Fresnel à l'interface cristal-air et à l'absorption. Ainsi, nous allons d'abord évaluer les pertes par réflexion ; si I_0 est l'intensité du faisceau avant la face d'entrée du cristal, l'intensité perdue par réflexion de Fresnel à

¹Notons que, avant que le faisceau soit focalisé, son diamètre varie au cours de la propagation dans le cristal de $50 \mu\text{m}$ à approximativement $100 \mu\text{m}$. Ainsi, le temps de diffusion τ_D dépend de la taille du faisceau à chaque endroit.

λ (nm)	I_{eff}
Cristal type 1	
1060	$0.59I_0$
1550	$0.64I_0$
Cristal type 2	
1060	$0.52I_0$
1550	$0.64I_0$

TAB. 7.1 – Les valeurs de l'intensité effective I_{eff} par rapport à l'intensité incidente pour une longueur du cristal de 1 cm.

l'interface air-cristal est :

$$I_p = I_0 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (7.2)$$

où n est l'indice de réfraction. Pour l'indice de réfraction de nos cristaux, l'intensité transmise est donc $I_t \simeq \frac{3}{4}I_0$.

Ensuite nous allons considérer que l'intensité effective I_{eff} sur la longueur de notre cristal est la moyenne entre I_t calculée ci-dessus et l'intensité juste avant la face de sortie de cristal I_s . À cause de l'absorption, I_s est :

$$I_s = I_t e^{(-\alpha z)} \quad (7.3)$$

où z est la longueur de nos cristaux et α est le coefficient d'absorption. Ainsi, I_{eff} est :

$$I_{eff} = \frac{3}{8}I_0(1 + e^{-\alpha z}) \quad (7.4)$$

À partir de l'équation précédente, nous allons calculer les valeur de I_{eff} par rapport à I_0 pour les deux longueurs d'onde qui nous intéressent² ; les résultats sont présentées dans les tableaux 7.1 et 7.2.

7.5 F - Article d'Uzdin et al. (Optics Letters 26(2001),1547)

Cette annexe contient l'analyse de l'article d'Uzdin et al.[126], faite par le professeur Hervé Leblond. Ainsi, l'hypothèse $p(x) \propto n(x)$ n'est pas justifiée ; par la suite nous allons

²Les valeurs de I_{eff} sont calculées à partir des paramètres d'InP :Fe donnés dans le tableaux 2.1, 2.2 et la figure 2.3

λ (nm)	I_{eff}
Cristal type 1	
1060	$0.61I_0$
1550	$0.69I_0$
Cristal type 2	
1060	$0.66I_0$
1550	$0.69I_0$

TAB. 7.2 – Les valeurs de l’intensité effective I_{eff} par rapport à l’intensité incidente pour une longueur du cristal de 0.5 cm.

analyser l’appendix A de l’article, où cette hypothèse est présentée.

7.5.1 L’Appendix A

La première équation de l’appendix A ($dE/dx + \dots = \dots$) semble correcte, mais l’argument ”These equations share the same solution (...); therefore they must have the same coefficients” est complètement faux.

Preuve : soient f , g et h trois fonctions de x arbitraires. Posons

$$\varphi = \frac{d(fg)}{dx},$$

$$\psi = \frac{d(fh)}{dx}.$$

En développant la dérivée du produit, puis en divisant par g et h respectivement, on trouve

$$\frac{df}{dx} + \frac{dg/dx}{g} f = \frac{\varphi}{g},$$

et

$$\frac{df}{dx} + \frac{dh/dx}{h} f = \frac{\psi}{h}.$$

Si on applique la ”propriété” évoquée par Uzdin et al., on en déduit que

$$\frac{dg/dx}{g} = \frac{dh/dx}{h},$$

ce qui prouverait que g et h sont proportionnelles. Comme ce sont deux fonctions quelconques, ça n’est pas le cas en général. Donc la ”propriété” en question est fausse.

Donc l'hypothèse $p(x) \propto n(x)$ n'est en aucune façon justifiée.

7.5.2 Admettons que $p(x) \propto n(x)$

Par la suite nous, allons supposer que l'hypothèse précédente est, quand même, réalisée, et donc $p(x) \propto n(x)$, disons $p(x) = kn(x)$. En combinant les équations de Kukhtarev (1a), (1b) et (1c) du papier³ d'Uzdin [126], on trouve bien que

$$\frac{d}{dx} (J_n + J_p) = 0 \quad (7.5)$$

Donc, en négligeant la diffusion, l'équation précédente devient :

$$\frac{d}{dx} (q\mu_n nE + q\mu_p knE) = 0 \quad (7.6)$$

c'est-à-dire

$$\frac{d}{dx} (nE) = 0.$$

Ceci est conforme aux résultats donnés dans l'article.

En appelant n_0 , p_0 et E_0 les valeurs de n , p et E à l'infini en x , on obtient

$$n = \frac{n_0 E_0}{E}, \quad \text{et} \quad p = \frac{p_0 E_0}{E}$$

. Nous reportons ces valeurs dans les équations (1a) et (1b) de Kukhtarev, en tenant compte du fait que ⁴

$$\frac{dJ_n}{dx} = \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad (7.7)$$

L'équation (1a) donne

$$\frac{p_t}{n_t} = \frac{e_n}{\gamma_n n} = \frac{e_n E}{\gamma_n n_0 E_0},$$

alors que (1b) donne

$$\frac{p_t}{n_t} = \frac{\gamma_p p}{e_p} = \frac{\gamma_p p_0 E_0}{e_p E}.$$

³Au passage, il y a une faute de signe dans (1b), c'est $-\frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx}$

⁴L'égalité 7.7 est justifiée par le raisonnement suivant : si n et p sont proportionnels et qu'on néglige la diffusion, on a J_n proportionnel à J_p . Comme $J_n + J_p$ est constant (ou plutôt uniforme), ça fait que J_n et J_p le sont aussi.

$R_{ch}(k\Omega)$	1	2	3	5	7	10	40
$T_{response}(\mu s)$	0.8	1.7	2.6	4.3	6.1	10	40

TAB. 7.3 – Temps de réponse du circuit de détection photodiode-résistance de charge en fonction de R_{ch} .

La première donne $p_t/n_t \propto E$, la deuxième $p_t/n_t \propto 1/E$, ce qui est incompatible, puisque E est la seule quantité qui dépend de x et n'est pas une constante.

En clair : si on finit le calcul, on constate que les équations de Kukhtarev n'ont pas de solution avec $p(x) \propto n(x)$, sauf éventuellement une solution uniforme.

7.6 G - Le montage détecteur de position-résistance de charge et son temps de réponse

Nous avons varié la résistance de charge entre 1 k Ω et 40 k Ω , en s'assurant que le temps de réponse du circuit RC formé par la photodiode et la résistance est toujours inférieur au temps caractéristique de focalisation/déviaton. Pour info, le temps de réponse du circuit de mesure est d'approximativement 1 μs pour une résistance de charge $R_{ch}=1$ k Ω . Le temps de modulation du faisceau par le modulateur est de 0.5 μs . Nous avons dû augmenter la résistance de charge pour des intensités plus faibles, ce qui entraîne une augmentation du temps de réponse du circuit, mais le temps de focalisation/deviation du faisceau augmente aussi pour des intensités plus faibles.

Le tableau 7.3 sommarise les temps de réponse de notre circuit de détection photodiode-résistance de charge, mesurés pour toute la plage de valeurs de R_{ch} que nous avons utilisée.

Liste des tableaux

1.1	Les temps de commutation des différents types de commutateurs.	15
1.2	Paramètres des matériaux photoréfractifs typiques: n_0 - l'indice de réfraction en absence de l'effet non-linéaire, r_{eff} - le coefficient électro-optique effectif, ϵ_r - la permittivité électrique relative, μ_n, μ_p - la mobilité des électrons et trous respectivement.	39
2.1	Indice de réfraction n_0 , coefficients d'absorption, et concentration du Fe (mesurée par SIMS et estimé par la méthode proposé dans la référence [102]) dans nos cristaux d'InP : Fe pour les deux longueurs d'onde d'intérêt. . .	45
2.2	Propriétés optiques d'InP:Fe à la température ambiante. Le * indique des paramètres définis par nous, calculés à partir des références mentionnées dans la dernière colonne du tableau.	56
2.3	Temps de réponse mesurés dans le mélange à deux ondes pour des impulsions ayant des durées différentes. La longueur d'onde est $1.06\mu\text{m}$. ^a -Le temps de réponse dépend aussi du champ appliqué; ^b -Résultats obtenus sans champ appliqué	68
4.1	L'intensité de résonance dans un cristal de type 2 à 1064 nm et 10 °C [91]), ainsi que la valeur effective de l'intensité obtenu à partir de I_{res} mesurée et en appliquant les corrections (cf. tableau 7.1 on page 205).	101
4.2	L'intensité de résonance dans un cristal de type 2 à 1550 nm et pour différentes températures [91], ainsi que la valeur effective de l'intensité obtenue à partir de I_{res} mesuré et en appliquant les corrections (cf. tableau 7.1 on page 205).	101
4.3	Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). La longueur d'onde est $1.06\mu\text{m}$	103

4.4	Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). La longueur d'onde est 1.55 μm	103
5.1	Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité calculées (I_{d-th}), mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). Les valeurs théoriques sont calculées pour plusieurs taux d'ionisation (0.20, 0.25 et 0.30) et températures. La longueur d'onde est 1.06 μm	147
5.2	Comparaison entre les valeurs d'intensité d'obscurité calculées (I_{d-th}), mesurées à partir des courbes d'autofocalisation stationnaire (I_{d-af}) et mesurées à partir de la photoconductivité (I_{d-ph}). Les valeurs théoriques sont calculées pour plusieurs taux d'ionisation (0.20, 0.25 et 0.30) et températures. La longueur d'onde est 1.55 μm	148
5.3	L'intensité d'inversion I_{inv} mesurée en champ positif et négatif, la déviation maximale du faisceau en champ positif à plusieurs températures et l'intensité pour laquelle la focalisation obtenue est maximale (I_{Fmax}). Longueur d'onde 1.06 μm , cristal de type 2, sauf pour les mesures marquées avec *, qui ont été réalisées dans un cristal de type 1.	152
6.1	Le coefficient d'absorption α et la densité effective de pièges N_{eff} [145]. Les valeurs sont valables pour la longueur d'onde de 1064 nm, sauf celles marquées avec ^a (980 nm) et ^b (633 nm).	180
7.1	Les valeurs de l'intensité effective I_{eff} par rapport à l'intensité incidente pour une longueur du cristal de 1 cm.	205
7.2	Les valeurs de l'intensité effective I_{eff} par rapport à l'intensité incidente pour une longueur du cristal de 0.5 cm.	206
7.3	Temps de réponse du circuit de détection photodiode-résistance de charge en fonction de R_{ch}	208

Table des figures

1.1	Changement de la direction de propagation à l'interface de deux milieux d'indices de réfraction différents.	13
1.2	L'onde solitaire re-crée au même endroit où JS Russell l'a observé pour la première fois en 1834.	17
1.3	Propagation d'une impulsion laser dans un milieu dispersif.	20
1.4	Propagation et interaction des faisceaux auto-focalisés dans un milieu non-linéaire.	21
1.5	Schéma simplifié décrivant l'effet photoréfractif avec champ appliqué dans un matériau à un seul type de porteurs.	28
1.6	Le profil d'indice induit par un faisceau suivant les deux axes perpendiculaires (Z et Y) à la direction de propagation (X).	31
1.7	La mi-largeur à mi-hauteur (HWMH) du soliton en fonction du temps. Figure extraite de [32].	31
1.8	Le soliton spatio-temporel	34
2.1	La structure cristalline d'InP	43
2.2	Nos cristaux d'InP:Fe, montrant le polissage des faces et les contacts métalliques.	44
2.3	Le spectre d'absorption de nos cristaux.	45
2.4	L'absorption dans l'InPFe à la longueur d'onde de $1\mu\text{m}$ en fonction de la concentration de Fe (d'après [102]).	46
2.5	La configuration expérimentale: le champ électrique est appliqué suivant $\langle 001 \rangle$, le faisceau se propage suivant $\bar{1}10$ et il est polarisé suivant $\langle 110 \rangle$ (comme indiqué par la flèche en pointillé).	50
2.6	Le diagramme des niveaux d'énergie dans InP:Fe à la température ambiante.	51
2.7	Le taux d'émission thermique e_n^{th} en fonction de la température.	54

2.8	Variation d'indice produite par l'interférence de deux faisceaux dans un cristal photoréfractif.	57
2.9	L'évolution du gain en fonction de l'intensité de faisceau pompe dans InP:Fe pour plusieurs températures et avec un champ extérieur appliqué de 10 kV/cm; figure extraite de [110].	59
2.10	Le gain obtenu dans plusieurs cristaux d'InP:Fe en fonction de la température.	61
2.11	Évolution des parties réelle et imaginaire du champ de charge d'espace normalisé en fonction de l'intensité pour un champ appliqué $E_0=10\text{kV/cm}$. Figure extraite de [85].	62
2.12	Largeur à mi-hauteur et déviation à la sortie du cristal d'un faisceau 1D autofocalisé.	64
2.13	Le profil du champ de charge d'espace à travers une frange ayant la largeur de $10\ \mu\text{m}$ pour un éclairage $I = I_{\text{res}}$ (gauche), respectivement $I < I_{\text{res}}$ (droite) et pour différentes valeurs du taux de modulation m ; le champ appliqué est $10\ \text{kV/cm}$. Figure extraite de [127].	66
3.1	Définition du taux d'autofocalisation.	73
3.2	Évolution du taux d'autofocalisation Φ en fonction de l'intensité à l'état stationnaire à $1.06\ \mu\text{m}$ et $1.56\ \mu\text{m}$	74
3.3	L'évolution du diamètre à mi-hauteur (FWHM) d'un faisceau autofocalisé en fonction du rapport $r = I/I_d$ entre l'intensité au centre de faisceau et l'intensité d'obscurité à l'état stationnaire dans les matériaux avec un seul type de porteur de charge. Figure extraite de [29].	77
3.4	(a): propagation d'un faisceau dans InP:Fe en absence du champ électrique à l'état stationnaire. (b): comparaison entre le profil du faisceau à l'entrée et à la sortie du cristal, mettant en évidence la diffraction linéaire.	78
3.5	(a): propagation d'un faisceau dans InP:Fe suite à l'application d'un champ de $10\ \text{kV/cm}$. (b): comparaison entre le profil du faisceau à la sortie de cristal en absence et présence du champ extérieur.	79
3.6	(a): le faisceau sortant du cristal en absence et en présence du champ appliqué. (b): courbes expérimentales montrant le profil transversal du faisceau à la sortie de cristal en absence et en présence du champ extérieur.	79
3.7	(a): Propagation d'un faisceau dans InP:Fe suite à l'application d'un champ de $50\ \text{kV/cm}$. (b): Comparaison entre le profil du faisceau à la sortie du cristal en absence et en présence du champ extérieur.	80

3.8	Évolution temporelle du profil du champ de charge d'espace à l'entrée du cristal pour une intensité du faisceau de 1 W/cm ² (a) et 10 W/cm ² (b). . .	90
4.1	Le banc de mesure: vue de dessus.	95
4.2	Le support du cristal.	98
4.3	Le banc de mesure; vue latérale, montrant le faisceau élargi qui sert comme éclairage de fond.	100
4.4	Résultat typique: les profils du faisceau à la sortie du cristal dans les trois cas typiques: sans champ appliqué, avec un champ positif et avec un champ négatif.	106
4.5	Le profil normalisé du faisceau sans champ (a), focalisé (b) défocalisé (c) et l'approche gaussienne réalisé par le logiciel WinCamD.	107
4.6	Comparaison entre les profils du faisceau focalisé et non-focalisé pour différentes intensités du faisceau et en champ positif dans un cristal de type 2.	109
4.7	Comparaison entre les profils du faisceau focalisé et non-focalisé pour différentes intensités du faisceau et en champ négatif dans un cristal de type 2.	110
4.8	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un champ positif et négatif à la température de 25°C.	112
4.9	Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température: T=20°C . .	113
4.10	Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température: T=15°C. .	114
4.11	Mêmes paramètres que dans la figure 4.8, sauf la température: T=10°C. .	114
4.12	Mêmes types de mesure que dans la figure 4.8, mais dans un cristal de type 1. T=20°C	115
4.13	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 (a) et pour un cristal de type 1 (b) à plusieurs températures. Longueur d'onde 1.55 μm.	115
4.14	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 et pour un cristal de type 1 en présence d'un éclairage de fond.	117
4.15	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 2 en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond à différentes températures.	119
4.16	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation du faisceau pour un cristal de type 1 en fonction de l'intensité du faisceau et de l'intensité d'éclairage de fond à différentes températures.	120

4.17	Comparaison entre les profils du faisceau focalisé et non-focalisé en polarisation horizontale et verticale pour un champ positif.	122
4.18	Comparaison entre les profils du faisceau focalisé et non-focalisé en polarisation horizontale et verticale pour un champ négatif.	123
4.19	Évolution du taux d'autofocalisation et de la déviation d'un faisceau polarisé horizontalement dans un cristal de type 2 en fonction de l'intensité du faisceau.	124
4.20	Comparaison entre les profils d'un faisceau polarisé horizontalement en absence et présence d'un éclairage de fond.	125
4.21	Évolution temporelle du profil du faisceau après l'application du champ électrique dans un cristal de type 2.	126
4.22	Évolution temporelle du courant dans un cristal de type 2 à plusieurs températures et intensités de fond.	127
4.23	Évolution temporelle du courant dans un cristal de type 1 à plusieurs températures et intensités de fond.	128
4.24	Le faisceau et les quadrants du détecteur de position.	129
4.25	Intensité enregistrée par chaque quadrant en absence et en présence du champ électrique.	130
4.26	Asymétrie du faisceau en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b), calculé avec la formule 4.1 à partir des courbes données dans la figure 4.25(b).	131
4.27	Évolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités et pour différentes conditions de mesure.	132
4.28	Évolution temporelle de l'asymétrie du faisceau à différentes intensités. . .	134
4.29	Mêmes paramètres que pour la figure précédente, sauf le champ électrique.	135
4.30	Évolution de l'asymétrie en fonction de l'intensité du faisceau et de l'éclairage de fond au maximum transitoire et à l'état stationnaire à la longueur d'onde 1.55 μm	136
4.31	Évolution de l'asymétrie en fonction de l'intensité du faisceau et de la direction du champ appliqué au maximum transitoire (a) et à l'état stationnaire (b). Longueur d'onde 1.06 μm , température 20°C, cristal de type 2, champ appliqué +/- 10 kV/cm.	137
4.32	Évolution temporelle de l'asymétrie en fonction de la température.	138
4.33	Asymétrie du faisceau en fonction de la température au maximum transitoire et à l'état stationnaire.	139

4.34	Temps nécessaire pour atteindre le maximum transitoire et l'état stationnaire en fonction de température.	139
5.1	I_{res} pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T à la longueur d'onde 1.06 μm	143
5.2	I_{res} pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T à la longueur d'onde 1.06 μm	143
5.3	L'intensité de résonance I_{res} en fonction du taux d'ionisation n_{t0}/N_T calculée à partir de l'équation 2.26 on page 60 pour un cristal de type 2.	144
5.4	L'intensité de résonance I_{res} en fonction de la température, calculée à partir de l'équation 2.26 pour un cristal de type 2.	145
5.5	L'intensité d'obscurité I_d pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T à la longueur d'onde 1.06 μm	146
5.6	L'intensité d'obscurité I_d pour un cristal de type 2, calculé en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T à la longueur d'onde 1.55 μm	146
5.7	L'intensité d'obscurité I_d en fonction de la température pour un cristal de type 2 aux longueurs d'onde de $\lambda=1064\text{nm}$ et $\lambda=1550\text{ nm}$	147
5.8	L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction de la température et du taux d'ionisation n_{t0}/N_T	148
5.9	L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction de la température pour un taux d'ionisation $n_{t0}/N_T=0.25$	149
5.10	L'évolution de $I_d - I_{res}$ pour un cristal de type 2 en fonction du taux d'ionisation pour une température $T=20^\circ\text{C}$, qui montre que pour une température fixée il est possible de changer le signe de $I_d - I_{res}$ en modifiant le taux d'ionisation. La longueur d'onde est 1.06 μm	150
5.11	L'évolution de I_d/I_{res} pour un cristal de type 2 en fonction de la température et du taux d'ionisation. La longueur d'onde est 1.06 μm	150
5.12	L'évolution de I_d/I_{res} pour un cristal de type 2 en fonction du taux d'ionisation pour une température $T=20^\circ\text{C}$	151
5.13	Séparation du sommet du faisceau en plusieurs "pics" pour un champ positif et séparation du faisceau pour un champ négatif.	154
5.14	Profilés du faisceau en absence et présence du champ extérieur juste au dessous de l'inversion.	154
5.15	Comparaison entre les taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité en polarisation horizontale et verticale à 10°C et à 20°C	156

5.16	Le faisceau sortant du cristal en absence et en présence du champ extérieur sans et avec polariseur.	158
5.17	Évolution du taux d'autofocalisation en fonction de l'intensité du faisceau en présence et absence d'un éclairage de fond à la température de 10°C (a) et 20°C (b). Les paramètres sont ceux donnés dans la figure 4.14 on page 117. Le trait vertical en pointillés indique l'intensité d'inversion en absence de l'éclairage de fond; le trait vertical plein indique la déviation maximale du faisceau en présence de l'éclairage de fond.	162
5.18	Évolution de l'intensité de résonance I_{res} , de l'intensité d'obscurité I_d , $3I_d$ et $6I_d$ (calculées théoriquement) en fonction de la température, ainsi que les valeurs mesurées de l'intensité d'obscurité I_{d-ph} , de l'intensité d'inversion en champ positif I_{inv+} et négatif I_{inv-}	165
5.19	Propagation et interaction de deux faisceaux identiques dans un cristal InP:Fe.	170
5.20	Propagation et interaction de deux faisceaux différents dans un cristal InP:Fe.	171
6.1	La structure du $Sn_2P_2S_6$	178
6.2	L'axe de polarisation spontanée P_s et l'indicatrice des indices à la température ambiante.	178
6.3	Les spectres d'absorption pour plusieurs types de SPS: jaune, marron et dopé au tellure (Te). Figure extraite de [139].	180
6.4	Configuration expérimentale et photo du cristal SPS.	181
6.5	Le faisceau à la sortie du cristal pour différentes valeurs de champ appliqué.	186
6.6	Les profils transverses des faisceaux (mesurés au long de la ligne horizontale, parallèle au champ appliqué) correspondant à la figure précédente.	186
6.7	Taux d'autofocalisation horizontal (haut) et vertical (bas) en fonction de l'intensité du faisceau pour trois valeurs du champ appliqué.	188
6.8	La face de sortie du cristal avant et après l'application d'un champ électrique de 1000 V/cm.	189
6.9	Les profils des faisceaux correspondant à la figure précédente.	190
6.10	Système trou-photodiode utilisé pour les mesures d'autofocalisation en régime transitoire.	190
6.11	L'évolution temporelle de la puissance lumineuse mesurée par la photodiode.	192
6.12	L'évolution temporelle du rayon du faisceau en sortie du cristal.	193
6.13	L'évolution temporelle du rayon du faisceau pour une intensité du faisceau égale à 5 W/cm ² , le champ appliqué est 1000 V/cm.	194

6.14	Le taux de focalisation transitoire et stationnaire en fonction de l'intensité du faisceau. Le champ appliqué est 1000 V/cm	195
6.15	Le temps nécessaire pour atteindre le diamètre minimum au cours de l'autofocalisation. Le champ appliqué est 1000 V/cm.	195
7.1	Image du réseau rétro-éclairé par le laser 1.06 μm	202
7.2	Le rapport entre le rayon du faisceau en présence (w_2) et en absence (w_1) du champ extérieur en fonction de rapport des puissances mesurées par la photodiode en présence (P_2) et absence (P_1) du champ.	204

Bibliographie

- [1] S. B. Ballard and B. A. E. Saleh, editors. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey, 2 edition, 2007.
- [2] John Scott Russell. Report on waves. *Report of the fourteenth meeting of the British Association for the Advancement of Science, York, September 1844*, page 311, 1845.
- [3] M. J. Boussinesq. Theories des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal. *J. de Math. Pures et Appl.*, II :55–108, 1872.
- [4] D. J. Korteweg and F. de Vries. On the change of form of long waves advancing in a rectangular canal, and on a new type of long stationary waves. *Philosophical Magazine*, 39 :422–443, 1895.
- [5] Francois Marin, Nizar Abcha, Jerome Brossard, and Alexander Ezersky. Interaction soliton-sable dans un canal en eau peu profonde. *Comptes Rendus Mecanique*, 333 :227–233, 2005.
- [6] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal. Interaction of 'solitons' in collisionless plasma and the recurrence of initial states. *Phys. Rev. Lett.*, 15 :240, 1965.
- [7] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes. Self-trapping of optical beams. *Phys. Rev. Lett.*, 13(15) :479, 10 1964.
- [8] A. Hasegawa and F. Tappert. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. *App. Phys. Lett.*, 23(3) :142, 08 1973.
- [9] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 45 :1095, 1980.

- [10] L. F. Mollenauer and K. Smith. Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by raman gain. *Optics Letters*, 13(8) :675, 1988.
- [11] J McEntee. Solitons go the distance for marconi. *Fibre Systems Europe*, page 19, January 2003.
- [12] P. Yeh. *Introduction to photorefractive nonlinear optics*. Wiley series in pure and applied optics, New York, 1993.
- [13] Yuri S. Kivhar. Bright and dark spatial solitons in non-kerr media. *Optical and Quantum Electronics*, 30 :571–614, 1998.
- [14] Nail N. Akhmediev. Spatial solitons in kerr and kerr-like media. *Optical and Quantum Electronics*, 30 :535–569, 1998.
- [15] Mordechai Segev. Optical spatial solitons. *Optical and Quantum Electronics*, 30 :503–533, 1998.
- [16] V. E. Zakharov and A. B. Shabat. Exact theory of two dimensional self-focusing and one-dimensional self modulation of waves in nonlinear media. *Sov. Phys. JETP*, 34 :62, 1972.
- [17] A. Barthelemy F. Reynaud. Optically controlled interaction between two fundamental soliton beams. *Europhys. Lett.*, 12(5) :401, 07 1990.
- [18] J. S. Aitchinson, A. M. Weiner, Y. Silberberg, D. E. Leaird, M.K. Oliver, J. L. Jackel, and P.W. Smith. Experimental observation of spatial soliton interactions. *Optics Letters*, 16(1) :15, 1991.
- [19] P. L. Kelley. Self focusing of optical beams. *Applied Physics Letters*, 15 :1005, 1965.
- [20] Barthelemy, Maneuf, and Froehly. Propagation soliton et autoconfinement de faisceau laser. *Opt. Commun.*, 55(3) :201, 09 1985.
- [21] H. S. Eisenberg, R. Morandotti, Y. Silberberg, S. Bar-Ad, D. Ross, and J. S. Aitchinson. Kerr spatiotemporal self-focusing in a planar glass waveguide. *Phys. Rev. Lett.*, 87(4) :043902, 2001.

- [22] M. Segev, B. Crosignani, and A. Yariv. Spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 68(7) :923, 1992.
- [23] G. C. Duree, J. L. Shultz, G. J. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, and E. J. Sharp. Observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect. *Phys. Rev. Lett.*, 71(4) :533, 06 1993.
- [24] M. D. Iturbe-Castillo, P. A. Marquez-Aguilar, J. J. Sanchez-Mandragon, S. Stepanov, and V. Vysloukh. Spatial solitons in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ with drift mechanism of nonlinearity. *Appl. Phys. Lett.*, 64(4) :408, 01 1994.
- [25] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau. Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 . *Appl. Phys. Lett.*, 9(1) :72, July 1966.
- [26] P. Gunter and J.-P. Huignard, editors. *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume I. Springer Verlag, Berlin, 1988.
- [27] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odoulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals. II. beam coupling-light amplification. *Ferroelectrics*, 22 :961, 1979.
- [28] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. F. Fraser. *App. Phys. Lett*, 13 :223–225, 1968.
- [29] S.R. Singh and D.N. Christodoulides. Evolution of spatial optical solitons in biased photorefractive media under steady state conditions. *Opt. Comm.*, 118 :569, 08 1995.
- [30] K. Kos, H. Meng, G. Salamo, M. Shih, M. Segev, and G. C. Valley. One-dimensional steady state photorefractive screening soliton. *Phys. Rev. B*, 53(5) :4330, 05 1996.
- [31] G. Montemezzani and P. Günter. Profile of photorefractive one-dimensional bright spatial solitons. *Opt. Lett.*, 22(7) :451, 04 1997.
- [32] N. Fressengeas, J. Maufroy, and G. Kugel. Temporal behavior of bidimensional photorefractive bright spatial solitons. *Phys. Rev. E.*, 54 :6866–6875, 1996.
- [33] G. C. Duree, G. Salamo, M. Segev, A. Yariv, B. Crosignani, P. Di Porto, and E. Sharp. Dimensionality and size of photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 19(16) :1195, 08 1994.

- [34] J. A. Andrade-Lucio, M. D. Iturbe-Castillo, P. A. Marquez-Aguilar, and R. Ramos-Garcia. Self-focusing in photorefractive BaTiO₃. *Optical and Quantum Electronics*, 30 :829–834, 1998.
- [35] A. A. Zozulya, D. Z. Anderson, A. V. Mamaev, and M. Saffman. Self-focusing and soliton formation in media with anisotropic nonlocal material response. *Europhys. Lett.*, 36 :419, 1996.
- [36] A.A. Zozulya, D.Z. Anderson, A.V. Mamaev, and M.Saffman. Solitary attractors and low-order filamentation in anisotropic self-focusing media. *Physical Review A*, 57 :522, 1998.
- [37] M. Segev, M. Shih, and G. C. Valley. Photorefractive screening solitons of high and low intensity. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13 :706, 1996.
- [38] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho. Compression, self-bending and collapse of gaussian beams in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 19(21) :714, 11 1994.
- [39] M. F. Shih, P. Leach, M. Segev, M. H. Garrett, G. J. Salamo, and G. C. Valley. Two-dimensional steady-state photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, 21(5) :324, 03 1996.
- [40] C. Astassiou, M. F. Shih, M. Mitchell, Z. Chen, and M. Segev. Optically induced photovoltaic sel-focusing-to-self-defocusing transition. *Opt. Lett.*, 23(12) :924, 06 1998.
- [41] J. S. Liu and K. Q. Lu. Screening photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals and their self-deflection. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16 :550–555, 1999.
- [42] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson. Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity or an external applied field. *Opt. Lett.*, 20 :837, 1995.
- [43] G. F. Calvo, F. Agullo-Lopez, M. Carrascosa, M. R. Belic, and W. Krolikowski. Locality vs. nonlocality of (2+1)-dimensional light-induced space-charge field in photorefractive crystals. *Europhysics Letters*, 60(6) :847–853, 2002.
- [44] A. A. Zozulya and D. Z. Anderson. Nonstationary self-focusing in photorefractive media. *Opt. Lett.*, 20(8) :837, 04 1995.

- [45] D. Wolfersberger, N. Fressengeas, J. Maufoy, and G. Kugel. Self-focusing of a single laser pulse in a photorefractive medium. *Physical Review E*, 62(6) :8700, 2000.
- [46] D. Wolfersberger, F. Lhommé, N. Fressengeas, and G. Kugel. Simulation of the temporal behavior of one single laser pulse in a photorefractive medium. *Opt. Commun.*, 222 :383, 2003.
- [47] Ming-Fenh Shih and Fang-Wen Sheu. Photorefractive polymeric optical spatial solitons. *Optics Letters*, 24(24) :1853, 1999.
- [48] M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, G. C. Duree, G. Salamo, and E. Sharp. Stability of photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 19(17) :1296, 09 1994.
- [49] N. Fressengeas, D. Wolfersberger, J. Maufoy, and G. Kugel. Build up mechanisms of (1+1)-dimensional photorefractive bright spatial quasi-steady and screening solitons. *Optics communications*, 145 :393–400, 1998.
- [50] W. E. Torruellas, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. VanStryland, G. I Stegeman, L. Torner, and C. R. Menyuk. Observation of 2-dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :5036, 1995.
- [51] G. C. Valley, M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, and M. C. Bashaw. Dark and bright photovoltaic spatial solitons. *Phys. Rev. A*, 50(6) :4457, 12 1994.
- [52] G. C. Duree, M. Morin, G. Salamo, M. Segev, B. Crosignani, P. Di Porto, E. Sharp, and A. Yariv. Dark photorefractive spatial solitons and photorefractive vortex solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 74(11) :1978, 03 1995.
- [53] M. Chauvet, S. Chauvin, and H. Maillotte. Transient dark photovoltaic spatial solitons and induced guiding in slab LiNbO_3 waveguides. *Opt. Lett.*, 26(17) :1344, 2001.
- [54] G. Couton, H. Maillotte, and M. Chauvet. Self-formation of multiple spatial photovoltaic solitons. *J. Opt. B : Quantum Semiclass*, 6 :223–230, 2004.
- [55] Tal Carmon, Charalambos Anastassiou, Song Lan, Detlef Kip Ziad H. Musslimani, Mordechai Segev, and Demetrios Christodoulides. Observation of two-dimensional multimode solitons. *Optics Letters*, 25 :1113, 2000.
- [56] M. Mitchell, Z. Chen, M. Shih, and M. Segev. Self-trapping of partially spatially incoherent light. *Phys. Rev. Lett.*, 77(3) :490, 07 1996.

- [57] M. Mitchell and M. Segev. Self-trapping of incoherent white light. *Nature*, 387 :880, 1997.
- [58] D. N. Christodoulides and T. H. Coskun. Theory of inherent self-focusing in biased photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 78(4) :646, 1997.
- [59] Matthew Mitchell, Mordechai Segev, Tamer H. Coskun, and Demetrios N. Christodoulides. Theory of self-trapped spatially incoherent light beams. *Physical Review Letters*, 79(25) :4990, 1997.
- [60] Allan W. Snyder and D. John Mitchell. Big incoherent solitons. *Physical Review Letters*, 80(7) :1422, 1998.
- [61] Mordechai Segev and Demetrios N. Christodoulides. Incoherent solitons : Self trapping of weakly correlated packets. *Optics & Photonics News*, page 70, February 2002.
- [62] Yaron Silberberg. Collapse of optical pulses. *Optics Letters*, 15(22) :1282, 1990.
- [63] R. McLeod and K. Wagner. (3 + 1)-dimensional optical soliton dragging logic. *Phys. Rev. A*, 52 :3254–3278, 1995.
- [64] AH. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, A. R. Boyd, and J. S. Aitchison. Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays. *Phys. Rev. Lett.*, 238 :3383, 1988.
- [65] Gaetano Assanto, Marco Peccianti, and Claudio Conti. Nematicons : Optical spatial solitons in nematic liquid crystals. *Optics & Photonics News*, February 2003.
- [66] D. Kip, E. Kratzig, V. Shandarov, and P. Moretti. Thermally induced self-focusing and optical beam interactions in planar strontium barium niobate waveguides. *Optics Letters*, 23(5) :343, 1998.
- [67] Nail Akhmediev and Adrian Ankiewicz, editors. *Dissipative solitons*. Springer, Berlin, 2005.
- [68] M. Morin, G. Duree, G. Salamo, and M. Segev. Waveguides formed by quasi-steady-state photorefractive spatial solitons. *Opt. Lett.*, 20(20) :2066, 1995.

- [69] M. Shih, M. Segev, and G. Salamo. Circular waveguides induced by two-dimensional bright steady-state photorefractive spatial screening solitons. *Opt. Lett.*, 21(13) :931, 07 1996.
- [70] M. T. Taya, M. C. Bashaw, M. M. Fejer, M. Segev, and G. C. Valley. Y junctions arising from dark-soliton propagation in photovoltaic media. *Opt. Lett.*, 21(13) :943, 07 1996.
- [71] M. Klotz, H. Meng, G. J. Salamo, M. Segev, and S. R. Montgomery. Fixing the photorefractive soliton. *Opt. Lett.*, 24(2) :77, 01 1999.
- [72] Aqiang Guo, Michael Henry, Gregory J. Salamo, Mordechai Segev, and Gary L. Wood. Fixing multiple waveguides induced by photorefractive solitons : directional couplers and beam splitters. *Optics Letters*, 26(16), 2001.
- [73] A. W. Snyder and A. P. Sheppard. Collisions, steering and guidance with spatial solitons. *Opt. Lett.*, 18(7) :482, 04 1993.
- [74] X. D. Cao and D. D. Meyerhofer. All-optical switching by means of collisions of spatial vector solitons. *Opt. Lett.*, 19(21) :1711, 11 1994.
- [75] A. Stepken, M. R. Belic, F. Kaiser, W. Krolikowski, and B. Luther-Davies. Three dimensional trajectories of interacting incoherent photorefractive solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 82(3) :540, 1999.
- [76] W. Krolikowski, M. Saffman, B. Luther-Davies, and C. Denz. Anomalous interaction of spatial solitons in photorefractive media. *Phys. Rev. Lett.*, 80(15) :3240, 04 1998.
- [77] Wieslaw Krolikowski, Cornelia Denz, Andreas Stepken, Mark Saffman, and Barry Luther-Davies. Interaction of spatial photorefractive solitons. *Quantum Semiclass. Opt.*, 10 :823–937, 1998.
- [78] M. Shalaby, F. Reynaud, and A. Barthelemy. Experimental observation of spatial soliton interactions with a $\pi/2$ phase difference. *Optics Letters*, 17(11), 1992.
- [79] Z. Chen, M. Segev, T. H. Coskun, and D. N. Christodoulides. Observation of incoherently coupled photorefractive spatial soliton pairs. *Opt. Lett.*, 21(21) :1436, 1996.

- [80] M. F. Shih and M. Segev. Incoherent collisions between two-dimensional bright steady-state photorefractive screening solitons. *Opt. Lett.*, 21(19) :1538, 10 1996.
- [81] W. Krolikowski and S. A. Holmstrom. Fusion and birth of spatial solitons upon collision. *Opt. Lett.*, 22 :369, 1997.
- [82] H. Meng, G. Salamo, F. M. Shih, and M. Segev. Coherent collisions of photorefractive solitons. *Opt. Lett.*, 22(7) :448, 1997.
- [83] G. S. Garcia Quirino, M. D. Iturbe-Castillo, J. J. Sanchez-Mandragon, S. Stepanov, V. Vysloukh, G. Lugo-Martinez, and G. E. Torres-Cisneros. Observation of interaction forces between one-dimensional spatial solitons in photorefractive crystals. *Opt. Lett.*, 22(3) :154, 02 1997.
- [84] W. Kròlikowski, B. Luther-Davies, C. Denz, and T. Tschudi. Annihilation of photorefractive solitons. *Opt. Lett.*, 23(2) :97, 01 1998.
- [85] M. Chauvet, S.A. Hawkins, G.J. Salamo, M. Segev, D.F. Bliss, and G. Bryant. Self-trapping of planar optical beams by use of the photorefractive effect in InP :Fe. *Opt. Lett.*, 21(17) :1333, 09 1996.
- [86] S. A. Hawkins. *Photorefractive optical wires in the semiconductor Indium Phosphide*. PhD thesis, University of Arkansas, 1999.
- [87] Gaetano Assanto, Irina Torelli, and Stefano Trillo. All-optical processing by means of vectorial interactions in second order cascading : novel approaches. *Optics Letters*, 19(21) :1720, 1994.
- [88] J. Petter and C. Denz. Guiding and dividing waves with photorefractive solitons. *Opt. Comm.*, 188 :55–61, 2001.
- [89] T. Schwartz, Y. Ganor, T. Carmon, R. Uzdin, S. Shwartz, M. Segev, and U. El-Hanany. Photorefractive solitons and light-induced resonance control in semiconductor CdZn :Te. *Opt. Lett.*, 27(14) :1229, 2002.
- [90] Jurgen Petter, Jochen Schroder, Denis Trager, and Cornelia Denz. Optical control of arrays of photorefractive screening solitons. *Optics Letters*, 28(6), 2003.
- [91] Naima Khelfaoui. *Auto-focalisation infrarouge dans le Phosphure d'Indium dopé fer*. PhD thesis, Université de Metz, juin 2006.

- [92] N. Fressengeas, N. Khelifaoui, C. Dan, D. Wolfersberger, G. Montemezzani, H. Leblond, and M. Chauvet. Roles of resonance and dark irradiance for infrared photorefractive self-focusing and solitons in bi-polar InP :Fe. *Phys. Rev. A*, 75 :063834, 1990.
- [93] D. Wolfersberger, N. Khelifaoui, C. Dan, N. Fressengeas, and H. Leblond. Fast photorefractive self-focusing in InP :Fe semiconductor at infrared wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, 92(2) :21106–1–3, 2008.
- [94] P. B. Klein, J. E. Furneaux, and R. L. Henry. Laser oscillation at 3.53 μm from Fe^{2+} in n-InP :Fe. *Applied Physics Letters*, 42(8) :638–640, 1983.
- [95] Masafumi Yamaguchi, Chikao Uemura, and Akio Yamamoto. Radiation damage in InP single crystals and solar cells. *Journal of Applied Physics*, 55(6) :1429–1436, 1984.
- [96] D. R. Kania, A. E. Iverson, D. L. Smith, R. S. Wagner, R. B. Hammond, and K. A. Stetler. Flat response detectors for the vacuum ultraviolet and soft x-ray region : InP :Fe photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 60(7) :2596–2599, 1986.
- [97] O. Kjebon, S. Lourdudoss, B. Hammarlund, S. Lindgren, M. Rask, P. Ojala, G. Landgren, and B. Broberg. 1.55 μm buried heterostructure laser via regrowth of semi-insulating InP :Fe around vertical mesas fabricated by reactive ion etching using methane and hydrogen. *Applied Physics Letters*, 59(3) :253–255, 1991.
- [98] Gregoire Ribordy, Jean-Daniel Gautier, Hugo Zbindin, and Nicolas Gisin. Performance of InGaAs/InP avalanche photodiodes as gated-mode photon counters. *Applied Optics*, 37(12) :2272–2277, 1998.
- [99] M.W. Pruessner, T.T. King, D.P. Kelly, R. Grover, L.C. Calhoun, and R. Ghodssi. Mechanical property measurement of InP-based MEMS for optical communications. *Sensors and Actuators A : Physical*, 105 :190–200, 2003.
- [100] M. K. Zundel, P. Specht, K. Eberl, N. Y. Jin-Phillipp, and F. Phillipp. Structural and optical properties of vertically aligned InP quantum dots. *Applied Physics Letters*, 71(20) :2972–2974, 1997.
- [101] Erik P. A. M. Bakkers, Jorden A. van Dam, Silvano De Franceschi, Leo P. Kouwenhoven, Monja Kaiser, Marcel Verheijen, Harry Wondergem, and Paul van der Sluis.

- Epitaxial growth of InP nanowires on germanium. *Nature Materials*, 3 :769–773, 2004.
- [102] R. Fornari and J. Kumar. Infrared absorption spectra in bulk Fe-doped InP. *Applied Physics Letters*, 56(7) :638–640, 1990.
- [103] D.C. Look. Model for Fe^{2+} intracenter induced photoconductivity in InP :Fe. *Physical Review B*, 20(10) :4160–4166, 1979.
- [104] R. S. Rana, D. D. Nolte, R. Steltdt, and E. M. Monberg. Temperature dependence of the photorefractive effect in InP :Fe : role of multiple defects. *J. Opt. Soc. Am. B*, 9(9) :1614, 09 1992.
- [105] C. Ozkul, S. Jamet, and V. Dupray. Dependence on temperature of two-wave mixing in InP :Fe at three different wavelengths : an extended two-defect model. *J. Soc. Am. B*, 14(11) :2895–2903, 1997.
- [106] Valérie Dupray. *Etude détaillée de l'effet photorefractif dans le phosphore d'indium dopé au fer : application à la commutation optique*. PhD thesis, Université de Rouen, January 1999.
- [107] A. M. Glass, A. M. Johnson, D. H. Olson, W. Simpson, and A. A. Ballman. Four-wave mixing in semi-insulating InP and GaAs using the photorefractive effect. *Appl. Phys. Lett.*, 44 :948, 1984.
- [108] A. Evan Iverson, D. L. Smith, N.G.Paulter, and R.B. Hammond. Transient photoconductive response of InP :Fe. *J. Appl. Phys.*, 61(1) :234–239, 1986.
- [109] G. C. Valley, S. W. McCahon, and M. B. Klein. Photorefractive measurement of photoionisation and recombination cross sections in InP :Fe. *J. Appl. Phys.*, 64(12) :6684–6689, 1988.
- [110] G. Picoli, P. Gravey, C. Ozkul, and V. Vieux. Theory of two-wave mixing gain enhancement in photorefractive InP :Fe : A new mechanism of resonance. *App. Phys.*, 66 :3798, 1989.
- [111] G. Delerue, M. Lannoo, G. Bremond, G. Guillot, and A. Nouailhat. Absolute photoionization cross-sections of 3d ions in InP : a comparison between experiment and theory. *Europhys. Lett*, 9(4) :373–378, 1989.

- [112] G. Bremond, A. Nouailhat, and G. Guillot. Fe deep level optical spectroscopy in InP. *J. Appl. Phys.*, 41(6) :477, 1982.
- [113] B. Mainguet, F. Le Guiner, and G. Picoli. Moving grating and intrinsic electron-hole resonance in two-wave mixing in photorefractive InP :Fe. *Opt. Lett.*, 15(17) :938, 09 1990.
- [114] C. Ozkul, G. Piccoli, P. Gravey, and N. Wolffer. High gain coherent amplification in thermally stabilized InP :Fe crystals under dc fields. *Appl. Optics*, 29(18) :2711, 1990.
- [115] George C. Valley. Simultaneous electron/hole transport in photorefractive materials. *Journal of Applied Physics*, 59 :3363, 1986.
- [116] N. Suzuki and K. Tada. Electrooptic properties and raman scattering in InP. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 23 :291, 1984.
- [117] James E. Millerd, Elsa M. Garmire, and Marvin B. Klein. Self-pumped phase conjugation in InP :Fe using band-edge resonance and temperature stabilisation : theory and experiments. *Opt. Lett.*, 17(2) :100, 01 1992.
- [118] Bernard Mainguet. Characterization of the photorefractive effect in InP :Fe by using two-wave mixing under electric fields. *Optics Letters*, 13 :657, 1988.
- [119] J. Strait and A. M. Glass. Time-resolved photorefractive four wave mixing in semiconductor materials. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(2) :342, 1986.
- [120] F. P. Strohkendl, J. M. C. Jonathan, and R. W. Hellwath. Hole-electron competition in photorefractive gratings. *Opt. Lett.*, 11(5) :312–314, 1986.
- [121] M. C. Bashaw, T. P. Ma, and R.C. Barker. Comparison of single- and two-species models of electron-hole transport in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am.*, 9(9) :1666, 1992.
- [122] J.-Y. Moisan, N. Wolffer, O. Moine, P. Gravey, G. Martel, A. Aoudia, E. Repka, Y. Marfaing, and R. Triboulet. Characterization of photorefractive CdTe :V : high two-wave mixing gain with an optimum low-frequency periodic external electric field. *J. Opt. Soc. Am B*, 11 :1655, 1994.

- [123] J.-Y. Moisan, P. Gravey, G. Martel, N. Wolffer, A. Aoudia, Y. Marfaing, R. Triboulet, R. Triboulet, M. C. Busch, M. Hadj-Ali, J. M. Koebel, and P. Siffert. Behaviour of hole and electron dominated photorefractive CdTe :V crystals under external continuous or periodic electric field. *Optical Materials*, 4 :219–223, 1995.
- [124] P. Pogany, H. J. Eichler, and M. Hage Ali. Two-wave mixing gain enhancement in photorefractive CdZnTe :V by optically stimulated electron-hole resonance. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15(11) :2716, 1998.
- [125] M. Chauvet, S. A. Hawkins, G. J. Salamo, M. Segev, D. F. Bliss, and G. Bryant. Self trapping of two dimensional optical beams and light induced waveguiding in photorefractive InP at telecommunication wavelengths. *App. Phys. Lett.*, 70 :2499–2501, 1997.
- [126] R. Uzdin, M. Segev, and G. J. Salamo. Theory of self-focusing in photorefractive InP :Fe. *Opt. Lett.*, 26(20) :1547–1549, 2001.
- [127] N. Wolffer, P. Gravey, and R. Coquillé. Numerical analysis of photorefractive InP :Fe at large fringe contrast. *J. Appl. Phys.*, 78(11) :6375, 1995.
- [128] S. Shwartz, M. Segev, and U. El-Hanany. Self-deflection and all-optical beam steering in CdZnTe. *Optics Letters*, 29 :760, 2004.
- [129] J. C. Fabre, J.M.C. Jonathan, and G. Roosen. Photorefractive beam coupling in GaA and InP. *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(8) :1730, 1988.
- [130] G. C. Valley, J. Dubard, A. L. Smirl, and A.M. Glass. Picosecond photorefractive response of GaAs :EL2, InP, and CdTe :V. *Optics Letters*, 14(17) :961, 1989.
- [131] D. N. Christodoulides and M. I. Carvalho. Bright, dark and gray spatial soliton states in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12 :1628–1633, 1995.
- [132] N. Khelifaoui, D. Wolfersberger, G. Kugel, N. Fressengeas, and M. Chauvet. Time resolved applied electric field masking in photorefractive semiconductors. *Optical and Quantum Electronics*, 38 :63, 2006.
- [133] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii. Holographic storage in electrooptic crystals, i. steady-state. *ferroelectrics*, 22 :949, 1979.

- [134] W. Walukiewicz, J. Lagowski, L. Jastrzbeski, P. Rava, C. H. Gatos, and H. C. Gatos. Electron mobility and free-carrier absorption in InP; determination of the compensation ratio. *J. Appl. Phys.*, 51(5) :2659, 1980.
- [135] K. Turki, G. Picoli, and J.E. Viallet. Behavior of InP :Fe under high electric field. *J. Appl. Phys.*, 73(12) :8340, 1993.
- [136] C. D. Carpentier and R. Nitsche. Vapour growth and crystal data of the thio(seleno)-hypodiphosphates $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$, $\text{Pb}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ and their mixed crystals. *Materials Research Bulletin*, 9 :401–410, 1974.
- [137] C. D. Carpentier and R. Nitsche. Ferroelectricity in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Materials Research Bulletin*, 9 :1097–1100, 1974.
- [138] Yu. M. Vysochanskii, T. Janssen, R. Cuirat, R. Folk, J. Banys, J. Grigas, and V. Samulionis. *Phase transition in ferroelectric phosphorus chalcogenide crystals*. Vilnius University Publishing House, 2006.
- [139] A. A. Grabar, M. Jazbinsek, A.N. Shumelyuk, Yu. M. Vysochanskii, G. Montemezzani, and P. Günter”. *Photorefractive Materials and Their Applications*”, volume 2, chapter Photorefractive effect in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, pages 327–362. Springer, New York, 2007.
- [140] X. Bourdon, E. Prouzet, and V. B. Cajibe. Room temperature synthesis of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Journal of Solid State Chemistry*, 129 :157–159, 1997.
- [141] X. Bourdon and V. B. Cajibe. Soft-chemistry forms of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ and CuInP_2S_6 . *Journal of Solid State Chemistry*, 141 :290–293, 1998.
- [142] Ihor V. Kedyk, Pierre Mathey, Gregory Gadret, Alexander A. Grabar, K.V. Fedyo, Ivan M. Stoika, and Yulian M. Vysochanskii. Investigation of the dielectric, optical and photorefractive properties of Sb-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals. *Appl. Phys. B*, 92 :549–554, 2008.
- [143] S.G. Odoulov, A.N. Shumelyuk, U. Hellwig, R.A. Rupp, A.A. Grabar, and I.M. Stoyka. Photorefraction in tin hypodiphosphate in the near infrared. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13 :2352, 1996.
- [144] A .A. Grabar, I. V. Kedyk, M. I. Gurzan, I. M. Stoika, A. A. Molnar, and Yu. M. Vysochanskii. Enhanced photorefractive properties of modified $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Optics Communications*, 188 :187–194, 2001.

- [145] T. Bach, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, P. Günter, A. A. Grabar, and Yu. M. Vysochanskii. Tailoring of infrared photorefractive properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ crystals by Te and Sb doping. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24 :1535, 2007.
- [146] D. Haertle, G. Caimi, A. Haldi, G. Montemezzani, P. Günter, A.A. Grabar, I.M. Stoika, and Yu.M. Vysochanskii. Electro-optical properties of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Opt. Comm.*, 215 :333, 2003.
- [147] M. Jazbinsek, D. Haertle, G. Montemezzani, P. Günter, A .A. Grabar, I. M. Stoika, and Yu. M. Vysochanskii. Wavelength dependence of visible and near-infrared photorefractive and phase conjugation in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *JOSAB*, 22 :2459, 2005.
- [148] D. Haertle, A. Guarino, G. Montemezzani, and P. Günter. Refractive indices of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ at visible and infrared wavelengths. *Optics Express*, 13 :2047, 2005.
- [149] A. A. Grabar, R.I Muzhikash, A. D. Kostyuk, and Yu. M. Vysochanskii. *Phys Sol State*, 33 :1314, 1991.
- [150] S. G. Odoulov, A.N. Shumelyuk, U. Hellwig, R. A. Rupp, and A. A. Grabar. Photorefractive beam coupling in tin hypthidiphosphate in the near infrared. *Optics Letters*, 21 :752, 1996.
- [151] S. G. Odoulov, A. N. Shumelyuk, G. A. Brost, and K. M. Magde. Enhanced of beam coupling in the near infrared for tin hypthiodiphosphate. *Appl. Phys. Lett.*, 69 :3665, 1996.
- [152] A. Shumelyuk, S. Odoulov, and G. Brost. Nearly degenerate two-beam coupling in photorefractive crystals with two species of movable carriers. *JOSAB*, 15 :2125, 1998.
- [153] A. Shumelyuk, S. Odoulov, and G. Brost. Multiline coherent oscillation in photorefractive crystals with two species of movable carriers. *Appl. Phys. B*, 68 :959–966, 1999.
- [154] I. Seres, S. Stepanov, S. Mansurova, and A. Grabar. Non-steady-state photoelectromotive effect in photorefractive Te-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17 :1986, 2000.
- [155] Ihor V. Kedyk, Pierre Mathey, Gregory Gadret, Olivier Bidault, Alexander A. Grabar, Ivan M. Stoika, and Yulian M. Vysochanskii. Enhanced photorefractive properties of Bi-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *J. Opt. Soc. Am. B*, 25(2) :180–186, 2008.

- [156] R. Mosimann, P. Marty, T. Bach, F. Juvalta, M. Jazbinsek, P. Günter, and A. A. Grabar. High speed photorefraction at telecommunication wavelength 1.55 μm in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$:Te. *Optics Letters*, 32 :3230, 2007.
- [157] T. Bach, M. Jazbinsek, P. Günter, A. A. Grabar, I. M. Stoika, and Y. M. Vysochanskii. Self pumped optical phase conjugation at 1.06 μm in Te-doped $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Optics Express*, 13 :9890, 2005.
- [158] M. Weber, G. von Bally, A. Shumelyuk, and S. Odoulov. Reflection-type photorefractive gratings in tin hypotiodiphosphate. *Appl. Phys. B*, 74 :29–33, 2002.
- [159] D. Haertle, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, and P. Günter. Nonlinear optical coefficients and phase-matching conditions in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. *Optics Express*, 13 :3765, 2005.
- [160] A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, and K. Buse. Slowing down of light in photorefractive crystals with beam intensity coupling reduced to zero. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :243604, 2004.
- [161] A. Guarino, M. Jazbinsek, C. Herzog, R. Degl’Innocenti, G. Poberaj, and P. Günter. Optical waveguides in $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ by low fluence MeV He^+ ion implantation. *Optics Express*, 14 :2344, 2006.
- [162] A. Shumelyuk, S. Odoulov, D. Kip, and E. Krätzig. Electric-field enhancement of beam coupling in SPS. *Appl Phys B*, 72 :707–710, 2001.
- [163] N. Fressengeas. *Etude expérimentale et théorique de l’auto-focalisation d’un faisceau laser en milieu photoréfractif : convergence spatiale et temporelle vers un soliton*. PhD thesis, Université de Metz, 1997.