

# Couplage phase-amplitude et taux d'émission spontanée dans les lasers à semiconducteur à contre-réaction distribuée ou à cavité composite

Philippe GALLION \*  
Guang-Hua DUAN \*  
Guy DEBARGE \*

## Résumé

*Cet article présente un formalisme général permettant de décrire les propriétés de bruit et de modulation des lasers à semiconducteur de structure complexe. Les lasers à contre-réaction distribuée et les lasers multisection accordables de type réflecteur Bragg distribué sont examinés à titre d'exemple. Le taux d'émission spontanée couplée au mode et le couplage phase-amplitude y sont discutés. Les résultats obtenus montrent en particulier l'influence respective des propriétés du matériau et des propriétés de la structure dont il faudra maîtriser les interactions pour développer des composants de très hautes performances.*

**Mots clés :** Laser semiconducteur, Laser rétroaction répartie, Emission spontanée, Bruit fond, Bruit modulation, Etude théorique.

*should be controlled to develop high performance laser diodes.*

**Key words :** Semiconductor laser, Distributed feedback laser, Spontaneous emission, Background noise, Modulation noise, Theoretical study.

## Sommaire

- I. Introduction.
- II. Formalisme général.
- III. Application aux lasers à contre-réaction distribuée.
- IV. Application aux lasers à cavité composite.
- V. Conclusion.

*Bibliographie (27 réf.).*

---

## PHASE-AMPLITUDE COUPLING AND SPONTANEOUS EMISSION RATE IN DISTRIBUTED FEEDBACK OR COMPOSITE-CAVITY SEMICONDUCTOR LASERS

---

## Abstract

*This article presents a formalism which describes the noise and modulation properties of a complex structure semiconductor laser. As an example, the distributed feedback lasers and the distributed Bragg reflector lasers are examined. The rate of the spontaneous emission coupled to the lasing mode and the phase-amplitude coupling factor are discussed. The obtained results show particularly the influence of both the materials properties and the structure. The interactions between these two factors*

## I. INTRODUCTION

L'utilisation des lasers à semiconducteur comme oscillateur local ou émetteur dans les systèmes de télécommunications optiques cohérents impose une bonne maîtrise de leurs propriétés statiques et dynamiques [1]. Les propriétés visées dépendent bien sûr du type d'application dans les systèmes. D'une manière générale, une ou plusieurs des propriétés suivantes sont recherchées [2-5] :

- un mode longitudinal unique et stable; le rapport d'extinction au-dessus du seuil défini comme le rapport entre la puissance du mode principal et celle du mode secondaire doit typiquement rester supérieur à une trentaine de décibels;

---

\* Ecole nationale supérieure des télécommunications, 46, rue Barrault, F-75634 Paris Cedex 13.

- une accordabilité en longueur d'onde supérieure à quelques nanomètres, soit quelques centaines de gigahertz; cette propriété est en particulier essentielle pour la réalisation d'un oscillateur local utilisé dans un récepteur optique cohérent multicanaux;
- une largeur spectrale réduite, typiquement inférieure à 1 MHz; cette valeur est évidemment fonction du type de modulation et du débit numérique envisagé;
- des modulations en amplitude et en fréquence indépendantes : pour l'application dans un système MDF (modulation par déplacement de fréquence) cohérent, une modulation pure en fréquence (sans modulation parasite d'intensité) est recherchée; *a contrario*, pour l'application dans un système de détection directe, la modulation de fréquence devient parasite (chirping) car elle est pénalisante compte tenu de la dispersion résiduelle des fibres optiques;
- des fonctions de transfert de modulation plates sur 1 GHz permettant notamment de simplifier le circuit de modulation en supprimant par exemple la préaccentuation;
- une sensibilité réduite vis-à-vis des contre-réactions optiques résiduelles externes afin d'assurer un fonctionnement stable pour le laser.

La maîtrise de l'ensemble de ces propriétés conduit aujourd'hui au développement de structures longitudinales élaborées comprenant en général plusieurs régions, actives ou passives, séparément contrôlées électriquement, et incluant un ou plusieurs réflecteurs de type Bragg [2-5]. Une telle structure permet bien évidemment de répartir les contraintes et de diversifier les commandes. La figure 1 donne un exemple d'une telle structure complexe permettant en particulier l'accordabilité de la longueur d'onde d'émission. La cavité contient trois régions isolées électriquement. La région active amplifie la lumière, la région de Bragg permet le contrôle

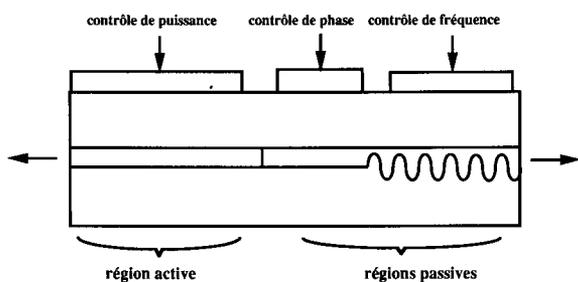


FIG 1. — Un exemple de structure de lasers accordables à trois sections.

*An example of structure of three sections tunable laser.*

de la longueur d'onde d'émission et la région centrale permet à ces deux régions de *vivre ensemble* en rendant la structure résonante au point de fonctionnement puissance-fréquence choisi.

Les performances d'une telle structure complexe sont largement conditionnées par deux paramètres extrêmement importants, qui sont le taux d'émission spon-

tanée couplée au mode [6-10] et le facteur de couplage phase-amplitude [11-14]. Le premier régit toutes les propriétés de bruit tandis que le deuxième régit la réponse du laser à la modulation et au bruit, qui n'est jamais qu'une modulation particulière. Ces deux paramètres, bien connus pour les lasers traditionnels de type Fabry-Pérot, ne sont pas très faciles à appréhender dans le cas d'une structure complexe. En effet :

- le couplage d'émission spontanée au mode, c'est-à-dire le filtrage spatial et fréquentiel par la cavité, est un processus complexe dépendant à la fois de la réflectivité équivalente des miroirs de type Bragg, de la distribution longitudinale du champ et des porteurs et enfin du couplage de champ interne avec l'extérieur permettant l'émission [6-10];
- le couplage phase-amplitude n'est plus la simple relation de type Kramers-Krönig entre l'indice et le gain du matériau actif, mais il dépend aussi de la réponse en fréquence de la cavité et de son désaccord par rapport au maximum de la courbe de gain résultant de l'accordabilité [15-19].

L'objectif de ce papier est de présenter, dans un premier temps, un formalisme général permettant de prendre en compte les différents effets cités ci-dessus. Le formalisme est basé sur la méthode des fonctions de Green initialement proposée par Henry pour cette application [7], que nous avons généralisée aux résonateurs incluant un réseau de Bragg en tenant compte en particulier des effets de la cavité sur le couplage phase-amplitude. Dans un deuxième temps, ce formalisme général est appliqué aux deux structures dominant aujourd'hui la technologie : les lasers à contre-réaction distribuée avec saut de phase et les lasers accordables à réflecteur de Bragg.

## II. FORMALISME GÉNÉRAL

La cavité d'un laser est schématisée sur la figure 1. Une description rigoureuse d'un laser réel nécessite un traitement tridimensionnel, tenant compte par ailleurs des différents effets linéaires et non linéaires. Afin d'isoler les effets que nous voulons décrire ici, nous ferons un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- le milieu est supposé isotrope et l'équation de propagation matricielle se réduit à l'équation scalaire de Helmholtz;
- les guidages latéraux et transverses sont supposés parfaits;
- le milieu est supposé linéaire; cette hypothèse évidemment ne se vérifie qu'au voisinage du seuil. Des non-linéarités faibles peuvent cependant être prises en compte par une approche perturbative [20, 21];
- les bruits de grenaille associés aux courants injectés sont supposés négligeables bien que dans certains cas, ils puissent jouer un rôle assez important comme l'a montré récemment J. Arnaud [22];
- l'émission spontanée est supposée delta-corrélée dans le temps et l'espace;

• notre analyse sera de plus limitée à un seul mode longitudinal et transverse.

Dans ces conditions, le champ dans la cavité est gouverné par l'équation scalaire de Helmholtz inhomogène pour la seule dimension longitudinale  $z$  :

$$(1) \quad \nabla_z^2 E_\omega + k_0^2 \varepsilon E_\omega = F_\omega,$$

où  $\nabla_z^2 = \partial^2/\partial z^2$  est l'opérateur laplacien pour la coordonnée longitudinale  $z$ ,  $k_0 = \omega/c$  est le vecteur d'onde dans le vide,  $\varepsilon$  est la permittivité complexe et  $F_\omega$  est la force excitatrice de Langevin correspondant à l'émission spontanée. La permittivité complexe s'écrit :

$$(2) \quad \varepsilon = [n - \mathbf{j}(g - \alpha_l)/(2k_0)]^2,$$

où  $n$  est l'indice de réfraction,  $g$  le gain optique et  $\alpha_l$  les pertes internes liées à l'absorption et à la diffusion. Le caractère delta-corrélé de la force de Langevin  $F_\omega(z)$  s'écrit :

$$(3) \quad \langle F_\omega(z) F_{\omega'}(z')^* \rangle = 2D_{FF^*} \delta(z - z') \delta(\omega - \omega'),$$

le coefficient de diffusion  $2D_{FF^*}$  est obtenu par le théorème de fluctuation-dissipation [7] :

$$(4) \quad 2D_{FF^*} = \frac{2\omega^3 h}{\pi c^3} n g n_{sp},$$

où  $h$  est la constante de Plank,  $n_{sp}$  est le facteur d'émission spontanée exprimant l'excès d'émission spontanée résultant de l'inversion de population incomplète et de l'absorption résiduelle correspondante.

La méthode utilisée pour résoudre cette équation est la méthode de la fonction de Green. Dans cette méthode, on recherche tout d'abord la fonction de Green, qui est la réponse impulsionnelle, solution de l'équation (1) dont le second membre est une distribution  $\delta$  de Dirac :

$$(5) \quad \nabla_z^2 g(z, z') + k_0^2 \varepsilon g(z, z') = \delta(z - z').$$

La solution générale est obtenue en utilisant le principe de superposition :

$$(6) \quad E_\omega(z) = \int_{(L)} G_0(z, z') F_\omega(z') dz',$$

où l'intégration est faite sur toute la longueur de la région active.  $G_\omega(z, z')$  est la fonction de Green donnée par :

$$(7) \quad G_0(z, z') = \frac{Z_+(z_>) Z_-(z_<)}{W},$$

où  $z_> = \max(z, z')$  et  $z_< = \min(z, z')$ , et où  $Z_+(z)$  et  $Z_-(z)$  sont deux solutions indépendantes de l'équation homogène, satisfaisant aux conditions aux limites pour  $z > 0$  ou  $z < 0$ .  $W$  est le wronskien de ces solutions :

$$(8) \quad W = Z'_+ Z_- - Z_+ Z'_-,$$

où  $Z' = \partial Z/\partial z$ . Il est important de noter que  $W$  est une fonction de deux variables : la fréquence de Fourier  $\omega$  et la densité de porteurs  $N$ , mais ne dépend pas bien sûr explicitement de la coordonnée longitudinale  $z$ .

Jusqu'à maintenant, le problème a été considéré comme un problème d'électromagnétisme général avec

conditions aux limites. Pour un système laser, une équation fondamentale supplémentaire est la condition d'oscillation.

— Dans la méthode habituellement utilisée, dans le cas d'un laser constitué d'une zone active de longueur  $L$  et de deux réflectivités équivalentes de facettes  $r_l(\omega)$  et  $r_r(\omega)$ , la condition d'oscillation s'écrit tout simplement :

$$(9) \quad r_l(\omega) r_r(\omega) \exp[-\mathbf{j}2k(\omega, N)L] = 1.$$

Elle exprime le fait qu'après un aller et retour dans la cavité, le champ est invariant en amplitude et en phase.

— Dans la méthode de la fonction de Green, il est préférable d'exprimer cette condition par l'annulation du wronskien des fonctions  $Z_+(z)$  et  $Z_-(z)$ . Ces deux fonctions  $Z_+(z)$  et  $Z_-(z)$  sont alors identiques à une seule fonction  $Z_0(z)$ , satisfaisant aux conditions aux limites de part et d'autre et s'identifiant à la distribution longitudinale du champ dans la cavité.

La distribution longitudinale fréquentielle du champ  $E_\omega(z)$  étant déterminée, l'étape suivante consiste à examiner l'évolution temporelle du champ. Pour cela, on isole tout d'abord la dépendance fréquentielle de la solution obtenue en effectuant le rapport entre la fonction  $E_\omega(z)$  et la distribution spatiale  $Z_0(z)$ . Le développement du wronskien au point de fonctionnement du laser s'écrit :

$$(10) \quad W = \left. \frac{\partial W}{\partial \omega} \right|_{\omega_0, N_{th}} (\omega - \omega_0) + \left. \frac{\partial W}{\partial N} \right|_{\omega_0, N_{th}} (N - N_{th}).$$

Après la transformation de Fourier inverse, l'utilisation de ce développement conduit à l'équation d'évolution de l'amplitude complexe  $\beta_0(t)$  :

$$(11) \quad \frac{d\beta_0(t)}{dt} = -\mathbf{j} \frac{\partial W/\partial N}{\partial W/\partial \omega} (N - N_{th}) \beta_0(t) + F_{\beta_0}(t),$$

où  $\beta_0(t)$  représente l'enveloppe complexe lentement variable du champ électrique dans la cavité laser définie par :

$$(12) \quad \beta_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E_\omega(z)}{Z_0(z)} \exp \mathbf{j}(\omega - \omega_0)t d\omega,$$

et  $F_{\beta_0}$  représente la force de Langevin temporelle associée à cette enveloppe complexe définie par :

$$(13) \quad F_{\beta_0}(t) = \frac{\mathbf{j} \int_{(L)} Z_0(z) F_\omega(z, t) dz}{\partial W / \partial \omega},$$

où  $F_\omega(z, t)$  est :

$$(14) \quad F_\omega(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_\omega(z) \exp \mathbf{j}(\omega - \omega_0)t d\omega.$$

En utilisant l'équation (3) il est facile de montrer que  $F_{\beta_0}(t)$  est alors delta corrélée temporellement [7] :

$$(15) \quad \langle F_{\beta_0}(t) F_{\beta_0}^*(t') \rangle = R \delta(t - t'),$$

où  $R$  désigne le taux d'émission spontanée couplée au mode donné par [7] :

$$(16) \quad R = \frac{4\omega_0^2}{c^3} \frac{\int_{(L)} Z^* n g n_{sp} Z dz \int_{(L)} Z^* n n_g Z dz}{\left| \frac{\partial W}{\partial \omega} \right|^2}$$

La dernière intégrale du numérateur est l'énergie contenue dans le mode. Dans la première intégrale, le taux local d'émission spontanée  $gn_{sp}$  est pondéré par l'intensité  $Z^*Z$  du mode au point considéré; elle exprime le filtrage spatial de la cavité. Le dénominateur  $|\partial W/\partial \omega|^2$  exprime le filtrage fréquentiel correspondant.

La comparaison avec le cas d'un laser homogène, pour lequel on désigne par  $R_0$  le taux d'émission spontanée, fait apparaître un facteur correctif  $K$  défini par :

$$(17) \quad K = \frac{R}{R_0}$$

L'introduction de ce paramètre permet donc de prendre en compte les inhomogénéités longitudinales de la cavité, le couplage avec l'extérieur et les filtrages spatial et fréquentiel de l'émission spontanée.

Ce facteur est aussi appelé le facteur de Petermann longitudinal pour une raison historique. En fait, Petermann a montré que pour un laser à guidage par le gain, le taux d'émission couplée au mode augmente [23] et a introduit, pour la première fois, le facteur  $K$  latéral. Il est différent du facteur  $K$  longitudinal défini ici, car ce dernier exprime les effets de couplage de la cavité laser avec l'extérieur et de filtrage de la cavité complexe.

La fonction  $W(\omega, N)$  n'est pas en général une fonction analytique du couple de variables  $(\omega, N)$ . La solution  $\omega(N)$  obtenue est donc en général complexe. Pour un mode laser, la partie imaginaire s'annule et chaque mode laser est défini par un couple réel  $(\omega_0, N_{th})$ .

Sous l'action de l'émission spontanée, le laser subit des fluctuations. Les oscillations de relaxation le ramènent à son point de fonctionnement. Les constantes de temps de saturation du gain étant typiquement de l'ordre de la nanoseconde, elles sont de durées très supérieures à la durée d'un aller et retour de l'énergie dans la cavité, lequel est typiquement de l'ordre de la picoseconde. Il est donc tout à fait raisonnable de supposer que ces fluctuations ont lieu le long de la courbe  $W(\omega, N) = 0$ .

La figure 2 représente la courbe  $W(\omega, N) = 0$  dans un espace où les coordonnées sont la densité de porteurs  $N$  et les parties réelle et imaginaire de la fréquence complexe. Le plan  $(\omega_R, N)$  correspond au régime permanent où se situe le point de fonctionnement  $(\omega_0, N_{th})$  du laser.

Une variation  $\Delta N$  de la densité de porteurs fait apparaître des variations simultanées  $\Delta \omega_R$  et  $\Delta \omega_I$  de la fréquence complexe  $\Delta \omega_c$ . Leur rapport permet de définir un facteur de couplage phase-amplitude effectif qui s'exprime simplement en fonction des dérivées partielles du wronskien par rapport à  $N$  et à  $\omega$  :

$$(18) \quad \alpha_{eff} = -\frac{\text{Re}(\Delta \omega_c)}{\text{Im}(\Delta \omega_c)} = -\frac{\text{Re} \left( \frac{\partial W / \partial N}{\partial W / \partial \omega} \right)}{\text{Im} \left( \frac{\partial W / \partial N}{\partial W / \partial \omega} \right)}$$

Le facteur de couplage phase-amplitude effectif ainsi défini prend en compte non seulement la contribution de matériau (le facteur de Henry), mais aussi la contribution de la structure notamment le désaccord entre la fréquence laser, la fréquence Bragg et la fréquence du gain maximal et la réponse en fréquence de la cavité.

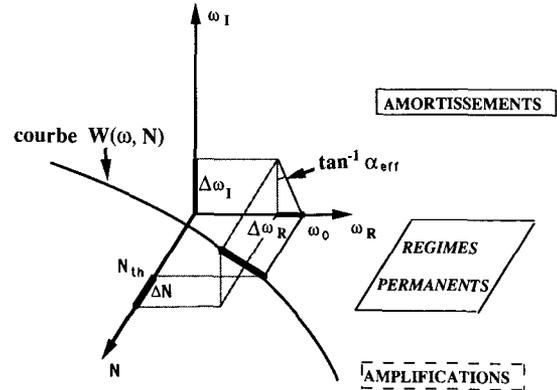


FIG 2. — Couplage phase-amplitude illustré dans un espace tri-dimensionnel.

Phase-amplitude coupling illustrated in a three dimensional space.

En utilisant la technique classique de linéarisation [11], on montre que la largeur spectrale d'un laser avec structure complexe s'exprime finalement sous la forme traditionnelle mais avec les paramètres  $R$  et  $\alpha_{eff}$  ainsi généralisés :

$$(19) \quad \Delta \nu = \frac{R}{4\pi I} (1 + \alpha_{eff}^2),$$

où  $I$  désigne le nombre des photons dans la cavité laser.

### III. APPLICATION AUX LASERS À CONTRE-RÉACTION DISTRIBUÉE

Un laser à contre-réaction distribuée (DFB) est constitué d'une zone active dont l'indice effectif varie périodiquement. Souvent une zone de déphasage  $\lambda/4$  est introduite au centre longitudinal pour permettre un fonctionnement monofréquence. Cette structure présente une très bonne stabilité modale et a fait l'objet de très nombreuses études et développements ces dernières années [2, 3]. Les notations utilisées sont résumées sur la figure 3.

L'utilisation de la théorie développée par Kogenlik et Shank [24] et du formalisme général précédent conduit aux résultats présentés sur les figures 4, 5 et 6. Les détails de calcul sont présentés ailleurs [25].

La figure 4 présente les variations du facteur de couplage phase-amplitude effectif  $\alpha_{eff}$  et les variations correspondantes du facteur  $\alpha_H$  de Henry d'un laser DFB InGaAsP, en fonction de la longueur d'onde laser  $\lambda$  et de son désaccord avec le maximum de la courbe de gain

pour une valeur constante du gain. Une augmentation de  $\lambda$  conduit à un accroissement rapide de  $\alpha_{\text{eff}}$  et  $\alpha_H$ . Une diminution de  $\lambda$  conduit, dans un premier temps, à une réduction de  $\alpha_{\text{eff}}$  et  $\alpha_H$ , qui augmentent ensuite, pour des valeurs du désaccord supérieures à 10 nm.

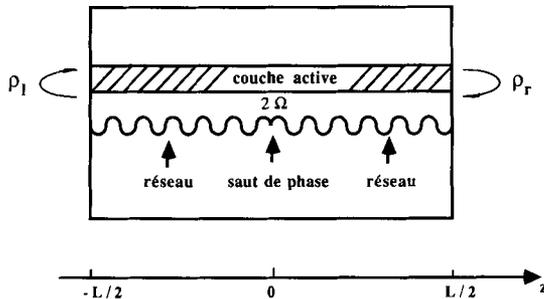


FIG 3. — Notations utilisées pour un laser DFB avec saut de phase.  
Notations used for a phase-shifted DFB laser.

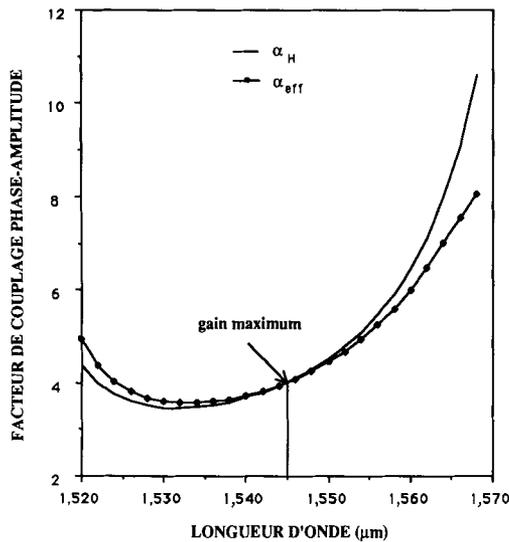


FIG. 4. — Facteur de couplage phase-amplitude effectif  $\alpha_{\text{eff}}$  et matériel  $\alpha_H$  en fonction de la longueur d'onde pour un laser DFB à 1,55  $\mu\text{m}$ .  
The effective and material phase-amplitude coupling  $\alpha_{\text{eff}}$  and  $\alpha_H$  as a function of lasing wavelength.

L'augmentation de  $\alpha_H$  est due à celle de la densité de porteurs nécessaire pour conserver le même gain. Il est à noter que, bien que particulièrement simple, la structure tempère déjà sensiblement les variations de  $\alpha_H$  liées au seul matériau. Une structure spécialement étudiée devrait donc permettre de corriger beaucoup mieux ces variations et conduire à un facteur  $\alpha_{\text{eff}}$  plus constant.

La figure 5 présente les variations du facteur  $K$  pour un laser DFB à saut de phase, en fonction du facteur de couplage normalisé  $\kappa L$ . Elle montre l'influence du saut de phase  $2\Omega$  pour un laser sans réflectivité de facette. On constate que, quel que soit le saut de phase, le rapport d'émission spontanée augmente considérablement lorsque le coefficient de couplage diminue, puisque la capacité de filtrage de la cavité diminue simultanément [26, 27].

La figure 6 présente l'influence de la réflectivité résiduelle des facettes pour un laser conventionnel ( $2\Omega = 0$ ). Pour des réflectivités nulles, on constate tout d'abord que  $K$  tend vers l'infini lorsque  $\kappa L$  tend vers 0; ceci est tout à fait normal puisque la contre-réaction optique

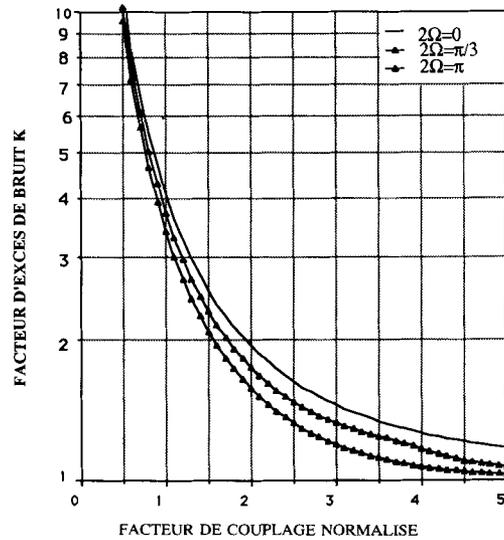


FIG. 5. — Facteur d'excès de bruit en fonction du facteur de couplage normalisé  $\kappa L$  pour un laser DFB avec saut de phase sans réflexions de facettes. Le paramètre est le saut de phase.  
The enhancement factor  $K$  of the spontaneous emission rate as a function of the normalized coupling coefficient  $\kappa L$  for a phase-shifted DFB laser without facet reflections. The parameter is the phase shift.

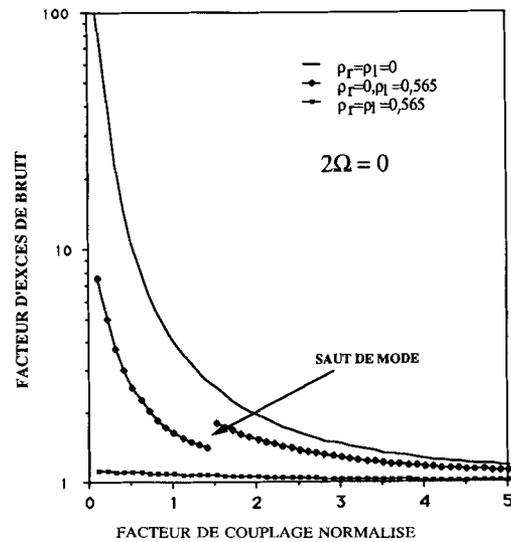


FIG 6. — Facteur d'excès de bruit en fonction du facteur de couplage normalisé  $\kappa L$  pour un laser DFB conventionnel avec différentes réflectivités de facette : i)  $\rho_L = \rho_R = 0$ ; ii)  $\rho_L = 0, \rho_R = 0,565$ ; iii)  $\rho_L = \rho_R = 0,565$ .  
The enhancement factor  $K$  of the spontaneous emission rate as a function of the normalized coupling coefficient  $\kappa L$  for a conventional DFB laser with different facet reflectivities : i)  $\rho_L = \rho_R = 0$ ; ii)  $\rho_L = 0, \rho_R = 0,565$ ; iii)  $\rho_L = \rho_R = 0,565$ .

provenant dans ce cas uniquement du réseau disparaît progressivement avec lui. En l'absence de couche anti-reflet,  $K$  devient pratiquement indépendant de  $\kappa L$ , le laser étant dans ce cas plus de type Fabry-Pérot que de type DFB. En présence d'un seul traitement anti-reflet, on

a évidemment une situation intermédiaire avec cependant une singularité correspondant à un saut de mode [27].

#### IV. APPLICATION AUX LASERS À CAVITÉ COMPOSITE

Un laser à cavité composite est généralement constitué d'une région active couplée à un ou plusieurs résonateurs de facteur de surtension  $Q$  élevé (de type DBR par exemple), éventuellement par l'intermédiaire d'une zone d'accord de phase [4, 5].

L'effet de la partie passive peut être équivalent à une réflectivité effective  $r_{\text{eff}}(\omega) = r(\omega) \exp(j\phi(\omega))$ , où  $r(\omega)$  et  $\phi(\omega)$  sont respectivement le module et la phase. Cette réflectivité est supposée indépendante de la densité de porteurs dans la région active. A titre d'exemple, un laser à réflecteur Bragg distribué (DBR) a été traité. Les notations utilisées sont résumées sur la figure 7.

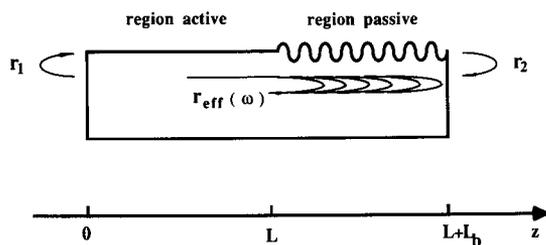


FIG. 7. — Notations utilisées pour un laser DBR.  
Notations used for a DBR laser.

Le facteur de couplage entre les deux régions est désigné par  $C_0$ . En utilisant la théorie de mode couplé, la réflectivité effective  $r_{\text{eff}}(\omega)$  de la partie passive s'écrit [24] :

$$(20) \quad r_{\text{eff}}(\omega) = \frac{-j\kappa C_0}{\gamma \coth(\gamma L_b) - (\alpha_1 - j\delta)}$$

où  $\alpha_1$  est le facteur d'amplification résiduel en amplitude,  $\kappa$  le facteur de couplage de réseau,  $\gamma$  l'exposant linéique de propagation,  $L_b$  la longueur de la région de Bragg et  $\delta$  mesure le désaccord de la fréquence laser par rapport à la fréquence de Bragg.

L'utilisation du formalisme général conduit à l'expression du coefficient de couplage phase-amplitude :

$$(21) \quad \alpha_{\text{eff}} = \frac{\alpha_H(1 + A) - (B + G_\omega/2)}{1 + A + \alpha_H(B + G_\omega/2)}$$

$\alpha_H$  est le facteur de couplage phase-amplitude du matériau (ou facteur de Henry) dans la région active et  $A$  et  $B$  sont définis par :

$$(22) \quad A = \frac{1}{\tau} \frac{d\phi}{d\omega}, \quad B = \frac{1}{\tau} \frac{d \ln r}{d\omega}$$

où  $\tau$  est le temps d'aller-retour dans la région active. Le facteur de Petermann longitudinal s'écrit alors :

$$(23) \quad K = \frac{K_0}{(1 + A)^2 + (B + G_\omega/2)^2}$$

où  $K_0$  représente l'effet de couplage avec l'extérieur pour le laser Fabry-Pérot équivalent et le dénominateur représente l'effet du filtrage par la réflectivité équivalente.

A titre d'exemple, la figure 8 présente les variations de facteur  $K$  et les variations correspondantes de la largeur spectrale en fonction du facteur de couplage normalisé  $\kappa L_b$  pour un laser avec un résonateur de type Bragg de longueur  $L_b$ . Il est à noter que des faibles valeurs de  $\kappa L_b$  conduisent à une faible réflectivité équivalente et à un coefficient d'émission spontanée élevé. *A contrario*, de fortes valeurs de  $\kappa L_b$  conduisent à une réflectivité élevée de nature à réduire le rapport d'émission spontanée couplée au mode. Malheureusement elles

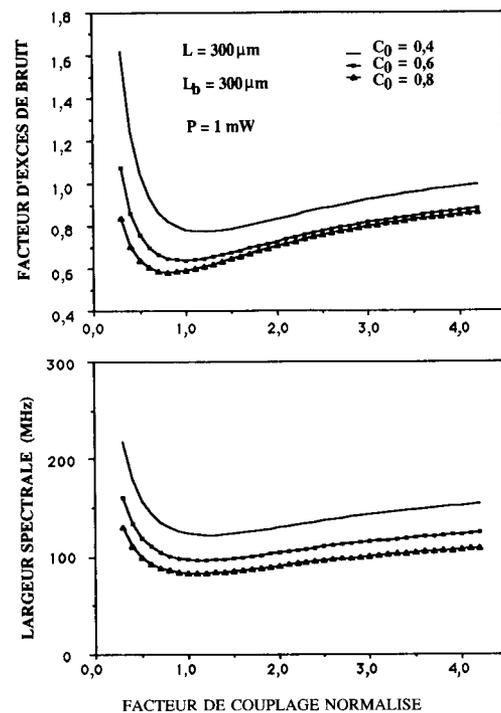


FIG. 8.

- (a) Facteur d'excès de bruit.
- (b) Largeur spectrale en fonction de coefficient de couplage  $\kappa L_b$  pour un laser DBR. Le paramètre est l'efficacité de couplage en puissance  $C_0$ .

- (a) The enhancement factor  $K$  of the spontaneous emission rate.
- (b) The linewidth as a function of the normalized coupling coefficient  $\kappa L_b$  for a DBR laser. The parameter is the power coupling efficiency  $C_0$ .

réduisent en même temps la sélectivité fréquentielle du résonateur, de laquelle une augmentation du facteur  $K$  et de la largeur spectrale, finissant par résulter.  $\kappa L_b$  passe entre-temps par une valeur optimale minimisant la largeur spectrale.

La figure 9 présente l'évaluation de  $K$ ,  $\alpha_{\text{eff}}$  et la largeur spectrale lorsqu'on désaccorde la fréquence laser

par rapport à la fréquence de Bragg en jouant sur la région d'accord de phase. Cela peut paraître *a priori* une mauvaise idée puisqu'il en résulte une augmentation du courant de seuil et une réduction correspondante de la sélectivité modale; nous obtenons en contre-partie des propriétés très intéressantes.

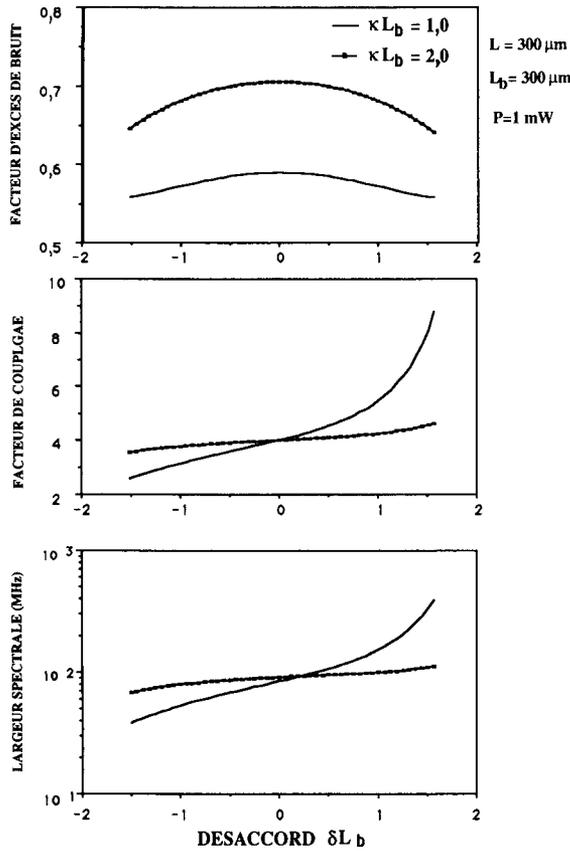


FIG 9.

- (a) Facteur d'excès de bruit.  
 (b) Le facteur de couplage phase-amplitude.  
 (c) Largeur spectrale en fonction du désaccord  $\delta L_b$  pour un laser DBR désaccordé par rapport à la fréquence de Bragg. Le paramètre est le facteur de couplage normalisé  $\kappa L_b$ .

(a) The enhancement factor  $K$  of the spontaneous emission rate.  
 (b) The effective phase-amplitude coupling factor.  
 (c) The linewidth as a function of the detuning  $\delta L_b$  for a DBR laser. The parameter is the normalized coupling coefficient  $\kappa L_b$ .

Tout d'abord, quel que soit le signe de désaccord il réduit fortement le facteur d'excès de bruit. Un désaccord fréquentiel négatif réduit le facteur de couplage phase-amplitude tandis qu'un désaccord positif l'augmente assez fortement. Ce phénomène est simple à expliquer. Lorsqu'il y a un désaccord de la fréquence laser par rapport à la fréquence de Bragg, la réflectivité n'est plus à son maximum et devient très dépendante de la fréquence; elle constitue alors une source supplémentaire de couplage phase-amplitude de même signe que celui du matériau pour des désaccords positifs mais de signe contraire à celui-ci pour des désaccords négatifs. Il en résulte dans ce cas une très forte réduction du facteur de couplage phase-amplitude effectif  $\alpha_{\text{eff}}$ .

Il est intéressant de constater que dans un laser DFB, le facteur de couplage phase-amplitude effectif est explicitement indépendant des paramètres structuraux; *a contrario*, cette dépendance est significative pour un laser DBR. Cette différence est due au fait suivant : dans les lasers DFB, la densité de porteurs est supposée uniforme dans toute la cavité; dans les lasers DBR, la région passive est supposée isolée électriquement de la région active et donc les densités de porteurs dans les deux régions sont indépendantes.

## V. CONCLUSION

Dans cet article, nous avons présenté un formalisme permettant de décrire les propriétés de lasers à semi-conducteur. Il s'agit d'une généralisation de la méthode récemment proposée par C. Henry permettant notamment son extension aux structures lasers comprenant un réseau. Elle conduit à une évaluation précise du taux d'émission spontanée couplée au mode en tenant compte du filtrage fréquentiel. L'introduction d'un facteur couplage phase-amplitude effectif permet de généraliser le facteur de Henry exprimant les seules propriétés du matériau. En appliquant ce formalisme aux deux types de structure, lasers à contre-réaction distribuée et lasers à réflecteur Bragg, nous avons obtenu des résultats stimulants devant permettre dans une étape ultérieure l'optimisation de ces structures.

Manuscrit reçu le 13 novembre 1989,  
 accepté le 8 juin 1990.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] LINKE (R. A.), GNAUCK (A. H.). High-capacity coherent lightwave systems. *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* (1988), **6**, pp. 1750-1769.
- [2] KOBAYASHI (K.), MITO (I.). Single frequency and tunable laser diodes. *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* (1988), **6**, pp. 1623-1633.
- [3] UTAKA (K.), AKIBA (S.), SAKAI (K.), MATSUSHIMA (Y.).  $\lambda/4$ -shifted InGaAsP/InP DFB lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1986), **22**, pp. 1042-1051.
- [4] MURATA (S.), MITO (I.), KOBAYASHI (K.). Spectral characteristics for a  $1.5 \mu\text{m}$  DBR laser with frequency tuning range. *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), **23**, pp. 835-838.
- [5] BROBERG (B.), NILSSON (S.). Widely tunable active Bragg reflector integrated lasers in InGaAsP-InP. *Appl. Phys. Lett.* (1988), **52**, n° 16, pp. 1285-1287.
- [6] UJIHARA (K.). Phase noise in a laser with output coupling. *IEEE J. Quantum Electron.* (1984), **20**, pp. 814-818.
- [7] HENRY (C. H.). Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers. *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* (1986), **4**, pp. 288-297.
- [8] ARNAUD (J.). Natural linewidth of semiconductor lasers. *Electron. Lett.* (1986), **22**, pp. 538-540.
- [9] BJORK (G.), NILSSON (O.). A tool to calculate the linewidth of complicated semiconductors lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), **23**, pp. 1303-1313.
- [10] TROMBORG (B.), OLESEN (H.), PAN (X.), SAITAO (S.). Transmission line description of optical feedback and injection locking for Fabry-Perot and DFB lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), **23**, pp. 1875-1889.

- [11] HENRY (C. H.). Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1982), **18**, pp. 259-264.
- [12] OSINSKI (M.), BUUS (J.). Linewidth broadening factor in semiconductor lasers an overview. *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), **23**, pp. 9-29.
- [13] VAHALA (K.), CHIU (L. C.), MARGALIT (S.), YARIV (A.). On the linewidth enhancement factor  $\alpha$  in semiconductor injection lasers. *Appl. Phys. Lett.* (1983), **42**, n° 8, pp. 631-633.
- [14] WESTBROOK (L. D.), ADAMS (M. J.). Simple expressions for the linewidth enhancement factor in direct-gap semiconductors. *IEE Proceedings* (1987), **134**, pp. 209-214.
- [15] FURUYA (K.). Dependence of linewidth enhancement factor  $\alpha$  on waveguide structure in semiconductor lasers. *Electron. Lett.* (1985), **21**, pp. 200-201.
- [16] ARNAUD (J.). Role of Petermann's K-factor in semiconductor laser oscillators. *Electron. Lett.* (1985), **21**, pp. 538-539.
- [17] VAHALA (K.), YARIV (A.). Detuned loading in coupled cavity semiconductor lasers-effect on quantum noise and dynamics. *Appl. Phys. Lett.* (1984), **45**, n° 5, pp. 501-503.
- [18] LANG (R. J.), YARIV (A.). Semiclassical theory of noise in multielement semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1986), **22**, pp. 436-449.
- [19] GALLION (P.), DEBARGE (G.). Relationship between linewidth and chirp reduction in a gain-detuned composite-cavity semiconductor laser. *Electron. Lett.* (1987), **23**, pp. 1375-1376.
- [20] SODA (H.), KOTAKI (Y.), SUDO (H.), ISHIKAWA (H.), YAMAKOSHI (S.), IMAI (H.). Stability in single longitudinal mode operation in GaInAsP/InP phase-adjust DFB lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1987), **23**, pp. 804-814.
- [21] DUAN (G. H.), GALLION (P.), DEBARGE (G.). Effets non linéaires dans les lasers à semi-conducteurs à contre-réaction distribuée : influence sur la largeur spectrale soumis aux *Onzièmes Journées nationales d'optique guidée*.
- [22] ARNAUD (J.). Linewidth of laser diodes with nonuniform phase-amplitude  $\alpha$ -factor. *IEEE J. Quantum Electron.* (1989), **25**, pp. 668-677.
- [23] PETERMANN (K.). Calculated spontaneous emission factor for double-heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding. *IEEE J. Quantum Electron.* (1979), **15**, pp. 566-570.
- [24] KOGENLIK (H.), SHANK (C. V.). Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys.* (1972), **43**, pp. 2327-2335.
- [25] DUAN (G. H.), GALLION (P.), DEBARGE (G.). Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.* (1990), **26**, pp. 32-44.
- [26] WANG (W.), SCHUNK (N.), PETERMANN (N.). Linewidth enhancement for DFB lasers due to longitudinal field dependence in the laser cavity. *Electron. Lett.* (1987), **23**, pp. 715-717.
- [27] DUAN (G. H.), GALLION (P.), DEBARGE (G.). Analysis of spontaneous emission rate of distributed feedback semiconductor lasers. *Electron. Lett.* (1989), **25**, pp. 342-343.

---

## BIOGRAPHIE

Philippe GALLION, né le 30 mars 1950, Docteur d'état ès sciences physiques, Professeur et chef du département Communications à l'Ecole nationale supérieure des télécommunications (Télécom Paris).

Guang-Hua DUAN, né le 23 janvier 1964, diplôme d'étude supérieure en ingénierie en Chine, Mastère de l'Ecole nationale supérieure des télécommunications (Télécom Paris), actuellement en préparation d'une thèse de doctorat à la même école.

Guy DEBARGE, né le 31 janvier 1948, Docteur de troisième cycle de l'Université de Clermont-Ferrand, Maître de conférence à l'Ecole nationale supérieure des télécommunications (Télécom Paris).