MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF

MEMOIRE

Présenté à l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision

Pour l'Obtention du Diplôme de

MAGISTER

École Doctorale des Technologies et des Applications Spatiales

Option : Optique Spatiale et Mécanique de Précision

Par

Azzedine ADOUANE

THEME

Mesures interférométriques pour les systèmes embarqués

Simulation de l'effet d'interférence par rétro-injection optique dans les lasers

Soutenu le: 02/11/2011 devant la commission d'examen:

Said MEGUELLATI	M.C.A. à l'université de Sétif	Président
Smail DJABI	M.C.A. à l'université de Sétif	Rapporteur
Aicha MEDJAHED	M.C.A. à l'université de Sétif	Examinateur
Hocine GUESSAS	M.C.A. à l'université de Sétif	Examinateur

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à:

Mes très chers parents,

Mes frères et sœurs,

Mes amis.

Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire des Systèmes Photoniques et Optique Non Linéaire.

Mes premiers remerciements s'adressent à mon directeur de recherche Mr DJABI Smail, Maitre de Conférences à l'Institut d'optique et de mécanique de précision- Université Ferhat Abbas- Sétif pour la confiance qu'il a su m'accorder, pour sa rigueur et sa pédagogie et pour ses précieux conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier Mr Meguellati Said, Maître de conférences à l'Institut d'optique et de mécanique de précision- Université Ferhat Abbas- Sétif, qui a présidé le jury de soutenance.

Je tiens à remercier très chaleureusement les membres du jury Mr Guessas Hocine et Mme Medjahed Aicha tous deux Maîtres de Conférence à l'Institut d'optique et de mécanique de précision- Université Ferhat Abbas- Sétif, pour l'attention qu'ils ont porté à mon travail et pour avoir également accepté de participer à la commission d'examen.

Je veux adresser des remerciements à tous les doctorants du laboratoire des systèmes photoniques et optique non linéaire et particulièrement Messieurs M. I. Habia, A. Nouri et N. Fares, pour leurs collaborations.

Je remercie également A. Hemissi pour leurs aides précieuses surtout la programmation sous logiciel Matlab.

A.AZZEDINE

Table des Matières

Table des matières

Introduction générale……..…..……01

Chapitre I :

Les diodes lasers à semi-conducteur

I.1. Introduction……..…….....03

I.2. Bref historique……..…….....04

I.2. Définition..... 04

I.3. Principe de fonctionnement……...05

I.4. La contre-réaction optique……..……...…...08

I.5. Interaction entre rayonnement et matière……..….……..09

I.7. Le cœur de la diode laser…….....12

I.8. Le gain optique……...…….…….12

I.9. Cavité laser…….……...…....13

I.10. Oscillation laser…….....14

I.10.1. Principe de l'oscillateur laser…….....14

I.10.2. Condition sur le gain……..….....15

I.10.3. Condition sur la phase…….....15

I.10.4. Gain du milieu et Spectre laser…….….....16

I.11. Les différents types de Laser à semi-conducteur……...17

I.11.1. Les lasers à Fabry-Pérot (F-P)……...….....18

I.11.2. Les Diodes lasers à contre-reaction répartie (DFB)……18

I.11.3. Les diodes lasers à réflecteures de Bragg répartis (DBR)……...……18

I.11.4. Les diodes lasers à cavité verticale et à émission par la surface (VCSEL)….....19

Chapitre II :

Phénomène de la rétro-injection optique dans les diodes laser

II.1. Bref historique……..20

II.2. Présentation générale de la rétro-injection optique. ……..……...20

II.2.1. Introduction……...……..…….20

II.2.2. Principe du rétro-injection…….21

II.3. Définition de l'interférence lumineuse…….....23

II.3.1. Cohérence…….…….…...23

II.3.2. Conditions d'interférences……...….....23

II.3.3. Superposition de deux ondes……...…….....24

II.4. Interférométrie…….…….…….....25

II.5. Description de l'interféromètre de Fabry-Pérot……...……....25

II.5.1. Principe de l' interféromètre de Fabry-Pérot…….....26

II.6. Modélisation et principaux paramètres……...…….....26

II.6.1. Diode laser seule……...……..….……...27

II.6.2. Diode laser en présence d'une cible…….....……..….....28

II.6.2.1. Modèle de la cavité équivalente……...…….....28

II.7. Applications métrologiques de la rétro-injection……....29

II.7.1. Application à la mesure de la distance…….....31

II.7.1.1. Introduction……...31

II.7.2. Les différentes techniques de mesure de distance sans contact……...31

II.7.2.1. Techniques ultrasonores…….....32

II.7.2.2.Techniques optoélectroniques……...……..32

II.7.2.3. Technique par temps de vol……..……32

II.7.2.4. Triangulation…….....34

II.7.2.5. Interférométrie de Michelson……...……...….....35

II.7.2.6. Capteur à rétro-injection……...……...……..……....36

II.8. Détection homodyne…….....41

II.9. Effet speckle…….....41

II.10. Vélocimétrie speckle……..…….….....42

Chapitre III :

Equations de base et Simulation numérique de l'effet de la rétro-injection laser

III.1. Influence des effets de la rétro-injection sur les lasers de classe B……...43

III.1.1. Les classifications du laser …….....43

III.1.2. Lasers de classe B ……..……44

III.1.3. Paramètres caractéristiques de la rétro-injection optique. ……...…….....44

III.1.4. Equations de base du laser ……..….....45

III.1.4.1. Etats stationnaires……...…….……....45

III.1.4.2. Théorie des perturbations …….…….....47

III.1.4.2.1. Analyse de la stabilité linéaire du système des équations …. ……..47

III.1.5. Influence de la rétro-injection à la même pulsation……..…….……49

III.1.5.1. Couplage diode-cible …….....50

III.1.5.2. Cas de la cavité seule ……..…….....……..50

III.1.5.3. Cas de la cavité avec cible …….……...……..51

III.1.5.4. Etat stationnaire d'un laser réinjecté…….….....53

III.1.6. Influence de la rétro-injection avec décalage en pulsation…….…….....55

III.2. Simulation numérique de l'effet de la rétro-injection laser à semi-conducteur….61

III.2.1. Introduction……..…..……61

III.2.2. Modèle de base…….……..….....62

III.2.3. Organigramme de résolution de l'intensité laser à semi-conducteur…….....63

III.2.4. Diode laser sans cible…….....63

III.2.5. Diode laser avec cible……65

III.2.5.1. Cas de la rétro-injection avec le même pulsation ……..65

III.2.5.2. Cas de la rétro-injection avec un décalage de pulsation ……..……..70

III.3. Conclusion……..75

Conclusion générale.....**76**

Bibliographie.....**78**

Annexes

I. Tableau présentant les paramètres physiques de la diode laser

II. Sigles et acronymes

Résumé

La rétro-injection optique (self-mixing) est une technique de mesure interférométrique basée sur le phénomène de la rétro-injection optique dans la cavité d'une diode laser. Lorsque cette dernière éclaire une cible, une faible partie de la lumière réfléchie retourne dans la zone active de la cavité du laser et en modifie ses propriétés spectrales. Le modèle physique utilisé correspond au couplage optique entre deux cavités du type Fabry- Pérot, l'une, la principale, correspondant au milieu amplificateur, en outre la cavité est formée par le miroir de sortie et la cible. Ce principe, naturellement auto-aligné, permet ainsi de supprimer les composants optiques traditionnellement utilisés par les techniques interférométriques conventionnelles afin de réduire l'encombrement et le coût du système réalisé. Ce principe basé sur la perturbation des propriétés spectrales d'une diode laser monomode soumise à une rétro-injection optique. Il permet de réaliser des mesures de grandeurs physiques variées telles que la distance, la vitesse, le déplacement, etc.

A partir de la dynamique d'un laser semi-conducteur, nous présentons un modèle théorique basé sur les équations mathématiques de Lang-Kobayashi. A partir de la résolution du système d'équation, On peut montrer que la modulation d'intensité laser sans et avec réinjection laser est fonction de la réflectivité effective de la cible (nature de cible) et la distance entre le laser et la cible.

ملخص

الحقن عكس الضوئية هو أسلوب قياس التداخل على أساس ظاهرة بصرية هي إعادة الحقن الانعكاسية في تجويف ليزر صمام . عندما تنعكس هذه الأخيرة على هدف ما، جزء صغير من الضوء المنعكس يعود إلى المنطقة النشطة من تجويف الليزر ويغير خصائصها الطيفية، إن النموذج الفيزيائي المستعمل يتعلق بالتزاوج البصري بين جوفين من نوع فابري- بيرو، واحدة من مضخم الضوء الرئيسي(الليزر المولد من صمام)، التجويف الآخر يبدأ من نهاية الصمام إلى غاية الهدف. هذا المبدأ خطي بطبيعته، ويسمح بإزالة المكونات البصرية التي تستخدم عادة في تقنيات التداخل التقليدية للحد من الفوضى وتكلفة النظام. ويستند هذا المبدأ على الاضطراب في الخصائص الطيفية لليزر المولد من صمام أحادي النمط تخضع لحقن انعكاسي بصري. إنها تسمح بقياس مقادير فيزيائية مختلفة مثل المسافة ، والسرعة ، وما إلى ذلك .

انطلاقا من ديناميكية الليزر الشبه ناقل ، نقدم نموذجا نظري على أساس معادلات رياضية Lang-Kobayashi . من خلال حل معادلة النظام، يمكننا تبين أن التعديل في شدة الليزر مع وبدون إعادة حقن الليزر متعلقة بالانعكاسية الفعالة للهدف (طبيعة الهدف) والمسافة اللتى تفصل بين الليزر والهدف .

Introduction Générale

INTRODUCTION GENERALE

Les diodes laser sont apparues peu de temps après le premier laser à rubis inventé par T.Maiman en 1960. Elles ont ouvert de nouvelles voix technologiques dans de nombreux domaines, l'une des plus importantes étant sans doute l'introduction de ces sources laser dans les télécommunications par fibres optiques. Dans le domaine de la mesure par voie optique, les lasers à solide sont adaptés pour réaliser une détection cohérente sur des flux lumineux extrêmement faibles. Pour cela, il convient d'utiliser le laser à la fois comme une source lumineuse cohérente, mais également comme un interféromètre mélangeur. On retrouve cependant ces sources optiques dites cohérentes dans d'autres systèmes : lecteur de CD, transmissions optique de données, système de détection et de mesure sans contact, diode de pompage, etc **[Cold 95]**.

Le phénomène de rétro-injection optique (ou self-mixing), qui perturbe la puissance et le spectre d'émission des diodes laser, est souvent considéré comme un parasite, notamment dans le domaine des télécommunications. Il peut cependant être utilisé à des fins télémétriques. La rétro-injection est obtenue à l'aide d'une diode laser de type Fabry-Pérot non isolée que l'on pointe sur une «cible». Par réflexion, une partie du signal optique retourne vers la diode émettrice et interfère avec l'onde lumineuse stationnaire entretenue dans la cavité active du laser et en modifie les caractéristiques d'émission. Ces modifications, quelquefois très gênantes pour certaines applications (télécommunications, lecteur de CD), peuvent dans le cas qui nous intéresse être utilisées pour déterminer la distance ou un déplacement de la cible. Les fluctuations de la puissance d'émission engendrées par le retour de lumière présentent alors certaines caractéristiques similaires à des interférences optiques classiques. Les interférences ainsi créées vont engendrer une variation de la puissance d'émission directement reliée à distance (ou à la variation de distance) entre la cible et la diode laser. En ce sens, on parle de dispositif interférométrique par rétro-injection.

Dans ce système, la source optique joue un rôle prépondérant puisqu'elle tient à la fois le rôle de source d'émission et de milieu de détection dans lequel s'effectue le mélange des ondes lumineuses. Le choix de cette source laser est donc très important et nécessite une étude approfondie dans les conditions d'utilisation classique (sans cible) et pour une configuration dans laquelle la diode laser est perturbée par une onde rétrodiffusée par une cible **[Serv 97]**.

La grandeur physique que l'on cherche à mesurer sur la cible (distance, vitesse, image…) modifie une des propriétés de l'onde lumineuse (amplitude, fréquence instantanée, phase, polarisation, …) avant d'être renvoyée par un retour optique vers le laser source. Cette rétro-injection perturbe alors de façon statique ou dynamique le fonctionnement du laser. L'analyse de cette perturbation, basée sur la physique du laser, permet de remonter à la grandeur physique recherchée.

Le travail présenté dans ce mémoire a pour objectif d'étudier l'influence des différents paramètres du laser-cible tels que l'effet d'interférence par rétro-injection optique dans les lasers à semi-conducteurs pour faire des mesures de distance entre la source et la cible.

Dans le premier chapitre, on présente une vue générale sur la physique des diodes lasers à semi-conducteurs, l'émission de rayonnement dans les semi-conducteurs, les conditions du laser, les oscillations laser et les différents types de laser à semi-conducteur.

Le deuxième chapitre est consacré au principe du phénomène de la rétro-injection et les différentes applications connues à ce jour de ce phénomène dans les diodes lasers. Cependant, comme ce phénomène est très particulier et donc peu connu, une étude théorique simplifiée de l'influence de la rétro-injection optique dans la cavité laser s'avère nécessaire. Le modèle utilisé est celui des cavités sans cible et avec cible (couplées), la cible agissant comme une cavité optique externe.

Le troisième chapitre consiste au développement des équations de base des lasers (Kobayashi Equations), tout d'abord en fonctionnement classique, puis en régime de rétro-injection. Dans ce dernier cas, nous montrerons que le laser se comporte comme un détecteur car son intensité peut être reliée à la réflexion du faisceau sur un objet ainsi qu'à la distance séparant le laser et l'objet.

Nous terminerons cette étude, en simulant numériquement par Matlab, les effets de la rétro-injection laser afin d'apercevoir le comportement temporel du laser pour le cas de diode laser sans cible et avec la cible. On cherchera à démontrer la faisabilité de cette méthode interférométrique par rétro-injection optique.

Enfin, notre mémoire est couronné par une conclusion générale.

Chapitre I

Les diodes laser à semi-conducteur

I. Les diodes laser à semi-conducteur

I.1. Introduction

Un laser peut être simplement modélisé par l'association de deux sous-ensembles: un milieu amplificateur qui génère un gain optique et un résonateur qui permet à une onde optique d'osciller dans le milieu actif amplificateur.

Les milieux actifs lasers (milieux amplificateurs) peuvent être solides ou gazeux ; le premier laser était un laser à rubis. Les résonateurs sont généralement constitués de miroirs, dont la géométrie varie selon la structure spectrale désirée pour la lumière émise **[Pete 91]**.

Les diodes lasers possèdent la structure la plus simple qui regroupant les deux sous-ensembles évoqués, puisque le même dispositif sert à la fois de milieu amplificateur et de résonateur. Une jonction P-N fait à la fois office de milieu amplificateur et de résonateur par ses faces clivées (Figure I.1). D'un principe très simple, elles possèdent de plus un très bon rendement pouvant atteindre 30% **[Agra 93]**.

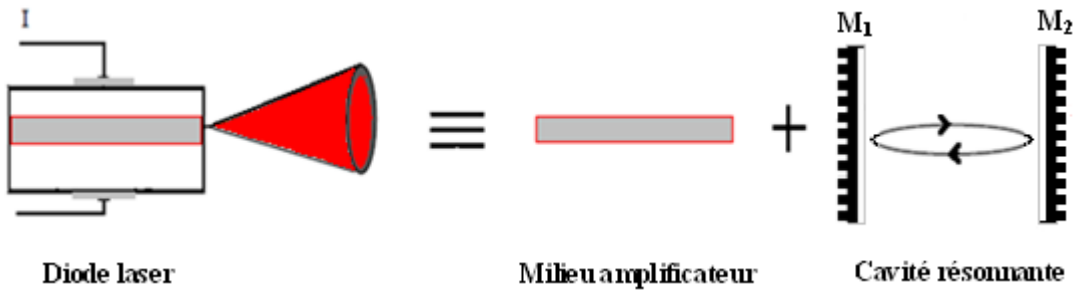

Figure I.1. Modélisation d'une diode laser **[Agra 93]**.

Comme pour tous les lasers, il faut agir sur le milieu amplificateur afin qu'il puisse générer un gain optique. On réalise une inversion de population, l'action pour y parvenir est classiquement appelée le pompage. Pour les diodes lasers, on réalise ce pompage en injectant des électrons dans la partie P de la jonction et des trous dans la partie N. Il peut dès lors y avoir génération de photons d'énergie $h\nu$ pour certaines recombinaisons électrons-trous. L'étude des diodes lasers revient à déterminer le comportement statique, dynamique et spectral en fonction du courant d'injection **[Cold 95]**.

La densité de porteurs libres (c'est-à-dire le courant) à injecter pour obtenir le phénomène laser étant très importante, se fut pendant longtemps le principal handicap au développement de ces lasers. L'introduction des lasers de type simple puis double hétérostructure a été une étape décisive. Ils ont été introduits pour créer un confinement

important des porteurs injectés dans la zone active et ainsi atteindre la densité nécessaire à la condition laser (Figure I-2) **[Suem 94]**.

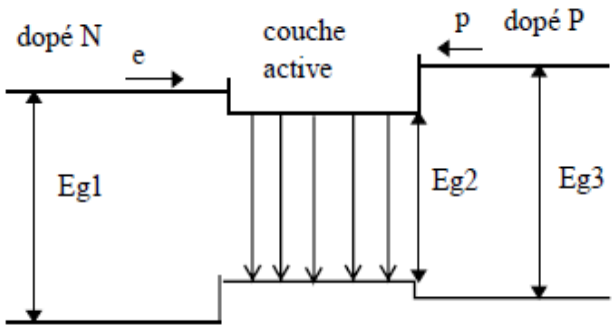

Figure I.2. Schéma d'une structure double hétérostructure **[Suem 94]**.

I.2. Bref historique

Après la découverte en 1917, par Einstein, du phénomène de l'émission stimulée, le premier fonctionnement laser est obtenu en 1960 grâce à un laser solide avec un cristal de rubis **[Maim 60]**.

En ce qui concerne les lasers à semi-conducteurs, Basov établit en 1959 leur principe **[Dupu 78]**. A la différence des lasers à gaz ou des lasers solides, l'amplification de la lumière est assurée par un milieu actif composé de semi-conducteurs et le premier fonctionnement est obtenu en 1962 avec une homojonction sur GaAs **[Hall 62]**. Un peu plus tard en 1977, grâce à l'épitaxie par jets moléculaires, les lasers à semi-conducteurs à multi-puits quantiques voient le jour **[Baso 60]**.

I.3. Définition

La diode LASER (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)* est une jonction P-N un peu particulière. En effet, dans le cas des lasers à semi-conducteurs à multi-puits quantiques, on insère entre les régions P et N, des couches minces d'un matériau semi-conducteur à petit gap (puits quantiques) confinées dans la matrice d'un matériau semi-conducteur à plus grand gap (barrières). Ainsi, si on dépose des épaisseurs de l'ordre de quelques nanomètres de ces couches, l'énergie des particules se trouve quantifiée dans la direction de croissance et on parle alors de puits quantiques. On juxtapose en général plusieurs puits quantiques pour former la zone active du laser. Les électrons et les trous provenant des régions N et P tombent dans ces puits de

potentiel et remplissent les différents niveaux d'énergie disponibles. Quand leur densité est suffisamment élevée, le seuil laser est atteint (cf. Figure I.3) **[Roui 05]**.

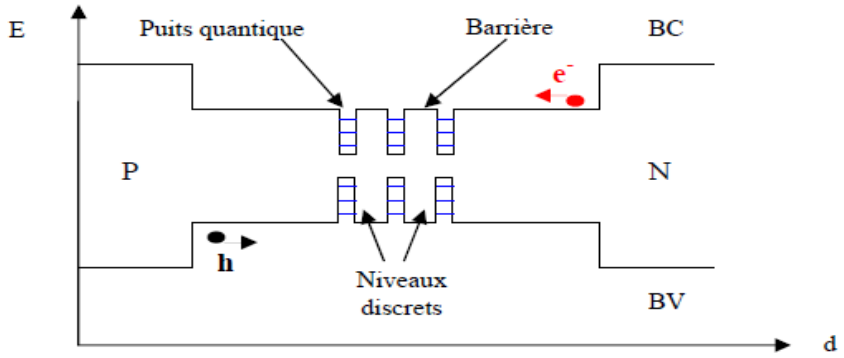

Figure I.3. Zone active de laser **[Roui 05]**.

I.4. Principe de fonctionnement

La diode laser est un dispositif optoélectronique émettant de la lumière par le phénomène d'émission stimulée de photons dans un matériau semi-conducteur à gap direct **[Mait 99] [Pank 95] [Guim 02]**.

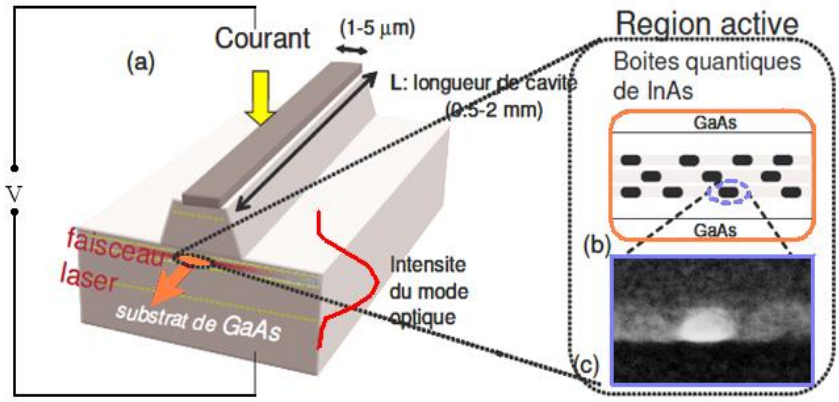

Figure I.4. (a) schéma d'une diode laser émettant par la tranche.(b) région active schématisée d'un laser à boites quantiques constituée de trois couches empilées de boites quantiques de InAs, dans une matrice de GaAs, (c) image MET (Microscopie Electronique en Transmission) en tranche de la couche active de GaAs/ InAs/ GaAs **[Guim 02]**.

Les principales caractéristiques d'une diode laser sont la longueur d'émission, le gain modal optique g, et tout particulièrement, le gain de seuil g_{th} et le gain de saturation $g_{sat,}$ et la densité de courant de seuil J_{th}.

Le gain optique g (cm^{-1}) mesure l'amplification de la lumière au sein de la cavité laser. Le gain de seuil g_{th} est le gain minimum que la région active doit assurer pour que l'effet laser se produise. Il est déterminé par la géométrie et les caractéristiques de la cavité. La couche active, quant à elle, ne peut assurer qu'un certain gain, appelé le gain de saturation $g_{sat,}$ caractéristique intrinsèque de la couche active. Si la région active ne peut assurer un changement de la longueur d'émission, le laser n'a pas lieu **[Guim 02]**.

Une diode laser est d'autant meilleure qu'elle présente un haut gain et une densité de courant de seuil la plus faible possible afin d'éviter notamment une consommation en énergie élevée et un échauffement de la diode laser qui induit, entres autres, un changement de la longueur d'émission et nécessite des systèmes de refroidissement.
Les diodes lasers sont des lasers à semi-conducteur pompés par courant. L'émission laser se fait par des recombinaisons électron-trou au niveau d'une jonction P-N. La longueur d'onde du laser dépend de la température et du courant. En effet, le nombre de paires électron-trou change si l'on fait varier le courant. Pour se placer dans les conditions à l' origine de l'émission stimulée, il est nécessaire de peupler fortement la bande de conduction du matériau de la zone active appelé phénomène d'inversion de population. Pour accéder à cet état, le recours de pompage électrique classique réalisé grâce à une jonction P-N polarisée directe (structure verticale) **[Mait 99] [Pank 95]**. Statistiquement, il existe une forte probabilité pour qu'un électron peuplant les niveaux de la bande de conduction se recombine de manière spontanée avec un trou localisé sur les niveaux de la bande de valence donnant lieu à l'émission d'un photon dit spontanée. Au passage d'un photon à proximité de la paire électron-trou, un électron peut se recombiner en émettant un photon dit "stimulée" dont le rayonnement correspond à une longueur d'onde, une phase, un état de polarisation et une directivité spatiale identique au photon incident **[Agra 93] [Rose 98]**. Deux conditions sont alors nécessaires pour favoriser l'émission stimulée et obtenir un effet laser :

- un nombre élevé de paires électron-trou dans un état énergétique supérieur (inversion de population acquise avec le pompage électrique)
- un flux important de photons excitateurs enfermés dans une cavité résonante par exemple un résonateur de type Fabry-Pérot dont l'origine est l'émission spontanée et pouvant amorcer l'émission stimulée.

Ce type de résonateur est constitué, dans le cas le plus simple, de deux miroirs plans parallèles et réfléchissants. On considère une cavité optique de longueur L, de type Fabry-Pérot, dont les coefficients de réflexion en amplitude de l'onde aux extrémités sont notés r_1 et r_2, comme illustrée sur la figure (I.5) **[Mait 99]**:

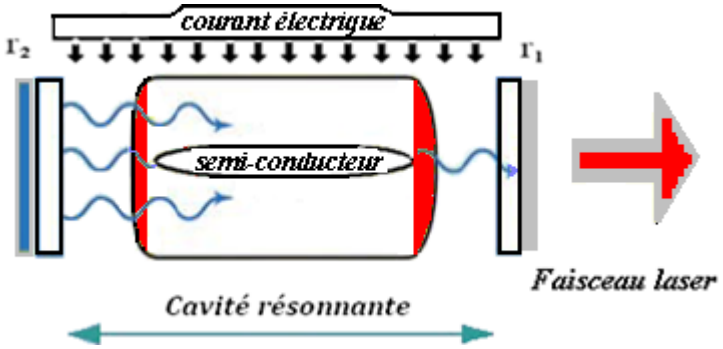

Figure I.5. Cavite laser semi-conductrice de type Fabry-Pérot **[Mait 99]**.

Dans le cas d'un semi-conducteur, les facettes clivées du cristal sont utilisées pour constituer les miroirs de la cavité. L'indice de réfraction élevé du semi-conducteur (entre 3 et 4) permet d'obtenir un coefficient de réflexion suffisant pour provoquer des allers-retours de l'onde.

La cavité ainsi obtenue possède un coefficient de qualité relativement médiocre mais le fort gain disponible dans les semi-conducteurs permet l'établissement du régime d'amplification laser.

Lorsque l'apport d'énergie devient suffisant pour que le gain maximum de photons, sur un aller-retour de l'onde dans la cavité, compense les pertes dans la cavité – pertes provoquées par des centres diffusants ou par absorption liée au grand nombre de porteurs libres), alors l'oscillation laser se produit. Dans l'approximation d'une onde plane se retrouvant identique à elle-même après un aller-retour (changement net d'amplitude égal à 1) et si on note $R = (\sqrt{r_1}\sqrt{r_2})$, la réflectivité moyenne des miroirs associée à la cavité optique constituant le milieu amplificateur, la condition d'apparition de l'oscillation laser est alors inversement proportionnelle à R définie par **[Mait 99]**:

$$g_{seuil} = \frac{1}{R} \qquad \textbf{(I.1)}$$

Le phénomène d'amplification est donc directement attaché à l'existence d'un gain optique relié au gain du matériau semi-conducteur. Les performances de la diode laser sont alors, majoritairement, fixées par cette caractéristique principale. A mesure que l'on injecte des porteurs, le peuplement croissant des bandes de conduction et de valence

correspond à une augmentation de l'écart ΔF des niveaux de Fermi (E_{Fn} et E_{Fp}), où E_{Fn} et E_{Fp} sont respectivement l'énergie de pseudos niveaux de Fermi. L'injection de porteurs dans la région active modifie les propriétés du matériau. En l'absence de porteurs injectés, le semi-conducteur est transparent pour les photons de faible énergie mais dès que l'énergie du photon incident devient plus grande que la largeur de la bande interdite (ΔE_g), il apparait une très forte absorption. Lorsque le courant injecté au travers de la jonction, la densité de porteurs augmente, il apparait alors un gain optique positif sur une plage d'énergie. Ce gain positif disponible dans le semi-conducteur est provoqué par l'inversion de population obtenue pour un certain peuplement des bandes lorsque ΔF est supérieur à ΔE_g. De plus, le maximum du gain optique augmente et se déplace vers les courtes longueurs d'onde corrélativement à l'augmentation du nombre de porteurs **[Mait 99]**.

I.5. La contre-réaction optique

Le gain optique seul n'est pas suffisant pour obtenir un fonctionnement laser. Le deuxième élément nécessaire pour le fonctionnement correct de la diode laser est la contre-réaction optique. Cet élément permet de transformer le comportement amplificateur du dispositif en oscillateur. Dans la plupart des lasers, la contre-réaction est obtenue en plaçant le milieu actif à l'intérieur d'une cavité optique. Cette cavité est constituée de deux miroirs partiellement réflectifs avec indice de réflexion r_1 et r_2. La contre-réaction positive est déterminée par les réflexions aux extrémités de la cavité. L'onde optique générée à l'intérieur de la zone active effectue autant d'allers retours à l'intérieur de la cavité que de passages dans le milieu amplificateur.

Dans les lasers avec une cavité Fabry-Pérot, les miroirs extérieurs ne sont pas nécessaires puisque les faces clivées se comportent déjà comme des miroirs ayant une réflectivité *R*, définie par la relation suivante (I. 2) **[Alex 97]**:

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \qquad \textbf{(I. 2)}$$

Où n est l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur, pour que l'oscillation de l'onde optique puisse démarrer à l'intérieur de la cavité, le gain optique doit compenser au moins les pertes internes à la cavité. Le gain doit en effet dépasser une valeur de seuil auquel correspond une certaine valeur de densité des porteurs injectés N_{Th} et donc

une valeur spécifique de courant d'injection I_{Th}, appelé courant de seuil. La puissance optique délivrée par une facette d'une diode laser est exprimée en ***(I. 3)*** :

$$P_{out}(I) = \eta_d . \left(\frac{h.v}{2.e}\right) . (I - I_{Th}) \qquad \textbf{(I. 3)}$$

Où η_d représente l'efficacité quantique différentielle, h la constante de Planck, v la fréquence optique, e la charge de l'électron et I le courant injecté. Le courant de seuil I_{Th} et l'efficacité quantique η_d sont fortement dépendants de la température ; ce fait rend nécessaire l'utilisation d'un contrôleur de température (élément Peltier) pour le fonctionnement correct de la diode laser.

I.6. Interaction entre rayonnement et matière

L'effet laser repose sur l'interaction du milieu amplificateur avec le rayonnement électromagnétique. La diode laser se base sur trois phénomènes fondamentaux pour effectuer la génération de la lumière. Ces phénomènes sont **[Alex 97]**.

- Le phénomène aléatoire d'émission spontanée qui se traduit par la recombinaison d'un électron d'un niveau énergétique haut E_2 avec un trou d'un niveau énergétique bas E_1 et par l'émission d'un photon d'énergie hv.

- Le phénomène d'absorption se traduisant par l'absorption d'un photon hv et la promotion d'un électron d'un niveau bas E_1 à un niveau haut E_2. Ce type d'émission est isotropique et les photons émis ne sont absolument pas en phase les uns avec les autres.

- Le phénomène d'émission stimulée qui est la recombinaison d'un électron d'un niveau haut E_2 avec un trou d'un niveau bas E_1 induite par un photon sans transfert d'énergie. Cette recombinaison particulière va entraîner l'émission d'un photon ayant les mêmes propriétés que le photon incident (même fréquence, même direction de propagation, même polarisation et même phase).

Ce dernier phénomène est à la base de l'amplification de la lumière et donc du fonctionnement laser (cf. Figure I.6) dans une figure simplifiée avec deux niveaux d'énergie **[Alex 97]**.

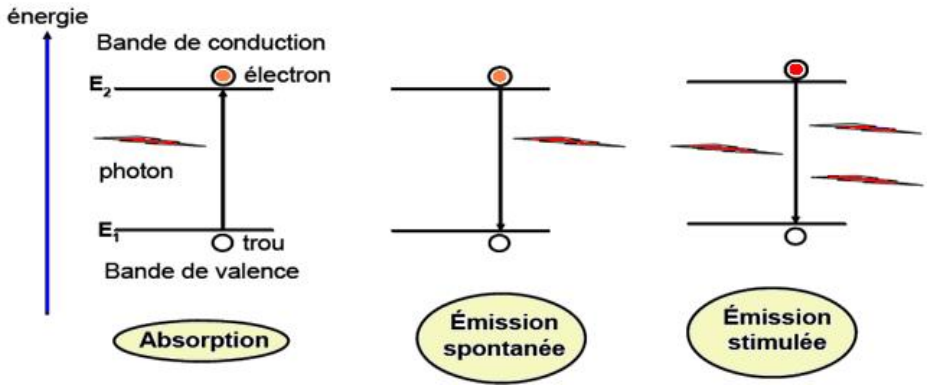

Figure I.6. Mécanismes fondamentaux de fonctionnement d'une diode laser : (absorption, émission spontanée, émission stimulée) **[Alex 97]**.

Pour obtenir l'effet laser, il est nécessaire de privilégier l'émission stimulée au détriment des deux autres processus. Deux conditions doivent être réalisées pour favoriser cette émission stimulée et ainsi obtenir l'effet laser :

- Il faut avoir suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Dans un semi-conducteur, ceci est réalisé par une opération dite de pompage électrique qui consiste à promouvoir un maximum d'électrons dans la bande de conduction : c'est ce qu'on appelle une inversion de population.
- Il faut favoriser l'émission stimulée, c'est pourquoi il est nécessaire d'avoir suffisamment de photons incidents (excitateurs). Pour ce faire,, on enferme le semi-conducteur dans une cavité résonante constituée par exemple par un résonateur du type Fabry-Pérot, obligeant ainsi l'énergie lumineuse à s'accumuler. La loi de Planck *(équation I. 4)* relie la transition d'un électron entre deux niveaux différents d'énergie et est liée à l'émission ou à l'absorption d'un photon par:

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 \qquad \textbf{(I. 4)}$$

Dans la Figure (I.6), un électron est excité de son niveau d'équilibre à un état supérieur grâce à l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu_{12}$. Il s'agit du processus d'absorption.

L'état excité reste quand même instable et l'électron revient rapidement à l'état d'équilibre en provoquant l'émission d'un photon d'énergie $h\nu_{21}$. Ce phénomène se réalise sans aucune stimulation externe et est appelé émission spontanée. Ce type d'émission est iso-tropique et les photons émis ne sont absolument pas en phase les uns avec les autres. Les électrons peuvent aussi effectuer la transition d'un état énergétique supérieur à l'état d'équilibre avec une stimulation externe. En effet, si un photon

d'énergie hv_{12} est incident lorsqu'un électron se trouve dans l'état excité, celui-ci descend à l'état d'équilibre avec l'émission d'un photon d'énergie hv_{21}. Les photons émis de cette façon sont en phase avec le photon incident : ce type d'émission est appelée émission stimulée. Les semi-conducteurs sont classés en deux catégories sur la base des diagrammes de l'énergie cinétique en fonction du vecteur d'onde $\vec{K}$ de l'électron qui correspond, en mécanique quantique, à la quantité de mouvement. La première catégorie est celle des semi-conducteurs pour lesquels le sommet de la bande de valence correspond à la même valeur du vecteur d'onde $\vec{K}$ que le bas de la bande de conduction : ces semi-conducteurs sont appelés « semi-conducteurs à gap direct ». La deuxième catégorie est celle des « semi-conducteurs à gap indirect ».

La catégorie des semi-conducteurs à gap direct, dont la structure est montrée dans la Figure (I.7) est la plus favorable pour permettre que les transitions entre la bande de conduction et la bande de valence soient radiatives, car le couple électron photon satisfait à lui seul le principe de conservation de l'énergie.

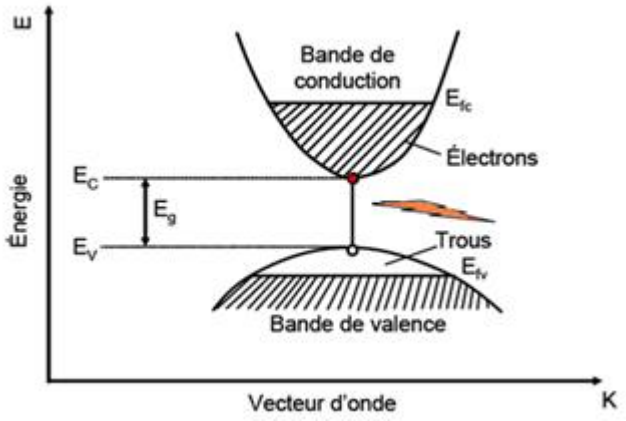

Figure I.7. Structure des semi-conducteurs à bande directe **[Alex 97].**

Pour pouvoir obtenir des émissions radiatives, la première nécessité est donc celle de créer une population d'électrons dans la bande de conduction et une population de trous dans la bande de valence. Ceci se réalise avec le dopage du matériau semi-conducteur et la création d'une jonction P-N. Ce type de jonction constitue le cœur de la diode laser.

Dans le même temps, l'émission stimulée doit devenir dominante sur l'absorption des photons incidents pour que l'on puisse voir un effet laser. Ceci est obtenu seulement si on est loin de l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire si la population des porteurs des états excités est plus nombreuse que celle des états de la bande de valence. Cette condition est connue comme inversion de population des porteurs et est obtenue en

injectant des électrons dans le matériau semi-conducteur aux contacts du dispositif, afin de remplir les états énergétiques inférieurs de la bande de conduction : c'est le processus de pompage du laser.

I.7. Le cœur de la diode laser : la jonction P-N

Il existe deux types possibles de jonctions P-N qui sont utilisées pour réaliser des structures à diode laser : les homojonctions et les hétérojonctions. La jonction P-N montrée dans la Figure (I.8) constitue un exemple d'homojonction, car le même matériau semi-conducteur est utilisé sur le deux cotés de la jonction. Ce type de structure présente un problème lié à la difficulté de créer une forte densité de porteurs nécessaires pour obtenir des émissions radiatives importantes. La recombinaison trou – électron se réalise en effet sur une région trop large, liée à la longueur de diffusion des porteurs.

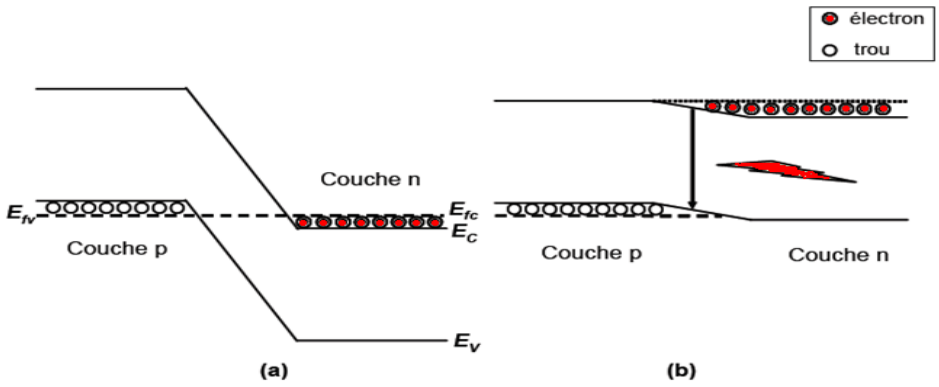

Figure I.8. Diagramme des bandes énergétiques d'une jonction P-N très dopée en équilibre thermodynamique (a) et sous polarisation directe (b) **[Alex 97]**.

I.8. Le gain optique

Les diodes laser doivent nécessairement satisfaire deux conditions pour pouvoir émettre de la lumière cohérente : l'inversion de la population des porteurs et la réalisation d'une contre-réaction optique qui permet de transformer un amplificateur en un oscillateur.

L'inversion de la population des porteurs se produit en injectant des porteurs à l'intérieur de la zone active de la diode laser. Or, la diode laser ne peut pas émettre de la lumière cohérente jusqu'à ce que la densité de porteurs injectée N dépasse une valeur critique connue comme densité de transparence de porteurs N_T. Dès que cette condition est satisfaite la zone active présente un gain optique. Le pic de ce gain est exprimé en façon empirique en *(I. 5)* **[Bern 61]**:

$$g_{peak} = A.\ (N - N_T) \qquad \textbf{(I. 5)}$$

Où N_T est la densité des porteurs pour laquelle la zone active devient transparente et A le gain différentiel. Ces deux paramètres sont liés aux caractéristiques du matériau semi-conducteur utilisé.

I.9.Cavité laser

Une fois l'inversion de population atteinte, un faisceau lumineux amplifié naît dans la cavité Fabry-Pérot. Cette cavité, composée de deux miroirs plans parallèles va permettre à l'onde de faire des allers et retours et d'être amplifiée (cf. Figure I.9) **[Rose 02]**.

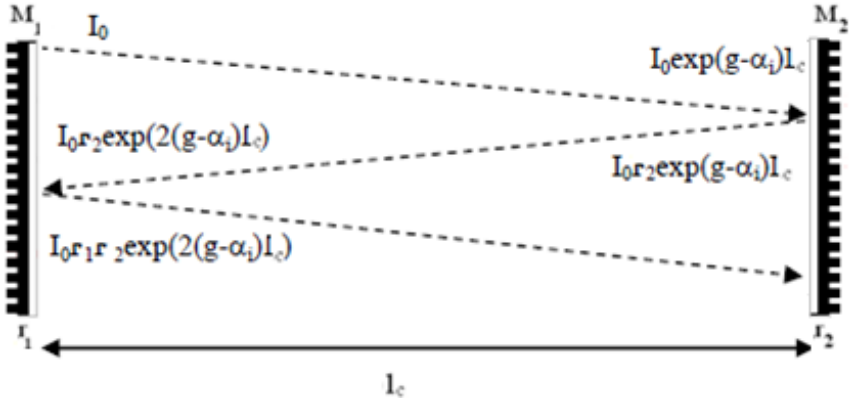

Figure I.9. Cavité Fabry-Pérot, r_1 et r_2 représentent les pouvoirs réflecteurs de la cavité **[Rose 02]**.

D'après la loi de Beer-Lambert, on peut établir l'équation de l'intensité de l'onde lumineuse après un aller-retour dans la cavité **[Rose 02]**:

$$I(2l_c) = I_0\ r_1\ r_2\ e^{[2(g-\alpha_i)l_c]} \qquad \textbf{(I.6)}$$

Où:

I est l'intensité du faisceau lumineux après un aller-retour exprimée en candélas (Cd).

I_0 est l'intensité avant amplification du faisceau lumineux exprimée en candélas (Cd).

$r_{1,2}$ est les coefficients de réflexion des faces de la cavité ($R \simeq r^2$).

g est le gain du milieu amplificateur (cm^{-1}).

α_i est les pertes intrinsèques du matériau (cm^{-1}).

l_c est la longueur de la cavité (cm).

On peut écrire les pertes de la cavité de la façon suivante :

$$\alpha = \alpha_i + \alpha_m \qquad \textbf{(I.7)}$$

$$\alpha_m = \frac{1}{2l_c} \ln\left[\frac{1}{r_1 r_2}\right] \qquad \textbf{(I.8)}$$

Où**:**

α_m désigne les pertes aux miroirs ou pertes Fabry-Pérot (cm^{-1}).

Si on exprime le champ électrique de l'onde électromagnétique après un aller-retour dans le milieu amplificateur **[Rose 02]**:

$$E(t) = E_0 r_1 r_2 e^{iwt} e^{2(g-\alpha_i)l_c} e^{2ikl_c} \qquad \textbf{(I.9)}$$

Où:

$E(t)$ est le champ électrique après un aller-retour dans la cavité (V/m).

E_0 est l'amplitude du champ au départ (V/m).

$e^{(g-\alpha_i)l_c}$ est le facteur de gain correspondant au passage dans le milieu amplificateur.

e^{i2kl_c} est le déphasage induit par le trajet et $\vec{K}$ le vecteur d'onde (m^{-1}).

Ainsi, le champ électrique résultant de la somme de toutes les ondes se propageant dans la cavité et correspondant aux interférences constructives devient **[Rose 02]**:

$$E = E_0 \frac{e^{iwt}}{1 - r_1 r_2 e^{(g-\alpha_i)l_c} e^{i2klc}} \qquad \textbf{(I.10)}$$

I.10. Oscillation laser

I.10.1. Principe de l'oscillateur laser

Un laser est une source de lumière cohérente, c'est-à-dire une onde électromagnétique sinusoïdale dans le temps (mathématiquement parlant) et devient divergent, c'est à dire que le dénominateur de l'équation *(I.10)* s'annule. Un laser peut donc être vu comme un oscillateur. Tout oscillateur peut être présenté selon la sémantique propre à l'automatique comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif (figure I.10). Les conditions d'oscillation, c'est à dire les conditions d'émission du laser, sont de deux natures **[Choi 92]**:

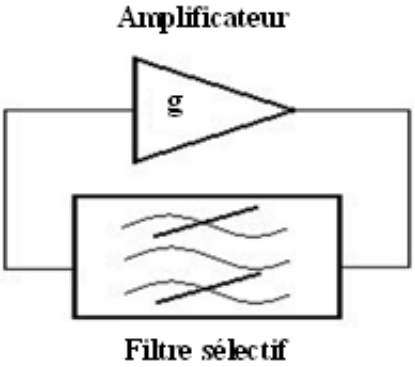

Figure I.10. Principe de l'amplificateur à boucle de rétroaction **[Choi 92].**

I.10.2. Condition sur le gain

Pour avoir l'amplification laser, le gain(g) total du milieu doit être supérieur ou égal à 1, on obtient d'après l'équation *(I.10)* l'inégalité suivante **[Choi 92]**:

$$r_1 r_2 e^{(g-\alpha_i)l_c} > 1$$

Soit $g > g_{th}$

Le gain au seuil prend la forme suivante :

$$g_{th} = \alpha_i - \frac{1}{2l_c} ln(\frac{1}{r_1 r_2}) \qquad \textbf{(I.11)}$$

I.10.3. Condition sur la phase

La condition de phase qui met en jeu la propagation des photons émis à travers la cavité, implique que seules certaines fréquences (longueurs d'ondes) pourront être émises. Pour que le champ diverge, la condition imposée à la phase est la suivante **[Choi 92][Sign 94]** :

$$e^{2ikl_c} = 1$$

Donc $2kl_c = 2m\pi$ et $k = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$

et par suite, on obtient:

$$2n_{eff} l_c = m\lambda \qquad \textbf{(I.12)}$$

Où m représente le numéro du mode, n_{eff} indice effectif du mode et λ la Longueur d'onde (µm).

La figure I.11 représente la condition de gain d'un laser**.**

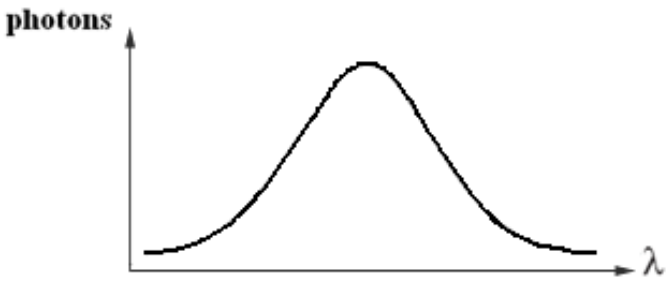

Figure I.11. Condition de gain **[Choi 92][Sign 94]**.

Si on différencie λ par rapport à m en supposant que l'indice effectif n_{eff} est indépendant de la longueur d'onde dans le domaine spectral d'étude, on obtient l'intervalle spectral libre $\Delta\lambda$ c'est à dire l'intervalle entre deux modes longitudinaux consécutifs :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_{eff}l_c} \qquad \textbf{(I.13)}$$

La cavité sera résonnante pour tous les modes vérifiant ces deux conditions, le spectre de cette cavité est donc un peigne de Dirac donc les pics sont espacés de la quantité $\Delta\lambda$. La figure I.12 représente la condition de phase d'un laser**.**

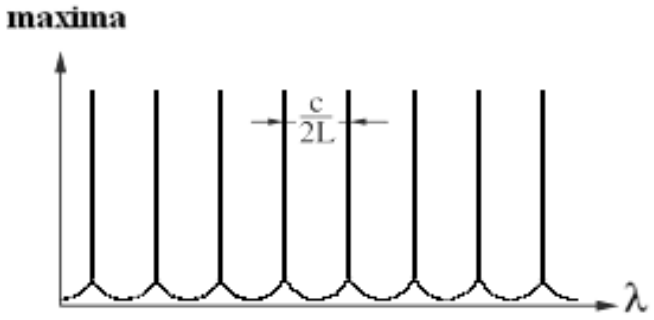

Figure I.12. Condition de phase **[Choi 92] [Sign 94].**

I.10.4. Gain du milieu et Spectre laser

Pour une injection nulle, le matériau est absorbant (g < 0). Plus on augmente le pompage, plus le gain croit jusqu'à atteindre la valeur des pertes de la cavité : c'est le seuil laser (cf. Figure I.13). C'est à partir de ce moment qu'il y a amplification laser **[Choi 92].**

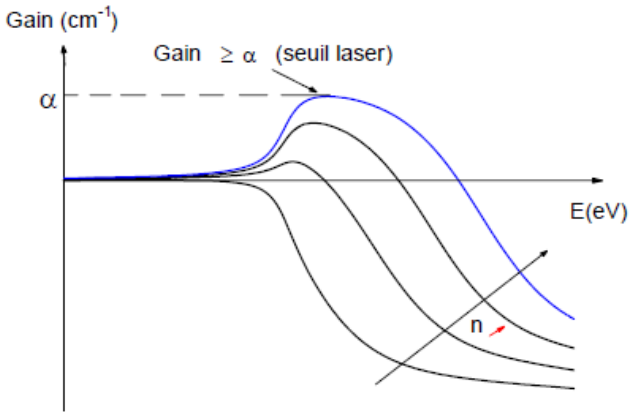

***Figure I.13. Evolution du gain en fonction de l'énergie à injections de courant n croissantes* [Choi 92].**

L'intersection avec les axes des abscisses se fait pour $E=E_{Fc}-E_{Fv}$. Au delà du seuil laser, lorsque le pompage augmente, la densité de porteurs se sature, le gain n'augmente plus alors que la densité de photons émis ne cesse d'augmenter.

Le spectre laser résultant est la convolution du spectre de gain du milieu amplificateur avec le spectre de résonance de la cavité (cf. Figure I.14). Le mode émis théoriquement est celui qui correspond au maximum de la courbe de gain **[Choi 92].**

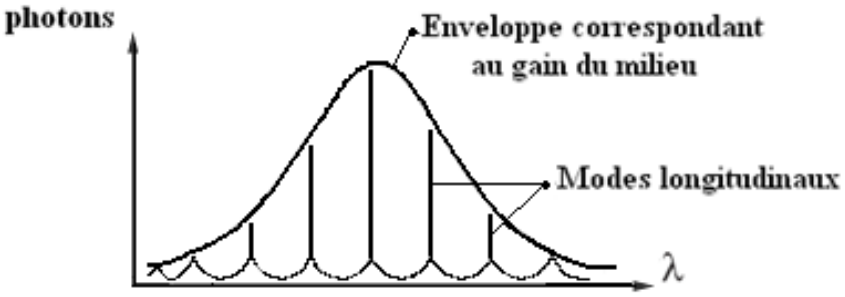

***Figure I.14. Schéma du spectre laser d'une cavité Fabry-Pérot* [Choi 92] [Sign 94].**

I.11. *Les différents types de laser à semi-conducteur*

Les quatre principaux types de lasers à semi-conducteurs sont :

- Les lasers à cavité Fabry-Pérot (F-P).
- Les diodes lasers à rétroaction répartie (DFB : Distributed Feedback**)**
- Les diodes lasers à réflecteures de Bragg répartis (DBR : Distributed Bragg Reflector)
- Les diodes lasers à cavité verticale et à émission par la surface (VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser)

I.11.1. Les lasers à cavité Fabry-Pérot (F-P)

Sont peu performants en bruit mais peu coûteux ; ils sont multimodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm; on les utilise par exemple comme source de puissance optique continue ou dans les liaisons numériques **[Sign 94]**. La figure I.15 représente la structure d'un laser classique Fabry-Pérot**.**

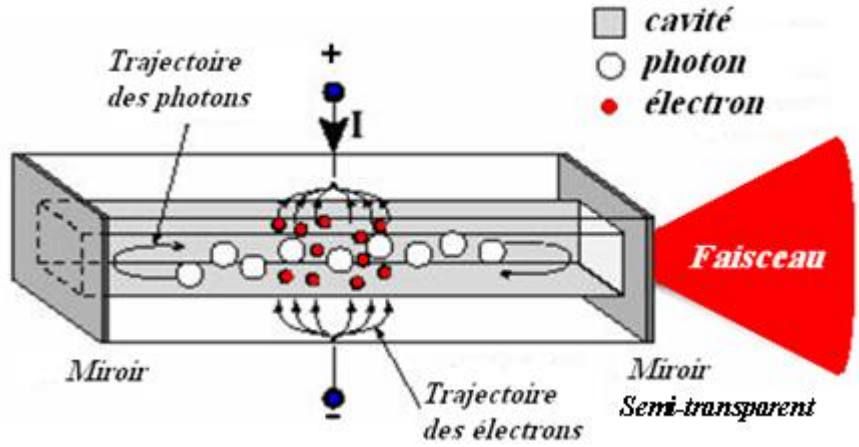

Figure I.15. Structure d'un laser classique Fabry-Pérot **[Sign 94]**.

I.11.2. Les diodes lasers à DFB

Elles ont de très bonnes performances en bruit et sont largement utilisés pour les télécommunications ; ils sont monomodes et leur longueur d'onde atteint les 1550 nm **[Menn 01]**. La figure I.16 représente la structure d'une diode laser DFB.

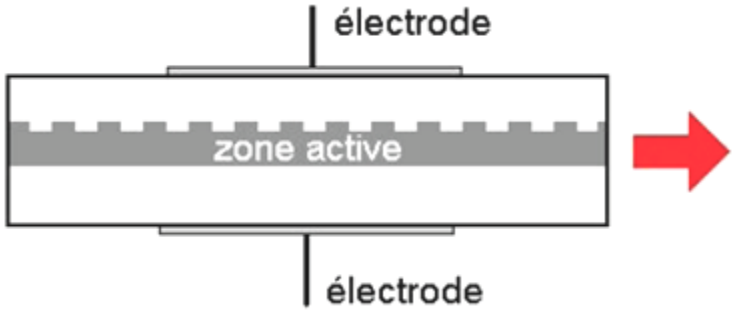

Figure I.16. Structure d'une diode laser DFB **[Menn 01].**

I.11.3. Les diodes lasers à DBR

Contrairement aux lasers DFB (historiquement plus anciens), la contre-réaction ne se réalise pas à l'intérieur du milieu actif. En effet, les extrémités d'un laser DBR se comportent comme des miroirs dont la réflectivité est maximale pour une longueur d'onde donnée. Ils restent plus difficiles à réaliser et présente un coût élevé **[Byou 00]**. La figure I.17 représente la structure d'une diode laser DBR**.**

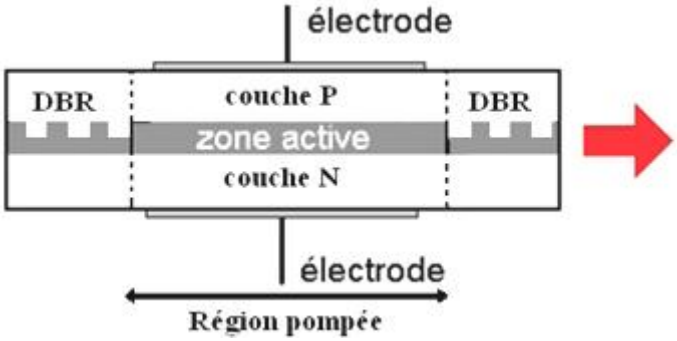

Figure I.17. Structure d'un laser DBR **[Byou 00]**.

I.11.4. Les diodes lasers à VCSEL

Pour obtenir l'effet laser, il faut rassembler trois éléments clés : une cavité laser stable, un milieu à gain, et finalement un pompage optique suffisant pour atteindre le seuil laser. Leur longueur d'onde atteint pour l'instant les 1550 nm et leur intérêt principal est d'être plus adapté à la fabrication en grand nombre. Cependant la technologie de fabrication des VCSELs à 1550 nm n'est pas encore avancée, et ils présentent encore quelques inconvénients en comparaison aux DFB. Leur puissance émise est plus faible et leurs propriétés spectrales et en bruit sont moins bonnes **[Yu 03]**. La figure I.18 représente la structure d'une diode laser VCSEL.

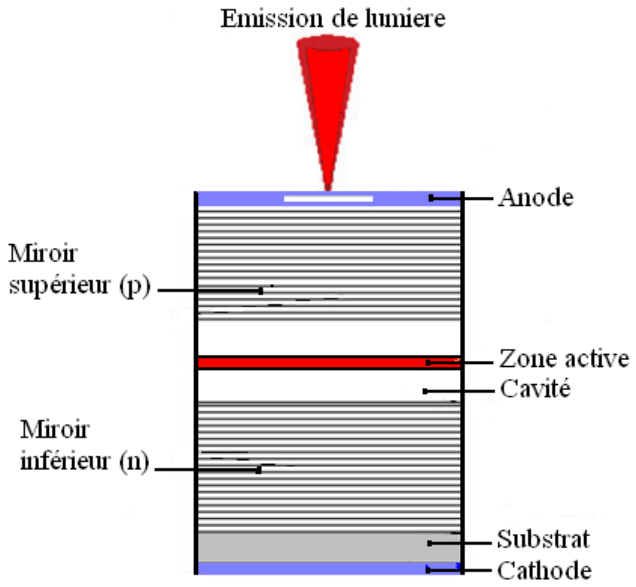

Figure I.18. Structure d'une diode laser à cavité verticale et à émission par la surface (Typiquement VCSEL à 850 nm) **[Yu 03].**

Chapitre II

Phénomène de la rétro-injection dans les diodes lasers

II. Phénomène de la rétro-injection dans les diodes lasers

II.1. Bref historique

On note tout d'abord que ce phénomène est connu sous différents noms dans la littérature: «self-mixing », «Optical feedback» **[Zhou 06]**, «External Optical Feedback Effect» **[Koba 80]**, et enfin «self-modulation » **[Wang (b) 94]**. La rétro-injection ou « *self-mixing* » commence en 1963 après la découverte du laser, quand on a remarqué que la lumière cohérente réinjectée dans la cavité à gaz du laser induisait une modulation de l'intensité lumineuse de son émission. En 1968 on a observé que le décalage des franges dû à un réflecteur extérieur correspond à un déplacement optique de $\lambda/2$, où λ est la longueur d'onde opérationnelle du laser.

II.2. Présentation générale de la rétro-injection optique.

II.2.1. Introduction

La rétro-injection optique ou « self-mixing » est une technique de mesure interférométrique par rétrodiffusion Les phénomènes liés à la réinjection de lumière dans les diodes lasers sont assez bien connus et ont déjà été largement étudiés **[Agra 93] [Serv 97]**. Lorsqu'une diode émet un faisceau en direction d'une cible quelconque (ex : fibre optique, CD,...), une partie de l'onde lumineuse incidente est réfléchie ou rétrodiffusée vers la cavité active de la diode laser (laser source). La quantité de lumière réinjectée est généralement très faible mais souvent suffisante pour pouvoir modifier le comportement de la source laser de façon non négligeable **[Pete 95] [Cold 95]**.

On parle de l'effet rétro-injection lorsqu'une partie de la lumière émise par un laser est réinjectée dans la cavité laser, où elle interfère d'une façon cohérente avec les ondes déjà existantes dans la cavité, produisant ainsi des fluctuations de la puissance du laser. Ces fluctuations, indésirables dans le domaine des télécommunications, par contre, elles sont nécessaires pour la mesure des grandeurs physiques d'une cible, telles que la mesure de distance **[Goua 98]**, de vitesse **[Serv (b) 97]**, de déplacement **[Dona 01]** et de vibration **[Roos 96]**.

Cette technique émergente dans le domaine des capteurs optiques présente de nombreux avantages par rapport aux techniques plus traditionnelles : auto-alignement, filtrage spatial et spectral... . Elle n'a pas encore donné lieu à des produits commerciaux mais pourrait déboucher sur la réalisation de capteurs intéressant le monde industriel grâce aux performances améliorées par rapport aux techniques existantes. Dans certaines

applications, la rétro-réflexion d'une partie de l'onde optique émise par la diode est provoquée et contrôlée pour améliorer les caractéristiques spectrales du laser **[Zhou 06]**.

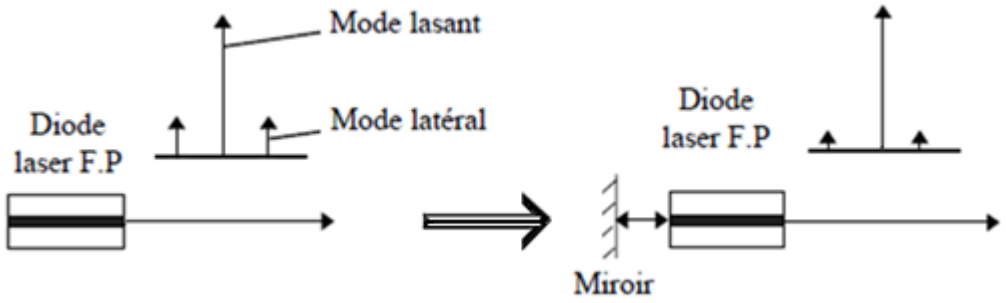

Figure II.1. Exemple d'utilisation de la rétro-injection de lumière **[Zhou 06]**.

Ainsi, ce phénomène est utilisé pour rendre les diodes lasers Fabry-Pérot très monomode (longitudinalement) et donc obtenir un très bon rapport d'extinction des modes latéraux (Figure II-1).

Dans le cas intéressant, c'est-à-dire pour les applications de la rétro-injection, on se place dans un domaine de fonctionnement stable pour lesquels les fluctuations du comportement spectral et de la puissance de la diode laser, induites par l'onde réfléchie par une cible, sont utilisées pour déduire des informations de distance et de déplacement. Cette région stable est parfaitement déterminée et paramétrée **[Zhou 06]**.

II.2.2. Principe de la rétro-injection

Le principe de la rétro-injection optique consiste à éclairer une cible sur laquelle on veut effectuer une mesure avec le faisceau d'une source laser monomode. Par rétrodiffusion sur la cible, une faible quantité de lumière est réinjectée dans le mode d'oscillation du laser. Cette faible rétro-injection est suffisante pour perturber le fonctionnement du laser et permet de remonter à la grandeur physique recherchée. Le schéma de principe de cette technique est illustré par la figure (II.2).

La principale différence avec des interférences classiques réside dans le fait que les interférences de type rétro-injection ont lieu dans un milieu actif (cavité semi-conducteur) alors que les interférences classiques sont généralement observées en espace libre ou diélectrique, c'est à dire dans un milieu passif. Cette différence notable se traduit par une forme non sinusoïdale de la modulation d'intensité générée par les interférences dans le cas de la rétro-injection, contrairement aux interférences

classiques. L'explication du phénomène de rétro-injection nécessite l'introduction d'un modèle de cavités équivalentes, qui a pour but de considérer la cavité extérieure comme étant une cavité couplée à la cavité active du laser **[Wang 93] [Chen 00]**.

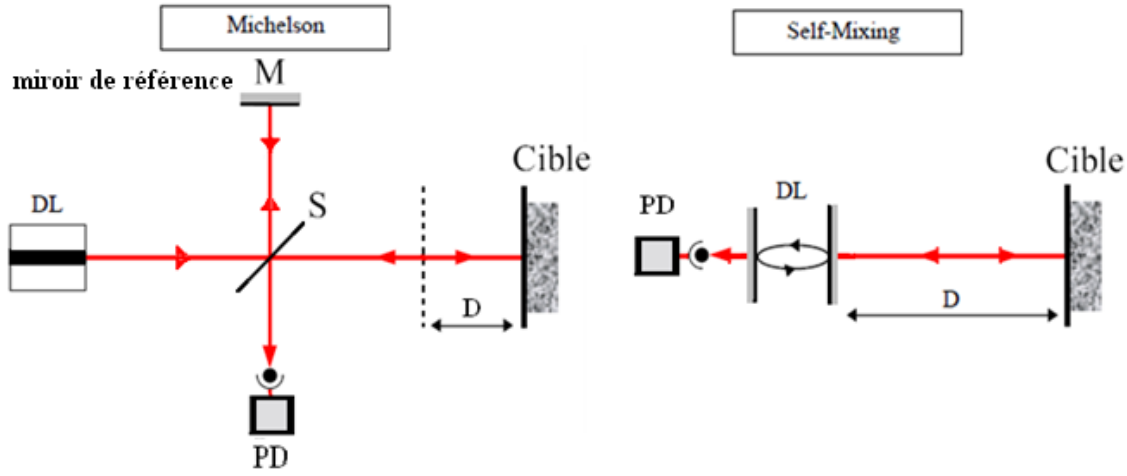

Figure II.2. Analogie interférences de type Michelson et interférences par rétro-injection « self-mixing » **[Wang 93]**.

L'utilisation du phénomène de la rétro-injection pour le développement de capteurs suscite beaucoup d'intérêt de par la nature simple et peu onéreuse du système de mesure. Celui-ci n'utilise en effet comme composant principal qu'une diode laser Fabry-Pérot, la photodiode de réception étant incluse dans le même boîtier. L'intérêt s'est en particulier porté sur la mesure de déplacement car cette technique donne rapidement des résultats intéressants. Des capteurs de distance et de vitesse sur ce principe sont également couramment étudiés. Les capteurs développés à partir de ce principe seront donc des dispositifs de détection cohérente pour lesquels un certain nombre de conditions liées à la cohérence de la source seront à respecter.

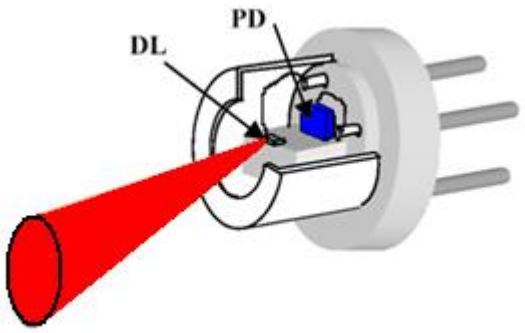

Figure II.3. Schéma du boîtier comprenant la diode laser (DL) et la photodiode (PD) interne **[Zhou 06]**.

La photodiode (PD) intégrée au boîtier laser (figure II.3), servant habituellement à asservir la puissance d'émission de la diode laser (DL), est alors mise à contribution pour détecter les variations de la puissance optique, induites par le phénomène de la rétro-injection. La puissance de sortie est ainsi modulée lorsque la cible est en mouvement ou que le courant d'injection de la diode laser est modulé **[Zhou 06]**.

II.3. Définition de l'interférence lumineuse

Le terme d'interférence a été utilisé pour décrire la superposition de deux ondes de même fréquence. Il y a interférence de deux ondes lumineuses dans une région de l'espace (champ d'interférence) lorsque l'éclairement n'est pas la somme des éclairements des deux ondes. Dans le champ d'interférence, on observe une modulation spatiale de l'éclairement formant des franges d'interférence dont la forme dépend du dispositif expérimental. Le phénomène d'interférence résulte de la superposition de deux ondes provenant de sources cohérentes entre elles **[Rebm 07] [Suda 06] [Bouc 09]**.

II.3.1. Cohérence

La cohérence est présente sous deux aspects :

- **cohérence temporelle**

Les ondes émises par ces sources doivent avoir même fréquence donc même période. On dit que les sources doivent être synchrones.

- **cohérence spatiale**

Les ondes émises par ces sources doivent présenter entre elles un déphasage constant.

II.3.2. Conditions d'interférences

Il ne peut y avoir d'interférences observables entre ondes lumineuses que si les conditions suivantes sont respectées:

- Elles sont issues d'un même point de la source
- Les fréquences des deux ondes doivent être identiques (sources synchrones).

Les directions de vibration de leurs vecteurs lumineux sont parallèles entre elles (ou, du moins, les composantes qui interfèrent sont parallèles) **[Rica 96] [Roig 67] [Hari 03]**.

II.3.3. Superposition de deux ondes

La superposition de deux ondes harmoniques sinusoïdales u_1 d'amplitude A_1 et u_2 d'amplitude A_2 propagées dans la même direction et de même polarisation donne une intensité résultante représentant le phénomène de l'interférence. L'amplitude complexe à un point quelconque dont le modèle d'interférence est la somme des amplitudes complexes des deux ondes, est donnée par :

$$u = u_1 + u_2 \qquad \textbf{(II.1)}$$

Où $u_1 = A_1 exp(-i\varnothing_1)$ et $u_2 = A_2 exp(-i\varnothing_2)$ sont les amplitudes complexes des deux ondes, avec A_1, $\varnothing_1$, A_2 et $\varnothing_2$ qui sont respectivement l'amplitude initiale et la phase des deux ondes.

L'intensité résultante est donnée par :

$$I = |u|^2 \qquad \textbf{(II.2)}$$

$$I = (u_1 + u_2)\left(u_1^* + u_2^*\right). \qquad \textbf{(II.3)}$$

$$I = |u_1|^2 + |u_2|^2 + u_1 u_2^* + u_1^* u_2. \qquad \textbf{(II.4)}$$

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos\Delta\varnothing. \qquad \textbf{(II.5)}$$

Où:

I_1 et I_2 les intensités des deux ondes et $\Delta\varnothing = \varnothing_1 - \varnothing_2$ la différence de phase.

L'ordre d'interférence N est donné par la formule suivante :

$$N = \frac{\Delta\varnothing}{2\pi} \qquad \textbf{(II.6)}$$

Le contraste C ou la visibilité des franges d'interférence est donné par la relation suivante :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \qquad \textbf{(II.7)}$$

La figure (II.7) représente la superposition des deux ondes **[Mala 05] [Schn 05][Möle 03]**.

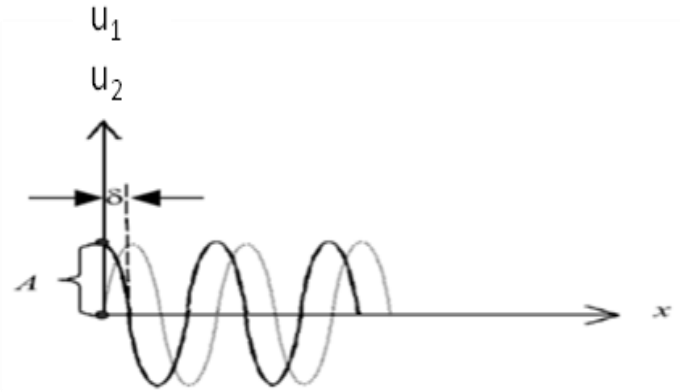

Figure II.4. Superposition de deux ondes **[Möle 03]**.

Où

δ désigne la difference de chemin optique entre les deux ondes ($u_1$et u_2),et A l'amplitude maximum.

II.4. Interférométrie

L'interférométrie est une technique de mesure ou d'observation qui exploite les interférences intervenant entre plusieurs ondes cohérentes entre elles. Le principe consiste dans l'étude des interférences produites par la combinaison de faisceaux cohérents (provenant d'une même source et vibrant en phase) présentant une différence de marche qui permet d'obtenir une meilleure résolution spatiale **[Suda 06][Stam 96]**.

II.5. Description de l'interféromètre de Fabry-Pérot

L'interféromètre de Fabry-Pérot est un interféromètre optique constitué de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95 %). La lumière entrante effectue de multiples allers-retours à l'intérieur de cavité, et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux sortants interfèrent entre eux. L'interaction d'un laser non monochromatique avec un interféromètre de Fabry-Pérot est une situation que l'on rencontre souvent en optique. En utilisant le Fabry-Pérot comme un spectromètre, on peut savoir si un laser est monomode ou multimode. On peut aussi se servir d'un Fabry-Pérot pour asservir en fréquence un laser. Dans ce cas, il est important de savoir comment l'interféromètre réagit aux fluctuations de la fréquence du laser.

On va commencer par rappeler les expressions de la réflexion et la transmission d'une cavité Fabry-Pérot. On essayera ensuite de relier les caractéristiques de l'intensité réfléchie et transmise par le Fabry-Pérot aux propriétés spectrales du laser **[Stam 96]**.

II.5.1. Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Un interféromètre de Fabry-Pérot est une cavité optique constituée de deux miroirs parallèles semi-réfléchissants, séparés par un milieu d'indice $\acute{n}$ et d'épaisseur l_c. Le principe général sur lequel repose l'interféromètre de meure inchangé. Il est illustré par la figure II.5.

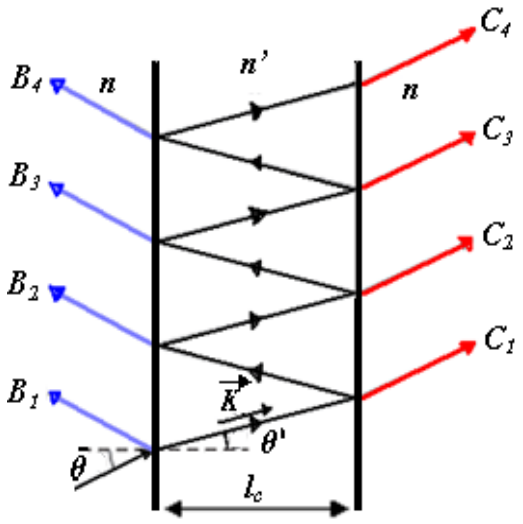

Figure II.5. Schéma de principe d'une cavité Fabry-Pérot intrinsèque **[Stam 96].**

Une onde plane présentant un angle d'incidence θ sur le miroir d'entrée du système donne lieu à une infinité d'ondes réfléchies B_1, B_2,...B_p et d'ondes transmises C_1, C_2,...C_p qui, lorsqu'elles sont en phases, interfèrent de façon constructive.

À chaque aller retour, au cours d'un passage dans la cavité, l'onde subit un déphasage de φ qui est déterminé en considérant le vecteur d'onde $\vec{k}$ sur la figure II.5 par :

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \acute{n} l_c \cos\acute{\theta} \qquad \textbf{(II.8)}$$

Où $\grave{\theta}$ et λ représentent respectivement l'angle de réfraction dans la cavité et la longueur d'onde, l_c *est* la longueur de la cavité et ǹ est l'indice de réfraction à l'intérieur de la cavité. Dans notre cas, on travaille en incidence normale ($\grave{\theta} = 0$).

II.6. Modélisation et principaux paramètres

On considérera dans un premier temps une diode laser seule, puis une diode laser en présence d'une cible. On notera que la photodiode est inclinée de quelques degrés par rapport à la face arrière du laser afin d'éviter une rétro-injection du faisceau par réflexion sur la photodiode **[Zhou 06]**.

II.6.1. Diode laser seule

Le schéma de la Figure (I.6) décrit le modèle théorique représentant le dispositif optique diode laser seule (sans rétro-injection). Les paramètres r_1, r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique des faces clivées de la diode laser, l_c est la longueur de la cavité laser.

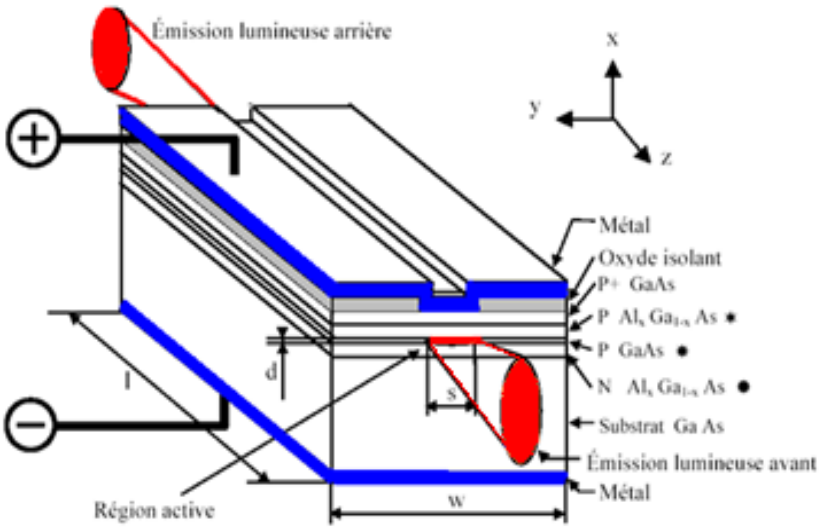

***Figure II.6. Diode laser à double hétérojonction. La cavité active a une longueur notée l, une largeur s, et une épaisseur d* [Zhou 06].**

La condition d'émission d'un laser comporte une condition sur le gain (rapport de la puissance optique sur le courant d'alimentation), liée au nombre de porteurs de charges présents dans la zone active par inversion de population et une condition sur la phase. Cette condition est donnée à partir des champs électriques, et non des puissances optiques.

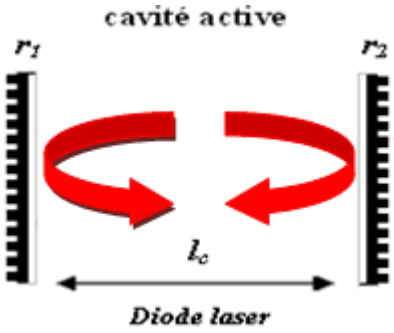

***Figure II.7. Modélisation du milieu active d'une diode laser par une cavité de Fabry-Pérot* [Zhou 06].**

II.6.2. Diode laser en présence d'une cible

Dans ce cas, il existe un couplage de deux cavités, la première cavité représente la source qui émet le faisceau laser et la deuxième cavité est limitée par la source et la cible.

II.6.2.1. Modèle de la cavité équivalente

Considérons maintenant, cette même diode laser en présence d'une cible située à une distance *d* de sa face avant. Cet ensemble peut être interprété comme l'association d'une cavité laser de type Fabry-Pérot de longueur l_c, avec une cavité externe de longueur *d*, les paramètres r_1, r_2 sont les coefficients de réflexion en amplitude du champ électrique des faces clivées de la diode laser, r_{ext} est le coefficient de réflexion d'une cible externe, association qui peut être modélisée par une cavité équivalente de type Fabry-Pérot, de longueur $l_{éq}$, (voir Figure (II.8)) **[Wang(a) 94]**.

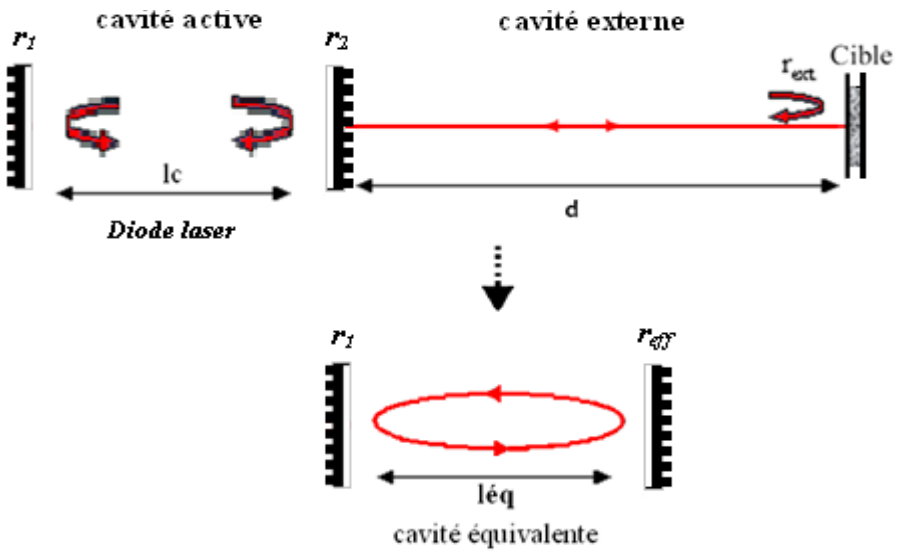

Figure II.8. Modélisation du milieu actif d'une diode laser en présence d'une cible par une cavité équivalente de Fabry-Pérot **[Wang (b) 94] [Chen 00].**

Pour faire cette étude, on suppose que le coefficient de réflexion de la cible est très faible par rapport aux coefficients de réflexion des deux facettes du laser. Cette hypothèse est triviale lorsque la cible est diffusante ou lorsque la distance *d* est grande, ce qu'on appelle « cavité externe longue ». On peut donc ne considérer qu'une seule réflexion de la cible vers le laser.

On peut remarquer que lorsque la cible utilisée est un miroir, il peut se produire des multiples réflexions entre la cible et la face avant de la diode laser **[Chen 00]**. Cette situation est gênante pour l'exploitation des mesures car elle entraîne des erreurs. Cependant, un des principaux attraits des capteurs par rétro-injection réside dans le fait que ces dispositifs sont utilisables sur cibles diffusantes et qu'ils ne nécessitent donc pas d'alignement précis par rapport aux autres interfëromètres.

La méthode de modélisation classiquement employée pour traiter le problème théorique posé par l'insertion d'une cible devant une diode laser est de définir une cavité laser équivalente. On introduit ensuite le coefficient de réflexion efficace r_{eff} qui tient compte de la présence de la cible. Si la polarisation de la lumière réfléchie est identique à celle de la lumière émise, on peut définir r_3 comme suit **[Wang (b) 94]**:

$$r_3 = \sqrt{f_{ext}} = \sqrt{\frac{puissance\ \ réfléchie}{puissance\quad émise}} \qquad \textbf{(II.9)}$$

Où $f_{ext} = \eta^2.R_3$ est la fraction de la retro-injection réfléchie du miroir externe avec η le rendement du couplage entre la diode laser et la cavité extérieure et R_3 la réflectivité de la cible extérieure.

On peut définir l'amplitude de réflectivité équivalente de ce modèle en tenant compte du déphasage donné par le temps de propagation τ_d entre le laser et la cible, cette réflexion effective équivalente s'exprime par: **[Wang (b) 94][Duar 98]**

$$r_{eff} = r_2[1+ \xi e^{(-i2\pi\nu\tau_d)}] \qquad \textbf{(II.10)}$$

Enfin, l'effet de couplage entre le laser et la cible est défini par le paramètre suivant:

$$\xi = (1- r_2^2)\ \frac{r_3}{r_2} \qquad \textbf{(II.11)}$$

La réflectivité effective est donnée par :

$$R_{eff} = r_{eff}^2 = \left| r_2 \left[1 + \xi e^{(-i2\pi\nu\tau_d)} \right] \right|^2 \qquad \textbf{(II.12)}$$

II.7. Applications métrologiques de la rétro-injection

Les interférences par rétro-injection étant similaires sous de nombreux aspects aux interférences classiques, il semble donc intéressant d'examiner les applications métrologiques potentielles utilisant ce phénomène. Ces applications ont été expérimentées avec succès pour les mesures suivantes :

- Mesure de distance **[Neri 98]**.
- Mesure de déplacement **[Dona 95]**.
- Mesure de vitesse **[Groo 88]**.

Chacune de ces applications de mesure a été facilement déduite en déterminant l'expression de la modulation de l'intensité optique émise par le laser due à la présence d'une cible placée devant ce laser **[Serv 98] [Wang 94] [Dona 96]**.

L'organigramme suivant représente les applications de la rétro-injection laser

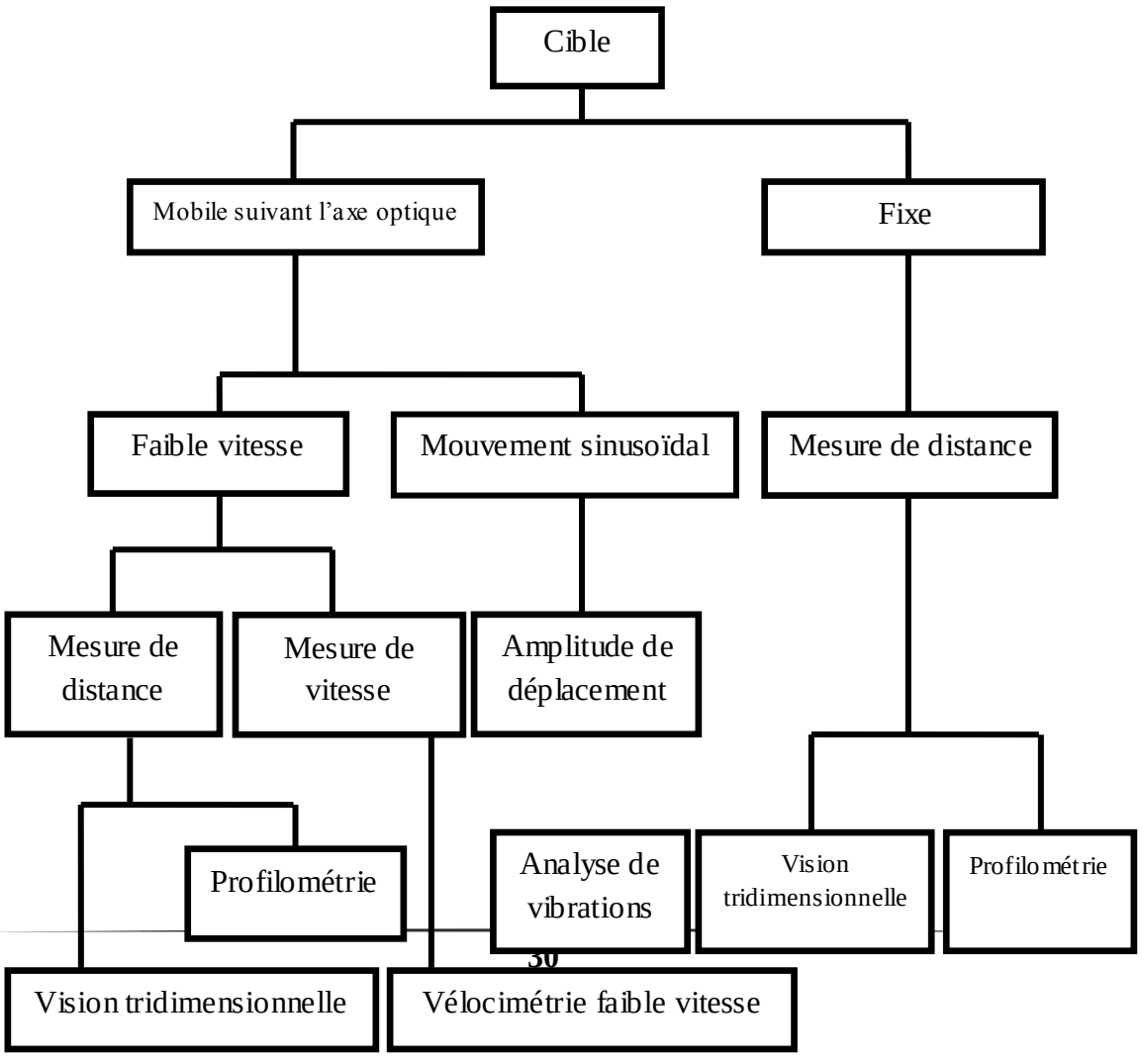

Figure II.9. Organigramme présentant les applications du « self-mixing ». Dans le cas où la source optique est modulée en fréquence optique et puissance optique par l'intermédiaire de la modulation du courant d'injection **[Goua 99].**

II.7.1. Application à la mesure de la distance

La mesure de distance s'effectue simplement en pointant le laser sur la cible.

II.7.1.1. Introduction

Selon le principe physique, les télémètres lasers peuvent être divisés en trois grandes familles qui sont **[Bosc 95]**:

- les techniques par temps de vol **[Rüeg 90]**.
- les méthodes géométriques **[Dors 94]**.
- les techniques interférométriques **[Bosc 92]**.

D'autre part, les télémètres basés sur le phénomène de ″self-mixing″ offrent de nombreux avantages en termes de coût et de complexité par rapport aux capteurs interférométriques.

Les principales applications industrielles des techniques de télémétrie laser sont en plus de la mesure de distance **[Behe 86] [Shin 92]**, la vision en trois dimensions, le contrôle non destructif **[Bosc (b) 97]**, la profilométrie, la détection d'obstacle pour les robots autonomes ou dans le cadre de la sécurité automobile, …

Les principales techniques de mesure de distance sont sans contact et plus particulièrement les grandes familles de télémètre optique.

II.7.2. Les différentes techniques de mesure de distance sans contact

Il existe différentes techniques pour la mesure de distance sans contact, chacune d'elle employant un ou plusieurs phénomènes physiques. On cite quelques unes dans ce qui suit :

- Techniques Ultrasonores.
- Techniques optoélectroniques.

- Technique par temps de vol.
- Triangulation.
- Interférométrie de Michelson.
- Capteur à rétro-injection.

II.7.2.1. Techniques Ultrasonores

Les transducteurs ultrasonores offrent une précision de l'ordre du centimètre pour une plage de mesure de 30 cm à 10 m. Cependant, leur résolution angulaire est seulement de 10°, ce qui n'est pas compatible avec la plupart des applications télémétriques comme la vision tridimensionnelle.

En effet, les transducteurs ultrasonores sont limités intrinsèquement par leur longueur d'onde élevée (environ 5 mm à la fréquence de 50 kHz). D'une part, elle n'est pas négligeable devant le diamètre du transducteur (environ 3 cm), ce qui induit un lobe de diffraction large ; d'autre part, la majorité des cibles ont une réflexion de type spéculaire, du fait qu'une cible ne se comporte comme un miroir que tant son état de rugosité est faible devant la longueur d'onde. Cela signifie qu'une mesure de distance est exclue par un écho trop faible suivant l'axe récepteur/cible, si la surface de la cible est particulièrement inclinée par rapport au module émetteur/récepteur, ce qui limite l'angle d'incidence **[Bosc 96]**.

II.7.2.2.Techniques optoélectroniques

Contrairement aux systèmes ultrasonores, les dispositifs optoélectroniques utilisent de faibles longueurs d'onde et des spots d'analyse de diamètre faible.

II.7.2.3. Technique par temps de vol

La mesure de distance par temps de vol en régime impulsionnel consiste à déterminer l'intervalle de temps τ_D, nécessaire à une impulsion laser pour effectuer un trajet aller-retour entre une source lumineuse et un photodétecteur, via une cible située à la distance *D*. Connaissant l'indice de réfraction de groupe de l'atmosphère n_a et *c* la célérité de la lumière, la distance à la cible est donnée par la relation suivante.

$$D = \frac{c\,\tau_D}{2n_a} \qquad \textbf{(II.13)}$$

Cette technique permet notamment de mesurer de grandes distances telles que la distance de la terre à la lune, mais aussi des distances de quelques mètres. Cependant, pour des distances aux alentours du mètre, le temps de transit de l'impulsion laser est particulièrement court, ce qui signifie que l'électronique associée au dispositif doit être par conséquent très rapide. De plus, l'électronique de photodétection risque d'être perturbée par le circuit d'émission encore actif au moment de la détection. Une méthode pour s'affranchir de ces problèmes consiste à utiliser des fibres optiques : une première fibre optique fait le lien entre la source lumineuse et le photodétecteur de sorte à indiquer le départ de l'impulsion laser et une deuxième fibre de grande longueur (100 m) placée entre la source lumineuse et la cible permet de retarder l'impulsion laser **[Goua 98]**.

La résolution de cette technique est directement liée au temps de montée de l'impulsion lumineuse transmise et à la bande passante de l'électronique de réception, ainsi qu'aux variations de puissance du faisceau déduit du bilan de liaison. En effet, le temps de vol prend en compte une fraction plus ou moins importante du temps de montée du signal photoélectrique, en fonction de l'amplitude de ce dernier et du niveau de seuil du trigger. Une autre limitation du rapport signal sur bruit reste la lumière parasite ambiante générant un bruit de grenaille au niveau du photorécepteur.

La mesure de distance par temps de vol en régime sinusoïdal permanent est basée sur le fait que le déphasage du signal photoélectrique par rapport au signal incident est proportionnel au temps de vol. Ainsi, la mesure du déphasage entre le signal réfléchi par la cible et le signal de sortie de la source lumineuse permet d'accéder à la mesure de distance, où ν_m représente la fréquence de modulation en amplitude de la source lumineuse **[Bosc(a) 97]**. Le déphasage est donné par la formule (II.14).

$$\Delta \varnothing = 2\pi\nu_m (2D / c) \qquad \textbf{(II.14)}$$

Le déphasage est compris entre 0 et 2π, donc la distance maximale mesurable est donnée par $c/2\nu_m$. Plus faible sera la fréquence de modulation, plus grande sera la gamme de distance mesurée sans ambiguïté. Par exemple, une fréquence de modulation de 15 MHz permet d'effectuer des mesures jusqu'à 10 mètres. La résolution de cette technique est égale à $\Delta D = \Delta \varnothing / 4\pi\nu_m$. Choisir une faible fréquence de modulation permet de mesurer des grandes distances au détriment d'une bonne résolution. Une

méthode pour mesurer de grandes distances avec de bonnes résolutions consiste à utiliser deux fréquences de modulation, une première, faible, servant à estimer grossièrement la distance et une deuxième plus grande de sorte à obtenir une bonne résolution. Concrètement, cette technique est précise pour des cibles diffusantes jusqu'à quelques mètres et pour des cibles faiblement diffusantes jusqu'à des centaines de mètres.

On remarquera que la méthode impulsionnelle permet de satisfaire facilement les conditions de sécurité oculaire car le rapport cyclique est souvent très faible (10^{-3} à 10^{4}), la puissance optique moyenne étant alors inférieure à 1mW. Les conditions de sécurité oculaire sont plus difficiles à satisfaire en technique de régime sinusoïdal permanent **[Goua 99]**.

II.7.2.4. Triangulation

Le principe de cette technique consiste à projeter un faisceau laser sur une cible. Le faisceau est rétrodiffusé et détecté par un photorécepteur placé à une distance b de l'émetteur. En mesurant l'angle θ, formé par l'axe optique incident (tête de l'émetteur – cible) et l'axe optique réfléchi (cible - tête du photorécepteur), la distance est déterminée par la relation suivante, où b représente l'écart entre l'émetteur et le récepteur.

$$D = b \tan (\theta/2)/2 \qquad \textbf{(II.15)}$$

Cette méthode est surtout précise pour des distances inférieures au mètre, du fait de la présence d'une loi en tangente, si on admet que pour des raisons de compacité, l'écart *b* est relativement petit devant 1m. Cependant, la méthode est limitée par des zones d'ombre dues à la non-colinéarité des faisceaux émetteur et récepteur. La partie droite de la Figure (II.10) met en évidence cette limitation : le faisceau incident pointe une zone d'ombre de la cible réfléchissante vis à vis de la tête du récepteur. La technique de triangulation reste la plus simple et la moins coûteuse. Sa principale application est la vision tridimensionnelle destinée à la robotique.

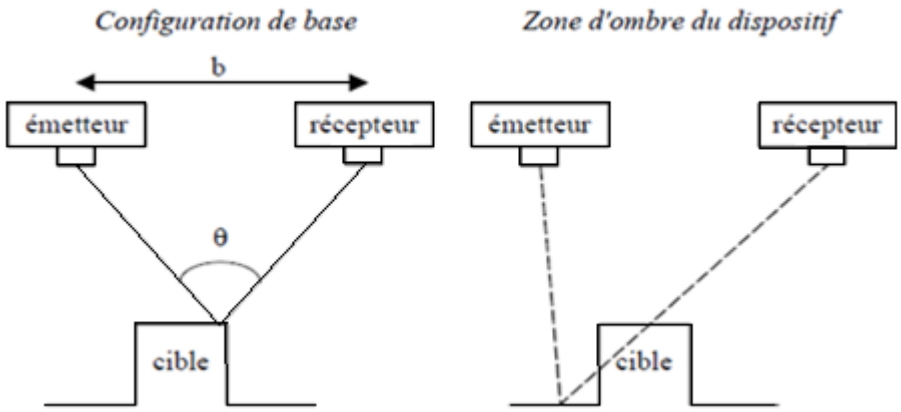

Figure II.10. Principe de la méthode de triangulation par projection de faisceau lumineux et mise en évidence de sa principale limitation.

La figure de droite montre que le faisceau incident arrive sur une zone d'ombre de la cible, vis à vis du récepteur **[Goua 99]**.

II.7.2.5. Interférométrie de Michelson

En interférométrie classique, la distance D à mesurer est déterminée comme suit :

$$D = k\,\lambda / 2 + \varepsilon$$

Où λ représente la longueur d'onde de la source lumineuse, k un nombre entier et ε représente la frange fractionnaire dans la Figure (II.11).

Or, seule la frange fractionnaire peut être détectée par l'intermédiaire de la différence de phase spatiale entre les deux faisceaux qui interfèrent, définie par $\Delta\phi = 4\pi\varepsilon/\lambda$. Cela signifie que ce type de télémètre ne peut fournir une mesure absolue de distance supérieure à ε. Par contre, il est possible de faire des mesures relatives ou de déplacements : $\Delta D = \Delta n\,\lambda/2 + \varepsilon$ où Δn représente la variation du nombre entier de franges lors du mouvement de la cible. D'autre part, une manière d'étendre la gamme de mesure (correspondant à la frange fractionnaire) consiste à créer à partir de deux longueurs d'onde proches λ_1 et λ_2, une longueur d'onde synthétique $\lambda_s = \lambda_1.\lambda_2 / |\lambda_1-\lambda_2|$ qui sera très grande devant les deux autres **[Goua 99]**.

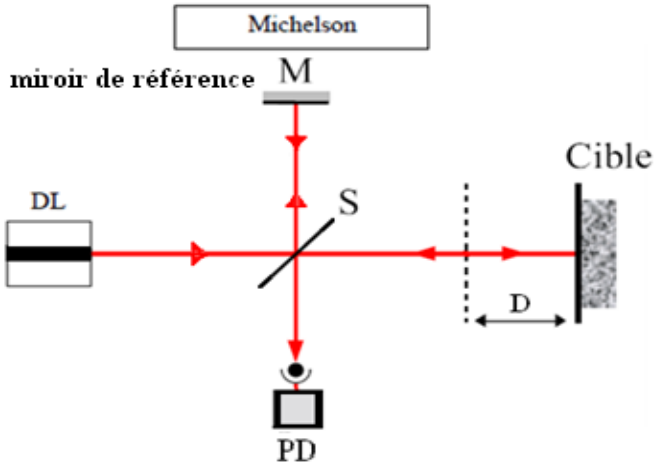

Figure II.11. Principe de la méthode interférométrique de mesure de distance, appliquée à un interféromètre de Michelson **[Goua 99].**

La plage de distance varie de quelques nanomètres à plusieurs mètres pour des cibles purement coopératives, la limite haute provenant de la limitation intrinsèque qu'est la longueur de cohérence de la source lumineuse. Ce type de télémètres est de grande précision. Mais ils sont très encombrants ; en outre, l'alignement optique entre la source lumineuse et l'interféromètre est difficile à mettre en place.

II.7.2.6. Capteur à rétro-injection

Parmi les différents capteurs optiques aujourd'hui disponibles, les techniques interférométriques **[Esca 91] [Bosc 92]** présentent souvent une résolution spatiale bien meilleure, comparée aux méthodes incohérentes comme la triangulation optique ou la mesure par temps de vol. Mais comme on l'a rappelé dans l'introduction, ces techniques interférométriques ont des contraintes de mises en œuvre que les techniques par rétro-injection laser (dont les principales caractéristiques de la rétro-injection optique) n'ont pas. En effet, ces techniques permettent de simplifier le montage optique tout en filtrant spectralement et spatialement le signal optique renvoyé par la cible diffusante.

Deux configurations peuvent être employées afin d'obtenir une mesure de distance via un retour optique sur une source laser :

- Lorsqu'aucun décalage en fréquence n'est introduit entre l'émission et la réception, la technique est souvent qualifiée comme étant une technique d'interférométrie laser par retour optique (LFI : Laser Feedback Interferometry) **[Bear 93]**. La mesure est obtenue à partir de la détection des variations sur le régime continu

de l'onde émise par le laser (par exemple la puissance de sortie, la fréquence optique ou bien la polarisation du laser quand il est soumis à un retour optique).

- En introduisant un décalage en fréquence entre l'émission et la réception optique via un modulateur optique placé en sortie de la source laser, la technique est appelée détection self-hétérodyne. La détection se fait sur une fréquence de battement qui peut être analysée en utilisant une détection synchronisée sur une référence fournie par le signal de commande appliqué sur le modulateur. On mesure alors sur la détection synchrone la différence de phase entre le signal photodétecté et le signal de référence. Cette différence est alors proportionnelle à la distance à mesurer.

Pour obtenir une mesure de distance en utilisant la rétro-injection optique sur un laser à solide, deux approches ont été proposées dans la littérature **[Laco(a) 01] [Laco (b) 01]**. Elles sont basées sur la détection hétérodyne et la mesure du décalage de phase entre le signal de battement et la référence appliquée sur le modulateur externe. Une mesure relative de la distance peut être obtenue en utilisant une technique de démodulation de phase. Cependant, une mesure absolue de la distance n'est pas possible avec cette méthode si

ce n'est en déroulant la phase lorsque la cible se déplace **[Neri 98]**, est directement adaptée des techniques de mesures de distance absolue déjà décrites avec les diodes laser. Cette technique est basée sur un balayage linéaire de la longueur d'onde en émission en utilisant un modulateur électro-optique. Mais, en fonction de la distance mesurée, la fréquence de battement varie entre quelques kHz et quelques MHz. Elle ne peut donc être constamment maintenue autour de la fréquence des oscillations du laser. Au contraire, puisque la fréquence de battement a tendance à augmenter lorsque la distance augmente. Le principe de mesure de distance peut être compris à partir de la figure (II.12) **[Neri 98] [Groo 88]**. La fréquence instantanée de l'onde émise par le laser notée $\nu_{laser}(t)$ est modulée à l'aide d'un signal de type triangulaire de fréquence ν_b. Compte tenu du temps de vol τ entre l'émission et le retour dans la cavité après diffusion sur la cible, la fréquence de l'onde rétro-injectée $\nu_r(t)$ est décalée temporellement par rapport à $\nu_{laser}(t)$. On déduit alors, à partir des notations de la figure II.12. (b), La relation suivante:

$$\nu_{laser}(t) = \nu_0 \pm 2\nu_b.\Delta\nu_{opt}.t \qquad si \quad 0 \le t \le T_b/2 \qquad \textbf{(II.16)}$$

et $v_r(t) = v_{laser}(t - \tau)$ ***(II.17)***

Où ν_0 est la fréquence de l'onde émise en absence de modulation, $\Delta\nu_{opt}$ est l'amplitude du balayage, $T_b=1/\nu_b$ est la période du balayage et $\tau = \frac{2d}{c}$ représente le temps de vol aller-retour. A l'instant t, on crée donc dans la cavité un battement à une fréquence $\Delta\nu_{batt}$ telle que **[Shin 86]** :

$$\Delta\nu_{batt} = \left|\nu_{laser}(t) - \nu_r(t)\right| = 2\nu_b\Delta\nu_{opt}\tau \quad \textbf{(II.18)}$$

En remplace τ dans l'équation *(II.18),* la formule devient :

$$\Delta\nu_{batt} = \frac{4\nu_b\Delta\nu_{opt}\,d}{c} \quad \textbf{(II.19)}$$

En sortie du laser, il en résulte une modulation de l'intensité de l'onde émise à une fréquence $\Delta\nu_{batt}$ directement proportionnelle à la distance d recherchée. La mesure de cette fréquence de battement donne donc accès à une mesure absolue de la distance, les paramètres ν_m et $\Delta\nu_{opt}$ étant connus à priori. Le spectre de bruit en amplitude de l'intensité émise par le laser présente donc théoriquement une composante en $\nu=\Delta\nu_{batt}$ comme représenté sur la figure (II.12. (C)).

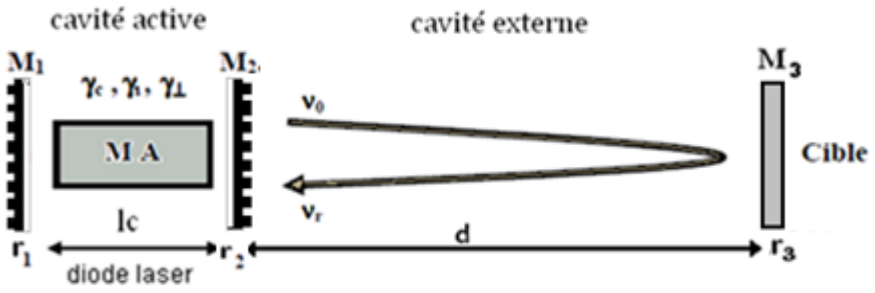

Figure II.12. (a) Schéma de principe de la détection homodyne **[Shin 86]**.

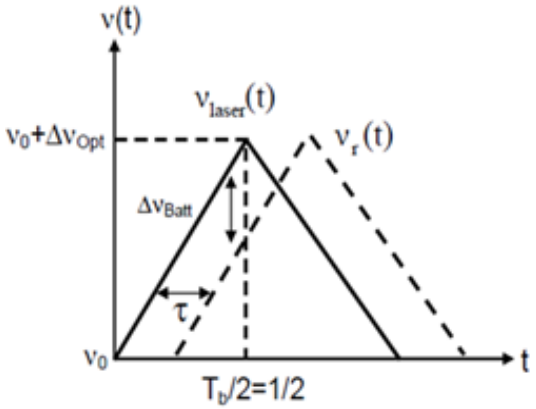

Figure II.12. (b) Evolution théorique de la fréquence optique en fonction du temps en détection homodyne **[Shin 86]**.

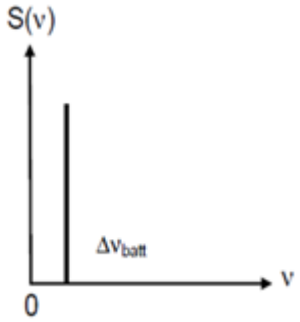

Figure II.12. (c) spectre de bruit de l'intensité émise par le laser **[Shin 86]**.

La détection hétérodyne, qui impose un décalage de fréquence supplémentaire ν_m fixé, permet de résoudre le problème et de toujours se ramener autour de la fréquence de résonance. La figure (II.12) est modifiée en plaçant, entre le laser et la cible, un modulateur optique permettant un décalage en fréquence de l'onde rétro-injectée noté ν_m, ce qui donne la figure (II.13. (a)). La fréquence optique de l'onde rétro-injectée est ainsi modifiée par rapport à l'expression (II.16) et s'écrit simplement **[Shin 86]** de la manière suivante:

$$\nu_r(t) = \nu_m + \nu_{laser}(t - \tau)$$

A partir de l'équation *(II.16),* la formule devient :

$$\nu_r(t) = \nu_m + \nu_0 \pm 2\nu_b \Delta\nu_{opt}.(t - \tau) \qquad \textbf{(II.20)}$$

Il en résulte une modulation de l'intensité de l'onde émise par le laser à la fréquence ν_{batt} avec:

$$\nu_{batt} = \nu_m \pm \frac{4\nu_b \Delta\nu_{opt} d}{c} \qquad \textbf{(II.21)}$$

Et par suite, on obtient :

$$\Delta\nu_{batt} = \frac{4\nu_b \Delta\nu_{opt} d}{c} \qquad \textbf{(II.22)}$$

La figure (II.12. (c)) est également modifiée. Si on caractérise le spectre en amplitude de l'intensité émise par le laser, on observe alors deux bandes latérales décalées de

$\pm \Delta\nu_{batt}$ par rapport à la fréquence de décalage ν_m imposée par la détection hétérodyne sur la figure (III.13. (c)).

Cette fois, la fréquence de l'onde rétro-injectée est différente de l'onde émise au départ en raison de deux effets comme on peut le constater sur la figure (II.13. (b)) :

- le premier est imposé par le décalage fixe de la détection hétérodyne, et correspond au décalage vertical des signaux triangulaires sur la figure (II.13. (b)).

- le second est imposé par le balayage de la fréquence optique instantanée du laser et correspond sur la figure (II.13. (b)) au décalage horizontal entre les deux signaux.

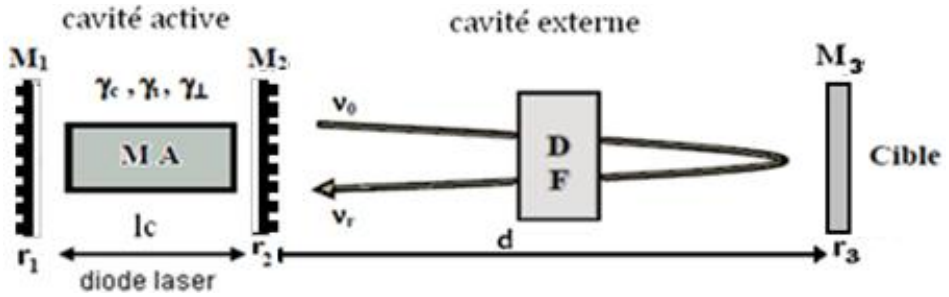

Figure II.13. (a) Schéma de principe de la détection hétérodyne **[Shin 86]**.

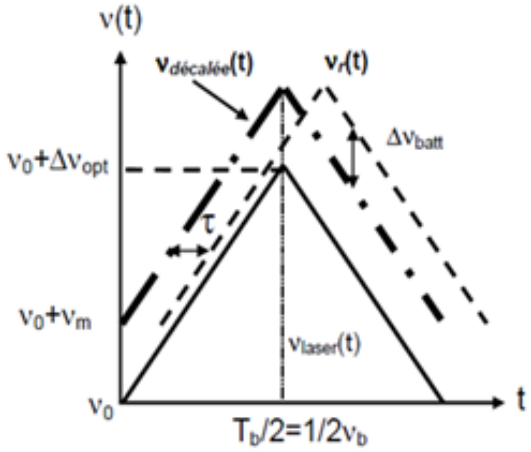

Figure II.13. (b) Evolution théorique de la fréquence optique en fonction du temps en détection hétérodyne: —·— Fréquence laser avant le dispositif de décalage; —•—·— Fréquence après le dispositif de décalage; ---- Fréquence réinjectée dans le laser après diffusion sur la cible **[Shin 86]**.

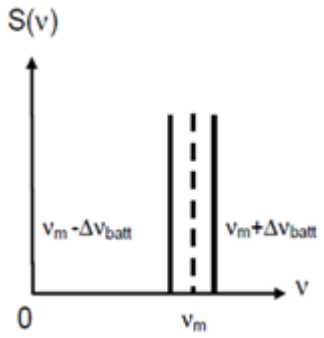

Figure II.13. (c) spectre de bruit de l'intensité émise par le laser **[Shin 86]**.

En choisissant convenablement ν_m et les paramètres de modulation ν_b et $\Delta\nu_{opt}$, il est alors possible de maintenir le battement en fréquence $\nu_\mu+\Delta\nu_{batt}$ proche de la fréquence des oscillations de relaxation du laser pour un grand nombre de valeurs de la distance *d*. Il devient alors possible d'accroître considérablement la dynamique de mesure du capteur. Il est intéressant de souligner que les travaux antérieurs cités précédemment utilisant le principe de mesure de distance, n'ont pas été mis en œuvre avec une détection hétérodyne. En effet, dans le cas des applications avec un laser à semi-conducteur, on a déjà relevé que la fréquence d'oscillation de relaxation de ce type de laser est élevée et voisine de plusieurs GHz. Il est dès lors difficile de porter la fréquence de battement, imposée par la rétro-injection, à des fréquences aussi élevées. Dans ce cas, la détection ne pouvait profiter pleinement de l'effet d'amplification obtenu lorsque la fréquence de battement reste proche de la fréquence d'oscillation de relaxation du laser. Il en résulte alors une gamme de mesure moyenne, et une précision de mesure limitée **[Shin 86]**.

II.8. Détection homodyne

L'onde émise par le laser en l'absence de cible a une fréquence notée ν_0. En présence d'une cible, cette onde est réfléchie dans la cavité active du laser. Son amplitude et sa phase sont modifiés, elle présente maintenant une fréquence ν_f . L'onde incidente et l'onde ainsi réfléchie se superposent dans la cavité active de la diode laser (voir figure II.14), ce qui crée un battement entre les deux fréquences. Le photocourant résultant de la détection a donc la fréquence $\nu_I = \nu_f - \nu_0$ **[Sale 98]**.

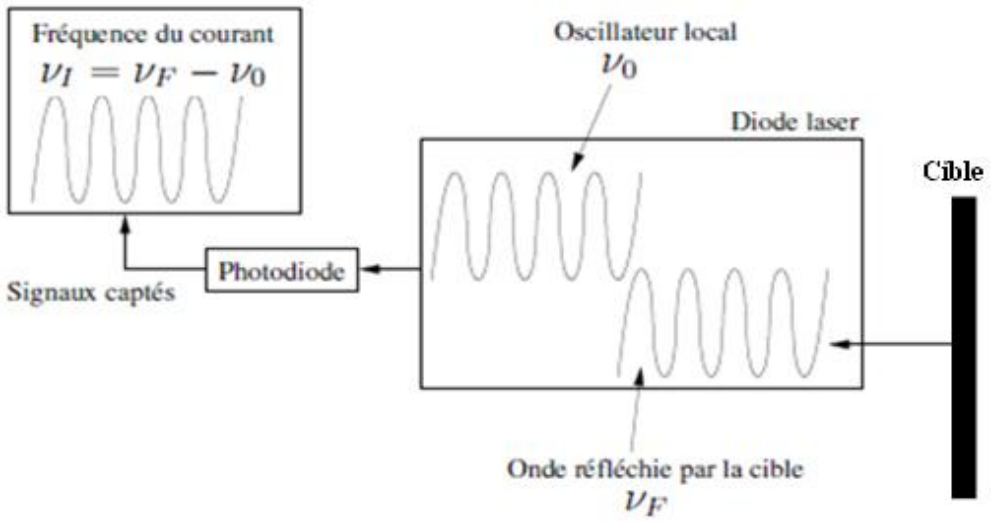

Figure II.14. Schéma de fonctionnement de la détection homodyne **[Sale 98].**

II.9. Effet speckle

Bien que les capteurs utilisant le principe du rétro-injection offrent de nombreux avantages, comme on l'a dit précédemment, les résultats obtenus peuvent être perturbés par un bruit parasite : le phénomène de speckle lié à l'état de surface de l'objet étudié. Ce speckle apparaît sous la forme de grains alternativement sombres et brillants répartis dans l'espace de manière aléatoire. Lorsqu'une cible est éclairée par un faisceau laser, une fraction de la puissance non transmise ou non absorbée par la cible est rétrodiffusée dans l'espace.

Cette rétrodiffusion pour la majorité des matériaux usuels, est due à la combinaison de deux phénomènes couramment étudiés :

- La réflexion spéculaire, qui correspond à la réflexion d'un miroir, générant un faisceau d'une grande directivité,
- La réflexion diffusante, l'énergie lumineuse est uniformément répartie dans l'espace (cas du plâtre, par exemple). Voir figure (II.15)

Dans une première approximation, une surface rugueuse éclairée par un faisceau laser (lumière cohérente) peut être considérée comme un ensemble infini de points émetteurs de lumière cohérente. Dû au phénomène d'interférence, l'intensité lumineuse en un point quelconque de l'espace dépend de la différence de chemin optique entre les faisceaux provenant des points émetteurs de cette surface éclairée. C'est pourquoi le speckle apparait d'autant plus que la rugosité de la surface est proche de la longueur d'onde du faisceau optique **[Ozde 99].**

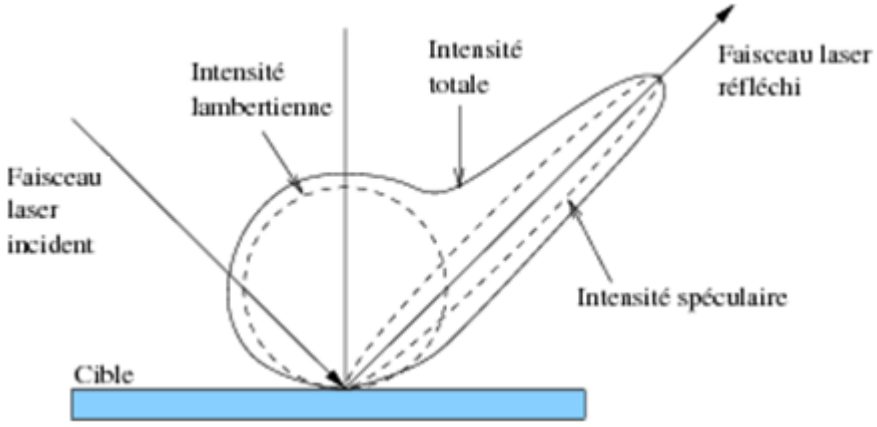

Figure II.15. Diagramme de rayonnement d'une surface quelconque éclairée par un faisceau laser **[Ozde 99]**.

II.10. Vélocimétrie speckle

L'effet speckle est habituellement considéré comme un bruit à éviter. Il est ici utilisé afin de mesurer la vitesse de cibles rugueuses dont la vitesse est perpendiculaire au faisceau laser. Le principe est le suivant : le faisceau laser éclaire la surface perpendiculairement de manière à minimiser l'effet Doppler. Lorsque cette surface a un mouvement de translation, une partie du faisceau est réinjectée dans la cavité. L'effet speckle va alors provoquer des variations aléatoires de la puissance optique **[Shib 96]**.

Chapitre III

Equations de base et simulation numérique de l'effet de la rétro-injection

III. Equations de base et simulation numérique de l'effet de la rétro-injection

III.1. Influence des effets de la rétro-injection dans les lasers de classe B

III.1.1. Classifications des lasers

- Les lasers de classe A (laser à gaz) sont caractérisés par $\gamma_\perp$, $\gamma_1 >> \gamma_c$, où $\gamma_\perp$ est le taux d'amortissement de la polarisation induite dans le milieu amplificateur, γ_1 est le taux d'amortissement de l'inversion de population et γ_c le taux d'amortissement de la cavité. Les variables *P* (polarisation du milieu) et *N* (population) varient rapidement par rapport à *E* (le champ électrique). Il en résulte que le temps de réponse du laser à la commutation du gain ou des pertes dans la cavité est extrêmement rapide.
- Dans le cas des lasers de classe B (lasers à solide, lasers à semi-conducteurs); on a $\gamma_\perp >> \gamma_c >> \gamma_1$. La variation rapide de la polarisation du milieu permet d'écrire $dP/dt=0$ et d'éliminer l'équation différentielle relative à cette grandeur. La dynamique du laser est alors entièrement décrite par un système d'équations couplant le champ électrique *E* et l'inversion de population *N*. Dans ces conditions, l'intensité du laser présente au démarrage un phénomène d'oscillations faiblement amorties à la fréquence v_r (fréquence des oscillations de relaxation). Cette fréquence propre joue alors un rôle important dans la dynamique du laser puisqu'il s'agit d'une fréquence de résonance du système, absente dans les lasers de classe A. Ce type de laser est alors très sensible à la moindre perturbation extérieure capable de réexciter ce phénomène d'oscillations amorties. On comprend alors que l'effet de rétro-injection soit d'autant plus sensible qu'il provoque, dans la cavité, un phénomène de battement à une fréquence voisine de v_r . Comme on le verra dans la suite, il est possible de comparer cet effet d'oscillation dans un laser à celui d'un oscillateur mécanique ou électrique faiblement amorti. Un tel oscillateur présentera une réponse à une excitation extérieure fortement amplifiée si celle-ci est réalisée à une fréquence proche de la fréquence de résonance propre du système.
- Dans le cas des lasers de classe C, $\gamma_\perp$ apparaît moins grand devant les deux autres taux de relaxation et les simplifications précédentes ne sont plus possibles. La dynamique du laser peut alors devenir complexe et présenter par exemple un comportement chaotique. Ce type de laser n'est pas exploité en rétro-injection optique vraisemblablement en raison de la complexité qu'une modélisation des effets observés entraînerait.

A ce jour, les lasers les plus utilisés dans les expériences de la rétro-injection sont les lasers de classe B et en particulier les lasers à semi-conducteurs en raison de leur facilité de mise en œuvre et leur faible coût **[Bosc 01][Day 2000][Dona 95][Sieg 86][Otsu 79]**.

III.1.2. Lasers de classe B

Dans le cadre de notre travail, on a utilisé un laser de classe B. Ce type de laser est défini par la condition $\gamma_{\perp} \gg \gamma_c > \gamma_1$. Les lasers solides et semi-conducteurs rentrent dans cette catégorie. Lors du démarrage, ces lasers réagissent par un phénomène d'oscillations de relaxation avec une pulsation caractéristique $\omega_r = 2\pi\nu_r$. Ces oscillations s'amortissent pour ensuite atteindre un état stationnaire. Cependant, la moindre perturbation interne ou externe va ré-exciter ces oscillations.

- ω_r est la pulsation des oscillations de relaxation.
- γ_1 est le taux de relaxation de l'inversion de population, il est simplement relié à la durée de vie τ_1 du niveau supérieur de la transition laser par $\gamma_1 = \frac{1}{\tau_1}$.
- le taux de relaxation γ_c est relié au temps de vie τ_c des photons dans la cavité et dépend des pertes au sein de celle-ci. Il s'écrit:

$$\gamma_c = \frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{2l_c} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \qquad \textbf{(III.1)}$$

Dans l'expression *(III.1)*, on a supposé que les pertes pour un aller-retour ne sont seulement dues qu'aux pertes sur les miroirs M1 et M2. (Voir la figure II.12(a), page 38) **[Bosc 01] [Day 2000] [Dona 95] [Sieg 86] [Otsu 79]**.

Où $R_1 = |r_1|^2$ et $R_2 = |r_2|^2$.

Une cible est placée à une distance d du miroir de sortie de la cavité. La réflectivité de la cible est $R_3 = |r_3|^2$. On considère par la suite seulement le cas d'un faible retour de la cible, $r_3 \ll 1$.

III.1.3. Paramètres caractéristiques de la rétro-injection optique

Dans le cas des lasers de classe B, la dynamique du laser est complètement définie par les deux équations différentielles caractérisant l'évolution temporelle du champ électrique $E(t)$ et de l'inversion de population $N(t)$ **[Bosc 01] [Day 2000] [Dona 95] [Otsu 79]**.

III.1.4. Equations de base du laser

Afin de mieux appréhender le phénomène de réinjection laser et les mesures que l'on peut en tirer, on développe ici les équations de base des lasers tout d'abord en fonctionnement classique puis en régime de réinjection. Dans ce dernier cas, On verra que l'intensité laser est modifiée selon des paramètres liés à la réflexion du faisceau sur un objet ainsi qu'à sa distance.

III.1.4.1. Etats stationnaires

Le fonctionnement temporel d'un laser est décrit par trois paramètres:

- ***N(t)*** : l'inversion de population entre les deux niveaux d'énergie sur les semi - conducteurs laser.
- ***E(t)*** : le champ électrique.
- ***P(t)*** : la polarisation du matériau amplificateur.

Afin d'analyser le comportement du laser, on décrit le système par trois équations dynamiques pour *N(t)*, *E(t)* relié à l'observable intensité $I(t) \simeq |E^2(t)|$ et *P(t)*.Dans le cas d'un laser de classe B, La variation rapide de la polarisation du milieu permet d'écrire $dP/dt=0$ et d'éliminer l'équation différentielle relative à cette grandeur, la polarisation est donc en permanence en régime stationnaire. On décrit alors le système par les deux équations dynamiques du champ électrique et de la population. Ce sont les équations de Lang-Kobayashi **[Koba 80] [Bouc 04] [Bouc 08]**:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1 (N_0\text{-}N(t))\text{-}BN(t)|E(t)|^2 \qquad (\textbf{\textit{III.2}})$$

$$\frac{dE(t)}{dt} e^{i\omega t} = \left[i\omega_c + \frac{1}{2}\left(BN(t)\text{-}\gamma_c\right)\right] E(t)e^{i\omega t} \qquad (\textbf{\textit{III.3}})$$

Où $\gamma_1 N_0$ est le taux de pompage, ω_c est la pulsation de résonance de la cavité, ω est la pulsation optique du champ, N_0 est le nombre d'atomes par unité de Volume dans le niveau fondamentale et B est le coefficient d'Einstein.

L'inversion de population *N(t)* entre les deux niveaux d'énergie est maintenue en pompant le matériau amplificateur, ce qui est représenté par le terme $\left(\gamma_1 N_0\right)$. La décroissance de l'inversion de population se fait soit par émission spontanée dont le terme est $\left(\gamma_1 N(t)\right)$, soit par émission stimulée dont le terme est $BN(t)|E(t)|^2$. L'émission

stimulée crée le terme de gain à savoir $\left(\frac{1}{2}BN(t)E(t)\ e^{i\omega t}\right)$. La perte de champ dans la cavité est décrite par le terme $\left(\frac{1}{2}\gamma_c E(t)\ e^{i\omega t}\right)$.

On va réécrire le terme de champ électrique *E(t)* en le décomposant en amplitude et en phase sous la forme

$$E(t)e^{i\omega t} = E_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t} \qquad \textbf{(III.4)}$$

Avec $E_c(t)$ l'amplitude et $e^{i\Phi_c(t)}$ le terme de phase du champ intra-cavité.

On injectant la formule *(III.4)* dans la formule *(III.3)*, on obtient :

$$\frac{dE_c(t)}{dt}e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t} = \left[i\omega_c + \frac{1}{2}\left(BN(t)-\gamma_c\right)\right]E_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t} \qquad \textbf{(III.5)}$$

A partir de l'équation *(III.5)*, on sépare les termes réels et imaginaires :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1(N_0-N(t))-BN(t)|E(t)|^2 \qquad (\textbf{III.6})$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}\left(BN(t)-\gamma_c\right)E_c(t) \qquad (\textbf{III.7})$$

$$\frac{d\Phi_c(t)}{dt} = \omega_c - \omega \qquad (\textbf{III.8})$$

Les équations *(III.6)*, *(III.7)* et *(III.8)* sont des équations différentielles couplées non linéaires qui n'ont pas de solutions analytiques. La résolution d'un système de ce type passe par la théorie des perturbations. On va donc supposer que l'on a de petites fluctuations des paramètres autour de leurs états stationnaires. On peut, en ce cas, faire une analyse linéaire et obtenir une solution analytique. Les solutions stationnaires de l'inversion de population et du champ électrique peuvent être calculées directement à partir des équations *(III.6)*, *(III.7)* et *(III.8)*:

$$N(t) = N_s = \frac{\gamma_c}{B} \qquad \textbf{(III.9)}$$

Dans le cas de saturation ($N_0 \ll N(t)$) alors

$$\gamma_1 = BE_{sat}^2$$

L'intensité de saturation est donnée par $E_{sat}^2 = \frac{\gamma_1}{B}$, et le paramètre normalisé de la pompe est $\eta = \frac{BN_0}{\gamma_c}$

$$I_s = E_s^2 = E_{sat}^2(\eta-1) \qquad \textbf{(III.10)}$$

On trouve directement la solution de $\Phi_c(t)$ qui est

$$\Phi_c(t) = (\omega_c - \omega)t + Cst.$$

On pose que la constante est égale à $2\pi k$ avec k entier et on suppose que $\omega = \omega_c$ conduisant alors à écrire l'état stationnaire pour le terme de phase comme $\Phi_c(t) = 2\pi k$. Avec $\Phi_c(t) = \Phi_s = 2\pi k$, ce qui revient à dire que l'on néglige toute dérive de la phase.

III.1.4.2. Théorie des perturbations

III.1.4.2.1. Analyse de la stabilité linéaire du système des équations

Si ΔN, ΔE_c et $\Delta\Phi_c$ sont de petites fluctuations autour des valeurs stationnaires, on peut donc écrire les trois variables sous la forme :

$$\begin{cases} N(t) = N_s + \Delta N(t), & \Delta N(t) \ll N_s \\ E_c(t) = E_s + \Delta E_c(t), & \Delta E_c(t) \ll E_s \\ \Phi_c(t) = \Phi_s + \Delta\Phi_c(t), & \Delta\Phi_c(t) \ll \Phi_s \end{cases} \qquad \textbf{(III.11)}$$

On va maintenant substituer les équations *(III.11)* dans les équations *(III.6)*, *(III.7)* et*(III.8)*. En tenant compte du régime stationnaire, les deux équations *(III.9)*, *(III.10)* et en négligeant les produits du type $\Delta N.\Delta E_c$ et les termes du second ordre, on obtient:

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\gamma_1\eta\Delta N(t) - 2\gamma_c E_s \Delta E_c(t)$$

$$\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}BE_s\Delta N(t)$$

En supposant que $\omega = \omega_c$ $\qquad \Phi_c(t) = (\omega_c - \omega)t + Cst.$

En choisissant $k = 0$, on obtient finalement le système d'équations linéaires par rapport aux variables $\Delta N(t)$, $\Delta E_c(t)$et $\Delta\Phi_c(t)$:

$$\begin{cases} \dfrac{d\Delta N(t)}{dt} = -\gamma_1\eta\Delta N(t) - 2\gamma_c E_s\Delta E_c(t) \\ \dfrac{d\Delta E_c(t)}{dt} = \dfrac{1}{2}BE_s\Delta N(t) \\ \dfrac{d\Delta\varnothing_c(t)}{dt} = 0 \end{cases} \qquad \textbf{(III.12)}$$

A partir de l'équation *(III.12)* en peut décrire le système à la forme matricielle de la façon suivante:

$$\frac{d}{dt}\begin{bmatrix}\Delta N(t)\\ \Delta E_c(t)\\ \Delta\Phi_c(t)\end{bmatrix} = A.\begin{bmatrix}\Delta N(t)\\ \Delta E_c(t)\\ \Delta\Phi_c(t)\end{bmatrix}, \qquad \text{avec : } A = \begin{bmatrix}-\gamma_1\eta & -2\gamma_c E_s & 0\\ \frac{1}{2}BE_s & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\end{bmatrix} \text{ où A: matrice}$$

Où l'on a donc linéarité le système d'équations *(III.6), (III.7)* et*(III.8)* au voisinage de la solution stationnaire.

Pour résoudre le système d'équations *(III.12)*, on cherche des solutions du type:

$$\Delta N(t) = \Delta N(0)e^{\lambda t}, \quad \Delta E_c(t) = \Delta E_c(0)e^{\lambda t} \quad et \quad \Delta \Phi_c(t) = \Delta \Phi_c(0)e^{\lambda t} \qquad \textbf{(III.13)}$$

Pour calculer la valeur de λ_i, il est nécessaire de déterminer l'équation caractéristique du système.

▪ Equation caractéristique

On peut donc résoudre les équations *(III.11-12)* en utilisant le déterminant séculaire :

$\det (A-\lambda I) = 0$, où : λ est la valeur propre de la matrice A :

$$A=\begin{bmatrix} -\gamma_1\eta & -2\gamma_c E_s & 0 \\ \frac{1}{2}BE_s & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \qquad \text{et } I \text{ : matrice unité:} \quad I=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Le déterminant s'écrit:

$$\det \begin{vmatrix} \lambda+\gamma_1\eta & +2\gamma_c E_s & 0 \\ -\frac{1}{2}BE_s & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{vmatrix} = 0 \qquad \textbf{(III.14)}$$

Après calcul, on obtient une équation du troisième ordré en λ suivante:

$$\lambda\,(\lambda^2+\lambda\gamma_1\eta+\gamma_c BE_s^2) = 0 \qquad \textbf{(III.15a)}$$

Où $\omega_r^2 = \gamma_c BE_s^2 = \gamma_1\gamma_c(\eta-1)$.

$$\lambda\,(\lambda^2+\lambda\gamma_1\eta+\omega_r^2) = 0 \qquad \textbf{(III.15b)}$$

Les solutions de l'équation *(III.15)* sont:

1- $\lambda_1 = 0$,

2- $\lambda^2+\lambda\gamma_1\eta+\omega_r^2 = 0$, équation de deuxième degré de la forme:

$$a\,\lambda^2+b\,\lambda+c = 0$$

Où : $a = 1$

$b = \gamma_1\eta$

$c = \omega_r^2$

Calcul le discriminant de cette équation

$$\Delta = b^2 - 4a.c$$

Avec $\Delta = \gamma_1^2\eta^2 - 4(\omega_r)^2$.

Pour un laser de classe B pour lequel $\gamma_1 \ll \gamma_c$ et donc $\gamma_1\eta \ll \omega_r$,et par conséquent, on a

Alor $\Delta < 0$, ce qui amène alors deux solutions pour l'équation *(III.15)* sont :

$$\lambda_{2,3} = -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma_1\eta}{2}\right)^2 - (\omega_r)^2} = -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm i\sqrt{(\omega_r)^2 - \left(\frac{\gamma_1\eta}{2}\right)^2}$$

$$\lambda_{2,3} \simeq -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm i\omega_r \qquad \textbf{(III.16)}$$

La première racine λ_1 exprime le choix arbitraire de la phase. La solution pour les fluctuations d'intensité laser est obtenue à partir de la partie réelle de $\Delta E_c(t) = \Delta E_c(0)\, e^{\lambda t}$.

On exprime alors les variations temporelles d'intensité laser $I(t)$ comme des fluctuations $\Delta I(t)$ autour de la valeur stationnaire I_s :

$$I(t) = I_s + \Delta I(t) = I_s + 2E_s\, \Delta E_c(t) = I_s + \Delta I(0)\, e^{\lambda t} \cos\,(\omega_r t + \theta) \qquad \textbf{(III.17a)}$$

En injectant la valeur de λ dans la formule *(III.17a)*,on obtient :

$$I(t) = I_s + \Delta I(0)\, e^{-\frac{\gamma_1\eta}{2}t} \cos\,(\omega_r t + \theta) \qquad \textbf{(III.17b)}$$

Où la phase θ et l'amplitude $\Delta I(0)$ sont définies par les conditions initiales. $\Delta I(t)$ Oscille avec une pulsation de résonance de ω_r**,** cette oscillation est amortie exponentiellement dans le temps avec un taux d'amortissement $\frac{\gamma_1\eta}{2}$. La stabilité du fonctionnement du laser est assurée par le fait que ce terme est toujours positif. On peut aussi définir le facteur de qualité Q de cet oscillateur qui décrit le degré d'amortissement du système par le rapport de la pulsation de résonance sur le taux d'amortissement qui est donné par la relation suivante:

$$Q = \frac{2\omega_r}{\gamma_1\eta} \qquad \textbf{(III.18)}$$

III.1.5. Influence de la rétro-injection à la même pulsation

On va maintenant considérer le cas où une partie de la lumière qui est sortie de la cavité est réinjectée dans celle-ci. (Voir la figure II.12(a), page 38).

III.1.5.1. Couplage diode - cible

Il faut donc décrire ce couplage entre la cavité laser et la cible externe. A partir des équations *(III.2), (III.3)* et par un même raisonnement on supposera que le terme représentant le champ électrique réinjecté dans la cavité est de la forme $+\gamma_{ext}E(t)\,e^{i\omega t}$ où γ_{ext}, appelé le coefficient de couplage, indique la proportion du champ réinjecté dans le mode de la cavité. En outre, on devra prendre en compte le temps de vol du champ à l'extérieur de la cavité. Ce temps de vol est donné par $\tau = \frac{2d}{c}$ et par conséquent le champ réinjecté dans la cavité au temps t est le champ qui est sortie de la cavité au temps $(t - \tau)$. On écrit alors les équations du laser rétro-injecté comme suit:

$$\begin{cases} \frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1\left(N_0 - N(t)\right) - BN(t)|E(t)|^2 \\ \frac{dE(t)}{dt}e^{i\omega t} = \left[i\omega_c + \frac{1}{2}\left(BN(t) - \gamma_c\right)\right]E(t)e^{i\omega t} + \gamma_{ext}\,E\left(t-\tau\right)e^{i\omega(t-\tau)} \end{cases} \qquad \textbf{(III.19)}$$

Le coefficient de couplage γ_{ext} est un terme qui tient compte de la réflectivité de la cible et du recouvrement du champ par une adaptation de mode dans la cavité. On va maintenant calculer une expression pour γ_{ext} . Pour cette analyse reprenons l'équation *(III.3)*.

III.1.5.2. Cas de la cavité seule

La condition laser s'exprime de nouveau en écrivant que le champ électrique doit rester inchangé après un aller-retour dans la cavité, ce qui se traduit, en prenant l'hypothèse d'un laser monomode, par:

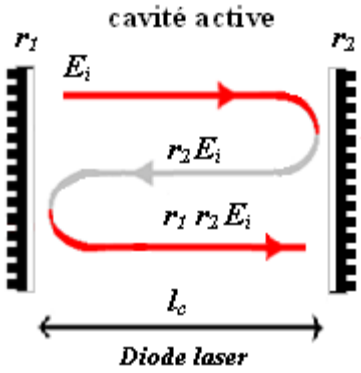

Figure III.1. Amplitudes des champs lors la cavité seule.

Le champ électrique total s'écrit comme suit :

$$E(t) = r_1 r_2 \, e^{j2\Phi_{l_c}} \, e^{(g-\alpha)} \, E_i(t) \qquad \textbf{(III.20a)}$$

Où :

g est le gain linéaire par unité de longueur dû à l'émission stimulée dans la cavité en présence de rétro-injection, et α la perte optique par unité de longueur dans la même cavité.

A partir de l'équation *(III.20a),* on peut écrire la condition d'oscillation laser par l'équation suivante:

$$r_1 r_2 \, e^{j2\Phi_{l_c}} \, e^{(g-\alpha)} = 1 \qquad \textbf{(III.20b)}$$

$$(g - \alpha) = \frac{1}{2\Phi_{l_c}} ln \left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \qquad \textbf{(III.20b)}$$

avec: $(g - \alpha) = \gamma_c$ *et* $\Phi_{l_c} = \frac{2\pi\nu n l_c}{c}$.

c est la vitesse de la lumière, ν la fréquence optique et lc la longueur de cavité et n l'indice de réfraction du milieu active.

On peut ainsi écrire le taux d'amortissement comme suit:

$$\gamma_c = \frac{c}{2nl_c} ln \left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \qquad \textbf{(III.21a)}$$

Où on a négligé les pertes internes de la cavité. Si on suppose que

$$R_1 = |r_1|^2 = 1 \text{ et } R_2 = |r_2|^2 \approx 1 \qquad \textbf{(III.21b)}$$

On obtient,

$$\gamma_c \simeq \frac{c}{2nl_c} (1 - R_2) \qquad \textbf{(III.21c)}$$

III.1.5.3. Cas de la cavité avec cible

Si E_i est le champ incident sur le miroir de sortie (figure. III. 2),

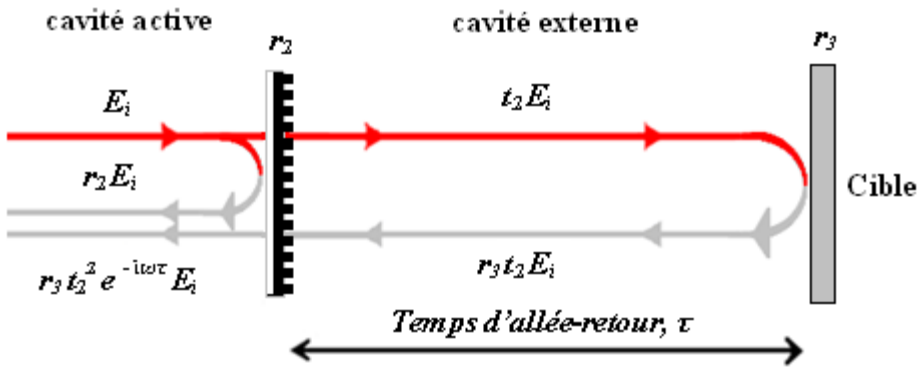

Figure III.2. Amplitudes des champs lors d'une réinjection.

Le champ total, champ réfléchi et champ réinjecté dans la cavité, vaut :

$$E_r e^{i\omega t} = \left[r_2 + (1-R_2) r_3 e^{-i\omega\tau} + H\left(e^{-im\omega\tau}\right)\right] E_i e^{i\omega t} \qquad \textbf{(III. 22)}$$

Avec : $t_2^2 = (1-R_2)$

Où m est un entier. H représente les allers-retours multiples entre le miroir de sortie et la cible, qui sont négligeables dans le cas $r_3 \ll 1$. On peut donc définir une réflectivité par :

$$R_2^{eff} = \left|r_2^{eff}\right|^2 = \left|\frac{E_r}{E_i}\right|^2 = \left|r_2\left[1+\xi e^{-i2\pi\nu\tau}\right]\right|^2$$

Enfin, l'effet de couplage entre le laser et la cible est défini par le paramètre:

$$\xi = (1-R_2)\frac{r_3}{r_2},$$

Où $E_i(t)$ est le champ électrique initial dans la cavité laser, $E_r(t)$ le champ électrique global après la rétro-injection de la lumière réfléchie dans la cavité active.

On peut donc exprimer le taux d'amortissement de la cavité couplée à la cible externe par l'expression suivant :

$$\gamma_c^{eff} = \frac{c}{2nl_c} ln\left(\frac{1}{R_1 R_2^{eff}}\right) \qquad \textbf{(III.23a)}$$

En remplaçant R_2^{eff} dans *(III.23a)*,on obtient

$$\gamma_c^{eff} = \gamma_c - \frac{c}{nl_c}(1-R_2)\frac{r_3}{r_2}e^{-i\omega\tau} \approx \gamma_c - 2\gamma_c r_3 e^{-i\omega\tau} \qquad \textbf{(III.23b)}$$

On peut tenir compte de la lumière réinjectée en remplaçant γ_c par γ_c^{eff} dans l'équation *(III.3)*. En comparant ensuite l'équation *(III.3)* avec γ_c^{eff} et l'équation *(III.19)*, on peut écrire la relation suivant :

$$-\frac{1}{2}\gamma_c^{eff} E(t) e^{i\omega t} = -\frac{1}{2}\gamma_c E(t) e^{i\omega t} + \gamma_{ext} E(t-\tau) e^{i\omega(t-\tau)}$$

$$-\frac{1}{2}\left(\gamma_c - 2\gamma_c r_3 e^{-i\omega\tau}\right) E(t)\, e^{i\omega t} = -\frac{1}{2}\gamma_c\, E(t)\, e^{i\omega t} + \gamma_{ext}\, E(t-\tau)\, e^{i\omega(t-\tau)}$$

$$\gamma_c r_3\, E(t-\tau)\, e^{i\omega(t-\tau)} = \gamma_{ext}\, E(t-\tau)\, e^{i\omega(t-\tau)}$$

$$\gamma_{ext} = \gamma_c r_3 \qquad \textbf{(III.24)}$$

Le dernier paramètre que l'on prendra en compte pour l'étude de la rétro-injection est lié aux caractéristiques de la cible. Le paramètre de rétro-injection sera défini par un terme de coefficient de couplage γ_{ext} :

$$\gamma_{ext} = \gamma_c \cdot \sqrt{R_{eff}}$$

Où R_{eff} est défini comme étant la réflectivité effective de la cible et s'exprime à l'aide de la (figure. III.2) par la formule suivante :

$$R_{eff} = |g.r_3|^2$$

Avec *:* $R_3 = |r_3|^2$

Le facteur g ($0 < g < 1$) caractérise le taux de recouvrement entre le champ intracavité et le champ réinjecté dans le laser; la valeur g =1 correspond au recouvrement parfait entre les deux champs. r_3 est le coefficient de réflexion de la cible.

III.1.5.4. Etat stationnaire d'un laser réinjecté

On va maintenant considérer l'état stationnaire d'un laser réinjecté à la même fréquence optique. Lorsqu'un système est stationnaire ou permanent, ses caractéristiques ne varient pas au cours du temps. A partir de l'équation (III.19).

On exprime l'amplitude du champ électrique

$$E(t)e^{i\omega t} = E_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t} \qquad \textbf{(III.25)}$$

On remplace l'expression *(III.25)* dans l'équation *(III.19)* ce qui donne:

$$\frac{dE_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t}}{dt} = \left[i\omega_c + \frac{1}{2}\left(BN(t)-\gamma_c\right)\right] E_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{i\omega t} + \gamma_{ext}\, E_c(t-\tau)\; e^{i\Phi_c(t-\tau)}e^{i\omega(t-\tau)}$$

On sépare les parties imaginaires et réelles de l'équation *(III.19),* on obtient :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1(N_0\text{-}N(t))\text{-}BN(t)|E(t)|^2 \qquad \textbf{(III.26)}$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}\left(BN(t)\text{-}\gamma_c\right)E_c(t) + \gamma_{ext}cos(\Phi_c(t\text{-}\tau)\text{-}\Phi_c(t)\text{-}\omega\tau)E_c(t\text{-}\tau) \qquad \textbf{(III.27)}$$

$$\frac{d\Phi_c(t)}{dt} = \omega_c\text{-}\omega + \gamma_{ext}\ sin(\Phi_c(t\text{-}\tau)\text{-}\Phi_c(t)\text{-}\omega\tau)\frac{E_c(t\text{-}\tau)}{E_c(t)} \qquad \textbf{(III.28)}$$

On note, par rapport aux équations *(III.7), (III.8),* un terme sinusoïdal ajouté dans les équations du champ et de la phase.

Comme précédemment, on peut trouver les valeurs stationnaires $\grave{N_s}$ et $\grave{E_s}$ pour le système d'équations *(III.26), (III. 27)* et *(III. 28)* en fixant les dérivées à zéro et en écrivant que $E_c(t) = E_c(t-\tau) = \grave{E_s}$ et $\Phi_c(t) = \Phi_c(t-\tau) = \grave{\Phi_s}$.

On obtient alors

$$N(t)=\grave{N_s} = \frac{\gamma_c\text{-}2\gamma_{ext}cos(\omega\tau)}{B} \qquad \textbf{(III.29)}$$

Et

$$\grave{E_s}^2 = E_{sat}^2\ \frac{\eta\text{-}1+\frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_c}cos(\omega\tau)}{1\text{-}\frac{2\gamma_{ext}}{\gamma_c}cos(\omega\tau)} \qquad \textbf{(III.30)}$$

Où l'intensité de saturation I_s est égale à $E_{sat}^2 = \frac{\gamma_1}{B}$.

Dans le cas où la réinjection est faible $(\gamma_{ext} \ll \gamma_c)$, l'équation ***(III.30)*** se simplifie et prend la forme suivante :

$$\grave{E_s}^2 = E_s^2\left(1\text{-}\ \frac{2\eta\ \gamma_{ext}}{(\eta\text{-}1)\gamma_c}cos(\omega\tau)\right) \qquad \textbf{(III.31)}$$

Où E_s^2 est la valeur du champ sans réinjection ($\gamma_{ext} = 0$) donné par l'équation ***(III.10).***

L'équation de phase donne la relation qui suit :

$$\omega \simeq \omega_c\text{-}\ \gamma_{ext}\ sin(\omega\tau) \qquad \textbf{(III.32)}$$

On peut utiliser l'équation *(III.32)* pour récrire l'amplitude du champ électrique par :

$$E(t)e^{i\omega t} = E_c(t)e^{i\Phi_c(t)}e^{\ i\omega t} = E_c(t)e^{i\left(K\text{-}\gamma_{ext}\ sin\ (\omega_c\tau)t\right)}e^{\ i\omega_c t}$$

Avec la constante $K = 2\pi\ m$ (Où m est un entier).

Où on a choisi arbitrairement la constante d'intégration $K = 0$. On obtient alors.

$$\grave{\Phi_s} = -\ \gamma_{ext}\ sin(\omega_c\tau)t \qquad \textbf{(III.33)}$$

On voit alors qu'une réinjection à la même pulsation se traduit par une modification des valeurs stationnaires de l'inversion de population et du champ électrique ainsi que de la fréquence optique du laser. On remarque notamment que les nouvelles valeurs

stationnaires dépende de la position de la cible d'une façon interférométrique par le terme *cos* ($\omega\tau$) mais également de sa nature avec le coefficient γ_{ext} .

III.1.6. Influence de la rétro-injection avec décalage en pulsation

On place un système qui décale la fréquence entre la source laser et la cible. (Voir la figure II.13(a), page 39).

Le comportement dynamique d'un laser soumis à une faible réinjection optique ($r_3 << 1$) décalée en fréquence peut être décrit par les équations de Lang et Kobayashi:

• Laser réinjecté décalé en pulsation

Considérons un champ rétro-injecté décalé en pulsation de Ω sur un aller-retour. On écrit son amplitude de la façon suivante :

$$E_{reinj}=E_c(t-\tau)e^{(i\Phi_c(t-\tau))}e^{(i(\omega+\Omega)(t-\tau))} \qquad \textbf{(III.34)}$$

On écrit alors les équations de Lang-Kobayashi *(III.2)* et *(III.3)* pour ce cas :

$$\begin{cases} \dfrac{dN(t)}{dt} = \gamma_1(N_0-N(t))-BN(t)|E_c(t)|^2 \\ \dfrac{dE_c(t)}{dt} = \dfrac{1}{2}\left(BN(t)-\gamma_c\right)E_c(t)+\gamma_{ext}\,E_c(t-\tau)e^{i\omega(t-\tau)} \end{cases} \qquad \textbf{(III.35)}$$

On applique la même méthode de démonstration des équations de Lang- Kobayashi dans la rétro-injection à la même pulsation et par suite, on a :

$$\frac{dN(t)}{dt} =\gamma_1(N_0-N(t))-BN(t)|E_c(t)|^2 \qquad \textbf{(III.36)}$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} =\frac{1}{2}\left(BN(t)-\gamma_c\right)E_c(t)+\gamma_{ext}cos\,[\Omega t-(\omega+\Omega)\tau-\Phi_c(t)+\Phi_c(t-\tau)]\,E_c(t-\tau) \qquad \textbf{(III.37)}$$

$$\frac{d\Phi_c(t)}{dt} =\omega_c-\omega+\gamma_{ext}sin[\Omega t-(\omega+\Omega)\tau-\Phi_c(t)+\Phi_c(t-\tau)]\,\frac{E_c(t-\tau)}{E_c(t)} \qquad \textbf{(III.38)}$$

De façon à simplifier les équations précédentes, on fait des hypothèses. La pulsation optique ω du champ n'est pas modifiée par la rétro-injection car elle est supposée faible. Cela conduit à écrire que $\omega \approx \omega_c$. On introduit également l'approximation que le temps de vol est très inférieur à la période de décalage $\tau \ll \frac{1}{\Omega}$. On peut écrire

$$E(t-\tau)\approx E(t) \quad \text{et} \quad \Phi(t-\tau)\approx \Phi(t)$$

On simplifie alors le système qui devient :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma_1(N_0\text{-}N(t))\text{-}BN(t)|E_c(t)|^2 \quad \textbf{(III.39)}$$

$$\frac{dE_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}\left(BN(t)\text{-}\gamma_c\right)E_c(t) + \gamma_{ext}\cos\left(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau\right)E_c(t) \quad \textbf{(III.40)}$$

$$\frac{d\Phi_c(t)}{dt} = \gamma_{ext}\sin(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau) \quad \textbf{(III.41)}$$

Les valeurs stationnaires sont semblables à celles calculées lorsqu'il n'y a pas de rétro-injection optique. Elles sont donc $N_s=\frac{\gamma_c}{B}$ et $E_s^2 = E_{sat}^2\left(\eta\text{-}1\right)$ de plus, l'amplitude du champ électrique et de la phase est modulée à la pulsation Ω et proportionnelle au coefficient de couplage γ_{ext}. Pour résoudre le système on utilise à nouveau la méthode d'analyse des perturbations. Cela amène au système suivant:

$$\frac{d\Delta N(t)}{dt} = -\left(\gamma_1 + BE_s^2\right)\Delta N(t) \text{-}2BN_sE_s\Delta E_c(t) \quad \textbf{(III.42)}$$

$$\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} = \frac{1}{2}BE_s\Delta N(t) + \gamma_{ext}\cos\left(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau\right)E_s \quad \textbf{(III.43)}$$

$$\frac{d\Delta\Phi_c(t)}{dt} = \gamma_{ext}\sin(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau) \quad \textbf{(III.44)}$$

En isolant $\Delta N(t)$ dans la seconde équation, et en substituant ce terme dans la première, on écrit pour le champ électrique une équation différentielle du second degré avec second membre sinusoïdal :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + \eta\gamma_1\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \gamma_1\gamma_c\left(\eta\text{-}1\right)\Delta E_c(t) = E_s\gamma_{ext}\left[\eta\gamma_1\cos\left(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau\right)\text{-}\Omega\sin\left(\Omega t\text{-}\omega_c\tau\text{-}\Omega\tau\right)\right] \quad \textbf{(III.45)}$$

On résout cette équation différentielle du second ordre. Dans un premier temps, on s'intéresse à la résolution de l'équation homogène. Il s'agit alors d'un système dont les oscillations sont décrites par la variable dynamique $\Delta E_c(t)$. Le système constitue un oscillateur harmonique amorti si $\Delta E_c(t)$ satisfait à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)}{dt^2} + 2\lambda\frac{d\Delta E_c(t)}{dt} + \omega_r^2\Delta E_c(t) = 0 \quad \textbf{(III.46)}$$

Où $\omega_r = \sqrt{\gamma_1 \gamma_c (\eta - 1)}$ représente la pulsation propre du système que l'on nomme pulsation de relaxation du laser considéré. De même, $\lambda = \frac{\eta \gamma_1}{2}$ correspond au coefficient d'amortissement du laser considéré.

- **Résolution des équations différentielles linéaires du second ordre à coefficients constants**

La solution générale de l'équation complète

$$\Delta E_c(t)_g = \Delta E_c(t)_{homo} + \Delta E_c(t)_{part} \qquad \textbf{(III.47)}$$

a) solution homogène

Si on pose : $r = \frac{d\Delta E_c(t)}{dt}$, $r^2 = \frac{d^2 \Delta E_c(t)}{dt^2}$

L'équation caractéristique prend la forme suivante :

$$a\, r^2 + b\, r + c = 0 \qquad \textbf{(III.48)}$$

Calcul son discriminant Δ suivant:

$$\Delta = b^2 - 4\, a\, c = 4\lambda^2 - 4\omega_r^2$$

Pour un laser de classe B pour lequel $\gamma_1 \ll \gamma_c$ et donc $\gamma_1 \eta \ll \omega_r$,

Alors $\Delta < 0$. En effet $\Delta < 0$ et par conséquent le polynôme admet deux racines complexes conjuguées

$$r_1 = \lambda + i\beta \quad et \quad r_2 = \lambda - i\beta .$$

La solution $\Delta E_c(t)$ décrit alors les oscillations libres et amorties du système. L'oscillateur évolue selon un régime transitoire libre du second ordre. D'un point de vue énergétique, à l'instant initial, l'excitation fournit une quantité d'énergie suffisante pour que le système entre en régime oscillant. Par des phénomènes de dissipation, l'énergie décroît ensuite en fonction du temps jusqu'à une valeur nulle. Cette équation se résout trivialement par la méthode de résolution des équations différentielles du second ordre linéaire et à coefficients constants.

La solution est alors de la forme

$$\Delta E_c(t)_{homo} = e^{\lambda t} \cdot (A \cdot \cos(\beta \cdot t) + B \cdot \sin(\beta \cdot t)) \qquad \textbf{(III.49)}$$

La solution peut être mise sous la forme

$$\Delta E_c(t)_{homo} = K \cdot e^{\lambda t} \cdot \cos(\beta \cdot t + \varphi) \qquad \textbf{(III.50)}$$

$$r_{1,2} = \frac{-\gamma_1\eta \pm \sqrt{\gamma_1^2\eta^2 - 4(\omega_r)^2}}{2(1)} = -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm \sqrt{\frac{\gamma_1^2\eta^2}{4} - \frac{4(\omega_r)^2}{4}}$$

$$r_{1,2} \simeq -\frac{\gamma_1\eta}{2} \pm i\omega_r = -\lambda \pm i\omega_r$$

et par suite, on a :

$$\lambda = -\frac{\gamma_1\eta}{2} \quad \text{et} \quad \beta = \omega_r \qquad \textbf{(III.51)}$$

Cette solution correspond à l'expression établie pour l'amortissement de l'intensité d'un laser de classe B, on trouve que la solution homogène qui conduit à une solution de type oscillateur harmonique amorti représentative du comportement d'un laser de classe B.

b) solution particulière

Postulons qu'une solution particulière de l'équation différentielle est de la forme :

$$\Delta E_c(t)_{part} = A\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) + B\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) \qquad \textbf{(III.52)}$$

Calculons alors les dérivées premières et secondes de $\Delta E_c(t)$:

$$\frac{d\Delta E_c(t)_{part}}{dt} = -A\,\Omega\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) + B\,\Omega\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) \qquad \textbf{(III.53)}$$

$$\frac{d^2\Delta E_c(t)_{part}}{dt^2} = -A\,\Omega^2\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) - B\,\Omega^2\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) \qquad \textbf{(III.54)}$$

Remplaçons dans *(III.45)* les valeurs de $\Delta E_c(t)$ et de ses dérivées, [*(III.52), (III.53), (III.54)*] pour en déduire A et B :

$$\left(-A\,\Omega^2\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) - B\,\Omega^2\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)\right) +$$

$$\eta\gamma_1\left(-A\,\Omega\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) + B\,\Omega\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)\right) +$$

$$\gamma_1\gamma_c(\eta - 1)\left(A\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) + B\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)\right) = E_s\gamma_{ext}\left[\eta\gamma_1\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) - \Omega\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)\right]$$

En factorisant les termes en $\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)$ et en $\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)$:

Avec : $\gamma_1\gamma_c(\eta - 1) = \omega_r$.

$$\left(-A\,\Omega^2 + \eta\gamma_1 B\,\Omega + \omega_r{}^2 A\right)\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) + \left(-B\,\Omega^2 - \eta\gamma_1 A\,\Omega + \omega_r{}^2 B\right)\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) =$$

$$\left(E_s\gamma_{ext}\,\eta\gamma_1\right)\cos(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau) - \left(E_s\gamma_{ext}\,\Omega\right)\sin(\Omega t - \omega_c\tau - \Omega\tau)$$

On en déduit un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{cases} -A\,\Omega^2 + \eta\gamma_1 B\,\Omega + \omega_r{}^2 A = E_s\gamma_{ext}\,\eta\gamma_1 \\ -B\,\Omega^2 - \eta\gamma_1 A\,\Omega + \omega_r{}^2 B = E_s\gamma_{ext}\,\Omega \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\omega_r{}^2 - \Omega^2)A + \eta\gamma_1\Omega B = E_s\gamma_{ext}\,\eta\gamma_1 \\ (\omega_r{}^2 - \Omega^2)B - \eta\gamma_1\Omega A = E_s\gamma_{ext}\,\Omega \end{cases}$$

Dont on déduit:

$$A = E_s\gamma_{ext}\,\frac{(\eta\gamma_1+\Omega)(\eta\gamma_1\omega_r{}^2)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}$$

$$B = E_s\gamma_{ext}\,\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)(\eta\gamma_1+\Omega)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}$$

On montr donc que

$$\Delta E_c(t)_{part} = E_s\gamma_{ext}\,\frac{(\eta\gamma_1+\Omega)(\eta\gamma_1\omega_r{}^2)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}\cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)$$

$$+E_s\gamma_{ext}\,\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)(\eta\gamma_1+\Omega)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}\sin(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)$$

Est une solution particulière de l'équation *(III.39)*.

c) Mise en forme de la solution particulière

On a vérifié que l'équation *(III.52)* est une solution particulière de *(III.45)*, si

$$A = E_s\gamma_{ext}\,\frac{(\eta\gamma_1+\Omega)(\eta\gamma_1\omega_r{}^2)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}$$

$$B = E_s\gamma_{ext}\,\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)(\eta\gamma_1+\Omega)}{(\Omega^2-\omega_r{}^2+\eta\gamma_1\Omega)\left(\eta\gamma_1\omega_r{}^2+\Omega(\Omega^2-\omega_r{}^2+\gamma_1{}^2\eta^2)\right)}$$

On cherche maintenant à mettre $\Delta E_c(t)_{part}$ sous la forme

$$\Delta E_c(t)_{part} = C\cdot\cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau+\Phi) \qquad \textbf{(III.55)}$$

En partant de *(III.52)* :

$$\Delta E_c(t)_{part} = A\cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)+B\sin(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)$$

$$\Delta E_c(t)_{part} = \sqrt{A^2+B^2}\left(\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}\cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)+\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}\sin(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)\right) \qquad \textbf{(III.56)}$$

Notons que $\left(\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}\right)^2+\left(\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}\right)^2=1$.

Il existe alors un angle θ tel que : $\cos(\theta)=\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}$ et $\sin(\theta)=\frac{B}{\sqrt{A^2+B^2}}$ **(III.57)**

On vérifie bien que $\cos^2(\theta)+\sin^2(\theta)=1$

On peut donc écrire :

$$\Delta E_c(t)_{part}=\sqrt{A^2+B^2}\left(cos(\theta)\ cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)+sin(\theta)\ sin(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau)\right)$$

A partir des équations trigonométriques :

$$\Delta E_c(t)_{part}=\sqrt{A^2+B^2}\ cos\left(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau-\theta\right) \qquad \textbf{(III.58)}$$

- **Calcul du gain *C***

Il reste à expliciter $\sqrt{A^2+B^2}=E_s\gamma_{ext}\sqrt{\frac{\gamma_1^2\eta^2+\Omega^2}{(\Omega^2-\omega_r^2)^2+\gamma_1^2\eta^2\Omega^2}}=C$ **(III.59)**

- **Calcul du déphasage ϕ**

À partir de *(III.55)* et de *(III.58)* on trouve que $\phi=-\theta$. En utilisant *(III.57)* :

$$cos(\theta)=\frac{A}{\sqrt{A^2+B^2}}\quad et\quad sin(\theta)=\frac{-B}{\sqrt{A^2+B^2}}$$

$$tan(\phi)=\frac{sin(\phi)}{cos(\phi)}=\frac{-B}{A}=\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r^2+\gamma_1^2\eta^2)}{\eta\gamma_1\omega_r^2}$$

$$\phi=artan\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r^2+\gamma_1^2\eta^2)}{\eta\gamma_1\omega_r^2} \qquad \textbf{(III.60)}$$

La solution particulière $\Delta E_c(t)_{part}$ s'écrit alors :

$$\Delta E_c(t)_{part}=C\cdot cos(\Omega t-\omega_c\tau-\Omega\tau+\phi)$$

A partir des équations *(III.55), (III.59), (III.60)* et avec :

$$P_{out}=\gamma_c I_s \qquad \textbf{(III.61)}$$

Où P_{out} est la puissance de sortie du laser **[Day 2000]**.

$$\Delta E_c(t)_{part}=E_s\gamma_c\,\gamma_{ext}\sqrt{\frac{\gamma_1^2\eta^2+\Omega^2}{(\Omega^2-\omega_r^2)^2+\gamma_1^2\eta^2\Omega^2}}\,cos\left[\Omega t-(\omega_c+\Omega)\tau+artan\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r^2+\gamma_1^2\eta^2)}{\eta\gamma_1\omega_r^2}\right] \textbf{(III.62)}$$

L'intensité laser $I\simeq|E|^2$ en sortie de cavité. On exprime alors *I(t)* comme :

$$I(t)\simeq|E(t)|^2=\left(E_s+\Delta E_c(t)\right)^2=E_s^2+2E_s\Delta E_c(t)=I_s+\Delta I_s \qquad \textbf{(III.63)}$$

En négligeant les termes de second ordre. On a donc l'intensité laser exprimée au cours du temps avec une partie de l'intensité décalée en fréquence et rétro-injectée :

$$I(t)=2\gamma_{ext}\gamma_c I_s\sqrt{\frac{\gamma_1^2\eta^2+\Omega^2}{(\Omega^2-\omega_r^2)^2+\gamma_1^2\eta^2\Omega^2}}\,cos\left[\Omega t-(\omega_c+\Omega)\tau+artan\frac{\Omega(\Omega^2-\omega_r^2+\gamma_1^2\eta^2)}{\eta\gamma_1\omega_r^2}\right] \qquad \textbf{(III.64)}$$

On note ici que lorsque le champ est rétro-injecté sans décalage ($\Omega=0$) alors on retrouve les expressions des états stationnaire d'un laser rétro-injecté à la même

pulsation. L'intensité du laser oscille à la pulsation de décalage Ω. En considérant que $\omega_r >> \gamma_1$, il y a une résonance à $\omega_r = \Omega$ pour laquelle l'amplitude maximale est donnée par :

$$\left(\frac{\Delta I(t,\omega_r)}{I_s}\right)_{max} = \frac{2\gamma_{ext}}{\eta\gamma_1} = \frac{2\gamma_c}{\eta\gamma_1}\sqrt{R_{eff}} \qquad \textbf{(III.65)}$$

III.2. Simulation numérique des effets de la rétro-injection

III.2.1. Introduction

Aujourd'hui, la simulation numérique est utilisée dans de nombreux domaines de recherche et développement: mécanique, mécanique des fluides, science des matériaux, astrophysique, physique nucléaire, aéronautique, climatologie, météorologie, physique théorique, mécanique quantique, biologie, chimie ainsi qu'en sciences humaines telles que la démographie, la sociologie, etc.

La simulation numérique est un moyen performant d'analyse et de compréhension des phénomènes physiques. Cette méthode est, de plus, amenée à prendre une part de plus en plus importante en recherche. Elle est une approche qui permet au chercheur et à l'ingénieur d'analyser des phénomènes qui par leur complexité échappent au calcul traditionnel. Sans prétendre à une description détaillée, on peut dire que les simulations numériques peuvent permettre de comprendre (recherche fondamentale ou appliquée), prédire (météorologie, climatologie, épidémiologie, …) ou concevoir (automobile, aéronautique, génie civil,..).

Au-delà des ordinateurs, les outils de la simulation numériques sont des modèles mathématiques (ensemble d'équations) qui décrivent les phénomènes étudiés (physiques ou autres), des méthodes ou algorithmes qui permettent à la machine de résoudre ces équations. La simulation numérique est aujourd'hui indispensable pour la recherche par l'apport à la compréhension des phénomènes complexes; pour les entreprises par le maintien de leur compétitivité (des produits conçus plus vite et moins cher).

Dans la logique de faire plus vite, mieux et moins cher, la simulation numérique présente tous les atouts. En effet, les atouts de la simulation sont la compréhension des

phénomènes physiques complexes, l'économie d'une partie des essais et l'aide à la conception et à l'optimisation (dimensionnement, coût, matière).

Les outils de la simulation numérique sont donc des programmes informatiques exécutés sur des ordinateurs: ces logiciels de calcul ou « codes » sont la traduction, à travers des algorithmes numériques, des formulations mathématiques des modèles physiques étudiés.

La simulation numérique se concrétise lorsque l'on visualise le phénomène initial sur l'écran de l'ordinateur. L'analyse critique des résultats, la vérification de la validité des modèles théoriques utilisés, la confrontation avec l'expérience doivent notamment faire partie intégrante de la démarche. Cette analyse comparative débouche sur des améliorations des modèles physiques, de leurs paramètres et des programmes informatiques de simulation.

Dans notre étude, des simulations numériques ont été réalisées sous Matlab pour apercevoir le comportement temporel d'un laser semi-conducteur, le premier cas consiste en une diode laser sans cible et deuxième cas avec la cible qui est soumis au phénomène de rétro-injection à la même pulsation et avec décalage de pulsation. Pour ce faire la, on définit divers jeux de grandeurs relatives à un semi-conducteur. On entre les caractéristiques de la cible. Les valeurs des grandeurs intrinsèques pour les lasers semi-conducteurs sont répertoriées dans le tableau III.1 suivant:

Type de source	λ *(µm)*	ω *(Hz)*	γ_c *(Hz)*	γ_1 *(Hz)*	η	ω_r *(Hz)*
Semi-conducteur	*0,66*	$4{,}54.10^{14}$	1.10^{12}	1.10^{9}	*2*	$1{,}58.10^{11}$

Table III.1. Grandeurs intrinsèques pour un laser semi-conducteur.

III.2.2. Modèle de base

Dans ce mémoire, on a utilisé le principe montré par la figure (*III.1*) pour établir des programmes de simulation des effets de la rétro-injection laser (sans et avec cible). La figure (*III.1*) décrit la structure d'un système à diode laser (type Fabry- pérot) avec cible. (Voir la figure II.12(a), page 38).

III.2.3. Organigramme de simulation d'intensité laser à semi-conducteur

Dans le cas des lasers de classe B, la dynamique du laser est complètement définie par le système d'équations, de Lang- Kobayashi comprenant deux équations différentielles caractérisant l'évolution temporelle du champ électrique *E(t)* et de l'inversion de population *N(t)*.

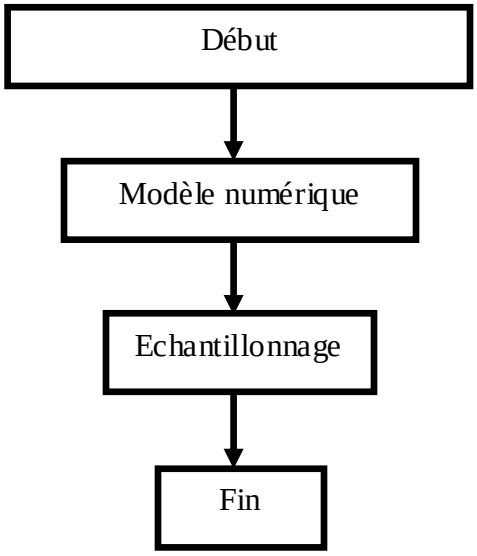

Figure III.3. Organigramme de simulation d'intensité laser à semi-conducteur.

III.2.4. Diode laser sans cible

Cette diode de type Fabry-Pérot, composée de deux miroirs plans parallèles semi-réfléchissants va permettre à l'onde de faire des allers et retours et d'être amplifiée (voir la Figure III.1, page 51).

En partant de l'organigramme schématisé ci-dessous, on élabore un programme sous Matlab. Ce programme permet de tracer les courbes qui représentent le comportement de l'intensité en fonction du temps dans le cas d'une diode laser sans cible.

- **Déroulements de résolution de l'équation de l'intensité d'une diode laser sans cible**

Ce organigramme schématisé ci-dessus, représente les différentes étapes de résolution qui détermine l'équation de l'intensité laser en fonction du temps dans le cas de la diode laser seul.

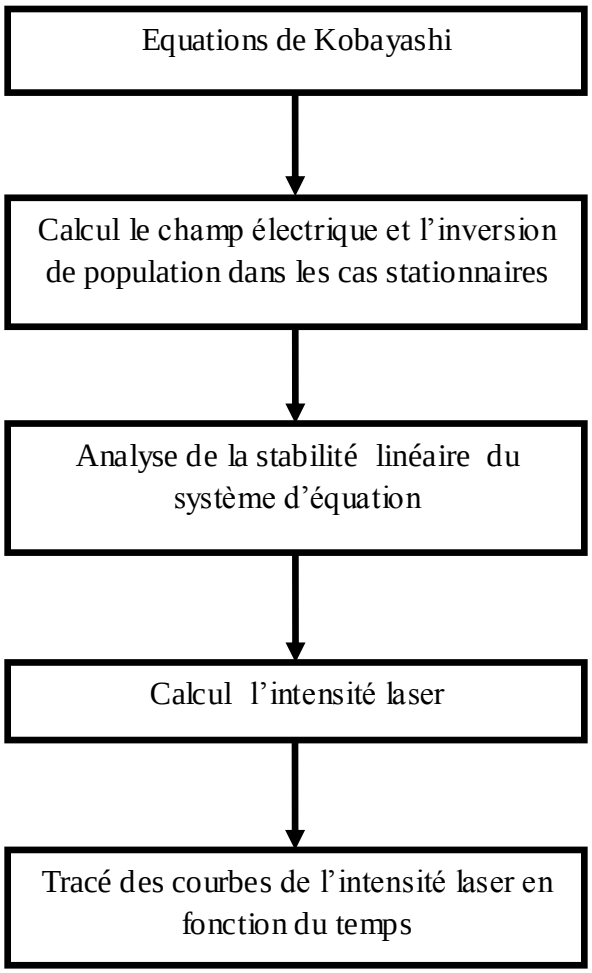

Figure III.4. Déroulements de résolution de l'équation de l'intensité dans le cas d'une diode laser sans cible

- **Courbes et interprétations des résultats de l'intensité en fonction du temps**

On accède donc à l'évolution de l'intensité du laser en fonction des paramètres caractéristiques de la cavité (pompage, γ_1 et γ_c).

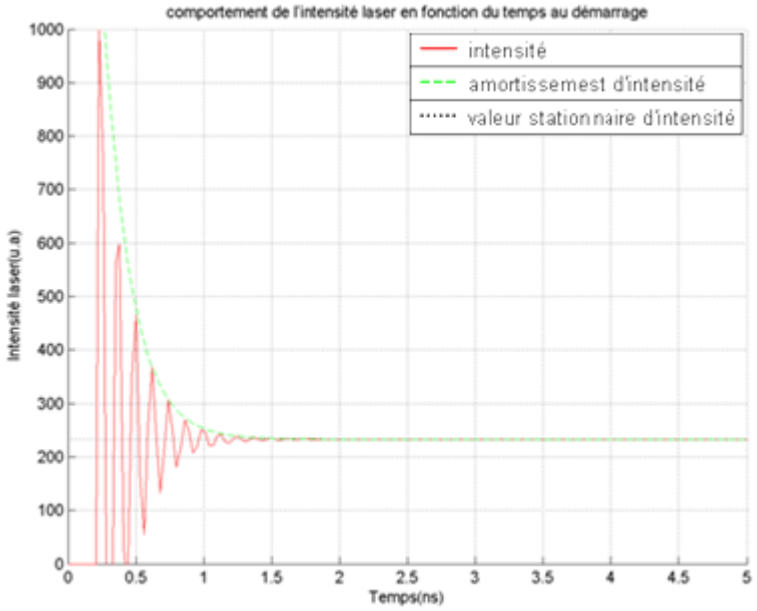

Figure III.5. Amortissement exponentiel de l'intensité autour de sa valeur stationnaire (Is = 233 u.a.).

La figure (III.5) représente le comportement de l'intensité laser au démarrage en fonction du temps où l'on note la décroissance exponentielle de l'amplitude de modulation autour de la valeur stationnaire I_s.

III2.5. Diode laser avec cible

III.2.5.1. Cas de la rétro-injection avec le même pulsation

On va maintenant considérer le cas où une partie de la lumière qui est sortie de la cavité est réinjectée dans celle-ci avec la même pulsation. (Voir la figure II.12(a), page 38) montre le schéma de principe de ce phénomène

- **Déroulements de résolution de l'équation de l'intensité d'une diode laser avec cible (réinjection avec le même pulsation)**

Ce organigramme schématisé ci-dessous, représente les étapes de résolution qui détermine l'équation de l'intensité laser en fonction du temps dans le cas de la diode laser avec une cible (Cas de la rétro-injection avec le même pulsation).

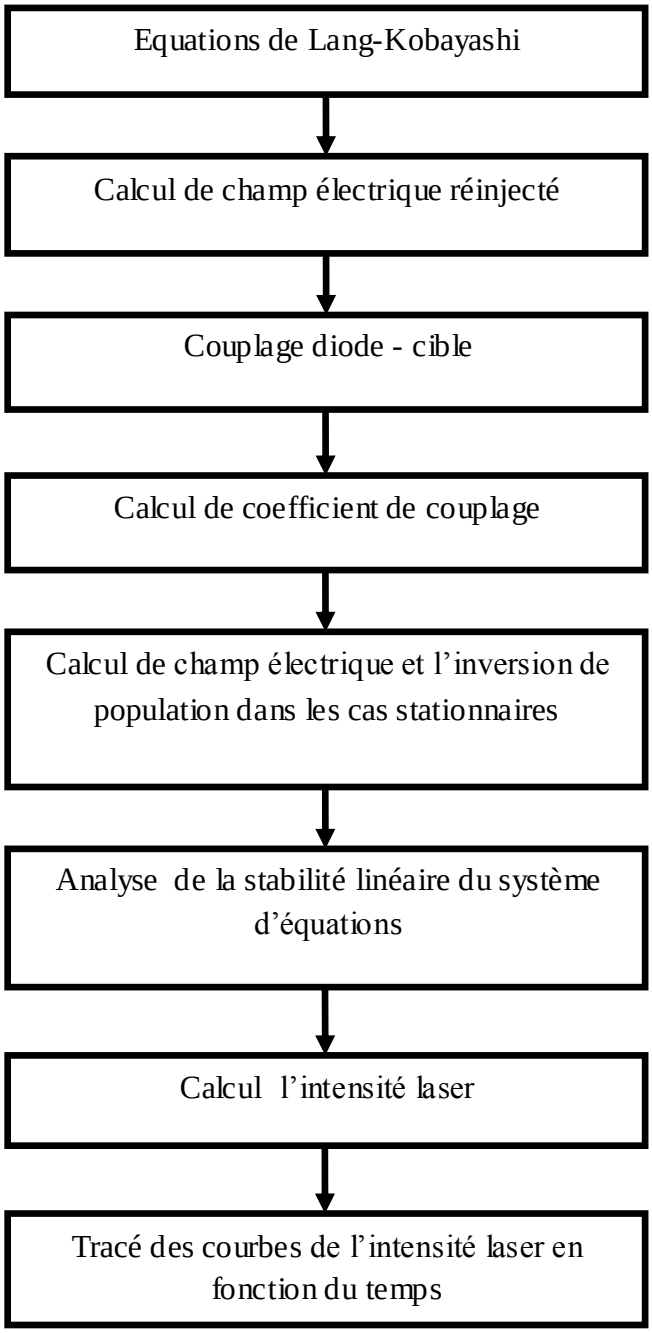

Figure III.6. Déroulements de résolution de l'équation de l'intensité dans le cas d'une diode laser avec cible (réinjection à la même pulsation)

- **Courbes et interprétations des résultats de l'intensité laser en fonction du temps**

Les figures (III.7) montrent les courbes traduisant les différents états des effets de la rétro-injection optique à la même pulsation dans les diodes laser.

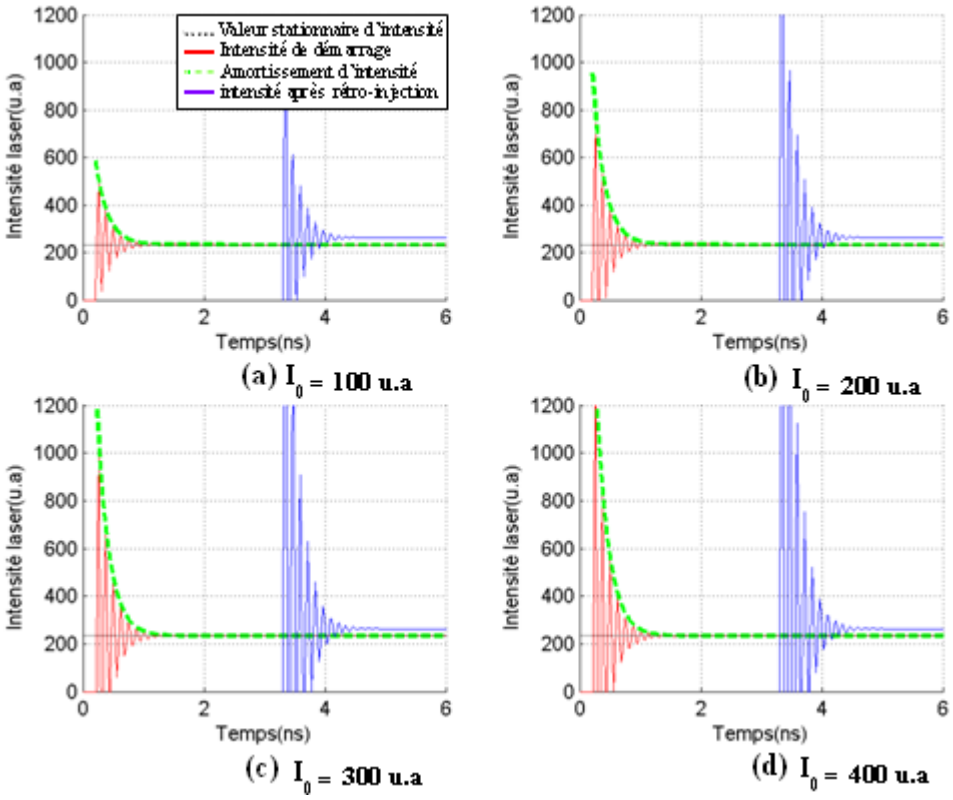

Figure III.7. La variation de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection en fonction du temps pour différentes valeurs I_0.

La figure (III.7) représente l'évolution de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection avec la même pulsation pour une valeur du coefficient de réflexion $R_{eff} = 10^{-3}$. Le temps d'un aller-retour est fixé à 3.3 ns (équivalent à une distance de 500 mm). Lorsque on varie l'intensité initiale (I_0) d'une façon croissante on distingue que l'intensité de la diode laser augmente ce qui est présenté dans chaque courbe.

Après rétro-injection les oscillations sont ré-excite pour tendre vers une nouvelle valeur stationnaire. On note une augmentation environ 12% de la valeur stationnaire après ré-excitation pour un coefficient de réflexion $R_{eff}=10^{-3}$.

Dans les courbes précédentes, le temps d'amortissement des oscillations au démarrage $t_{relax} \approx$ 1ns. Marquant une augmentation de temps d'amortissement des oscillations après ré-excitation à la valeur ($t_{relax} \approx$ 1.4 ns).

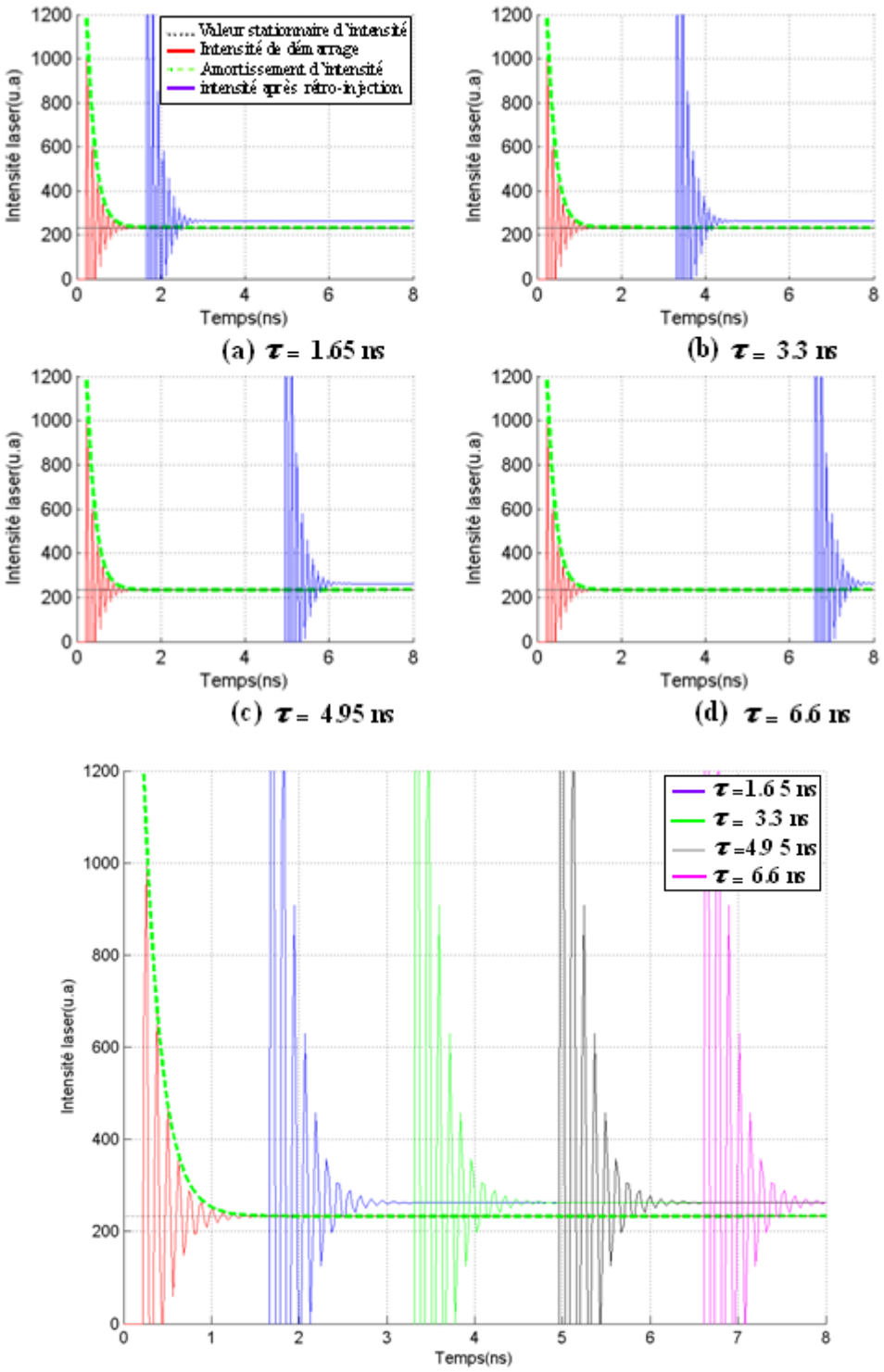

Figure III.8. La variation de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection en fonction du temps pour différentes valeurs de temps aller-retour τ.

La figure (III.8) représente l'évolution de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection avec la même pulsation pour une valeur du coefficient de réflexion

$R_{eff} = 10^{-3}$. Le temps d'un aller-retour est fixé aux quatre valeurs suivantes : 1.65, 3.3, 4.95 et 6.6 ns (équivalent à une distance 250 mm, 500 mm, 750 mm, 1000 mm).

Après stabilisation autour de la valeur stationnaire, la rétro-injection ré-excite les oscillations pour tendre vers une nouvelle valeur stationnaire. On note une augmentation d'environ 12% de la valeur stationnaire après ré-excitation pour un coefficient de réflexion $R_{eff} = 10^{-3}$. Lorsque on varie la distance entre la diode et la cible (d) d'une façon croissante on distingue que le temps d'un aller-retour augmente ce qui est présenté dans chaque courbe.

Par ce temps de vol aller-retour on peut calculer la distance entre la diode et la cible.

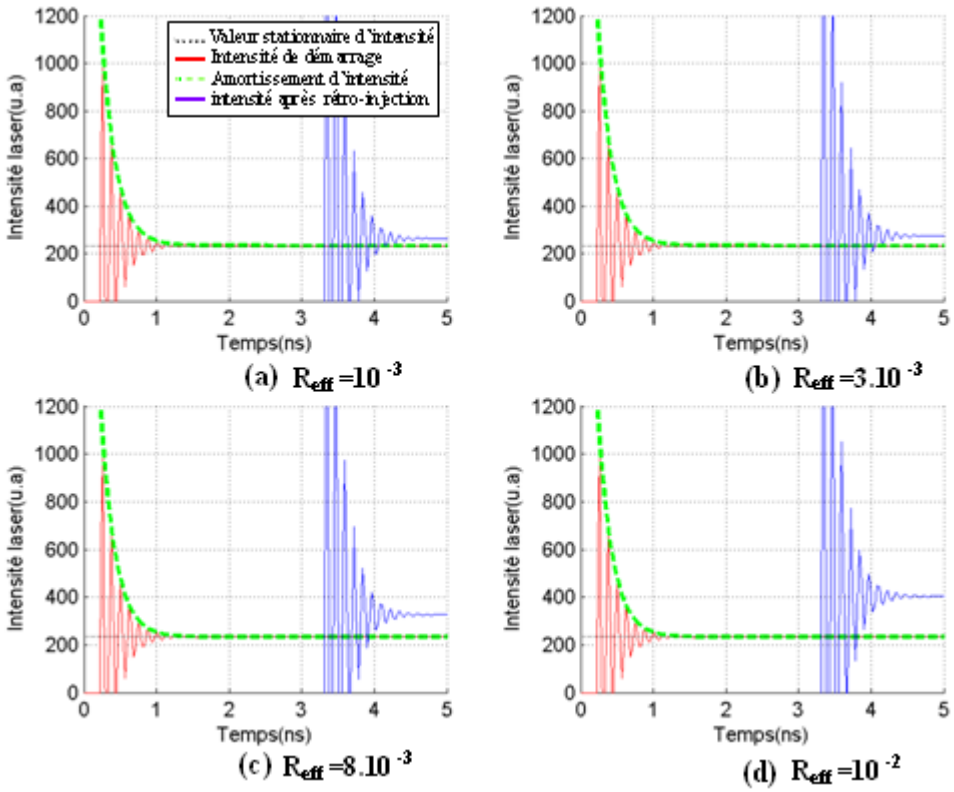

Figure III.9(a). La variation de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection en fonction du temps pour différentes valeurs de coefficient de réflexion R_{eff}.

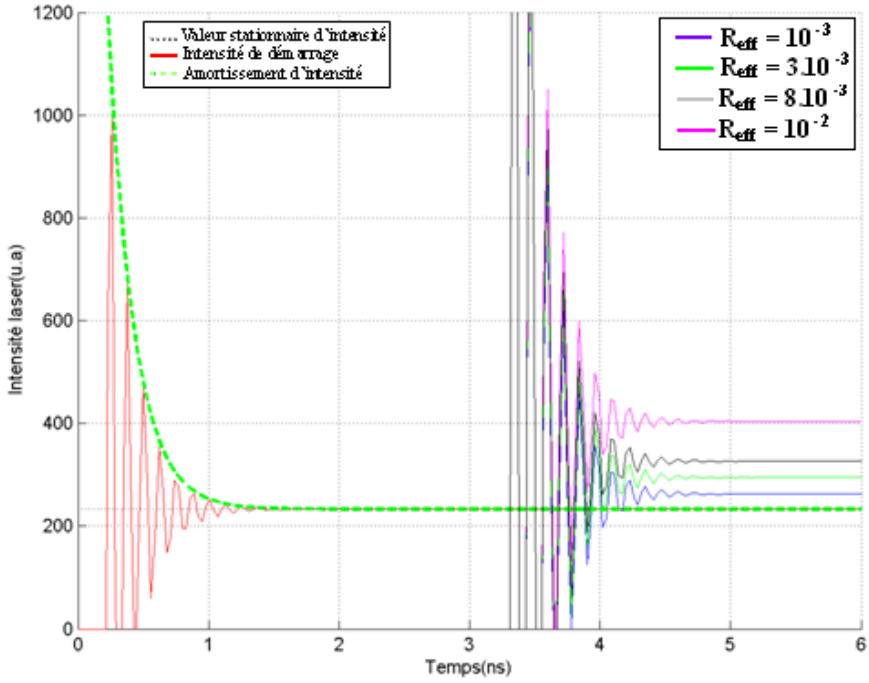

Figure III.9(b). La variation de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection en fonction du temps pour différentes valeurs de coefficient de réflexion R_{eff}.

La figure (III.9) représente l'évolution de l'intensité d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection avec la même pulsation pour un R_{eff}, fixées à les valeurs suivantes (10^{-3}, 3. 10^{-3}, 8. 10^{-3}, 10^{-2}).Le temps d'un aller-retour est fixé à 3.3 ns (équivalent à une distance de 500 mm).

Après stabilisation autour de la valeur stationnaire, le rétro-injection ré-excite les oscillations pour tendre vers une nouvelle valeur stationnaire. Lorsque on varie R_{eff} d'une façon croissante on distingue que les cas stationnaires augmente ce qui est présenté dans chaque courbe.

D'autre part, On observe une augmentation d'environ les valeurs suivantes par chaque courbe (12%, 17%, 20%, 30%) de la valeur stationnaire.

III.2.5.2. Cas de la rétro-injection avec un décalage de pulsation

On va maintenant considérer le cas où une partie de la lumière qui est sortie de la cavité est réinjectée dans celle-ci avec décalage de pulsation Ω sur un aller-retour. (Voir la figure II.13(a), page 39) montre le schéma de principe de ce phénomène.

Concernant la cible, on donne arbitrairement un coefficient de réflectivité R_{eff} = 0.001. De plus, on choisit une distance laser-cible D = 1 m qui détermine le temps de vol des

photons en dehors de la cavité. Enfin, on définit une intensité stationnaire telle que *Is = 1 u.a.*

- **Déroulements de résolution de l'équation de l'intensité d'une diode laser avec cible (réinjection décalé en pulsation)**

Ce organigramme schématisé ci-dessous, représente les étapes de résolution qui détermine l'équation de l'intensité laser en fonction du temps dans le cas de la diode laser avec une cible (Cas de la rétro-injection avec un décalage de pulsation).

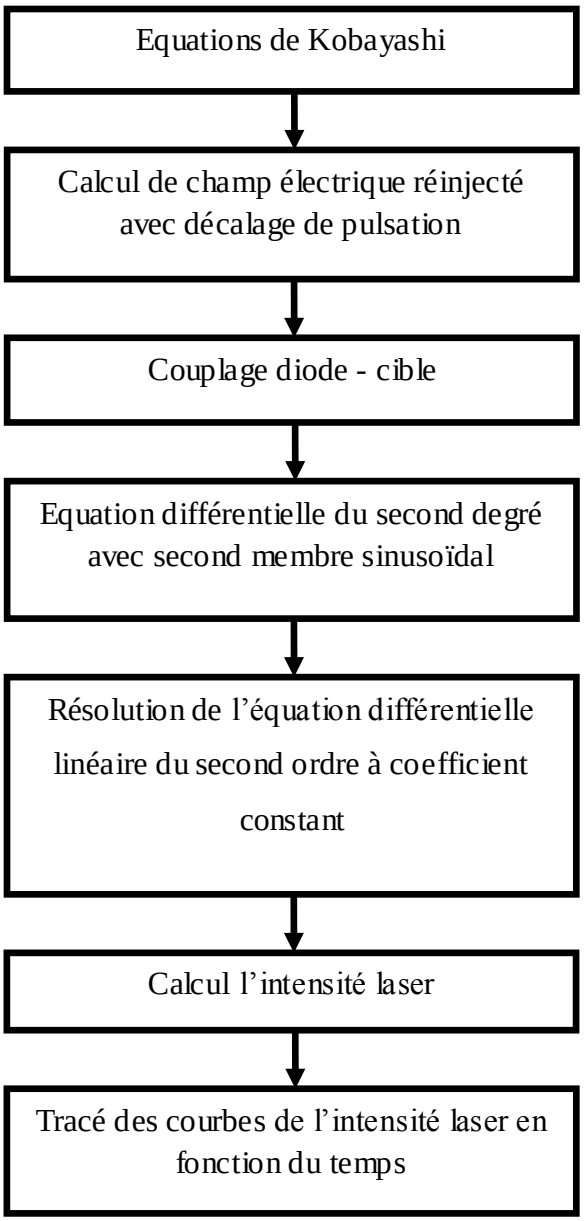

Figure III.10. Déroulementes de résolution de l'équation de l'intensité dans le cas d'une diode laser avec cible (réinjection décalé en pulsation)

- **Courbes et interprétations des résultats de l'équation de l'intensité laser en fonction du temps**

Pour voir le comportement d'amplitude d'une source semi-conductrice, on simule son comportement en rétro-injection dans les cas suivants:

a) En premier cas on produire un décalage pulsation Ω, ce dernier soit éloigné de pulsation d'oscillation de relaxation ω_r du laser où $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} = 10\%$. Le résultat est représenté sur la figure (III. 11(a)).

b) En deuxième cas on fixe la pulsation à la valeur Ω =172 GHZ et la pulsation d'oscillation de relaxation ω_r =158 GHZ du laser où $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} = 8\%$.Le résultat est représenté sur la figure (III.11(b)).

c) En troisième cas on fixe la pulsation Ω =166 GHZ et la pulsation d'oscillation de relaxation ω_r =158 GHZ du laser où $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} = 5\%$.Le résultat est représenté sur la figure (III.11(c)).

d) En quatrième cas la pulsation Ω est à proximité de la pulsation d'oscillation de relaxation ω_r du laser où $\frac{\omega_r - \Omega}{\omega_r} = 1\%$. Le système est alors quasiment à la résonance. Le résultat est représenté sur la figure (III.11(d)).

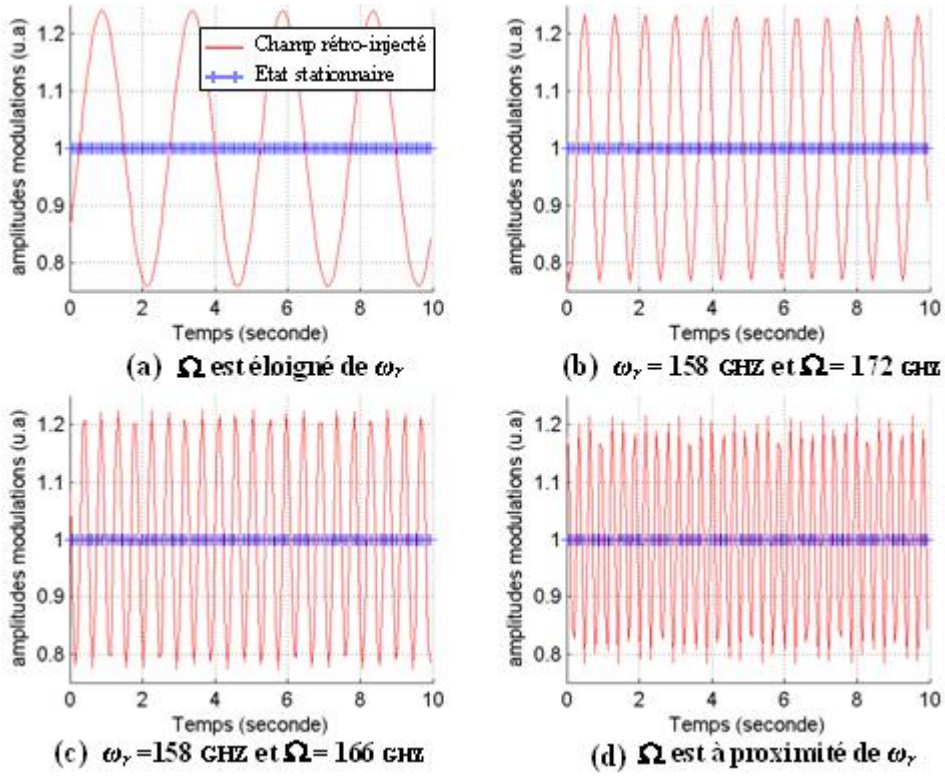

Figure III.11 La variation de l'amplitude des modulations en fonction du temps d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection pour différentes valeurs de Ω, ω_r = 158 GHz et I_s=1u.a.

Cette figure représente le comportement d'amplitude des modulations en fonction du temps d'une source à semi-conducteur car il y a une amplification du signal rétro-injecté par la cible. En effet, la modulation relative d'intensité est $\Delta I_{SC} = 0,4$ *u.a*.

Dans le cas où $\Omega = \omega_r$, l'amplitude est maximal, ce qui créer un phénomène de battement. Le système alors quasiment à la résonance.

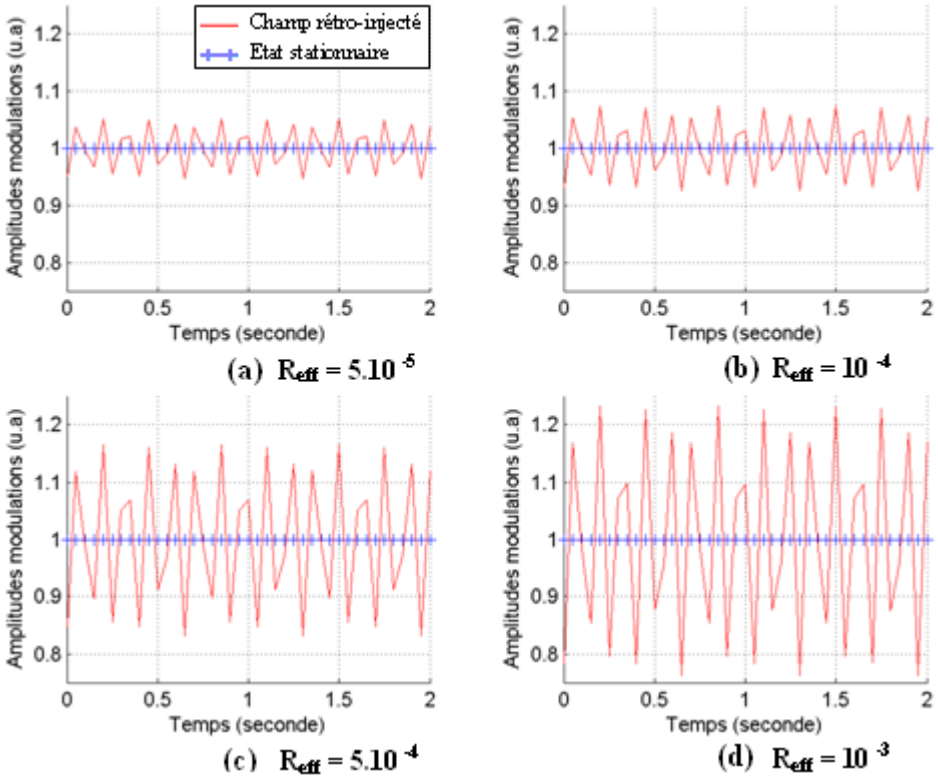

Figure III.12. La variation de l'amplitude des modulations en fonction du temps d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection pour différentes valeurs de R_{eff}, ω_r = 158 GHz, Ω = 160 GHz et I_s=1u.a.

La figure (III.12) représente la variation d'amplitude des modulations en fonction du temps d'une source laser à semi-conducteur car il y a une amplification du signal rétro-injecté par la cible par des différentes valeurs de R_{eff} suivantes (5.10^{-5} ,10^{-4},5.10^{-4},10^{-3}). En effet, la modulation relative d'intensité est égale à (ΔI_{SC} = 0.1 *u.a*, ΔI_{SC} = 0.2 u.a, ΔI_{SC} = *0.3 u.a et* ΔI_{SC} = *0.4 u.a)* dans le cas où la pulsation de décalage Ω est à proximité de la pulsation d'oscillation de relaxation ω_r. On observe que l'amplitude des modulations relative de l'intensité augmente à chaque valeur de coefficient effective R_{eff} augmente.

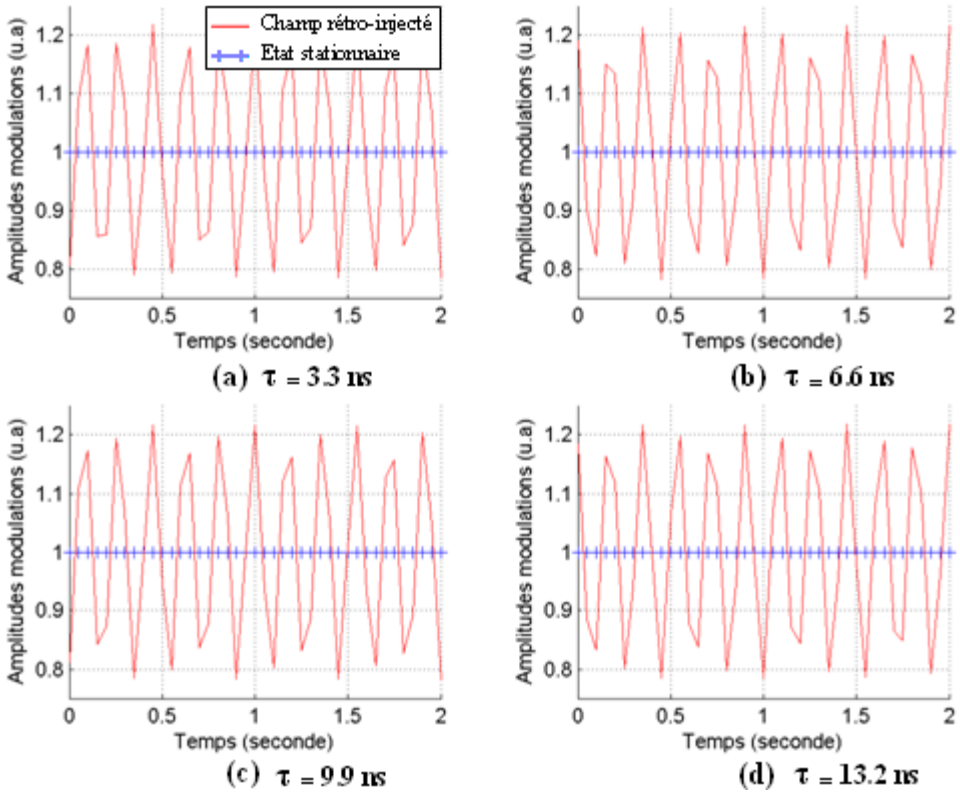

Figure III.13. La variation de l'amplitude des modulations en fonction du temps d'un laser semi-conducteur soumis à la rétro-injection pour différentes valeurs de temps aller-retour τ, ω_r = 158 GHz, Ω = 160 GHz et I_s=1u.a.

La figure (III.13) représente la variation d'amplitude des modulations en fonction du temps d'une source laser à semi-conducteur car il y a une amplification du signal rétro-injecté par la cible. Lorsqu'on varia le temps aller-retour τ entre 3 et 13 ns avec un pas de 3,3 ns qui équivalent à une distance de 500 mm. On distingue que l'amplitude reste constant et on obtient un décalage de phase qui équivalant à $k\pi$, avec k entier.

III.3. conclusion

On remarque notamment que les nouvelles valeurs stationnaires dépende de la position de la cible d'une façon interférométrique par le terme $cos\ (\omega\tau)$ mais également de sa nature avec le coefficient γ_{ext}, et par suite on constate une augmentation dans la puissance et le temps de relaxation, ainsi que l'effet de la réinjection d'un champ décalé en pulsation créant un phénomène de battement qui est amplifié par le laser et atteint son maximum lorsque le décalage en fréquence est égal à la fréquence de résonance du laser.

Conclusion Générale

CONCLUSION GÉNÉRALE

La détection laser par rétrodiffusion optique consiste à sonder une cible avec une source laser et récupérer la lumière rétrodiffusée par cette cible afin de pouvoir l'analyser. Par exemple, la microscopie laser permet d'imager des objets micrométriques en détectant directement la lumière qu'ils rétrodiffusent à l'aide d'une simple photodiode.

Le phénomène de rétro-injection optique, qui perturbe la puissance et le spectre d'émission des lasers, est souvent considéré comme parasite, notamment dans le domaine des télécommunications ; il peut cependant être utilisé à des fins métrologiques.

L'interférométrie est une technique bien connue pour la mesure des microdéplacements qui nécessite de nombreux composants optiques (lentille, séparateur de faisceaux, etc.). Par contre, l'interférométrie à rétro-injection optique est une technique émergente réduisant le nombre de composants optiques à la seule lentille de collimation du laser.

Le principal objectif de ce mémoire est la mise en œuvre des lasers solides à semi-conducteurs de classe B afin d'étudier leur comportement lorsqu'ils sont soumis à une rétro-injection optique.

La retro-injection optique qui est composé de deux éléments essentiels, la diode laser et la cible en couplage, cette dernière joue deux rôles, le premier rôle comme source qui émet le faisceau laser et le deuxième comme récepteur, car l'interférence se fait dans le milieu actif de la diode laser. Ce phénomène est fonction du coefficient de réflexion de la cible ainsi que de la distance entre le laser et la cible.

En premier lieu, on a établi les équations d'évolution temporelle de l'inversion de population et du champ électrique soumis à un retour optique. On a proposé un modèle basé sur les équations de Lang et Kobayashi. Une étude comparative de l'influence des paramètres de cavité sur la sensibilité à la rétro-injection optique a été faite.

La réponse d'une diode laser semi-conducteur soumis à des effets de la rétro-injection optique sans et avec décalage pour les différents paramètres de la diode laser et la cible a été étudié. Le laser sans cible montre des oscillations de relaxation sur l'intensité

lorsqu'il est soumis à une faible perturbation. Ces oscillations ont une fréquence qui dépend des paramètres du laser. Ensuite, on a considéré le couplage laser-cible dans le cas où le faisceau laser est focalisé sur la cible. Dans une approximation au premier ordre, cela se traduit par une modification des valeurs stationnaires de l'inversion de population et du champ électrique. Ces nouvelles valeurs stationnaires dépendent de la nature de la cible par le terme γ_{ext} et de sa position de manière interférométrique par le terme $\cos \omega\tau$, et par suite on constate une augmentation dans la puissance et le temps de relaxation, ainsi que l'effet de la réinjection d'un champ décalé en pulsation créant un phénomène de battement qui est amplifié par le laser et atteint son maximum lorsque le décalage en fréquence est égal à la fréquence de résonance du laser. Il se produit alors une modulation de l'intensité laser sur la fréquence de décalage qui comporte une information d'amplitude et de phase; ces deux dernières portent l'information sur la réflectivité et la position de la cible. En effet, l'amplitude de cette modulation est proportionnelle à la réflectivité effective de la cible par contre, la phase est proportionnelle à la distance entre le laser et la cible. Par cette technique, on peut mesurer la distance séparant la source et la cible par l'équation de la vitesse de la lumière dans le vide.

Annexes

Annexe I

TABLEAU DES NOTATIONS

Tableau présentant les paramètres physiques de la diode laser

Les paramètres typiques du laser de classe B (semi-conducteur) et les paramètres utilisés dans l'étude théorique et dans les calculs numériques sont donnés dans le tableau suivant :

Notation	Signification
N_0	Nombre d'atomes par unité de Volume dans le niveau fondamentale
N(t)	La population entre les deux niveaux d'énergie sur le semi-conducteur laser.
E(t)	Le champ électrique
P(t)	La polarisation du matériau amplificateur
I(t)	Intensité laser
ω_r	Pulsation des oscillations de relaxation $\omega_r = 2\pi\nu_r$
ω_c	La pulsation de résonance de la cavité $\omega_c = 2\pi\nu_c$
ω	La pulsation optique du champ $\omega = 2\pi\nu$
$\gamma_\perp$	Taux de relaxation de la polarisation induite dans le milieu amplificateur
γ_1	Taux de relaxation de l'inversion de population, il est simplement relié à la durée de vie τ_r du niveau supérieur de la transition laser par $\gamma_1 = \frac{1}{\tau_1}$
γ_c	Taux de relaxation de la cavité, il est relié au temps de vie τ_c des photons dans la cavité et dépend des pertes au sein de celle-ci avec $\gamma_c = \frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{2l_c} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right).$
γ_{ext}	Le coefficient de couplage, $\gamma_{ext} = \gamma_c r_3$
τ_c	Le temps de vie des photons dans la cavité

τ_r	Le temps de vie du niveau supérieur de la transition laser (inversion de population laser)
η	Le paramètre normalisé de la pompe est $\eta = \frac{BN_0}{\gamma_c}$
ν_r	Fréquence de relaxation
k	Entier
B	Le coefficient d'Einstein
ℓ_c	La longueur de la cavité
n	Indice de réfraction du matériau amplificateur
r_1	Coefficient de réflectivité du miroir M_1
r_2	Coefficient de réflectivité du miroir M_2
r_3	Coefficient de réflectivité du miroir M_3 (cible)
t_2	Coefficient de transmission du miroir M_2
τ	Temps de vol (aller-retour) enter la cavité et la cible est donné par $\tau = \frac{2d}{c}$
d	La distance entre la cavité et la cible
c	La vitesse de la lumière dans le vide
E_i	Le champ incident
g	Le gain du milieu amplificateur
α	Les pertes dans la cavité laser
Q	Le facteur de qualité $Q = \frac{2\omega_r}{\gamma_1 \eta}$
Ω	La pulsation optique de champ de décalage

(Tab. Ann. 1) ***Tableau présentant Les paramètres typiques du laser de classe B (Semi-conducteur)***

Annexe II

Sigles et acronymes

Sigles

- D L : diode laser.

- PD : photodiode.

- P-N : potentiel Positive - potentiel Négative.

- FP : Fabry-Pérot.

- BV : La bande de valence.

- BC : La bande de conduction

- BI ou gap : Bande interdit.

Acronymes

- DFB: Distributed Feedback.

- DBR: Distributed Bragg Reflector.

- VCSEL: Vertical Cavity Surface Emitting Laser.

- LASER: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

Références Bibliographiques

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[Agra 93] Agrawal.G.P, Dutta N.K., ‘’Semiconductor Lasers ‘’, second edition, Van Nostrand Reinhold, New York, 1993.

[Alex 97] Alexander. S.B, “Optical Communication Receiver Design”, IEEE Telecommunications Series, SPIE press, 1997.

[Baso 60] Basov. N.G,Vul. B.M and Popov. Y.M ” Quantum-mechanical semiconductor generators and amplifiers of electromagnetic oscillations’’ Soviet Physics JETP-USSR 10 (2), p.16, 1960

[Bear 93] Bearden. A, O’Neill. M.P, Osborne. L.C et Wong. T.L, "Imaging and Vibration analysis with laser-feedback interferometry", Optics Letters, 18, 238-240, (1993).

[Behe 86] Beheim. G et Fritsch. K, "Range finding using frequency modulated laser diode", Applied Optics 25(9), 1439-1442 (1986).

[Bern 61] Bernard. M.G and Duraffourg. G “Laser conditions in semiconductors’’ Physica Status Solidi 1 (7), p. 699, 1961

[Bosc 01] Bosch. T et Servagent. N, "Optical feedback interferometry for sensing application", Opt. Eng., 40, 20-27, (2001).

[Bosc 92] Bosch. T, Lescure. M et Roviras. D, "Les principes physiques de la mesure de distance par interférométrie dynamique", Journal of Optics 23(3), 117-123 (1992).

[Bosc 95] Bosch. T et Lescure. M, Editors, "Selected papers on laser distance Measurements" SPIE Milestone Series 115 (1995).

[Bosc 96] Bosch. T, Servagent. N, Chellali. R et Lescure. M, "A scanning range finder using the self-mixing effect inside a laser diode for 3-D vision", Proceedings of the 13th IEEE Instrumentation & Measurement Technology Conference, IMTC 1996, 226-231

[Bosc(a) 97] Bosch. T et Lescure. M, "Crosstalk analysis of 1 m to 10 m laser phase-shift range finder", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 45(6), 1224-1228 (1997).

[Bosc (b) 97] Bosch. T, Gouaux. F, Morteau. E, Mourat. G et Servagent. N, "A self-mixing displacement sensor for non destructive testing", EOS 14th Meeting

on Optoelectronic Distance/Displacement measurements and Applications, Nantes, France (1997).

[Bouc 04] Boucher. V, belin E.,'' LRPCA, Réinjection laser: application à l'imagerie en milieu diffusant'', LCPC_LRPCA, Etudes et recherches des LPC,2004, Mesure et traitement de l'information,11A025, 38pages.

[Bouc 08] Boucher. V, belin. E, '' LRPCA, imagerie par rétro-injection laser et application à la vision de panneaux de signalisation en milieu diffusant ''. BLPC, n°273,pp.147-151,(2008).

[Bouc 09] Boucharcine. P,'' Interférence de la lumière : Théorie et applications '', Technique de l'ingénieur, R6475 (2009).

[Byou 00] Byoung-Sung Kim,"An Efficient Split-Step Time-Domain Dynamic Modeling of DFB/DBR Laser Diodes". IEEE journal of quantum electronics, vol. 36, no. 7, july 2000

[Chen 00] Chen. W. Het al. G ,"Spectral characteristics for a fiber grating external cavity laser," Opt. Quant. Electron., vol. 32, pp. 339-348, 2000.

[Choi 92] Choi. H.K and Eglash. S.J" High-power multiple-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb diode lasers emitting at 2.1 µm with low threshold current density'' Applied Physics Letters, 61(10), p. 1154, 1992

[Cold 95] Coldren. L.A, Corzine. S.W, '' Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits '', Wiley-Interscience, New York, 1995.

[Day 2000] Day. R, "Une nouvelle technique d'imagerie laser basée sur la réinjection décalée en fréquence. Laser Optical Feedback Imaging (LOFI)", thèse, université Grenoble, Laboratoire de Spectrométrie Physique, (2000).

[Dona 01] Donati. S, Norgia. M: "A Hybrid Opto-Mechanical Gyroscope with an Injection-Interferometer Readout", Electronics Letters , vol. 37, no. 12, pp. 756-758, 2001.

[Dona 95] Donati. S, Giuliani. G, Merlo. S,''Laser Diode Feedback Interferometer for Measurement of Displacements without Ambiguity '', IEEE J. Quantum Electron, vol QE-31, pp 113-119, 1995.

[Dona 96] Donati. S, Falzoni. L, Merlo. S,'' A PC-Interfaced, Compact Laser-Diode Feedback Interferometer for Displacement measurements '', IEEE Transaction on instrumentation and measurement, vol. 45, pp.942-947, 1996.

[Dors 94] Dorsch. R.G, Haüsler. G & Hermann. J.M, "Laser triangulation: fundamental uncertainty in distance measurement", Applied Optics 33(7), 1306-1314 (1994).

[Duar 98] Duarte. A.A and Solari. H.G, Phys. Rev., A 58, 614 (1998).

[Dupu 78] Dupuis. R.D, Dapkus. P.D, Holonyak. N.Jr, Rezek. E.A and Chin. R,'' Room temperature operation of quantum-well Ga1-xAlxAs-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition'' Applied Physics Letters, 32 (5), p. 295, 1978

[Esca 91] Escalona. R et G. Tribillon, "Absolute distance determination by coherent detection using a frequency-modulated laser diode", J. Optics, 22, 11-15, (1991).

[Goua 98] Gouaux. F, Servagent. N, and Bosch. T, "Absolute distance measurement with an optical feedback interferometer," Applied Optics, vol. 37, pp. 6684-6689, 1998.

[Goua 99] Gouaux. F , '' Optimisation d'un capteur optoélectronique De distance et de déplacement Pour le contrôle non destructif '',thèse L'institut national polytechnique de toulouse n° : 1564, 1999

[Groo 88] Groot. P.J, Gallatin. G.M. et Macomber. S.H, "Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode", Applied Optics 27(21), 4475-4480 (1988).

[Guim 02] Guimard. D,Tatebayashi.J,''les diodes lasers à base de boites quantiques auto-assemblées de InAs/GaAs pour les télécommunications optiques'',University of Tokyo,Institute of Industrial Science 4-6-1 Komaba,Meguro-ku,Tokyo 153-8505,Japan,2002.

[Hall 62] Hall. R.N,Carlson. R.O, Soltys. T.J, Fenner. G.E and Kingsley. J.D " Coherent light emission from GaAs junctions'' Physical Review Letters 9 (9), p. 366, 1962

[Hari 03] Hariharan. P," Optical interferometry ", Second edition, Cambridge University Press (2003).

[Koba 80] Kobayashi. K and Lang R, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties," Journal of Quantum Electronics, vol. 16, No 3, pp. 347–355, 1980.

[Laco(a) 01] Lacot. E, Day. R, Pinel. J et Stoeckel. F, "Laser relaxation-oscillation frequency imaging", Physical Review A, 64, 043815-1-11, (2001).

[Laco(b) 01] Lacot. E, Day. R et Stoeckel. F, "Coherent laser detection by frequencyshifted optical feedback", Physical Review A, 64, 043815-1-11, (2001).

[Maim 60] Maiman. T,''Stimulated optical radiation in ruby Nature 187 (4736)'', p. 493, 1960

[Mait 99] Maitre. C "Caracterisation statique d'amplificateurs optiques a semiconducteur : etude de la puissance de saturation" Rapport de stage de DEA, R&I, Aout 1999.

[Mala 05] Malacara. D, Servin. D," Interferogram analysis for optical testing ", Second edition, Taylor and Francis Ltd (2005).

[Menn 01] Menna. R, Komissarov. A,Maiorov. M, Khalfin. V, DiMarco. L, Connolly. J et Garbuzov. D, "High Power 1550 nm Distributed Feedback Lasers with 440 mW CW Output Power for Telecommunication Applications " Conference on Lasers and Electro-Optics postdeadline papers", CPD12-1, (IEEE/LEOS and OSA, 2001).

[Möle 03] Möler. K.D, ''Optics: Learning by computing with examples using Mathcard'', Edition Springer (2003).

[Neri 98] Nerin. P, Besety. P, Labeye. P, Puget. P, et Chartier. G, "Absolute distance and velocity measurements by the FMCW technique and self-mixing interference effect inside a single-mode Nd:Yag-LiTaO3 microchip laser", J. Opt. , 29 162-167, (1998).

[Otsu 79] Otsuka. K, "Effects of External Perturbations on LiNdP4O12 Lasers", IEEE J.Q.E, 7, 655-663, (1979).

[Ozde 99] Ozdemir. S. K, Ito. S, Shinohara. S, Yoshida. H, and Sumi. M, "Correlation-based speckle velocimeter with self-mixing interference in a semiconductor laser diode," Applied Optics, vol. 38, pp. 6859–6865, 1999.

[Pank 95] Pankove. J "Optical processes in semiconductors" Dover, 1995 (ouvrage).

[Pete 91] Petermann.K,'' Laser Diode Modulation and Noise'', Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1991.

[Pete 95] Peterman. K," External optical feedback phenomena in semiconductor lasers," IEEE Sel. Top. Quant. Electron., vol. 1, pp. 480-489, 1995.

[Rebm 07] Rebmann. G,'' Optique ondulatoire '', chapitre V, université France de physique SFO-00292569 (2007).

[Rica 96] Ricaux. A,'' Problèmes d'optique : Interférences '', Tome 1, Edition France, Paris (1996).

[Roig 67] Roig. J,''Optique physique : Propagation cohérence interférence '', Tome 1, Edition Masson, Paris (1967).

[Roos 96] Roos. P. A, Stephens. M, and Wieman. C. E, "Laser vibrometer based on optical-feedback induced frequency modulation of a single-mode laser diode", Applied Optics, vol. 35, pp. 6754-6761, 1996.

[Rose 02] Rosencher. E and Vinter. B " Optoélectronique ''Edition Dunod, p. 124, 2002

[Rose 98] Rosencher. E and Vinter. B "Optoelectronique" Masson, 1998.

[Roui 05] Rouillard. Y, Angellier. J, Salhi. A, Grech. P and Chevrier. F "GaInAsSb/AlGaAsSb laser diodes for the 2-3 µm range Proceedings of SPIE'', 5738, p. 120, 2005

[Rüeg 90] Rüeger. J.M, "Electronic distance measurement", Springer Verlag, 3rd Edition (1990).

[Sale 98] Saleh. B. E. A and Teich. M. C,'' Fudamentals of photonics'', j.w. goodman ed., ser. Wiley series in Pure and Applied Optics,1998.

[Schn 05] Schnars.U,Jueptner. w,"Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction and related technique ", Edition Springer, (2005).

[Serv(a) 97] Servagent. N, '' Etude et conception de capteurs opto-électronique auto-alignés de distances et de déplacements pour le contrôle non destructif '', thèse INPT n^0 1319, 1997.

[Serv(b) 97] Servagent. N, Bosch. T and Lescure. M, "A laser displacement sensor using the self-mixing effect for modal analysis and defect detection", IEEE Instrumentation and Measurement, vol. 46, pp. 847-850, 1997.

[Serv 98] Servagent. N, Gouaux. F and Bosch. T, '' Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode '', J. optics, vol. 29, pp.168-173, 1998.

[Shib 96] Shibata. T, Shinohara. S, Ikeda. H, Yoshida. H, Sawaki. T et Sumi. M, "Laser speckle velocimeter using self-mixing laser diode", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 45(2), 499-503 (1996).

[Shin 86] Shinohara. S, Mochizuki. A, Yoshida. H, and Sumi. M, "Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode", Appl. Opt., 9 1417-1419, (1986).

[Shin 92] Shinohara. S, Yoshida. H, Ikeda. H, Nishide. K.-I et Sumi. M, "Compact and high-precision range finder with wide dynamic range and its application", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement 41(1), 40-44 (1992).

[Sieg 86] Siegman. A," Lasers. University Science", Mill Valley,Calif., 1986.

[Sign 94] Signoret. P ,'' Analyse des bruits optique-électrique et étude de leur corrélation - Application a une tête optique d'émission laser à réaction répartie,''PhD thesis, Universite Montpellier II, 1994.

[Stam 96] Stamm. C.H et Lukosz. W," Integrated optical difference interferometer as immunosensor". Sensors and Actuators B, 31, p. 203.207, 1996.

[Suda 06] Suda. M," Quantum interferometry in phase space: Theory and applications '', Edition Springer, Verlog Berlin Heidelberg (2006).

[Suem 94] Suematsu. Y, Adams. A.R,'' Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits '', Chapman & Hall, 1994.

[Wang 93] Wang. W.M, Grattan. K.T.V, Boyle. W.J.O, Palmer. A.W, '' Self-Mixing interference in a diode laser : experimental observations and theoretical analysis '', Applied Optics, vol 32, pp 1551-1557, 1993.

[Wang(a) 94] Wang. W.M, Grattan. K.T.V, Boyle. W.J.O, Palmer. A.W,'' Active optical feedback in a dual-diode laser configuration applied to displacement measurements with a wide dynamic range '', Applied Optics, vol 33, pp 1795-1801, 1994.

[Wang (b) 94] Wang. W. M, Grattan. K. T. V, Palmer A. W, and Boyle. W. J. O, "Self-mixing interference inside a single-mode diode laser for optical sensing applications," IEEE, Journal of Lightwave Technology, vol. 12, No 9, pp. 1577–1587, 1994.

[Yu 03] Yu. S. F, "Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers". Hoboken: Wiley-Interscience, 2003.

[Zhou 06] Zhou. J, Wang. M, Han. D,'' Experiment observation of self-mixing interference in distributed feedback laser '', Opt. Express 14 (2006) 5301–5306.