
Modélisation des lasers DFB

2. Modélisation des lasers DFB

Ce chapitre est principalement destiné à présenter une méthode de modélisation complète et flexible d'un laser DFB à puits quantiques (QW) permettant de caractériser sa réponse temporelle en champ complexe lors d'une modulation ou d'une contre-réaction. L'atout majeur de cette méthode générale est sa capacité d'adaptation à des structures complexes variées et sa facilité d'intégration avec d'autres modèles de composants optoélectroniques tels que les modulateurs, les réflecteurs, les amplificateurs,... Celle-ci est construite à partir du formalisme des matrices de transfert (TMM) qui permet d'accéder aux inhomogénéités longitudinales de la distribution des porteurs et des photons dans la cavité et ainsi à l'effet de «*Spatial Hole Burning*». L'exemple traité sera un laser DFB droit traité en HR/AR. Ce modèle permettra de calculer les performances du laser au seuil et de prévoir son comportement pour les régimes statique et dynamique au dessus du seuil. Une extension du modèle de laser permet de simuler une rétroaction optique externe. Notre modélisation sera utilisée pour analyser le comportement des lasers HR/AR-DFB en fonction de la position de la facette par rapport au réseau de Bragg du DFB ainsi que les effets sur la déviation en fréquence d'un laser soumis à une contre-réaction externe en présence de modulation du courant.

Afin d'appliquer le modèle du laser à la modulation duale dans le cas des D-EML, celui-ci doit être complété par une numérisation du comportement du modulateur EAM lui-même. Du fait du comportement nettement plus prédictif de ce type de composant, nous nous contenterons ici d'une modélisation simple basée sur les mesures expérimentales. Son association avec le modèle du laser permettra d'obtenir un modèle de D-EML complet qui sera intégré dans un simulateur de systèmes destiné à optimiser les paramètres opérationnels du composant pour une application donnée en transmission (transmission numérique à un débit donné, transmission single-tone, voire transmission OFDM). Les simulations systèmes associant le modèle permettront ainsi d'identifier les conditions optimales de son utilisation.

2.1. Modèle d'un laser DFB: formalisme matriciel

Nous présentons dans cette partie un modèle numérique original d'un laser DFB basé sur un formalisme matriciel permettant de prendre en compte le SHB avec différents effets non-linéaires. Il s'agit de la mise en cohésion de plusieurs modèles tirés de la littérature [1-4]. L'originalité de cette méthode numérique de calcul vient d'une part, du fait que la couche

active du laser DFB est caractérisée par un modèle non linéaire de gain matériau basé sur une approximation logarithmique et par des pertes internes variables en fonction de la densité de porteurs et d'autre part d'une nouvelle méthode de calcul dynamique rapide de la réponse AM et FM du laser en régime grand-signal.

2.1.1. Le formalisme des matrices de transfert

2.1.1.a. Formulation des matrices de transfert

Il s'agit de la méthode proposée par Bjork et Nilsson [1], simple en termes de conception et applicable à n'importe quelle structure. Le concept de base de cette méthode est de décrire la cavité laser par un certain nombre de matrices élémentaires (2×2) figurant les propriétés de propagation du champ, de réflexion, et de transmission dans les régions de saut d'indices du réseau de Bragg.

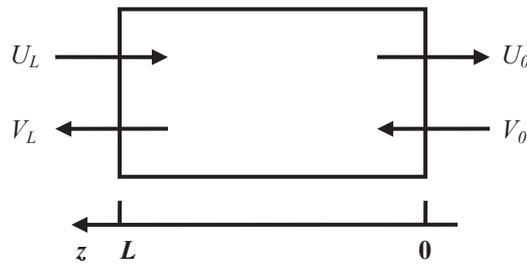


Figure 2.1: description de la méthode des matrices de transfert : schéma de la matrice totale d'un laser DFB à deux ports

La matrice totale de coefficients complexes ($M_{i,j}$) décrit la structure longitudinale du laser en considérant les réflectivités des facettes. Elle relie les champs complexes à l'entrée et à la sortie de la manière suivante (figure 2.1) :

$$\begin{pmatrix} U_L \\ V_L \end{pmatrix} = \overline{M} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où $U_{0,L}$ et $V_{0,L}$ sont les champs optiques en co- et contra-propagation respectivement.

L'influence de la structure transverse (selon l'axe des x et y) est prise en compte par l'indice effectif de la cavité n_{eff} et le facteur de confinement des photons Γ .

La matrice d'une zone active sans réseau de Bragg de longueur l et d'indice effectif n_{eff} peut s'écrire sous la forme :

$$\overline{M}_{n_{eff}} = \begin{pmatrix} e^{jkl} & 0 \\ 0 & e^{-jkl} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Dans l'équation (2.2), k représente le vecteur de propagation donné par :

$$k = n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda} + j\alpha \quad (2.3)$$

où α représente le gain modal en amplitude (ou les pertes).

Le passage d'une zone d'indice n_1 à une zone d'indice n_2 s'écrit :

$$\overline{M}_{n_1 \rightarrow n_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}} \times \begin{pmatrix} \frac{n_1 + n_2}{2n_2} & \frac{n_2 - n_1}{2n_2} \\ \frac{n_2 - n_1}{2n_2} & \frac{n_1 + n_2}{2n_2} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

La structure du laser DFB est divisée en N_s sections contenant chacune un certain nombre de périodes du réseau de Bragg. Afin de tenir compte de la réaction du matériau, tous les paramètres restent constants à l'intérieur de chaque section. Il en va ainsi pour le courant injecté, le gain matériau, l'indice de réfraction, les densités de photons et de porteurs. Cette notion de découpage est cruciale car elle nous permet de trouver des résultats très proches de la réalité. La variation périodique d'indice varie selon une loi de type [5]:

$$n(z) = n_{eff} + \Delta n \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi\right) \quad (2.5)$$

où φ est la phase repérée par rapport au centre du laser. D'après l'équation (1.5), la variation périodique devient :

$$n(z) = n_{eff} + \frac{\kappa\lambda}{\pi} \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi\right) \quad (2.6)$$

Nous avons assimilé le réseau à un réseau idéal rectangulaire (figure 2.2) avec [2,3] :

$$\begin{cases} n_1 = n_{eff} \left(1 - \frac{\kappa\Lambda}{2}\right) \\ n_2 = n_{eff} \left(1 + \frac{\kappa\Lambda}{2}\right) \end{cases} \quad (2.7)$$

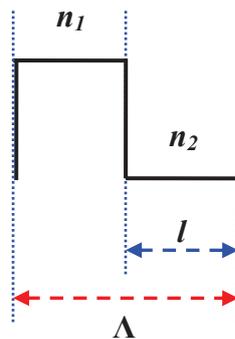


Figure 2.2: Schéma d'une période du réseau de Bragg

La matrice de transfert correspondant à une période du réseau complète s'écrit donc [1]:

$$\begin{aligned}
 \overline{M}_{\text{Période}} = & \overbrace{\begin{bmatrix} \frac{n_1 + n_2}{2n_1} & \frac{n_1 - n_2}{2n_1} \\ \frac{n_1 - n_2}{2n_1} & \frac{n_1 + n_2}{2n_1} \end{bmatrix}}^{\overline{M}_{n_2 \rightarrow n_1}} \times \overbrace{\begin{bmatrix} e^{jk_2 l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_2 l} \end{bmatrix}}^{\overline{M}_{n_2}} \times \\
 & \underbrace{\begin{bmatrix} \frac{n_1 + n_2}{2n_2} & \frac{n_2 - n_1}{2n_2} \\ \frac{n_2 - n_1}{2n_2} & \frac{n_1 + n_2}{2n_2} \end{bmatrix}}_{\overline{M}_{n_1 \rightarrow n_2}} \times \underbrace{\begin{bmatrix} e^{jk_1 l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_1 l} \end{bmatrix}}_{\overline{M}_{n_1}}
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

avec l ($l = \Lambda/2$) est la demi-période du réseau, $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 + j\alpha$ et $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 + j\alpha$

sont les vecteurs de propagation dans les régions d'indices effectifs n_1 et n_2 et de gain net en amplitude α supposé constant le long du laser puisque nous traitons un réseau d'indice.

La matrice de transfert totale d'un laser DFB droit traité en HR/AR est donnée par :

$$\overline{M} = \overline{R}_{HR} \times \overline{\varphi}_{HR} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M}_{\text{Période}})^{m_i} \times \overline{\varphi}_{AR} \times \overline{R}_{AR} \tag{2.9}$$

où m_i est le nombre de périodes dans la section i , \overline{R}_{HR} et \overline{R}_{AR} sont les matrices de réflexion sur les facettes HR et AR situées à gauche et à droite du laser et définies par:

$$\overline{R}_{HR} = \frac{1}{\sqrt{1 - R_{HR}^2}} \begin{bmatrix} 1 & -R_{HR} \\ -R_{HR} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.10} \quad \overline{R}_{AR} = \frac{1}{\sqrt{1 - R_{AR}^2}} \begin{bmatrix} 1 & R_{AR} \\ R_{AR} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.11}$$

où R_{HR} et R_{AR} sont les réflectivités en amplitude des deux facettes. Dans l'équation (2.9), $\overline{\varphi}_{HR}$ et $\overline{\varphi}_{AR}$ représentent les matrices de déphasage des facettes HR et AR. Elles permettent d'étudier l'impact des phases aux facettes sur le comportement du chirp en régime statique et dynamique du laser.

De point de vue matriciel, selon les valeurs de φ_{HR} et φ_{AR} choisies, nous pouvons connaître la position du plan de clivage, que ce soit dans la zone de fort ou de faible indice. Les matrices $\overline{\varphi}_{HR}$ et $\overline{\varphi}_{AR}$ définies par les matrices partielles de propagation qui correspondent

aux périodes non complètes du réseau sur les facettes HR et AR sont notamment liées aux équations (1.14) et (1.15) et sont définies par:

$$\overline{\varphi}_{HR,AR} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_i\ell_{HR,AR}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_i\ell_{HR,AR}} \end{bmatrix} \quad (2.12)$$

avec n_i est l'indice de la zone où se trouve le plan de clivage. Le déphasage au niveau des deux facettes entraîne une longueur additionnelle à la cavité laser :

$$L = \sum_{i=1}^{N_s} m_i \Lambda + l_{HR} + l_{AR} = \sum_{i=1}^{N_s} m_i \Lambda + \frac{\Lambda}{2\pi} (|\varphi_{HR}| + |\varphi_{AR}|) \quad (2.13)$$

2.1.2. Description statique du laser

2.1.2.a. Analyse au seuil

i. La condition d'oscillation

Afin d'obtenir au seuil une oscillation dans la cavité, le gain modal net du milieu amplificateur à procurer au matériau par injection du courant doit compenser les pertes de la cavité appelées « pertes DFB » :

$$g_{net} = \Gamma g_{mat} - \alpha_{int} = 2\alpha_{DFB} \quad (2.14)$$

où Γ est le facteur de confinement, g_{mat} est le gain total du matériau amplificateur, α_{int} sont les pertes internes et α_{DFB} représentent les pertes de la cavité correspondant aux pertes (en amplitude) au seuil du mode laser.

Nous avons adopté un modèle logarithmique non linéaire du gain matériau d'un laser DFB à puits quantiques suivant la relation [6,7]:

$$g_{mat}(N, S) = \frac{g_0 \cdot \ln\left(\frac{ed_{qw}B_{rad}N^2}{J_0}\right)}{1 + \varepsilon S} \quad (2.15)$$

où g_0 , e , d_{qw} , B_{rad} , J_0 , ε , N et S sont respectivement le coefficient empirique du gain, la charge d'un électron, l'épaisseur d'un puits quantique, le coefficient de recombinaison radiative des porteurs, la densité de courant à la transparence, le coefficient de compression du gain et la densité de porteurs et de photons de la couche active. Ce modèle permet une bonne analyse du gain du matériau à forte densité de photons prenant en compte les effets de compression du gain au voisinage de la fréquence d'émission laser.

Le gain net représente le gain matériau compensé par les différentes pertes de l'onde optique dans la couche active (pertes internes : α_{int}). Les effets non linéaires de la dépendance du gain à la densité de photons (*spectral hole burning*) sont pris en compte par le modèle à travers la dépendance des pertes internes de la densité de porteurs N . L'inclusion de cette dépendance demeure très importante pour les lasers DFB opérants à fortes puissances afin de mettre en évidence la dérive en fréquence ainsi que les distorsions apportées à la réponse AM [3,8]. On adopte un nouveau modèle de pertes internes développé par notre partenaire industriel III-V lab [9]. En effet, il s'agit des pertes de propagation et d'absorption de la lumière dans les différentes régions incluant les pertes des couches *InP* (α_{InP}), des pertes différentielles dans les puits (α_{puits}), des fuites de porteur dans les couches *SCH* (α_{SCH}) et des pertes par diffraction sur inhomogénéités technologiques (α_{scatt}). Les pertes internes représentent la somme des pertes dans chacune des régions pondérées par le confinement optique:

$$\alpha_{int}(N) = \Gamma_{InP}\alpha_{InP} + \Gamma\alpha_{Puits}(N) + \Gamma_{SCH}\alpha_{SCH}(N) + \alpha_{scatt} \quad (2.16)$$

$$\text{avec} \quad \alpha_{Puits}(N) = k_0 N \quad (2.17)$$

$$\alpha_{SCH}(N) = k_0 C_{SCH} N^2 \quad (2.18)$$

où Γ_{InP} , Γ_{SCH} , k_0 et C_{SCH} sont respectivement les coefficients de confinement du mode dans les couches *InP* et dans les couches *SCH*, le coefficient des pertes différentielles et le coefficient des pertes dans les couches *SCH*.

Pour satisfaire la condition d'oscillation au seuil (2.14), il suffit de résoudre les conditions aux limites des champs optiques sur les facettes AR et HR:

$$\begin{cases} V_L = R_{HR} U_L \\ U_0 = R_{AR} V_0 \end{cases} \quad (2.19)$$

Du point de vue matriciel, la condition d'oscillation s'écrit simplement :

$$M_{11}(\alpha_i, \lambda_i) = 0 \quad (2.20)$$

Les solutions de l'équation (2.20) représentent les modes propres longitudinaux qui se propagent dans la cavité à une longueur d'onde λ_i et pour des pertes en amplitude α_i . Le mode laser correspond au mode qui présente les plus faibles pertes au seuil (α_{DFB}).

En écrivant la matrice totale \overline{M} de la manière suivante :

$$\overline{M} = \overline{R_{HR}} \times \overline{A} \times \overline{R_{AR}} \quad (2.21)$$

$$\text{avec} \quad \bar{A} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

La condition d'oscillation (2.20) s'écrit donc:

$$Erreur(\alpha_i, \beta_i) = [A_{11}(\alpha_i, \beta_i) + R_{AR} A_{12}(\alpha_i, \beta_i)] - [R_{HR} A_{21}(\alpha_i, \beta_i) + R_{AR} A_{22}(\alpha_i, \beta_i)] = 0 \quad (2.23)$$

$$\text{avec} \quad \beta_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \quad (2.24)$$

La résolution de l'équation (2.23) se fait à travers une méthode de prédiction-correction. En effet, après avoir défini tous les paramètres physiques concernant la structure du laser à courant nul tels que la longueur de la cavité, l'indice effectif, le facteur de couplage du réseau, le facteur de confinement, les phases et les réflectivités aux facettes, nous calculons initialement la fonction « $Erreur(\alpha_i, \beta_i)$ » pour les modes Fabry-Perot définis par [10]:

$$\begin{cases} \alpha_i = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_{AR} R_{HR}} \right) \\ \beta_i = \beta_{Bragg} + \frac{p\pi}{Ln_{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda_B} + \frac{p\pi}{Ln_{eff}} \end{cases} \quad (2.25)$$

avec L la longueur de la cavité laser, λ_B la longueur d'onde de Bragg et p un entier relatif.

Ensuite, nous essayons d'étudier l'impact des paramètres α_i et β_i sur l'évolution de la fonction $Erreur(\alpha_i, \beta_i)$ en calculant respectivement $Erreur(\alpha_i + d\alpha_i, \beta_i)$ et $Erreur(\alpha_i, \beta_i + d\beta_i)$. Nous corrigeons, par la suite les valeurs de α_i et β_i à l'aide des erreurs différentielles « $\delta Erreur/\delta \alpha_i$ » et « $\delta Erreur/\delta \beta_i$ » ce qui permet de recalculer de nouveau la fonction $Erreur(\alpha_i, \beta_i)$. Toutes ces étapes se répètent dans une boucle itérative jusqu'à ce que la valeur de la fonction « $Erreur$ » soit inférieure à 10^{-12} .

ii. Le rendement externe

Le rendement quantique différentiel externe traduit l'efficacité de la conversion du courant d'injection en flux de photons. Il est donné par:

$$\eta = \frac{dP}{dI} \quad (2.26)$$

où P est la puissance d'émission et I est le courant d'injection. Le rendement externe total peut être aussi exprimé en fonction des pertes DFB et des pertes internes :

$$\eta = \eta_i \frac{h\nu}{e} \frac{2\alpha_{DFB}}{2\alpha_{DFB} + \alpha_{int}} \quad (2.27)$$

où ν est la fréquence d'émission, h est la constante de Planck, e est la charge d'un électron et η_i est le rendement quantique interne qui traduit le fait qu'au dessus du seuil certains porteurs injectés sont recombinés par des mécanismes non radiatifs et ne participent pas à l'émission stimulée de photons

iii. Exemples illustratifs

La résolution de l'équation (2.23) fournit la position des différents modes au seuil. Sur la figure 2.3 sont portés les premiers modes possibles au seuil d'un laser DFB HR/AR pour deux valeurs du coefficient de couplage κL . Les réflectivités (respectivement les phases) aux facettes HR et AR sont fixées à 95 % et 0,1 % (respectivement $\pi/2$ et 0). Tous les paramètres utilisés pour effectuer la simulation sont exprimés dans le tableau 3.

A cause du traitement HR/AR, le laser oscille sur un seul mode qui se trouve dans la bande interdite appelée stop-bande. Nous remarquons que plus κL est fort, plus les pertes DFB sont faibles et plus large est la bande interdite. La discrimination entre les modes $\Delta\alpha$ est souvent très sensible au facteur de couplage du réseau κL . En effet, les valeurs les plus fortes sont obtenues pour les plus faibles κL .

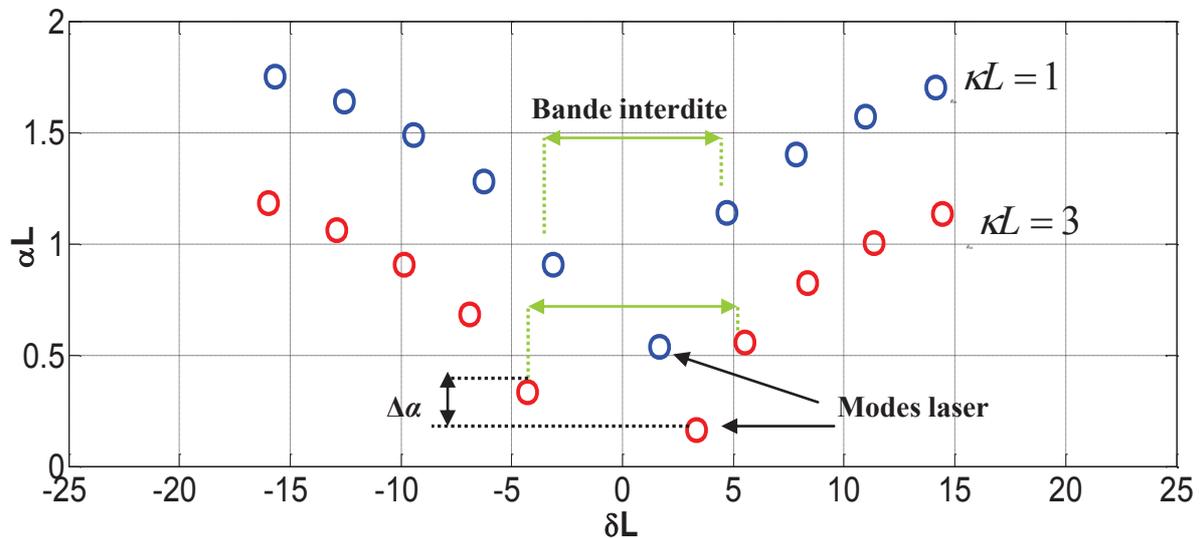


Figure 2.3: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de κL ,
 $L = 470 \mu\text{m}$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = \pi/2$

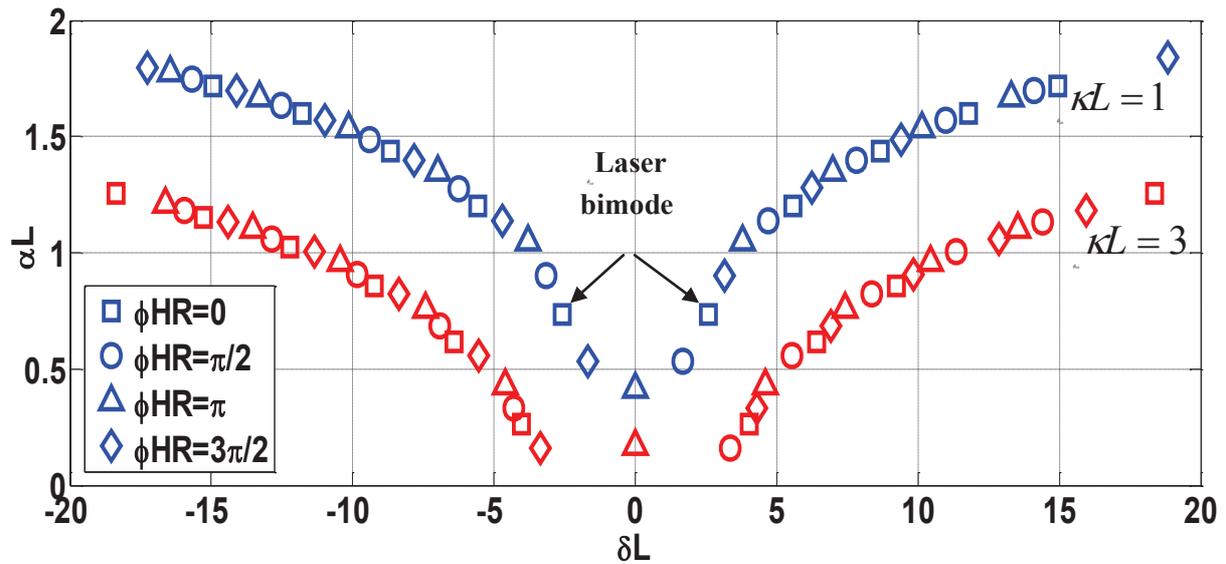


Figure 2.4: Position des modes au seuil d'un laser DFB HR/AR pour différentes valeurs de φ_{HR} et κL , $L = 470 \mu\text{m}$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$

La figure 2.4 montre la position des modes pour différentes valeurs de φ_{HR} , cela pour $\kappa L = 1$ et 3. Nous remarquons que le laser peut être monomode ou bimode. Ce dernier cas se produit pour $\varphi_{HR} = 0$. Une étude plus détaillée des effets de phase aux facettes sur le comportement statique et dynamique du laser sera abordée dans le troisième chapitre.

<i>Paramètre</i>	<i>Symbole</i>	<i>Valeur</i>	<i>Unité</i>
Longueur de la zone active	L	470	μm
Nombre de puits quantiques		10	
Épaisseur d'un puits quantiques	d_{qw}	0,008	μm
Épaisseur de la zone active	d	0,08	μm
Largeur de la zone active	w	1,3	μm
Indice effectif	n_{eff}	3,2	
Indice de groupe	n_g	3,8	
Pas du réseau	Λ	$2,42 \cdot 10^{-7}$	m
Facteur de confinement dans la cavité	Γ	0,139	
Facteur de confinement dans les couches InP	Γ_{InP}	0,671	
Facteur de confinement dans les couches SCH	Γ_{SCH}	0,19	
Coefficient de pertes dans les couches SCH.	C_{SCH}	$0,8 \cdot 10^{-19}$	cm^3
Coefficient des pertes différentielles	k_0	$4 \cdot 10^{-17}$	cm^2

Pertes par diffraction sur inhomogénéités technologiques	α_{scatt}	2	cm^{-1}
Facteur de compression du gain	ε	$3 \cdot 10^{-17}$	cm^3
Indice différentiel	$\partial n / \partial N$	$-2,2 \cdot 10^{-20}$	cm^3
Coefficient empirique du gain	g_0	800	cm^{-1}
Densité de courant de transparence	J_0	50	A/cm^2
Taux de recombinaison non radiative	A_{nrad}	0	s^{-1}
Coefficient de recombinaison radiative	B_{rad}	$8 \cdot 10^{-11}$	cm^3/s
Coefficient de recombinaison Auger	C_{aug}	$2 \cdot 10^{-29}$	cm^6/s
Facteur d'émission spontanée	β_{sp}	10^{-4}	

Tableau 3: Paramètres de simulation du laser DFB HR/AR à 10 puits quantiques

2.1.2.b. Influence de la température

Le modèle du laser permet de prendre en compte les effets thermiques modifiant l'indice de réfraction du matériau. En effet, l'augmentation de la température induit une diminution de l'énergie de la bande interdite du matériau. Cette réduction mène à une diminution du gain matériau rendant plus difficile l'obtention de l'effet laser. C'est pour cela que le laser monté sur une embase est maintenu à une température constante à l'aide d'un contrôleur à effet *Peltier*. D'autre part, l'injection du courant dans la cavité laser entraîne un échauffement de la couche active et des couches de contact par effet Joule. L'élévation température de la couche active est définie alors par [2]:

$$T_{active} = T_a + R_{th} P_{th} \quad (2.28)$$

où T_a est la température ambiante, R_{th} est la résistance thermique définie par le rapport entre la puissance dissipée et l'élévation de la température et P_{th} est la puissance dissipée thermiquement dans le laser définie par:

$$P_{th} = R_s I^2 + V_d I \quad (2.29)$$

où R_s est la résistance série et V_d est la tension aux bornes du laser. La température du laser qui varie avec le courant mène à une limitation de la puissance de sortie et une modification des principaux paramètres du matériau tels que le coefficient empirique du gain g_0 , la densité de courant à la transparence J_0 et le coefficient de recombinaison radiative des porteurs B_{rad} qui peuvent être exprimés par:

$$g_0 = g_{0T} \times \exp\left(-\frac{T_{active}}{T_{g_0}}\right) \quad (2.30)$$

$$J_0 = J_{0T} \times \exp\left(-\frac{T_{active}}{T_{J_0}}\right) \quad (2.31)$$

$$B_{rad} = B_{0T} \times \frac{T_{b0}}{T_{active}} \quad (2.32)$$

où g_{0T} , J_{0T} et B_{0T} sont les valeurs de g_0 , J_0 et B_{rad} mesurées aux températures T_{g0} , T_{J0} et T_{b0} .

2.1.2.c. Analyse au dessus du seuil

i. Modèle mono-section : les équations d'évolution

Pour décrire le comportement statique du laser au dessus du seuil, nous avons commencé, par concevoir un modèle mono-section simple de laser DFB basé sur la théorie des ondes couplées [10]. Le laser est considéré comme une seule section de densité de porteurs moyenne N et de photons S .

Une fois la condition d'oscillation satisfaite, l'émission stimulée commence à dominer l'émission spontanée favorisant l'apparition des mécanismes de recombinaisons stimulés par les photons entre les porteurs injectés et les trous. L'équation décrivant la conservation de la densité de porteurs moyenne s'écrit alors [11]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{eV} - (A_{nrad}N + B_{rad}N^2 + C_{Aug}N^3) - v_g g_{mat}S \quad (2.33)$$

où I , e , V , A_{nrad} , B_{rad} , C_{Aug} , v_g , g_{mat} et S sont respectivement le courant injecté, la charge de l'électron, le volume de la cavité, le coefficient de recombinaison non-radiative et radiative, le coefficient de recombinaison Auger, la vitesse de groupe, le gain matériau et la densité de photons moyenne. Le premier terme dans l'équation représente les porteurs injectés dans le laser par le courant. Ces porteurs sont compensés par différents mécanismes :

- La recombinaison spontanée non-radiative des porteurs sur des défauts du cristal décrite par $A_{nrad}N$.
- La recombinaison radiative des porteurs associée à une émission spontanée de photons décrite par $B_{rad}N^2$

- La recombinaison Auger due à l'interaction électron-électron par l'intermédiaire d'un trou décrite par $C_{Aug}N^3$
- La recombinaison des porteurs associée à une émission stimulée de photons décrite par $v_g g_{mat} S$

L'augmentation du courant injecté permet une augmentation de la densité de porteurs N et donc du gain du matériau. Une fois le seuil atteint, tout courant supplémentaire favorise l'amplification optique du mode laser par la transformation des électrons en photons. L'équation de conservation de la densité de photons moyenne S du mode laser est définie par [11]:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = v_g (\Gamma g_{mat}(N, S) - \alpha_{int}(N) - 2\alpha_{DFB}) S + \beta_{sp} B_{rad} N^2 \quad (2.34)$$

où $\beta_{sp} B_{rad} N^2$ représente l'émission spontanée couplée au mode.

Au seuil, en considérant que $S = 0$, la densité de porteurs est uniforme le long de la cavité laser. La densité de porteurs moyenne au seuil N_{seuil} est calculée à travers la résolution numérique de l'équation (2.14). Le courant seuil est alors calculé à travers l'équation (2.34) en considérant ($\partial/\partial t = 0$):

$$I_{seuil} = eV (A_{nrad} N_{seuil} + B_{rad} N_{seuil}^2 + C_{aug} N_{seuil}^3) \quad (2.35)$$

En régime stationnaire, l'évolution de la puissance de sortie ainsi que la densité de photons et de porteurs en fonction du courant de polarisation sont calculés à partir de la résolution du système d'équations (2.33) et (2.34) en considérant que :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = 0 \text{ et } \frac{\partial N}{\partial t} = 0 \quad (2.36)$$

La figure 2.5 montre un seuil laser à 8,2 mA. La puissance de sortie a dépassé 30 mW puisqu'il s'agit d'un laser DFB idéal qui ne présente pas des pertes de couplage ou des fuites.

Au dessus du seuil, une augmentation du courant d'injection induit une augmentation de la densité de photons moyenne, ce qui indique que le gain matériau est comprimé. Suite à cette réduction du gain, la densité de porteurs doit augmenter avec la puissance du laser pour maintenir le gain qui assure l'oscillation. D'autre part, toute augmentation de la densité de porteurs s'accompagne d'une augmentation des pertes internes du matériau conduisant de nouveau à une augmentation supplémentaire de la densité de porteurs nécessaire pour assurer la compensation des pertes par le gain (figure 2.5(a) et (c)).

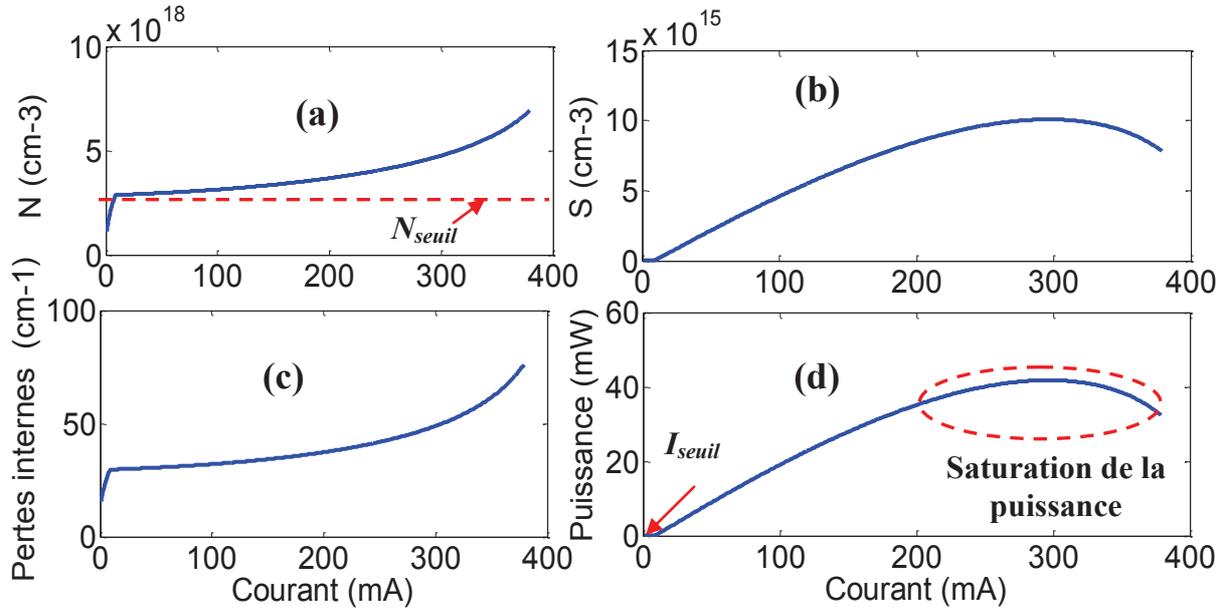


Figure 2.5: Variation de la densité de porteurs (a), de photons (b), des pertes internes (c) et de la puissance de sortie (d) en fonction du courant de polarisation

A forts courants (environ 300 mA), la puissance de sortie du laser sature puisque qu'une partie du courant injecté est convertie en porteurs additionnels qui servent à maintenir la condition au seuil en compensant l'augmentation brutale des pertes internes (figure 2.5(d)). Les effets thermiques contribuent aussi à la saturation car l'augmentation du courant entraîne une augmentation de la température du composant et donc à une perturbation des paramètres du laser aboutissant à une limitation en puissance de sortie.

ii. Le modèle multi-section : résolution matricielle

Au dessus du seuil, la prédominance de l'émission stimulée renforce le couplage électron-photon dans la cavité. Par ailleurs, lorsque le courant augmente, la densité de photons devient non uniforme le long de la cavité entraînant des non-linéarités spatiales (SHB). En conséquence, la distribution longitudinale de la densité des porteurs $N(z)$ adopte un profil inverse de la densité des photons $S(z)$ induisant une distribution non uniforme de l'indice de réfraction $n(z)$ le long du réseau de Bragg. Les effets du SHB ne peuvent pas être visualisés par le modèle mono-section décrit précédemment. Le modèle multi-section basé sur les matrices de transfert permet donc de prendre en compte la variation significative de la distribution longitudinale de l'indice de réfraction en fonction du courant de polarisation au dessus du seuil. Notons que le choix optimal du nombre de section est un compromis entre la rapidité et la précision du calcul. Généralement, nous découpons la cavité laser en 32 sections.

La matrice de transfert $[M^i]$ de la fin de la section i est définie par :

$$\begin{pmatrix} U_i \\ V_i \end{pmatrix} = M^i \cdot \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S^i_{11} & S^i_{12} \\ S^i_{21} & S^i_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

avec

$$M^i = \prod_{k=1}^i (\overline{M_{Period}})^{n_k} \times \overline{\phi_{AR}} \times \overline{R_{AR}} \quad (2.38)$$

En considérant que $V_0 = 0$, nous obtenons :

$$\begin{cases} U_i = S^i_{11}U_0 \\ V_i = S^i_{21}U_0 \end{cases} \quad (2.39)$$

La densité de photons à la fin de la section i ($z = z_i$) s'écrit donc [3]:

$$S_i = S(z_i) = \frac{S_L}{|U_0|^2} (|U_i|^2 + |V_i|^2) = S_L f_i \quad (2.40)$$

avec

$$f_i = |S^i_{11}|^2 + |S^i_{21}|^2 \quad (2.41)$$

f_i représente la fonction de distribution de $S(z_i)$ et S_L est une constante de normalisation à déterminer.

La distribution longitudinale de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs est donnée par [12–14]:

$$n_i = n(z_i) = n_{Seuil} + \Gamma \frac{dn}{dN} (N(z_i) - N_{Seuil}) \quad (2.42)$$

où n_{Seuil} est l'indice de réfraction au seuil, Γ est le facteur de confinement et dn/dN est la pente de l'indice de réfraction par rapport à la densité des porteurs $N(z)$.

Au dessus du seuil, la densité de porteurs dans chaque section doit satisfaire l'équation de conservation des porteurs (2.33) à l'équilibre thermodynamique ($\partial/\partial t = 0$) :

$$\begin{aligned} \frac{I}{eV} &= N(z_i)(A_{nrad} + B_{rad}N(z_i) + C_{aug}N(z_i)^2) + v_g g_{mat}(N(z_i), S(z_i))S(z_i) \\ &= \frac{N_i}{\tau_e} + v_g g_{mat}(N_i, S_i)S_i \end{aligned} \quad (2.43)$$

où τ_e est la durée de vie effective des porteurs. Dans un but de simplification de calcul, nous considérons que τ_e est constante le long de la cavité [3]:

$$\tau_e = \frac{1}{(A_{nrad} + B_{rad}\langle N \rangle + C_{aug}\langle N \rangle^2)} \quad (2.44)$$

où $\langle N \rangle$ est la densité moyenne de porteurs dans la cavité définie par :

$$\langle N \rangle = \int_0^L N(z) dz = \frac{\Lambda}{L} \sum_i N_i m_i \quad (2.45)$$

En utilisant l'équation (2.44) et en remplaçant $N(z_i)$ par $\langle N \rangle$ pour les termes $B_{rad}N(z_i)$ et $C_{aug}N(z_i)^2$ de l'équation (2.33), nous obtenons:

$$N_i = \frac{1}{a} \left(-b \times \left(-2 \times f_{LW} \left(\frac{a}{2b\sqrt{c}} e^{\frac{d}{2b}} \right) + \frac{d}{b} \right) - d \right) \quad (2.46)$$

avec f_{LW} la fonction W de Lambert, $a = \frac{1}{\tau_e}$, $b = \frac{v_g g_0 \cdot S_i}{1 + \varepsilon S_i}$, $c = \frac{ed_{qw} B_{rad}}{J_0}$ et $d = \frac{I}{eV}$.

En utilisant l'équation (2.46), la constante de normalisation S_L est ainsi déterminée à travers la résolution de la condition d'oscillation (2.14) après une intégration le long de la cavité:

$$\Lambda \Gamma \sum_i g_{mat}(N_i, S_L f_i) m_i = (2\alpha_{DFB} + \alpha_{int}(\langle N \rangle)) L \quad (2.47)$$

Les effets des non-linéarités spatiales sont pris en compte en considérant un gain non uniforme le long de la cavité $g_{mat}(N_i, S_L f_i)$ dans l'équation (2.33) dans laquelle la distribution longitudinale de la densité de porteurs est obtenue par l'équation (2.46). La distribution non uniforme de l'indice de réfraction est donc calculée en utilisant la distribution de la densité de porteurs à travers l'équation (2.42).

La méthode numérique permettant la prédiction du comportement statique du laser pour des courants de polarisation au dessus du seuil est celle développée par *Orfanos et al* [3]. L'algorithme de calcul est décrit dans la figure 2.6.

Nous avons vu dans le premier chapitre que le couplage de l'émission spontanée au mode laser au dessus du seuil entraîne des fluctuations de phase de l'onde émise induisant des fluctuations additionnelles d'amplitude. Ceci est dû au couplage de gain et de l'indice de réfraction optique à travers la densité de porteurs.

Pour le cas des lasers DFB, le calcul du facteur de couplage phase-amplitude effectif est effectué en admettant le modèle développé dans [15] qui exploite le formalisme de la théorie du circuit électrique à conductance négative. Ce facteur est exprimé en fonction de la distribution longitudinale de la densité de photons S_i et de porteurs N_i par [2,3]:

$$\alpha_{eff} = - \frac{\sum_i \left\{ \alpha_H^i 1 + \varepsilon \Gamma S_i \Im m \left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} + \Re e \left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} \right\} \partial N_i / \partial V_0}{\sum_i \left\{ \alpha_H^i (1 + \varepsilon \Gamma S_i) \Re e \left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} - \Im m \left\{ \frac{\partial M_{11}/M_{12}}{\partial n_i} \right\} \right\} \partial N_i / \partial V_0} \quad (2.48)$$

avec

$$\frac{\partial N_i}{\partial V_0} = - \frac{v_g \Gamma g_{mat}(N_i, S_i) S_i \sqrt{\frac{2G_c}{P_{sortie}}}}{(1 + \varepsilon \Gamma S_i)^2 (A_{nrad} + 2B_{rad} \langle N \rangle + 3C_{Aug} \langle N \rangle^2) + v_g \Gamma \frac{\partial g_{mat}}{\partial N} S_i (1 + \varepsilon \Gamma S_i)} \quad (2.49)$$

$$\alpha_H^i = - \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n_i}{\partial N_i}}{\frac{\partial g_{mat}(N_i, S_i)}{\partial N_i}} \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial g_{mat}(N_i, S_i)}{\partial N_i} = \frac{2g_0}{N_i} \quad (2.51)$$

où M est la matrice de transfert totale du laser DFB, P_{sortie} est la puissance optique de sortie, V_0 , G_c sont respectivement la tension optique appliquée et la conductance de charge du laser dans le modèle du circuit électrique et α_H^i est le facteur de couplage phase-amplitude pour la section i défini au premier chapitre.

La dérive en fréquence, induit par la fluctuation de la puissance du champ optique, se traduit par un élargissement de la raie du laser $\Delta\nu$ donné par [2]:

$$\Delta\nu = \frac{h\nu\beta_{SP}v_g}{4\pi \cdot P_{sortie}} \frac{(1 + |M_{21}|^{-2})(1 + \alpha_{eff}^2)}{\alpha_{DFB} \left| \Im m \left\{ \frac{dM_{11}}{dw} / M_{21} \right\} v_g \right|^2 (1 + \rho\alpha_{eff})^2} \quad (2.52)$$

où β_{SP} , ρ sont respectivement le taux d'émission spontanée couplé au mode laser et le taux de filtrage fréquentiel dans la cavité et α_{eff} représente le coefficient d'élargissement spectral analogue au facteur de Henry α_H pour une structure qui ne présentait aucune inhomogénéités spatiales. Ces paramètres sont définis dans [2].

La puissance de sortie du laser est calculée en fonction de la densité de photons dans la première section du coté de la facette AR et est définie par :

$$P_{\text{sortie}} = \frac{V \cdot h\nu \cdot \nu_g}{L\Gamma} S_0 \quad (2.53)$$

où h est la constante de Planck, ν est la fréquence d'émission, V est le volume de la cavité et S_0 est la densité de photons du côté de la facette AR.

En régime statique, nous étudions le comportement du chirp adiabatique des lasers DFB en calculant pour chaque courant injecté le CCR et le CPR définis dans les équations (1.75) et (1.76).

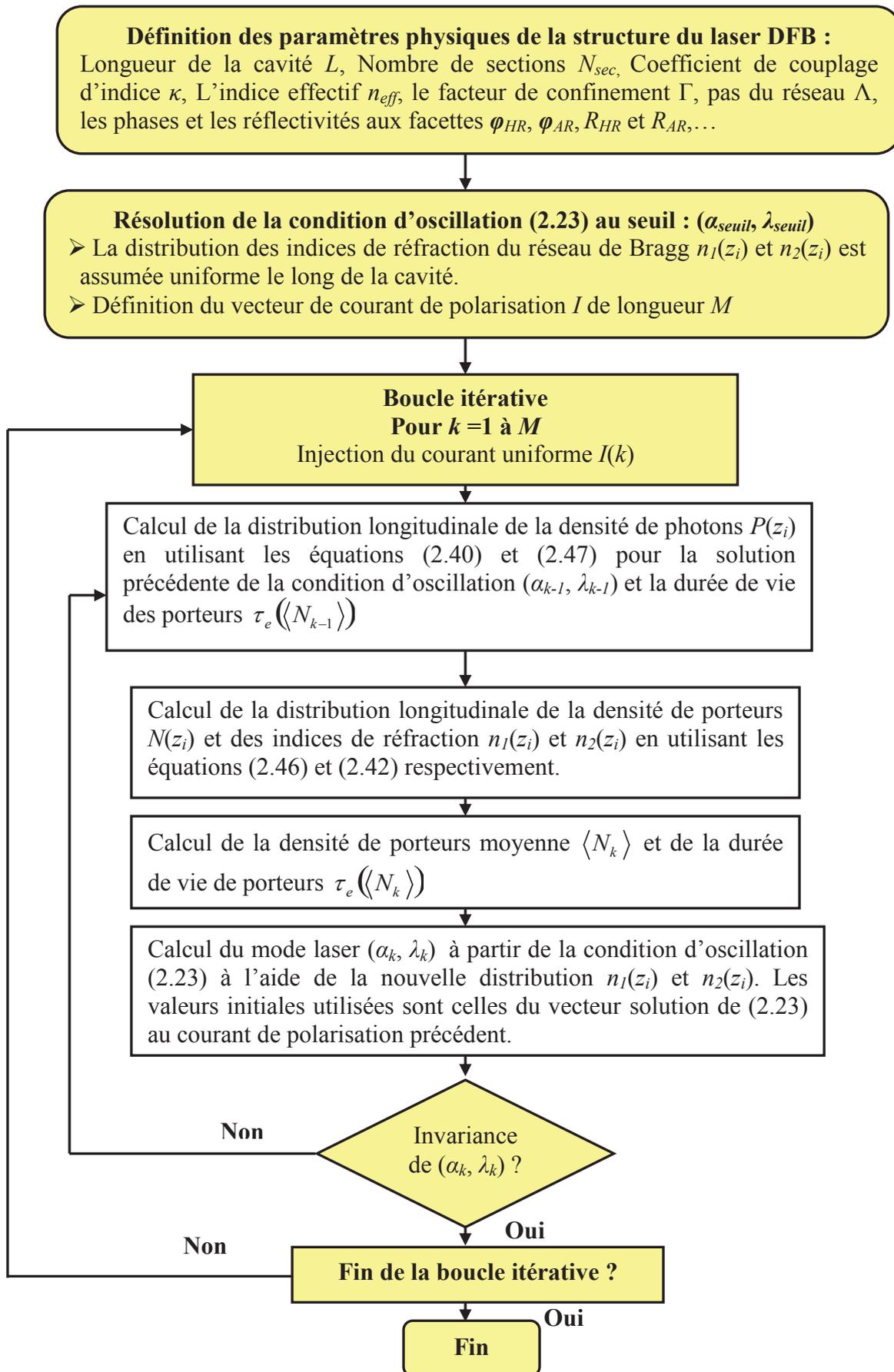


Figure 2.6: Algorithme de calcul des modes au dessus du seuil du laser DFB (d'après [3])

iii. Le spectre d'émission

Les modes secondaires en compétition dans la cavité ayant un gain inférieur aux pertes DFB (α_{DFB}) n'arrivent jamais à osciller et seul un mode émet de la lumière cohérente. Nous considérons pour le calcul du spectre d'émission que le laser est toujours monomode et que le gain au seuil des modes secondaires n'est plus modifié même en présence de nouvelles distributions d'indice de réfraction ou de gain. La valeur de l'amplitude des modes secondaires est un peu sous estimée puisque nous supposons que tous ces modes sont uniquement constitués d'émission spontanée générée au centre de chaque section [2]. Ensuite, le modèle prend en compte l'émission spontanée amplifiée et/ou réfléchiée par les sections adjacentes à la section considérée (figure 2.7).

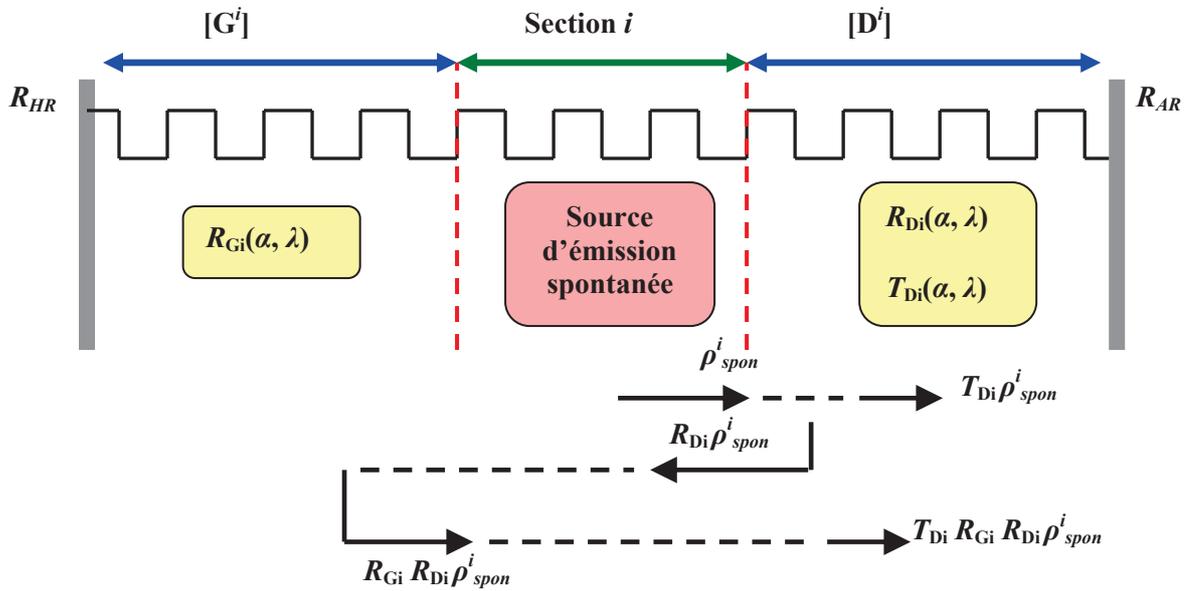


Figure 2.7: Processus de transmission et de réflexion de l'émission spontanée produite au centre de la section i par les différentes sections adjacentes représentées par des coefficients de transmission et de réflexion équivalents.

L'émission spontanée totale à la sortie de la cavité laser est égale à la somme de la contribution de chacune des sections i ($P_{spont}^i(\lambda)$) :

$$P_{spont} = \sum_i P_{spont}^i(\lambda) \quad (2.54)$$

$$P_{spont}^i(\lambda) = \left| T_{Di}(\lambda) \frac{1 + R_{Gi}(\lambda)}{1 - R_{Gi}(\lambda)R_{Di}(\lambda)} \rho_{spont}^i \right|^2 \quad (2.55)$$

où $R_{G^i}(\lambda)$, $R_{D^i}(\lambda)$, $T_{D^i}(\lambda)$ et ρ_{spont}^i sont respectivement les réflectivités équivalentes à gauche et à droite de la section i , la transmission équivalente à droite de la section i et l'émission spontanée générée par la section i . Ils sont données par :

$$R_{G^i}(\lambda) = \frac{G_{12}^i - R_{HR} G_{22}^i}{R_{HR} G_{21}^i - G_{11}^i} \quad (2.56)$$

$$R_{D^i}(\lambda) = \frac{D_{21}^i + R_{AR} D_{22}^i}{R_{AR} G_{12}^i + D_{11}^i} \quad (2.57)$$

$$T_{D^i}(\lambda) = \frac{\sqrt{1 - R_{AR}^2}}{D_{11}^i + R_{AR} D_{12}^i} \quad (2.58)$$

$$\rho_{spont}^i = \beta_{SP} V_i B_{rad} N_i^2 \quad (2.59)$$

où $D_{k,j}^i$, $G_{k,j}^i$ ($(k,j) \in [1,2]^2$) sont les coefficients des matrices de transfert partielles à droite et à gauche du centre de la section i et V_i est le volume de la section i .

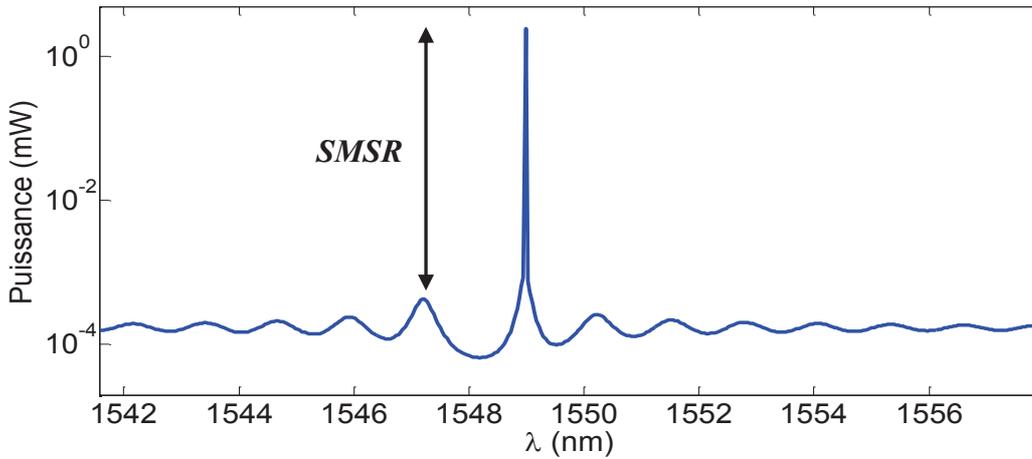


Figure 2.8: Spectre calculé d'un laser DFB traité HR/AR à la puissance de sortie de 2,4 mW ,
 $L = 470 \mu\text{m}$, $\kappa L = 1$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = 1,1\pi$

La figure 2.8 représente le spectre calculé d'un laser DFB traité en HR/AR à la puissance de sortie 2,4 mW. Le taux de rejection des modes secondaires (SMSR : Single Mode Suppression Ratio) caractérise la monochromaticité du laser. Il est ainsi obtenu approximativement à partir du spectre de l'émission spontanée en calculant la différence entre la densité de puissance du mode laser P_{laser} et du mode secondaire principal ayant les pertes les plus faibles P_{sec} .

Il est donné par :

$$SMSR = 10 \text{Log}_{10} \left(\frac{P_{laser}}{P_{sec}} \right) \quad (2.60)$$

2.1.2.d. Description dynamique du laser

Une transmission de l'information peut être obtenue en modulant directement le courant de polarisation du laser amenant, une modulation d'amplitude (AM) et de fréquence (FM). Dans cette partie, nous étudions le comportement dynamique du laser DFB HR/AR en régime petit et grand-signal.

i. Modulation petit signal

En régime petit-signal, les réponses AM et FM du laser peuvent être calculées en utilisant une technique de linéarisation des équations d'évolution de densité de porteurs (2.33) et de photons (2.34) [16]. Une modulation du courant de polarisation engendre une modulation simultanée de la densité de porteurs et de photons :

$$\begin{cases} I(t) = I_0 + \delta I(t) \\ N(t) = N_0 + \delta N(t) \\ S(t) = S_0 + \delta S(t) \end{cases} \quad (2.61)$$

où N_0 et S_0 sont les valeurs de la densité de porteurs et de photons calculées à l'aide du modèle statique ($\delta I(t) = 0$) pour le courant de polarisation I_0 :

Le gain matériau est linéarisé par le développement de Taylor autour de I_0 :

$$g_{mat}(N, S) = g_{mat}(N_0, S_0) + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 \delta N + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S} \right]_0 \delta S \quad (2.62)$$

Les coefficients $\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0$ et $\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S} \right]_0$ sont respectivement le gain différentiel et la saturation du gain calculés pour I_0 .

En injectant les équations (2.61) et (2.62) dans (2.33) et (2.34), nous obtenons :

$$\frac{\partial \delta N(t)}{\partial t} = \frac{\delta I(t)}{eV} - \Gamma_N \delta N(t) - (g_{mat}(N_0, S_0) + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S} \right]_0 S_0) \delta S(t) \quad (2.63)$$

$$\frac{\partial \delta S(t)}{\partial t} = -\Gamma_S \delta S(t) + \left(\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 S_0 + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N} \right) \delta N(t) \quad (2.64)$$

$$\text{avec} \quad \Gamma_S = \frac{R_{sp}}{S_0} - \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S} \right]_0 S_0 \quad (2.65)$$

$$\Gamma_N = \gamma_e + N_0 \frac{\partial \gamma_e}{\partial N} + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 S_0 \quad (2.66)$$

$$\gamma_e = (A_{nrad} + B_{rad} N_0 + C_{aug} N_0^2) \quad (2.67)$$

$$R_{sp} = \beta_{sp} B_{rad} N^2 \quad (2.68)$$

En éliminant δN des deux équations (2.63) et (2.64), l'équation de la modulation de la densité de photons s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \delta S(t)}{\partial t^2} + 2\Gamma_r \frac{\partial \delta S(t)}{\partial t} + f_r^2 \delta S = \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 S_0 \frac{\delta I(t)}{eV} \quad (2.69)$$

où Γ_r et f_r sont respectivement le taux d'amortissement et la fréquence de l'oscillation de relaxation donnés par:

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} (\Gamma_N + \Gamma_S) \quad (2.70)$$

$$f_r = \frac{\Omega_r}{2\pi} = \sqrt{\left[\left(g_{mat}(N_0, S_0) + \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial S} \right]_0 S_0 \right) \cdot \left(\left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 S_0 + \frac{\partial R_{sp}}{\partial N} \right) + \Gamma_N \Gamma_S \right]} \quad (2.71)$$

La figure 2.9 montre un exemple de réponse transitoire d'un laser HR/AR-DFB lors d'un saut de courant de 3 mA à $t = 100$ ps. La densité de porteurs et de photons s'approchent asymptotiquement d'une nouvelle valeur statique après une oscillation amortie à la fréquence de relaxation f_r avec un taux d'amortissement de Γ_r .

Dans le cadre d'une modulation sinusoïdale petit-signal de fréquence $f_m = \Omega_m/2\pi$ et de courant de modulation I_m ($\delta I(t) = \Re I_m e^{-i\Omega_m t}$), la fonction de transfert complexe et normalisée qui décrit le transfert courant/intensité est donnée par:

$$H(\Omega_m) = \frac{\Omega_r^2}{\Omega_r^2 - \Omega_m^2 - 2i\Gamma_r \Omega_m} \quad (2.72)$$

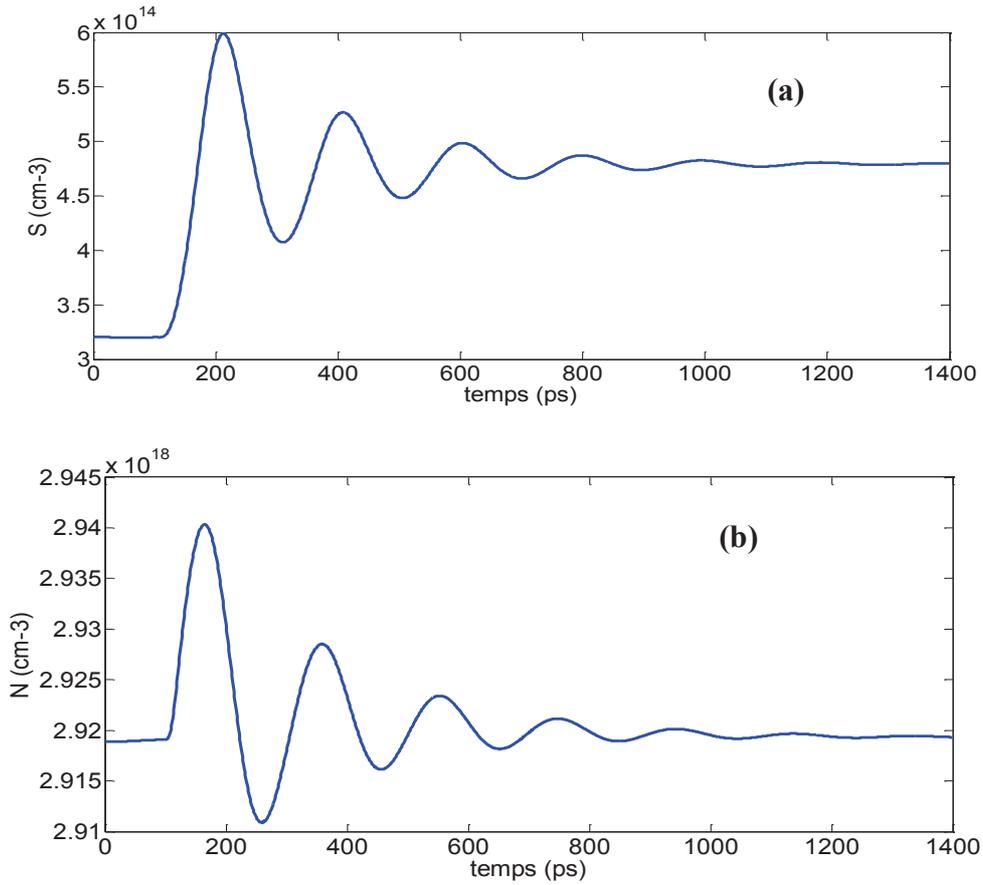


Figure 2.9: Réponse transitoire en densité de photons (a) et de porteurs (b) d'un laser HR/AR-DFB modulé directement en régime petit-signal, $L = 470 \mu\text{m}$, $\kappa L = 1,4$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = 1,1\pi$

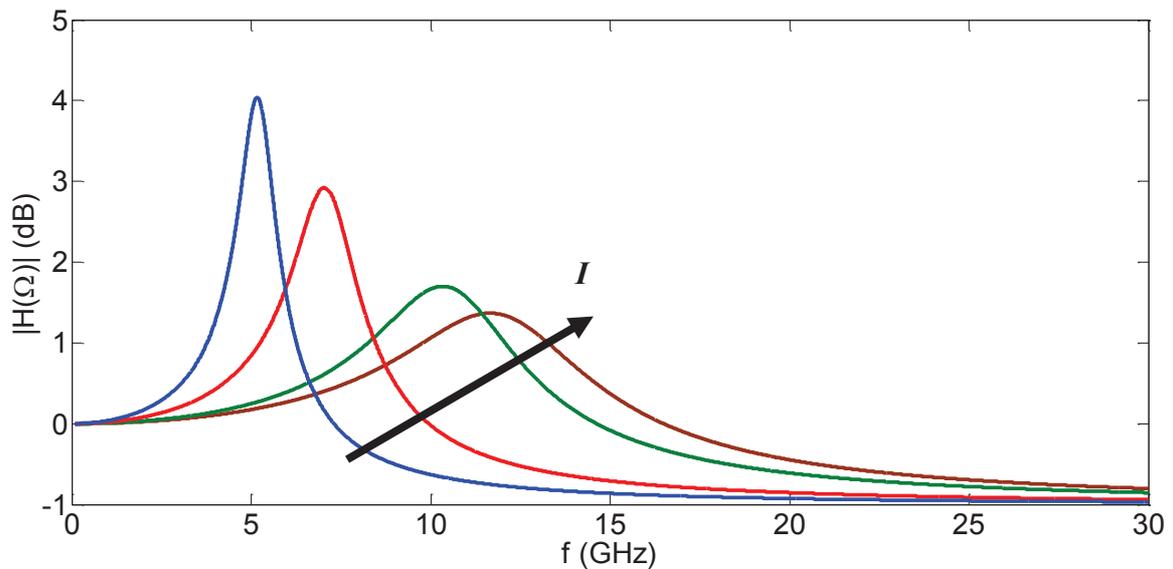


Figure 2.10: Réponse AM d'un laser d'un HR/AR-DFB en régime petit-signal pour différents courants de polarisation, $L = 470 \mu\text{m}$, $\kappa L = 1,4$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = 1,1\pi$

La figure 2.10 illustre la réponse en intensité d'un laser (module de l'équation (2.72)) pour plusieurs courants de polarisation. A basse fréquence, la réponse est presque plate et atteint son maximum à la fréquence de relaxation Ω_r . Lorsque $\Omega_m \gg \Omega_r$, l'amplitude se dégrade rapidement avec la fréquence de modulation. La fréquence de relaxation est proportionnelle à la densité moyenne de photons dans la cavité. En effet, lorsque le courant de polarisation s'accroît, les résonances associées à la relaxation se déplacent vers les hautes fréquences et s'amortissent entraînant une augmentation de la bande passante du laser.

La phase ϕ de l'onde émise change lors du changement de l'indice de réfraction à travers la variation de la densité de porteurs causée par la modulation du courant. Ce changement peut s'écrire de la manière suivante :

$$\phi(t) = \phi_0 + \delta\phi(t) \quad (2.73)$$

Le premier terme ϕ_0 satisfait l'équation statique (1.54) [17]:

$$\frac{\partial\phi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2} (\Gamma g_{mat}(N, S) - \alpha_{int}(N) - 2\alpha_{DFB}) \quad (2.74)$$

En remplaçant (2.73) dans (2.74) nous obtenons :

$$\frac{\partial\delta\phi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{2} \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 \delta N(t) \quad (2.75)$$

La modulation en fréquence est déduite de l'équation (2.74) et est définie par :

$$\frac{\partial\delta\nu(t)}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial\delta\phi(t)}{\partial t} = \frac{\alpha_H}{4\pi} \left[\frac{\partial g_{mat}}{\partial N} \right]_0 \delta N(t) \quad (2.76)$$

De point de vue matriciel, les réponses AM et FM du laser sont calculées par la méthode des fonctions enveloppes [2]. En effet, le champ optique qui se propage dans la cavité s'écrit:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int E(\omega) e^{j(\omega - \omega_0)t} d\omega \quad (2.77)$$

où ω_s est la pulsation complexe en régime stationnaire. L'équation d'évolution temporelle du champ optique est définie par:

$$\frac{\partial}{\partial t} \log(E(t)) = j(\omega - \omega_s) \quad (2.78)$$

En décomposant le champ en module et en phase ($E(t) = \sqrt{P} e^{j\phi(t)}$), les équations d'évolution temporelle de la puissance et de la phase de l'onde sont données par :

$$\begin{cases} \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \ln(P(t)) = \Re e(j\omega - \omega_s) \\ \frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \Im m(j(\omega - \omega_s)) \end{cases} \quad (2.79)$$

En différenciant la condition d'oscillation (2.20) de la manière suivante nous obtenons :

$$\frac{\partial M_{11}}{\partial \omega} \delta\omega + \sum_i \frac{\partial M_{11}}{\partial N_i} \delta N_i + \sum_i \frac{\partial M_{11}}{\partial S_i} \delta S_i = 0 \quad (2.80)$$

avec $\delta\omega = \omega - \omega_s$.

La modulation de puissance de sortie (AM) ainsi que la modulation en fréquence optique (FM) sont obtenues à partir du système d'équations (2.79) [2]:

$$AM = \frac{\delta P}{\delta I} = \frac{2P \sum_i \Im m \left(\frac{\partial M_{11} / \partial N_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \delta_i}{j\omega_m - 2P \left(\sum_i \Im m \left(\frac{\partial M_{11} / \partial N_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \gamma_i + \sum_i \Im m \left(\frac{\partial M_{11} / \partial S_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \beta_i \right)} \quad (2.81)$$

$$FM = \frac{\delta f}{\delta I} = -\frac{1}{2\pi} \left(\begin{aligned} & \sum_i \Re e \left(\frac{\partial M_{11} / \partial N_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \delta_i + \sum_i \Re e \left(\frac{\partial M_{11} / \partial N_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \gamma_i \frac{\partial P}{\partial I} \\ & + \sum_i \Re e \left(\frac{\partial M_{11} / \partial S_i}{\partial M_{11} / \partial \omega} \right) \beta_i \frac{\partial P}{\partial I} \end{aligned} \right) \quad (2.82)$$

$$\text{avec} \quad \delta_i = \frac{1}{eV} \frac{1}{j\omega_m + (A_{nrad} + 2B_{rad}N_i + 3C_{aug}N_i^2) + \frac{\Gamma 2g_0 v_g S_i}{N_i(1 + \varepsilon S_i)}} \quad (2.83)$$

$$\delta_i = \frac{\frac{\Gamma v_g g_0 \cdot \ln \left(\frac{ed_{qw} B_{rad} N_i^2}{J_0} \right)}{(1 + \varepsilon S_i)^2} \beta_i}{j\omega_m + (A_{nrad} + 2B_{rad}N_i + 3C_{aug}N_i^2) + \frac{\Gamma 2g_0 v_g S_i}{N_i(1 + \varepsilon S_i)}} \quad (2.84)$$

$$\beta_i = \frac{S_i}{S_1} \left(\frac{V \cdot h\nu \cdot v_g \cdot 2\alpha_{DFB}}{\Gamma} \right) \quad (2.85)$$

où ω_m est la pulsation de modulation. A fréquence de modulation élevée, le facteur de couplage phase-amplitude du matériau peut être calculé à partir du rapport $2\tilde{\beta}/m$ (équation (1.77)) approximé par:

$$\left| \frac{2\tilde{\beta}}{m} \right| = \frac{2\beta}{m} = \frac{2P_0}{f_m} |CPR| = \frac{2P_0}{f_m} \left| \frac{FM}{AM} \right| \approx \alpha_H \quad (2.86)$$

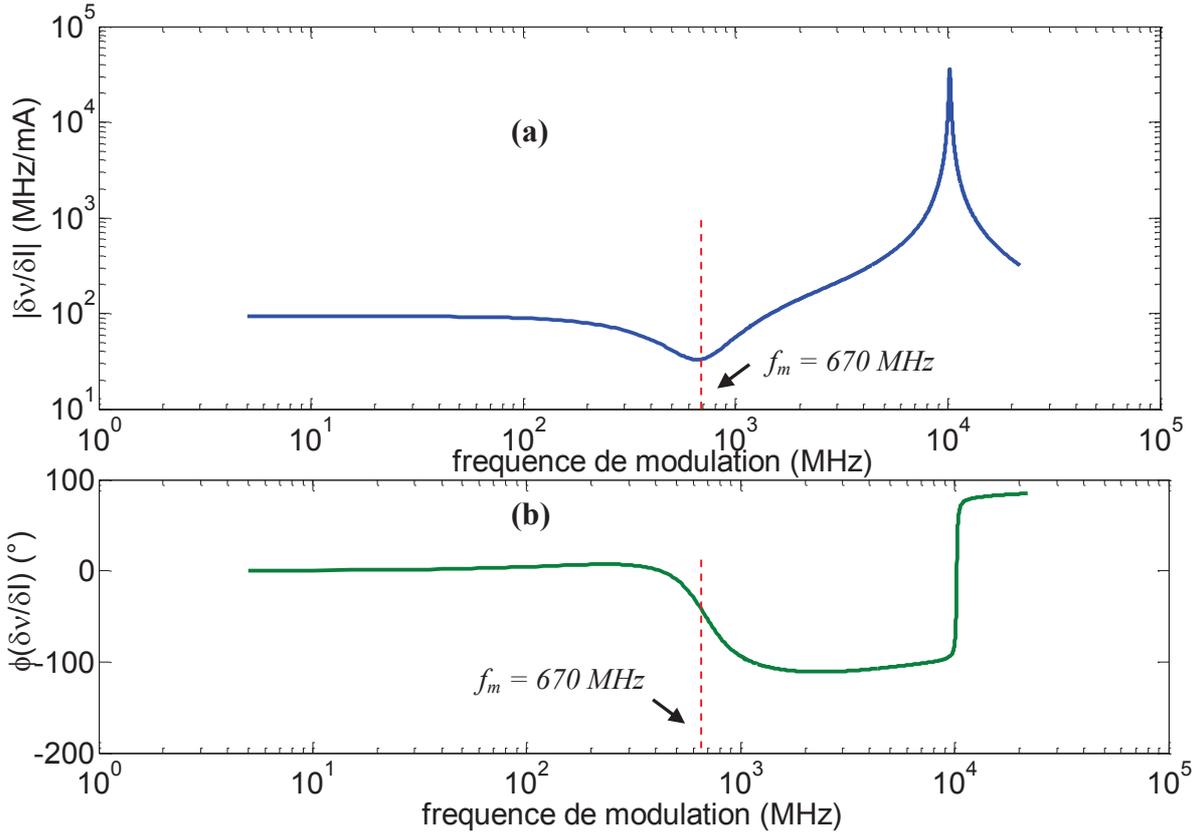


Figure 2.11: Réponse FM en amplitude (a) et en phase (b) d'un laser HR/AR-DFB en régime petit-signal pour un courant de polarisation de $4 \times I_{seuil}$, $L = 470 \mu\text{m}$, $\kappa L = 1.4$, $R_{HR} = 95\%$, $R_{AR} = 0,1\%$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = 1,1\pi$,

La réponse FM en amplitude et en phase d'un laser HR/AR-DFB calculée pour un courant de polarisation $4 \times I_{seuil}$ est portée sur la figure 2.11. De même que la réponse AM, l'efficacité de la modulation FM croît avec la fréquence de modulation et atteint son maximum à la fréquence de relaxation du laser. La modulation FM du laser n'est pas envisageable aux basses fréquences en raison des effets thermiques et non-linéaires. En effet, la réponse FM à une fréquence de l'ordre de l'ordre de 670 MHz présente un creux associé au SHB qui n'apparaît pas à la réponse AM. Ce creux correspond à un changement de phase de la réponse FM (figure 2.11(b)). La figure 2.12 montre la variation du rapport $2\beta/m$ en fonction de la fréquence de modulation qui tend vers le facteur de couplage phase-amplitude matériau α_H à

fréquences élevées. La présence des non-linéarités spatiales dues au SHB dans la cavité permet d'affecter l'asymptote qui constitue une méthode efficace de mesure de α_H .

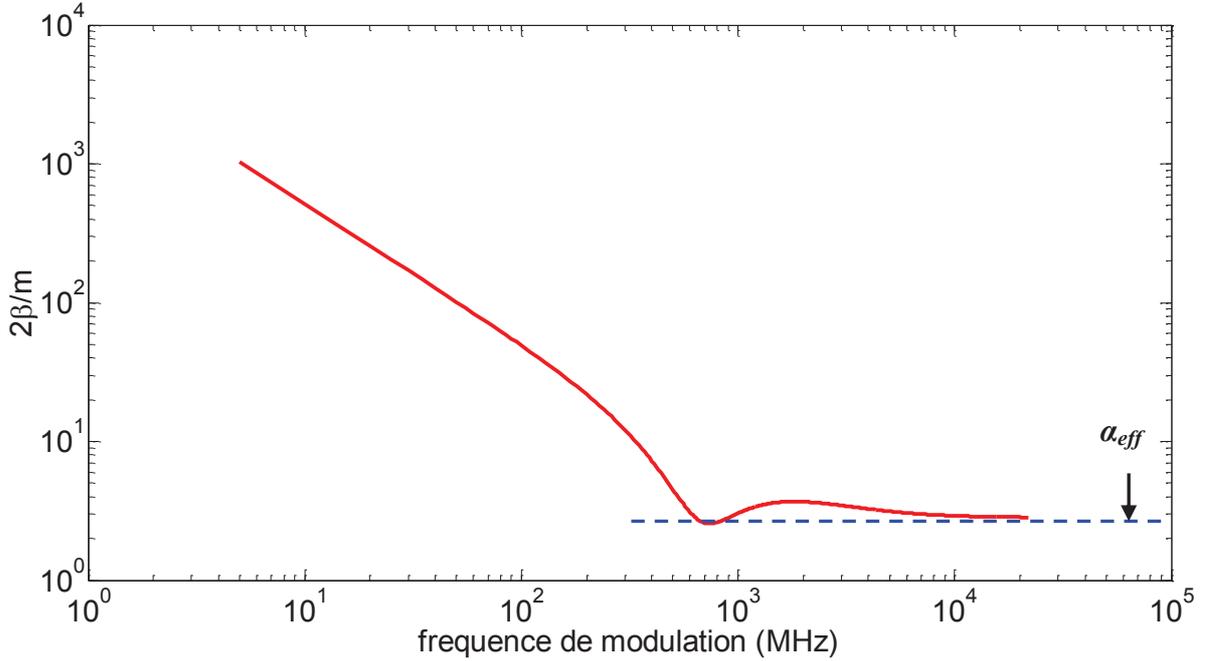


Figure 2.12: Variation du rapport ($2\beta/m$) en fonction de la fréquence de modulation

ii. Modulation grand signal

Dans un système de transmission, la connaissance du temps de montée et de descente de la réponse AM ainsi que la dérive de fréquence (« chirp ») est essentielle surtout lorsque le courant de modulation est élevé (modulation en grands signaux) vu que l'analyse petit-signal basée sur la linéarisation des équations de conservation de porteurs et de photons reste insuffisante pour décrire le comportement dynamique du laser. Pour pouvoir prendre en compte les effets du SHB, de la variation des pertes internes et de la compression du gain, nous avons utilisé les équations de conservation sans linéarisation dans une nouvelle méthode numérique inspirée de la méthode de calcul statique qui permet de calculer les effets transitoires dans le laser soumis à une modulation à priori quelconque de son courant de polarisation. L'équation de conservation des porteurs est calculée à chaque courant $I(t)$ et pour chaque section i alors que pour celle de conservation de l'ensemble des photons dans la cavité, nous négligeons la contribution de l'émission spontanée :

$$\frac{\partial N_i(t)}{\partial t} = \frac{I(t)}{eV} - N_i(t)(A_{rad} + B_{rad}\langle N \rangle + C_{aug}\langle N \rangle^2) - v_g g_{mat}(N_i(t), S_i(t))S_i(t) \quad (2.87)$$

$$\sum_i \frac{\partial S_i(t)}{\partial t} m_i = \Lambda \left(\sum_i (\Gamma v_g g_{mat} N_i(t), S_i(t) - v_g \alpha_{int}(\langle N \rangle) - 2v_g \alpha_{DFB}) m_i \sum_i S_i(t) m_i \right) \quad (2.88)$$

La résolution de ce système d'équation est faite à l'aide de la méthode de *Runge-Kutta* classique d'ordre 4 en remplaçant $S_i(t)$ par $S_L(t)f_i(t)$ et en considérant les mêmes approximations que celles utilisées dans le calcul du régime statique. L'équation de conservation des photons s'écrit alors :

$$\frac{\partial S_L(t)}{\partial t} = \frac{1}{\sum_i f_i m_i} \left[\begin{array}{l} \Lambda \left(S_L \sum_i f_i m_i \right) \left(\sum_i (\Gamma v_g g_{mat} (N_i(t), S_i(t)) - v_g \alpha_{int}(\langle N \rangle) - 2v_g \alpha_{DFB}) m_i \right) \\ - \left(S_L \sum_i \frac{\partial f_i}{\partial t} m_i \right) \end{array} \right] \quad (2.89)$$

La figure 2.13 donne l'algorithme de calcul de la réponse temporelle en puissance et en fréquence en régime grand-signal.

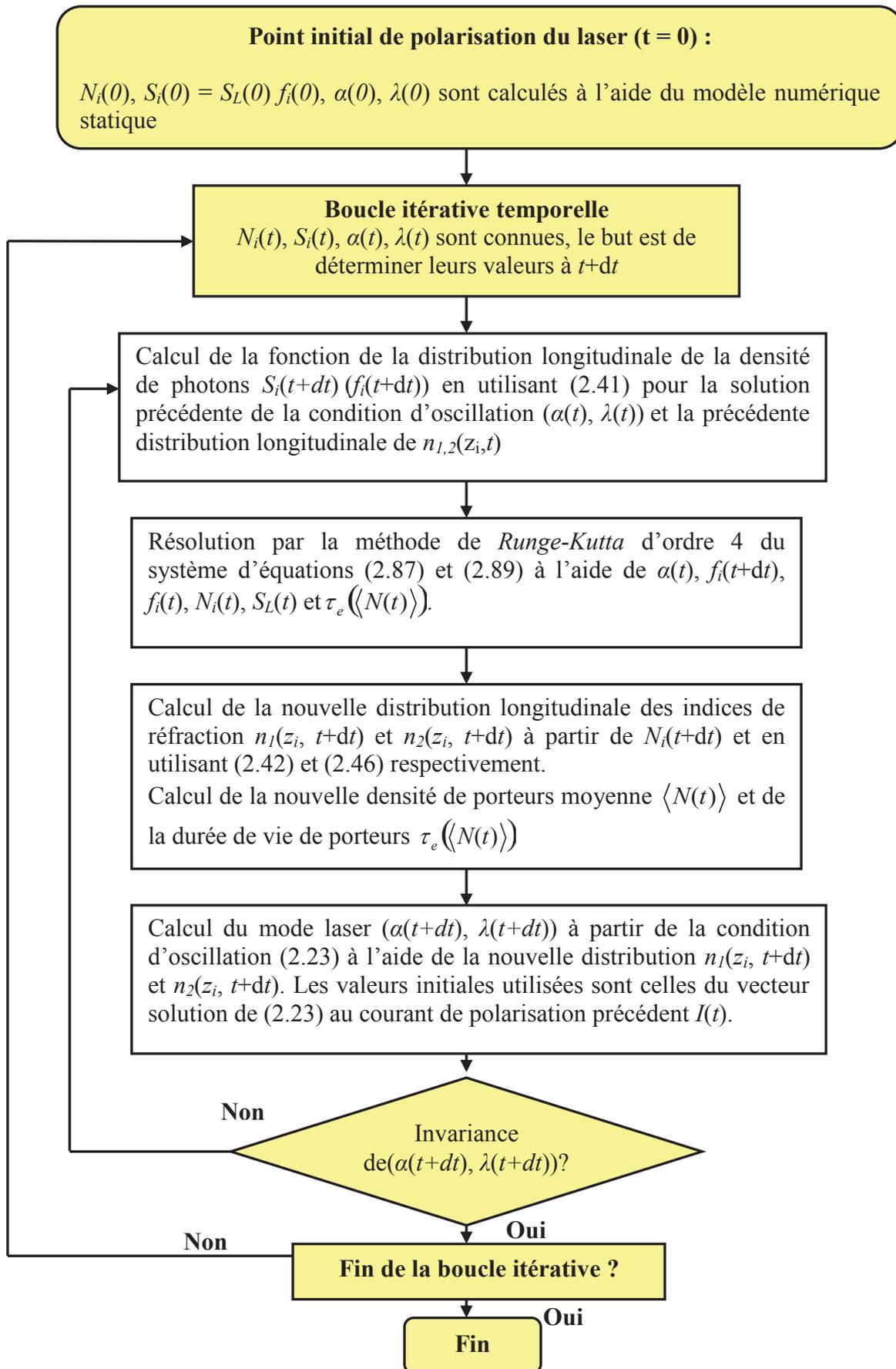


Figure 2.13: Algorithme de calcul de la réponse temporelle AM et FM en régime modulation grand signal

2.2. Modélisation d'un laser HR/AR-DFB soumis à une rétroaction optique

2.2.1. Théorie de la rétroaction optique

Le comportement des lasers DFB est fortement perturbé par la présence d'une rétroaction optique externe [18]. Il s'agit du retour de lumière émise par le laser dans sa cavité. Le taux de retour optique est alors défini par [19]:

$$\Gamma_r = \frac{P_r}{P_e} = \gamma^2 \quad (2.90)$$

où P_r et P_e sont respectivement les puissances optiques émises et réinjectés.

La rétroaction optique peut être générée en plaçant un réflecteur d'amplitude γ distant de L_r du coté de la facette AR du laser DFB formant une cavité externe d'indice optique n_r (figure 2.14).

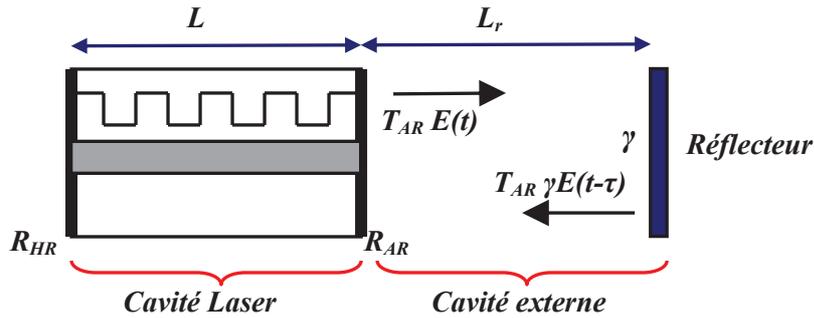


Figure 2.14: Cavité laser soumise à une rétroaction optique d'amplitude γ (d'après [19])

On appelle T_{AR} le coefficient de transmission en amplitude de la facette AR. Le champ optique en sortie de la cavité laser est $T_{AR}E(t)$. Après un aller-retour de durée $\tau = 2n_r L_r / c$ dans la cavité externe, le champ réinjecté arrivant dans la cavité laser vaut $\gamma T_{AR}E(t - \tau)$.

La réflectivité effective équivalente de la facette AR soumise à la rétroaction optique est donnée par:

$$\tilde{R}_{AR,eq} = R_{AR,eq} e^{j\varphi_{AR,eq}} \quad (2.91)$$

où $R_{AR,eq}$ $\varphi_{AR,eq}$ sont respectivement la réflectivité en amplitude et la phase du champ résultant de la superposition du champ réfléchi par la facette AR et réinjecté dans le laser.

L'équation (2.91) s'exprime alors par la relation :

$$\tilde{R}_{AR,eq} E(t) = R_{AR} e^{j\varphi_{AR}} E(t) + \gamma T_{AR}^2 E(t - \tau) \quad (2.92)$$

En assimilant le champ optique à une onde monochromatique d'amplitude E_0 ($E(t)=E_0 e^{-i\omega t}$), la réflectivité effective équivalente $\tilde{R}_{AR,eq}$ correspondant à une rétroaction optique de faible amplitude γ devient:

$$R_{AR,eq} e^{j\varphi_{AR,eq}} = R_{AR} e^{j\varphi_{AR}} + \gamma(1 - |R_{AR}|^2) e^{j\omega\tau} \quad (2.93)$$

La rétroaction optique, caractérisée par le couple (γ, τ) entraîne une perturbation des comportements statique et dynamique des lasers DFB. En effet, elle s'accompagne d'une modification des pertes de la cavité, de la distribution longitudinale de la densité de porteurs et de photons, du gain optique et donc de la fréquence d'émission [19]. Expérimentalement, nous montrerons dans la deuxième partie du troisième chapitre que la déviation en fréquence (chirp) peut être stabilisée par une réalimentation optique contrôlée. Dans le but d'apporter une confirmation théorique ainsi qu'une validation quantitative à cette étude expérimentale, nous avons eu recours aux simulations numériques à travers un modèle d'un laser DFB soumis à une rétroaction optique que nous présenterons dans le paragraphe suivant.

2.2.2. Modification du modèle laser DFB

2.2.2.a. Modification de la condition d'oscillation

Lorsque le laser DFB est soumis à une réalimentation optique externe, toutes les caractéristiques statiques tels que la condition d'oscillation, les pertes de la cavité et le courant seuil, sont modifiées.

Pour un faible taux de rétroaction ($\gamma^2 \ll 1$), les fluctuations sur les pertes totales peuvent s'écrire comme [20]:

$$\Delta\alpha = -\frac{1}{v_g} 2K \cos(\omega\tau) = -\frac{1}{v_g} 2K \cos(\phi_r) \quad (2.94)$$

avec

$$K = \frac{2C_r\gamma}{\tau_i} \quad (2.95)$$

où $\phi_r = \omega\tau$ est la phase de l'onde de retour, C_r est le coefficient de couplage entre la cavité laser la cavité externe, τ_i est le temps aller-retour dans la cavité interne du laser, ω est la fréquence angulaire d'émission et γ est l'amplitude de la réflexion.

La condition d'oscillation (2.14) devient donc:

$$g_{net} = \Gamma g_{mat} - \alpha_{int} = 2\alpha_{DFB} - \frac{1}{v_g} 2K \cos(\phi_r) \quad (2.96)$$

En utilisant l'équation (2.93), la matrice totale d'un laser DFB soumis à une rétroaction optique devient :

$$\overline{M} = \overline{R}_{HR} \times \overline{\varphi}_{HR} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M}_{Period})^{m_i} \times \overline{\varphi}_{AR,eq} \times \overline{R}_{AR,eq} \quad (2.97)$$

avec

$$\overline{\varphi}_{AR,eq} = \begin{bmatrix} e^{j\varphi_{AR,eq}} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & e^{-j\varphi_{AR,eq}} \end{bmatrix} \quad (2.98)$$

$$\overline{R}_{AR,eq} = \frac{1}{\sqrt{1 - R_{AR,eq}^2}} \begin{bmatrix} 1 & R_{AR,eq} \\ R_{AR,eq} & 1 \end{bmatrix} \quad (2.99)$$

La condition d'oscillation (2.23) est modifiée de la manière suivante :

$$Erreur(\alpha_i, \lambda_i) = [A_{11}\alpha_i, \lambda_i + R_{AR,eq}A_{12}(\alpha_i, \lambda_i)] - [R_{HR}A_{21}(\alpha_i, \lambda_i) + R_{AR,eq}A_{22}(\alpha_i, \lambda_i)] = 0 \quad (2.100)$$

avec

$$\overline{A} = \overline{\varphi}_{HR} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M}_{Period})^{m_i} \times \overline{\varphi}_{AR,eq} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \quad (2.101)$$

2.2.2.b. Modification des caractéristiques statiques au dessus du seuil

Pour prendre en compte l'effet de la rétroaction optique externe sur la distribution longitudinale de densité de photons $S_i = S_L f_i$, nous considérons dans l'équation (2.1) que $V_0 \neq 0$. D'après (2.93), le champ réinjecté s'écrit donc:

$$V_0 = \gamma \times (1 - |R_{AR}^2|) \times e^{j\phi_r} U_0 \quad (2.102)$$

Ainsi nous obtenons :

$$\begin{cases} U_i = (S_{11}^i + \gamma \times (1 - |R_{AR}^2|) \times e^{j\phi_r} S_{12}^i) \cdot U_0 \\ V_i = (S_{21}^i + \gamma \times (1 - |R_{AR}^2|) \times e^{j\phi_r} S_{22}^i) \cdot U_0 \end{cases} \quad (2.103)$$

La fonction de distribution de la densité de photons à la fin de la section i ($z = z_i$) s'écrit donc :

$$f_i = \left| S_{11}^i + \gamma \times (1 - |R_{AR}^2|) \times e^{j\phi_r} S_{12}^i \right|^2 + \left| S_{21}^i + \gamma \times (1 - |R_{AR}^2|) \times e^{j\phi_r} S_{22}^i \right|^2 \quad (2.104)$$

De la même manière, la constante de normalisation S_L est ainsi déterminée par la résolution de la condition d'oscillation en incluant les fluctuations des pertes suite à la rétroaction optique représentées dans l'équation (2.94):

$$\Lambda \Gamma \sum_i g_{mat}(N_i, S_L f_i) m_i = \left(2\alpha_{DFB} + \alpha_{int}(\langle N \rangle) - \frac{1}{v_g} 2K \cos(\phi_r) \right) L \quad (2.105)$$

La distribution longitudinale de la densité de photons est calculée à partir de l'équation (2.104) et celle de porteurs est obtenue à l'aide de l'équation (2.46). Le comportement statique de chirp du laser est ainsi calculé en utilisant la méthode numérique décrite précédemment (figure 2.6).

2.2.2.c. Modification des caractéristiques dynamiques

Les équations d'évolution du laser DFB soumis à une rétroaction optique sont obtenues directement à partir de (2.33) et (2.34) en ajoutant les fluctuations des pertes totales du laser. La rétroaction optique externe est représentée par un champ retardé de τ et de phase ϕ_r . Il s'agit du modèle de *Lang et Kobayashi* [21]:

$$\frac{dE(t)}{dt} = \left[j\omega + \frac{1}{2}(1 + j\alpha_H)(\Gamma v_g g_{mat} - v_g \alpha_{int} - 2v_g \alpha_{DFB}) \right] E(t) + KE(t - \tau) \quad (2.106)$$

Dans cette équation, $E(t) = \sqrt{S(t)}e^{j(\phi(t) + \omega_0 t)}$ représente le champ électrique complexe qui dépend de la densité de photons $S(t)$, de la phase $\phi(t)$ et de la pulsation du laser en l'absence de retour optique ω_0 . Dans l'équation (2.106), ω est la fréquence d'émission du laser soumis à la rétroaction optique, α_H est le facteur de couplage phase-amplitude. En séparant la partie réelle et imaginaire de la relation (2.106), les équations d'évolution dynamique de la densité de photons et de la phase s'écrivent:

$$\frac{\partial S(t)}{\partial t} = v_g (\Gamma g_{mat} - \alpha_{int} - 2\alpha_{DFB}) S(t) + 2K \sqrt{S(t)S(t - \tau)} \cos(\phi_r + \phi(t) - \phi(t - \tau)) \quad (2.107)$$

$$\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = \left[(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} v_g (\Gamma g_{mat} - \alpha_{int} - 2\alpha_{DFB}) \alpha_H \right] - K \frac{\sqrt{S(t-\tau)}}{\sqrt{S(t)}} \sin(\phi_r + \varphi(t) - \varphi(t-\tau))$$

(2.108)

Pour simplifier le calcul, nous assimilons le champ électrique E à une onde monochromatique d'amplitude E_0 i.e. $E(t) = E_0 e^{-i\omega t}$. En conséquence, l'équation d'évolution de densité de photons totale (2.107) dans la cavité laser devient:

$$\begin{aligned} \sum_i \frac{\partial S_i(t)}{\partial t} m_i = & \left(\Lambda \sum_i (\Gamma v_g g_{mat} N_i(t), S_i(t) - v_g \alpha_{int} (\langle N \rangle) - 2v_g \alpha_{DFB}) m_i \right) \left(\sum_i S_i(t) m_i \right) \\ & + 2K \cos(\phi_r) \sum_i \sqrt{S_i(t) S_i(t-\tau)} m_i \end{aligned} \quad (2.109)$$

Le calcul dynamique décrit précédemment (figure 2.13) peut être réutilisé pour calculer la réponse AM et FM en régime petit et grand-signal.

2.3. Modélisation d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML)

Le modèle développé du laser peut être appliqué à la modulation duale dans le cas des D-EML en adoptant une modélisation simple du modulateur EAM basée sur les mesures expérimentales. L'étude expérimentale et l'analyse des applications du D-EML feront l'objet du quatrième chapitre.

2.3.1. Modélisation des modulateurs EAM

Le matériau semi-conducteur du modulateur EAM est caractérisé par deux grandeurs réelles : son indice n' et son coefficient d'absorption α . Nous plaçons en entrée du composant une onde monochromatique de champ électrique $E_{entrée}(t)$ et d'intensité $P_{entrée}(t) = |E_{entrée}(t)|^2$:

$$E_{entrée}(t) = \sqrt{P_{entrée}(t)} e^{i(\omega t + \phi_e)} \quad (2.110)$$

où ω est la fréquence porteuse et ϕ_e est la phase du champ entrant dans le modulateur.

Le champ électrique en sortie du modulateur s'écrit donc:

$$E_{sortie}(t) = \sqrt{P_{entrée}(t)} \times e^{[-\alpha(V(t)) \Gamma_{EAM} L_{EAM}]} \times e^{\left(-j \left(\frac{n'(V(t)) \omega}{c} \right) L_{EAM} \right)} \times e^{j(\omega t + \phi)} \quad (2.111)$$

où Γ_{EAM} , $V(t)$, L_{EAM} sont respectivement le facteur de confinement défini comme la fraction d'intensité lumineuse guidée contenue dans le matériau électro-absorbant, la tension inverse effectivement appliquée et la longueur du modulateur. La puissance de sortie du modulateur en fonction de la tension appliquée est exprimée par:

$$P_{sortie}(V(t)) = P_{entrée}(t) \times T(V(t)) \quad (2.112)$$

avec $T(V(t)) = e^{-\Gamma_{EAM} \alpha(V(t)) L_{EAM}}$ est le coefficient de transmission. La figure 2.15 montre les mesures expérimentales du coefficient de transmission d'un modulateur EAM de longueur $L_{EAM} = 75 \mu\text{m}$ et de facteur de confinement $\Gamma_{EAM} = 0,139$ fabriqué par notre partenaire industriel III-V lab. Ces mesures sont utilisées pour le calcul du profil temporel de la puissance de sortie des modulateurs

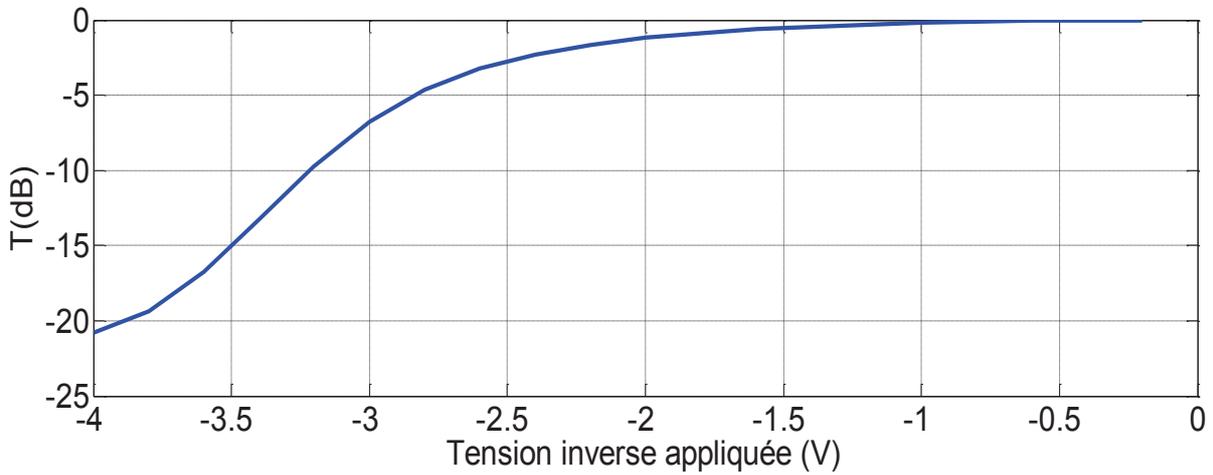


Figure 2.15: Coefficients de transmission T mesurés en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur, $L_{EAM} = 75 \mu\text{m}$, $\Gamma_{EAM} = 0,139$

Si on désire effectuer une modulation d'amplitude, on doit moduler le coefficient d'absorption α . Il en résulte une modulation d'indice de réfraction du matériau du fait des relations universelles de *Kramer-Kronig* [22]. La conséquence est une modulation de phase liée à la modulation d'amplitude entraînant ainsi des fluctuations de fréquence instantanée à la sortie du composant.

Ce phénomène a été bien étudié dans le cas des lasers à semi-conducteurs dans le premier chapitre et a mené à la définition du facteur de couplage phase-amplitude (facteur de Henry) noté α_H et défini par l'équation (1.35). La déviation en fréquence des modulateurs EAM est aussi caractérisée par un coefficient de même nature décrit au premier chapitre par l'équation (1.39). Ce paramètre caractéristique est notamment variable en fonction du point de fonctionnement des modulateurs EAM. Ceci complique légèrement le calcul analytique de la

déformation que subit l'onde qui les traverse. Pour coller au plus près de notre situation expérimentale dans les simulations, nous avons eu recours à la caractéristique expérimentale donnant le coefficient α_H en fonction de la tension appliquée pour une longueur d'onde donnée [23].

Le phénomène de déplacement en longueur d'onde du bord de la bande d'absorption est très rapide de telle façon que son temps de réponse est assez petit par rapport à l'inverse de la fréquence de modulation utilisée. De ce fait, nous supposons que le comportement du modulateur vis-à-vis le chirp est quasi-statique. Le modulateur est ainsi caractérisé par son facteur de couplage phase-amplitude mesuré dans des conditions de modulation petit-signal dépendant de la tension inverse appliquée (équation (1.67)).

D'après (1.67), la modification du facteur de couplage phase-amplitude α_H en fonction de la tension inverse appliquée permet d'avoir plusieurs types de déformation du signal optique. La figure 2.16 montre que le paramètre de Henry α_H mesurée pour un modulateur EAM de longueur $75 \mu\text{m}$, augmente avec la tension inverse appliquée. Il est d'abord négatif puis il passe au dessus de zéro.

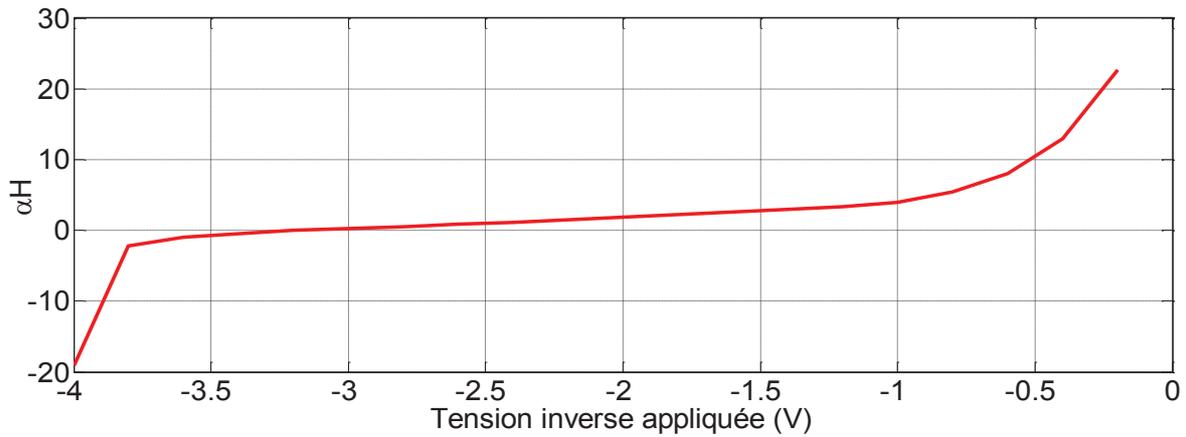


Figure 2.16: Le paramètre de Henry mesuré en fonction de la tension inverse appliquée au modulateur, $L_{mod} = 75 \mu\text{m}$, $\Gamma_{mod} = 0,139$

La phase instantanée est obtenue à partir de l'équation (1.65):

$$\phi_{sortie}(t) = \frac{\alpha_H(V(t))}{2} \log(P_{sortie}(V(t))) + \phi_e \quad (2.114)$$

D'après (2.111), la phase de sortie est donnée par :

$$\phi_{sortie}(t) = -\frac{\omega}{c} L_{EAM} n'(V(t)) + \phi_e \quad (2.115)$$

En remplaçant l'équation (2.115) par (2.114) dans (2.111), l'onde en sortie du modulateur est donc de la forme :

$$E_{sortie}(t) = \left(\sqrt{P_{sortie}(V(t))} \right)^{1+j\alpha_H(V(t))} \times e^{i(\omega t + \phi_e)} \quad (2.116)$$

2.3.2. Intégration des modèles

La structure du laser-modulateur électro-absorbant intégré est donnée sur la figure 2.17. La facette arrière du laser DFB est traitée en haute réflexion ($R_{HR} = 95\%$) alors que sa facette avant est supposée parfaitement transparente ($R_{AR} = 0\%$). Le laser est relié au modulateur EAM par l'intermédiaire d'un guide d'onde de longueur L_g et d'indice de réfraction effectif n_{eff} . La facette de sortie du modulateur est traitée en antireflet ($R_{AR,mod} = 0,1\%$).

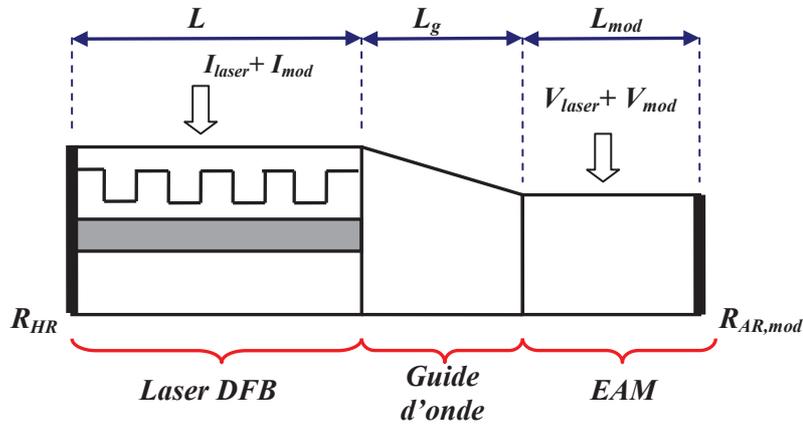


Figure 2.17: Structure d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML)

Le modèle du D-EML est issu de l'intégration des deux modèles décrits précédemment en représentant le guide d'onde et le modulateur EAM par une section chacun. La matrice de transfert totale du composant est donc donnée par :

$$\overline{M}_{D-EML} = \overline{M}_{DFB} \times \overline{M}_{Guide} \times \overline{M}_{EAM} \quad (2.117)$$

où \overline{M}_{DFB} , \overline{M}_{Guide} sont respectivement les matrices de transfert du laser DFB et du guide d'onde. Ils sont alors définies par :

$$\overline{M}_{DFB} = \overline{R}_{HR} \times \overline{\varphi}_{HR} \times \prod_{i=1}^{N_s} (\overline{M}_{Period})^{m_i} \times \overline{\varphi}_{AR} \quad (2.118)$$

$$\overline{M}_{Guide} = \sqrt{\frac{n_i}{n_{eff}}} \times \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{n_{eff} + n_i}{2n_i} & \frac{n_i - n_{eff}}{2n_i} \\ \frac{n_i - n_{eff}}{2n_i} & \frac{n_{eff} + n_i}{2n_i} \end{pmatrix}}_{\overline{M}_{n_{eff} \rightarrow n_i}} \times \underbrace{\begin{pmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}L_g} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff}L_g} \end{pmatrix}}_{\overline{M}_{n_{eff}}} \quad (2.119)$$

D'après les équations (2.112) et (2.113), la matrice de transfert de la section modulateur \overline{M}_{EAM} est exprimée par :

$$\overline{M}_{EAM} = \begin{pmatrix} e^{j\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff} + \frac{1}{2}\alpha_H(V)\Delta\alpha(V) + j\frac{1}{2}\Gamma_{mod}\alpha(V)\right)L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{-j\left(\frac{2\pi}{\lambda}n_{eff} + \frac{1}{2}\alpha_H(V)\Delta\alpha(V) + j\frac{1}{2}\Gamma_{mod}\alpha(V)\right)L_{mod}} \end{pmatrix} \quad (2.120)$$

où $\alpha_H(V)$ et $\alpha(V)$ sont respectivement le facteur de Henry et le coefficient d'absorption du modulateur EAM mesurés en fonction de la tension inverse appliquée V .

La condition d'oscillation du laser ne change pas lorsque ce dernier est intégré avec le modulateur EAM. Elle est calculée comme précédemment en utilisant la matrice \overline{M}_{DFB} . Par contre, nous utilisons la matrice \overline{M}_{D-EML} pour le calcul statique et dynamique au dessus du seuil.

2.3.3. Comment augmenter le chirp adiabatique des D-EML ?

Pour confirmer la compatibilité et l'adaptabilité du D-EML aux hauts débits, le laser DFB utilisé doit être rapide en modulation et avoir un chirp adiabatique assez élevé pour satisfaire la condition de *Binder et Kohn*.

Les lasers DFB intégrés dans les premiers D-EML fabriqués par notre partenaire industriel III-V lab et testés par *J. Petit et al* [24] sont de longueur 470 μm , de facteur de couplage du réseau κL de 1,41 ($\kappa \approx 30 \text{ cm}^{-1}$) et de CCR de l'ordre de 460 MHz/mA.

Pour chercher à augmenter le chirp adiabatique de ces lasers et garder sa rapidité de modulation, nous avons procédé à l'étude de l'influence des paramètres du laser. Nous avons vu dans le premier chapitre que le chirp des lasers DFB est fortement lié aux effets du SHB et à celle de la compression du gain et notamment de la variation des pertes internes en fonction de la densité de porteurs. L'importance de ces effets est proportionnelle au facteur effectif de

couplage phase-amplitude α_{eff} . Le fonctionnement du D-EML à haut débit consiste en une modulation en petit-signal de la section laser autour d'un courant de polarisation assez élevé permettant d'avoir la bande passante nécessaire. A ce point de fonctionnement, les effets du SHB sont moins importants par rapport à la compression du gain et la variation des pertes internes vis-à-vis le chirp adiabatique qui présente alors une valeur positive (deuxième terme de l'équation (1.71)). Pour augmenter cette valeur, le moyen le plus immédiat est de faire varier les paramètres du matériau. En effet, une augmentation du facteur de couplage phase-amplitude local α_H par le biais d'une diminution du gain différentiel $\partial g_{mat}/\partial N$ (équation (2.51)) ou d'une augmentation de l'indice différentiel ($\partial n/\partial N$) entraîne, d'une part, un accroissement des inhomogénéités spatiales de la densité de porteurs aboutissant donc à une augmentation du chirp adiabatique et une diminution de la fréquence de relaxation (équation (2.71)) et donc une diminution de la rapidité de modulation. Nous nous intéressons donc aux paramètres géométriques de la cavité et au coefficient de couplage du réseau.

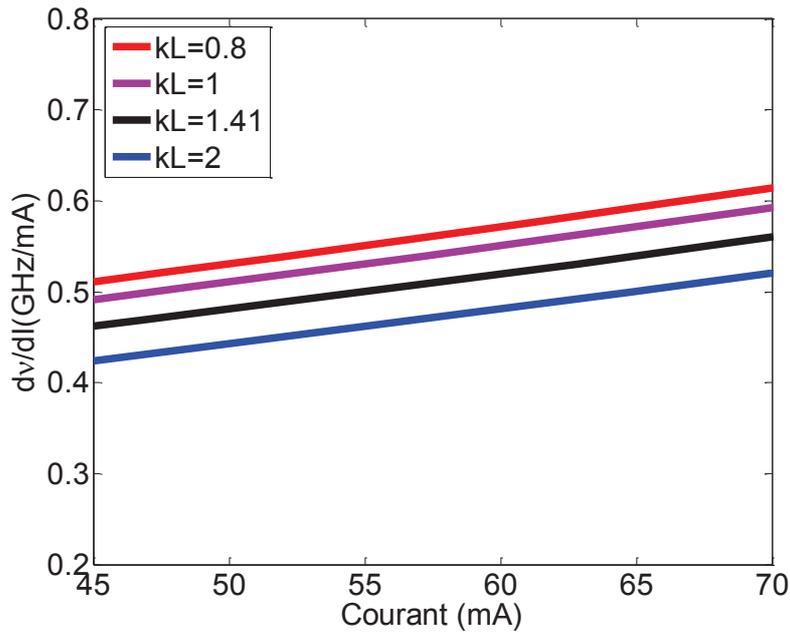


Figure 2.18: variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs valeurs de κL , $L = 470 \mu\text{m}$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = \pi$.

La figure 2.18 montre la variation du CCR calculé en régime adiabatique en fonction du courant de polarisation pour différentes valeurs de κL dans la région où le chirp adiabatique est régi par les effets de variation des pertes internes et de la compression du gain (forts courants de polarisations). Les paramètres de simulation sont ceux décrits dans le tableau 3. Nous remarquons qu'une augmentation du facteur de couplage κL induit une légère

diminution du CCR de l'ordre de 100 MHz/mA. Ceci est dû au fait que le gain nécessaire à l'effet laser diminue avec κL (figure 2.3) ce qui induit un facteur de couplage phase-amplitude plus faible et un gain différentiel plus élevé. De plus, avec un κL élevé, le laser risque de perdre son caractère monomode à cause de l'augmentation de la réflectivité du réseau de Bragg qui entraîne une diminution du taux de rejection des modes secondaires (SMSR) et une limitation de la puissance de sortie. Par contre, une diminution trop importante de κL entraîne une augmentation de la sensibilité du laser à la rétroaction optique. Il en résulte que la moindre augmentation non contrôlée de la réflectivité des facettes en particulier la facette AR induit une perturbation du comportement du chirp. Tous ces effets seront analysés dans la deuxième partie du troisième chapitre.

Pour éviter le problème de retour optique et garder le caractère monomode du laser, le facteur de couplage du réseau κL est fixé à 1,41. La figure 2.19 montre que le raccourcissement de la cavité laser mène à une augmentation considérable du CCR de l'ordre de 1 GHz/mA pour un courant de polarisation de 80 mA. Ceci est dû à l'augmentation de la densité de porteurs dans la cavité qui entraîne une augmentation de α_H suite à une réduction du gain différentiel (équation (2.51)).

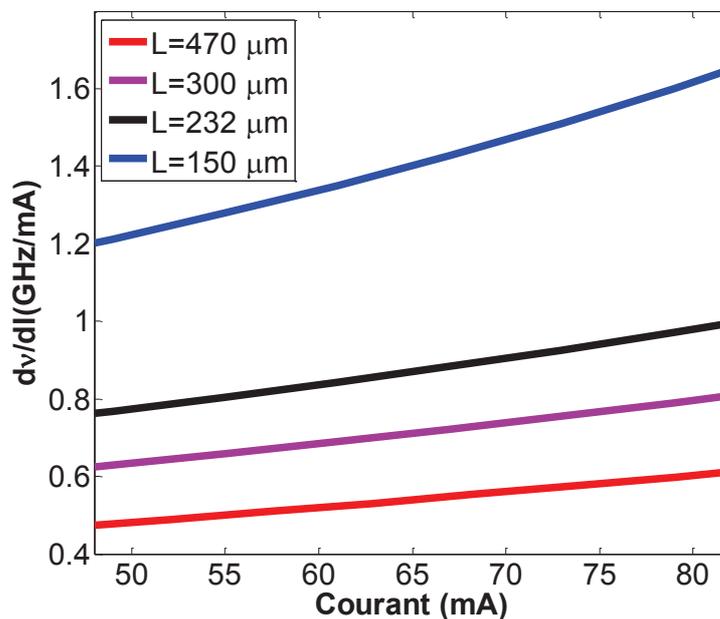


Figure 2.19: variation du CCR calculé en régime adiabatique fonction du courant de polarisation d'un laser DFB traité en AR (0,1%) / HR (95%) pour plusieurs longueurs de cavité L , $\kappa L = 1,41$, $\varphi_{AR} = 0$, $\varphi_{HR} = \pi$.

La figure 2.20 montre que la phase à la facette HR influence peu la valeur du CCR en régime adiabatique à forts courants de polarisation du fait de la prédominance de la compression du gain et les pertes internes permettant de stabiliser la répartition longitudinale