



HAL
open science

Analyse numérique du fonctionnement des structures lasers à cavités couplées

L. Vassilieff, A. Bensoussan, Françoise Lozes-Dupuy, H. Martinot, G. Vassilieff

► **To cite this version:**

L. Vassilieff, A. Bensoussan, Françoise Lozes-Dupuy, H. Martinot, G. Vassilieff. Analyse numérique du fonctionnement des structures lasers à cavités couplées. *Revue de Physique Appliquée*, 1987, 22 (8), pp.919-930. 10.1051/rphysap:01987002208091900 . jpa-00245633

HAL Id: jpa-00245633

<https://hal.science/jpa-00245633>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Classification
 Physics Abstracts
 42.55P — 42.60

Analyse numérique du fonctionnement des structures lasers à cavités couplées

L. Vassilieff, A. Bensoussan, F. Lozes-Dupuy, H. Martinot et G. Vassilieff

Laboratoire d'Automatique et d'Analyse des Systèmes du C.N.R.S., 7, avenue du Colonel Roche, 31077 Toulouse Cedex, France

(Reçu le 2 février 1987, révisé le 24 mars 1987, accepté le 9 avril 1987)

Résumé. — Nous présentons ici une analyse numérique des structures lasers à cavités couplées, permettant d'obtenir les modes longitudinaux admis par la structure et le déplacement du pic laser en fonction des conditions de polarisation. La valeur absolue de la puissance optique sur chaque miroir est obtenue en traitant la structure à 2 cavités au moyen du concept d'amplificateur résonant. Les résultats obtenus constituent un guide dans l'utilisation de ces composants en fonction du résultat désiré. Ils montrent en particulier dans quelles conditions la cavité couplée est particulièrement accordable en fréquence ou, à l'opposé, peut être maintenue à une longueur d'onde stable en fonction des courants et des tensions appliqués.

Abstract. — A numerical analysis of coupled cavity lasers is given which permits the determination of the longitudinal modes of the structure and of the emitted peak as function of the bias level. On the basis of the resonance amplifier model, the optical power absolute value on each mirror is calculated. The results of this simulation constitute a guide in the utilisation of the device according to the desired application. Particularly they show in which conditions the coupled cavity is the most tunable or, on the contrary, can be maintained monomode stable *versus* the applied currents and bias level.

1. Introduction.

Les structures lasers à cavités couplées présentent par rapport aux lasers classiques les avantages suivants :

- spectre d'émission monomode longitudinal,
- longueur d'onde ajustable par voie électrique,
- commutation en fréquence et bistabilité optique,
- diversité de comportement suivant le type de sillon réalisé,
- photodiode de contrôle intégrée,
- comportement en « transistor laser » récemment publié [1].

Leur utilisation s'accroît dans le domaine industriel, soit dans le but de stabiliser la longueur d'onde d'émission laser et d'en affiner la raie, soit en tant que source laser accordable en fréquence dans les systèmes à plusieurs longueurs d'ondes.

Nous présenterons ici un modèle théorique permettant de décrire de façon exhaustive le fonctionnement de ces composants en régime statique. Ce modèle appliqué au cas du GaAlAs permet d'expli-

quer et de coordonner les différents comportements expérimentaux décrits dans la littérature [2-4].

La structure de base du laser à cavités couplées est représentée sur la figure 1. Le sillon séparant les deux cavités est généralement réalisé par « R.I.E. » (Reactive Ion Etching) et conduit à des comporte-

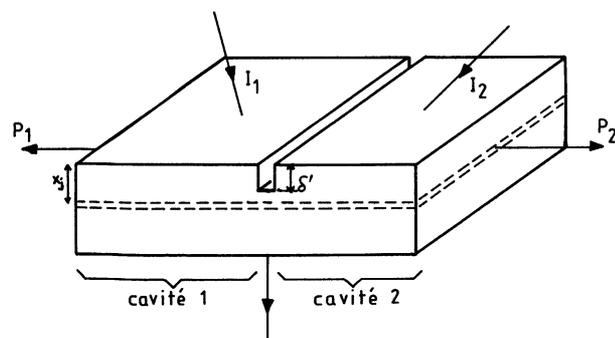


Fig. 1. — Schéma général d'une structure laser à cavités couplées.

[Schematic drawing of coupled cavity lasers.]

ments différents selon sa profondeur, d'une part et le pouvoir de réflexion de ses flancs d'autre part :

si $\delta' > x_j \rightarrow$ comportement de type « C³ » (cleaved coupled cavity [16]),

si $\delta' < x_j \rightarrow$ comportement de type API ou IRI (active passive interference [22], or internal reflection interference [23] lasers),

x_j étant la profondeur de jonction par rapport à la surface,

δ' étant la profondeur du sillon séparant les deux cavités.

2. Analyse.

L'analyse théorique est menée sur la base du Resonance Amplifier Model [5, 6] en prenant en compte la répartition de l'émission spontanée sur chaque mode laser, l'effet de la densité de porteurs sur l'indice de zone active, et le traitement de l'interaction optique entre les deux cavités par le formalisme de la matrice « S » (Scattering matrix [7]). Son application est faite dans le cas du GaAlAs.

Hypothèses :

— constante de propagation complexe indépendante de la distance z sur l'axe de propagation dans chaque cavité,

— coefficient d'absorption α' pris constant en fonction de la densité de porteurs injectée dans la zone active, la valeur choisie correspond à $N = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ caractéristique de la densité de porteurs en fonctionnement laser dans la zone active,

— coefficients S_{ij} de la matrice « S » supposés réels,

— propagation du seul mode transverse fondamental.

La détermination des grandeurs intervenant dans la réponse optique du dispositif nécessite :

— la connaissance de la densité de porteurs dans la zone active en GaAlAs : celle-ci est calculée en fonction de l'écart ΔE_F des pseudo-niveaux de Fermi, par la statistique de Fermi appliquée aux trois bandes de conduction Γ , X et L de ce matériau, compte tenu de la température et de sa composition en aluminium [8] ;

— la prise en compte de l'influence de la densité de porteurs injectée dans la zone active sur l'indice de réfraction optique.

L'indice de zone active, en fonction de x_{Al} , T , λ et N , est alors exprimé par :

$$n_{\text{act}} = n_0 + a_{x_{\text{Al}}} x_{\text{Al}} + a_{\lambda} (\lambda - \lambda_0) + a_N (N - N_0) + a_T (T - T_0) \quad (1)$$

avec

$$a_{x_{\text{Al}}} = -0,62 [9] \quad a_{\lambda} = -10^6 \text{ m}^{-1} [6]$$

$$a_N = -1,2 \times 10^{-26} \text{ m}^{-3} [10] \quad a_T = 4 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1} [6]$$

$$n_0 = 3,59 [11] \quad T_0 = 297 \text{ K} \quad \lambda_0 = 900,16 \text{ nm}$$

$$N_0 = 100 \text{ m}^{-3}$$

— la prise en compte de la structure réelle du guide d'onde constituant la cavité optique du laser. Ceci est réalisé par le calcul pour chaque cavité de l'indice effectif n_{eff} et du facteur de confinement Γ . Le calcul est effectué de façon bidimensionnelle dans le cas d'une structure à ruban enterré (type « buried ») par la théorie de la « Box » [12] ou guide d'onde rectangulaire,

— le gain de zone active dans chaque cavité est donné par la relation [13, 8] :

$$g_{\text{act}} = \alpha' \left[\exp \frac{\Delta E_F - h\nu}{kT} - 1 \right] \quad (2)$$

α' représente le coefficient de création de paires électron-trou, son expression est déduite des courbes d'absorption obtenues par Henry *et al.* [14].

$$\alpha' = 916,184 \exp \frac{E - E_{g\Gamma}}{1,165 \times 10^{-2}} \quad \text{pour } E \leq E_{g\Gamma} \quad (3)$$

$$\alpha' = 916,184 + 78\,618,91 (E - E_{g\Gamma}) + 143\,602,92 (E - E_{g\Gamma})^2 \quad \text{pour } E \geq E_{g\Gamma} \quad (4)$$

$E_{g\Gamma}$ représente la largeur de bande interdite pour la vallée Γ du GaAlAs, son expression en fonction du taux d'aluminium et de la température est :

$$E_{g\Gamma} = E_{gT} + 1,247 x_{\text{Al}} \quad \text{pour } x_{\text{Al}} \leq 0,45 \quad (5)$$

$$E_{g\Gamma} = E_{gT} + 1,247 x_{\text{Al}} + 1,147 (x_{\text{Al}} - 0,45)^2 \quad \text{pour } x_{\text{Al}} \geq 0,45 \quad (6)$$

$$E_{gT} = 1,424 + (9,6517 \times 10^{-2} - 5,405 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 204}) \quad (7)$$

Enfin, l'analyse sera faite à partir des écarts des pseudo-niveaux de Fermi dans chaque cavité qui représentent les tensions appliquées sur les zones actives. Ils sont reliés aux tensions appliquées et aux courants électriques par les relations :

$$V_i = \frac{1}{q} \Delta E_{Fi} + R_i I_i \quad (8)$$

R_i représentant la résistance « série » de chaque élément.

3. Description du modèle.

3.1 CONDITION D'OSCILLATION. — Le cheminement du rayon lumineux dans la structure est représenté sur la figure 2. Les constantes de propagation complexes γ_1 et γ_2 dans chaque cavité sont données par :

$$\gamma_i = \frac{g_{\text{mod}_i}}{2} - j\beta_i \quad (i = 1, 2)$$

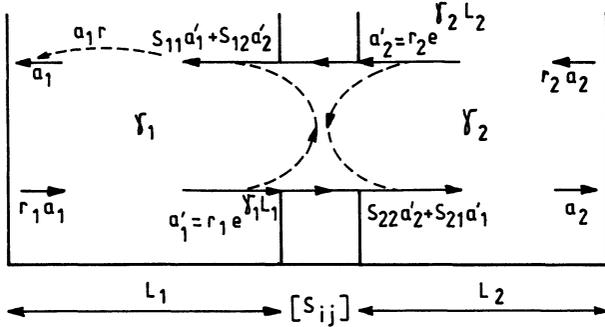


Fig. 2. — Cheminement du rayon : a_1 = amplitude de départ a_{1r} = amplitude après un aller-retour dans la structure.

[The travel of the ray : a_1 is the amplitude of the starting ray, a_{1r} is the amplitude after a round trip.]

avec

$$\beta_i = \frac{2 \pi n_{\text{eff}i}}{\lambda} \quad (9)$$

et

$$g_{\text{mod}i} = \Gamma_i g_{\text{act}i} - \alpha_i$$

avec pour chaque cavité :

- $g_{\text{mod}i}$: gain modal de la cavité,
- $n_{\text{eff}i}$; Γ_i : indice effectif et facteur de confinement pour le mode considéré,
- α_i : pertes par diffusion aux interfaces et par absorption par les électrons libres.

L'étude du cheminement du rayon a_1 dans toute la structure permet d'établir l'expression de l'amplitude a_{1r} résultant d'un aller-retour de a_1 :

$$a_{1r} = (Z_{\text{module}} - jZ_{\text{phase}}) a_1 \quad (10)$$

avec

$$Z_{\text{module}} = \xi G_1 G_2 \cos(\varphi_1 + \varphi_2) + S_{11} r_1 G_1 \cos \varphi_1 + S_{22} r_2 G_2 \cos \varphi_2 \quad (11)$$

$$Z_{\text{phase}} = \xi G_1 G_2 \sin(\varphi_1 + \varphi_2) + S_{11} r_1 G_1 \sin \varphi_1 + S_{22} r_2 G_2 \sin \varphi_2 \quad (12)$$

avec

$$\xi = (S_{12} S_{21} - S_{11} S_{22}) r_1 r_2$$

$$G_i = \exp(g_{\text{mod}i} L_i) \quad \varphi_i = 2 \beta_i L_i.$$

La condition d'oscillation de la cavité globale est $a_{1r} = a_1$. Soit

$Z_{\text{phase}} = 0$ équation qui détermine les longueurs d'ondes de résonance notées λ_r (modes longitudinaux),

$Z_{\text{module}} = 1$ équation qui sélectionne le ou les pics lasers et le ΔE_{F1} maximum (ΔE_{F1} limite) pour une valeur ΔE_{F2} fixée. C'est la condition d'oscillation sur le gain de la structure.

3.2 PUISSANCE MODALE SUR LES FACES MIROIRS.

— Pour accéder à l'amplitude de l'émission optique sur chaque miroir, il est nécessaire de prendre en compte la répartition de l'émission spontanée dans chaque mode longitudinal, sur chaque face de la cavité [15], comme représenté sur la figure 3.

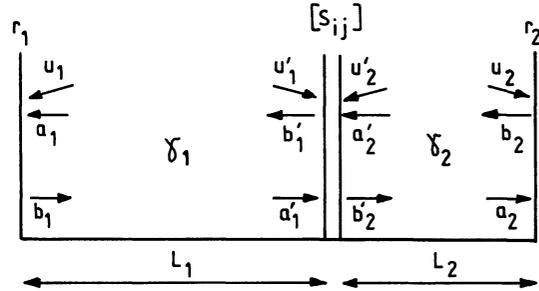


Fig. 3. — Schéma des différents rayons dans la structure avec prise en compte de la répartition de l'émission spontanée (termes u_i et u'_i).

[Schematic drawing of two sections laser including the equivalents input to the mirror (u_i) and to junction (u'_i) of the distributed spontaneous emission.]

La puissance de l'émission spontanée répartie par face et par mode longitudinal est donnée par la relation :

$$U_i = \frac{C'_i G_i - 1}{2 L_i g_{\text{mod}i}} \quad (13)$$

$i = 1, 2$ indice de cavité

$$C'_i = \beta'_i V h \nu R_{\text{spon}i}$$

β'_i = coefficient d'émission spontanée

$$\beta'_i = \frac{\lambda^4 \Gamma}{8 \pi^2 (\Delta \lambda) n_{\text{act}} n_{\text{eff}} n_g w d L}$$

avec

$$n_g = n_{\text{eff}} - \lambda (dn_{\text{eff}}/d\lambda)$$

$$R_{\text{spon}i} = \frac{8 \pi n_{\text{act}i}^2}{h^3 c^2} \times$$

$$\times \int_0^\infty \alpha'_{(E)} E^2 \frac{dE}{\exp\left(\frac{E - \Delta E_{F1}}{kT}\right) - 1}$$

l'amplitude u_i s'en déduit par la relation :

$$U_i = |u_i|^2 \Delta \nu_m$$

$\Delta \nu_m$: espacement entre les modes longitudinaux.

Après avoir exprimé les amplitudes des divers rayons en fonction de a_1 et de u_i et u'_i , l'amplitude du rayon sur le miroir 1 s'exprime alors par la relation :

$$A_1 = a_1 + u_1 = \frac{d_1 u_1 + d'_1 u'_1 + d_2 u_2 + d'_2 u'_2}{1 - (Z_{\text{module}} - jZ_{\text{phase}})} \quad (14)$$

avec

$$\begin{aligned} d_1 &= 1 - S_{22} r_2 p_2^2 \\ d_1' &= p_1 [S_{11} (1 - S_{22} r_2 p_2^2) + S_{12} S_{21} r_2 p_2^2] \\ d_2 &= S_{12} p_1 p_2 r_2 \\ d_2' &= S_{12} p_1 p_2 = \exp(\gamma_i L_i) \end{aligned} \quad (15)$$

et celle sur le miroir 2 :

$$A_2 = a_2 + u_2 = \frac{e_1 u_1 + e_1' u_1' + e_2 u_2 + e_2' u_2'}{1 - (Z_{\text{module}} - jZ_{\text{phase}})} \quad (16)$$

avec

$$\begin{aligned} e_1 &= S_{21} p_1 p_2 r_1 \\ e_2 &= 1 - S_{11} p_1^2 r_1 \\ e_1' &= S_{21} p_2 \\ e_2' &= p_2 [S_{22} (1 - S_{11} p_1^2 r_1) + S_{21} S_{12} p_1^2 r_1] \end{aligned} \quad (17)$$

L'intensité optique pour un mode qui s'en déduit est $A_1 = A_1 \cdot A_1^*$ pour le miroir 1 soit :

$$A_1 = \frac{(|d_1|^2 + |d_1'|^2) |u_1|^2 + (|d_2|^2 + |d_2'|^2) |u_2|^2}{(1 - Z_{\text{module}})^2 + Z_{\text{phase}}^2} \quad (18)$$

en considérant que les amplitudes d'émissions spontanées ne sont pas en cohérence de phase entre les deux cavités ($u_i u_j = u_i' u_j' = 0$) mais le sont par contre à l'intérieur de chaque cavité ($u_i' = u_i$) [6]. La puissance optique incidente sur un miroir pour un mode longitudinal s'exprime par :

$$P_1 = \int_{\Delta\nu_m} A_1 d\nu$$

pour le miroir 1 qui en supposant que seul Z_{phase} varie sur le domaine d'intégration $\Delta\nu_m$ conduit à :

$$P_1 = \frac{(|d_1|^2 + |d_1'|^2) U_1 + (|d_2|^2 + |d_2'|^2) U_2}{1 - Z_{\text{module}}^2} \quad (19)$$

de même sur le miroir 2 :

$$P_2 = \frac{(|e_1|^2 + |e_1'|^2) U_1 + (|e_2|^2 + |e_2'|^2) U_2}{1 - Z_{\text{module}}^2} \quad (20)$$

3.3 EXPRESSION DES COURANTS ÉLECTRIQUES DANS CHAQUE CAVITÉ. — La densité de photons S_i , par mode, dans la zone active de chaque cavité s'exprime en fonction de la puissance moyenne optique $\langle P_i \rangle$ dans chaque cavité i .

$$\langle P_i \rangle = \frac{1}{L_i} \int_0^{L_i} \left(P_i e^{-\theta_{\text{mod}_i} z} + P_i' e^{\theta_{\text{mod}_i} (z - L_i)} \right) dz \quad (21)$$

$$S_i = \frac{\langle P_i \rangle \Gamma_i}{\frac{c}{n_{\text{eff}_i}} h\nu w_i d_i} \quad (22)$$

Le courant électrique traversant chaque cavité est régi par l'équation de continuité :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qd_w L} - R_{\text{spon}} - \frac{c}{n_{\text{eff}}} \sum_j (g_{\text{act}_j}^j S_j) \quad (23)$$

j : indice des modes longitudinaux.

Ce qui en régime permanent conduit aux équations :

$$I_1 = qd_1 w_1 L_1 \left[R_{\text{spon}_1} + \frac{c}{n_{\text{eff}_1}} \sum_j (g_{\text{act}_1}^j S_1^j) \right] \quad (24)$$

$$I_2 = qd_2 w_2 L_2 \left[R_{\text{spon}_2} + \frac{c}{n_{\text{eff}_2}} \sum_j (g_{\text{act}_2}^j S_2^j) \right] \quad (25)$$

4. Résultats.

Ce paragraphe présente et exploite les différentes courbes calculées, caractéristiques du mode de fonctionnement du couplage électro-optique des deux cavités.

La présentation des résultats en fonction des ΔE_{F1} et ΔE_{F2} apporte un éclairage supplémentaire par rapport aux résultats en fonction de I_1 et I_2 [4, 16, 17, 3], jusqu'ici présentés.

Ce modèle permet d'obtenir toutes les courbes caractéristiques du fonctionnement des structures lasers à cavités couplées :

- évolution de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi en fonction des courants,
- caractéristiques puissance lumineuse-courants,
- spectres $P(\lambda)$ en puissance et en intensité $L(\lambda)$,
- évolution du seuil laser de la structure en fonction des conditions de polarisation.

Il permet, par ailleurs, d'évaluer la sélectivité spectrale de telles structures, de mettre en évidence et d'expliquer :

- les trois zones de fonctionnement de ces structures,
- l'évolution de la longueur d'onde laser en fonction des conditions de polarisation.

Afin d'illustrer le fonctionnement de ces structures, deux types de lasers à cavités couplées ont été simulés :

- une structure de type « long long » avec une forte interaction optique,
- une structure de type « long court » de type C^3 .

Le tableau I reporte la valeur des paramètres utilisés dans l'analyse numérique et les dimensions géométriques des cavités pour les deux types de structures étudiées.

La densité de porteurs injectés dans la zone active d'une cavité est reportée sur la figure 4 en fonction de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi. Sur la figure 5 sont tracées les variations des indices de

Tableau I. — Valeur des paramètres utilisés dans la simulation numérique.

[Values of the parameters used in the numerical simulation.]

- i : indice de cavité $i = 1, 2$
- d_i : épaisseur de zone active $d_1 = d_2 = 0,1 \mu\text{m}$
- w_i : largeur du ruban de zone active $w_1 = w_2 = 10 \mu\text{m}$
- L_i : longueur de la cavité
- T : température $T = 293 \text{ K}$
- $x_{\text{Al}i}$: concentration d'aluminium dans la zone active $x_{\text{Al}1} = x_{\text{Al}2} = 0$
- r_i : coefficient de réflexion en amplitude des miroirs $r_1 = r_2 = 0,5916$
- α_i : pertes optiques latérales de cavité $\alpha_1 = \alpha_2 = 20 \text{ cm}^{-1}$
- $N_{\text{A}i}$: dopage de zone active $N_{\text{A}1} = N_{\text{A}2} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- $n_j = 3, 4$: indice dans les zones adjacentes au ruban de zone active
- $\alpha_j = 1\,000 \text{ cm}^{-1}$ absorption dans les zones adjacentes au ruban de zone active

Structure long-long :

$$L_1 = 240 \mu\text{m} \quad L_2 = 180 \mu\text{m}$$

$$S_{11} = S_{22} = 0,005 \quad S_{12} = S_{21} = 0,8$$

Structure long-court :

$$L_1 = 170 \mu\text{m} \quad L_2 = 40 \mu\text{m}$$

$$S_{11} = S_{22} = 0,5 \quad S_{12} = S_{21} = 0,68$$

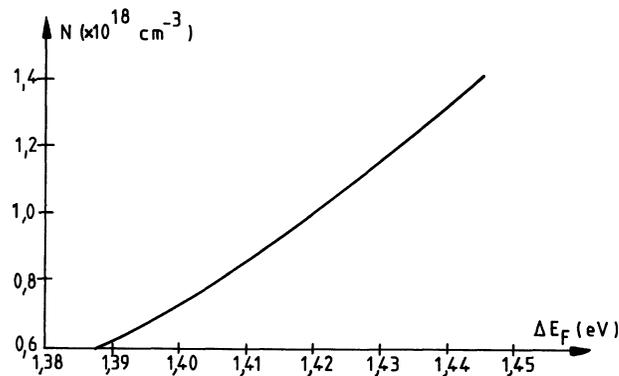


Fig. 4. — Densité de porteur injectée dans la zone active en fonction de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi.

[Injected carriers density in the active zone as function of the quasi Fermi levels separation.]

zone active n_{act} et effectif n_{eff} dans une cavité en fonction de ΔE_F pour une longueur d'onde fixée.

4.1 CARACTÉRISTIQUES $\Delta E_{F1}(I_1)_{\Delta E_{F2}}$. — Ces caractéristiques reportées sur les figures 6 et 7 présentent la même allure pour les deux types de structures

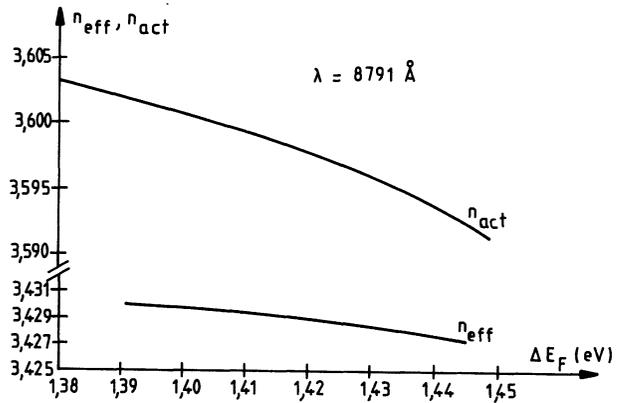


Fig. 5. — Variations de l'indice de zone active n_{act} et de l'indice effectif n_{eff} en fonction de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi.

[Active zone index n_{act} and effective index n_{eff} variations versus quasi Fermi levels separation.]

étudiées. Leur analyse permet d'expliquer le comportement des lasers à cavités couplées et notamment les raisons de la variation de la longueur d'onde d'émission.

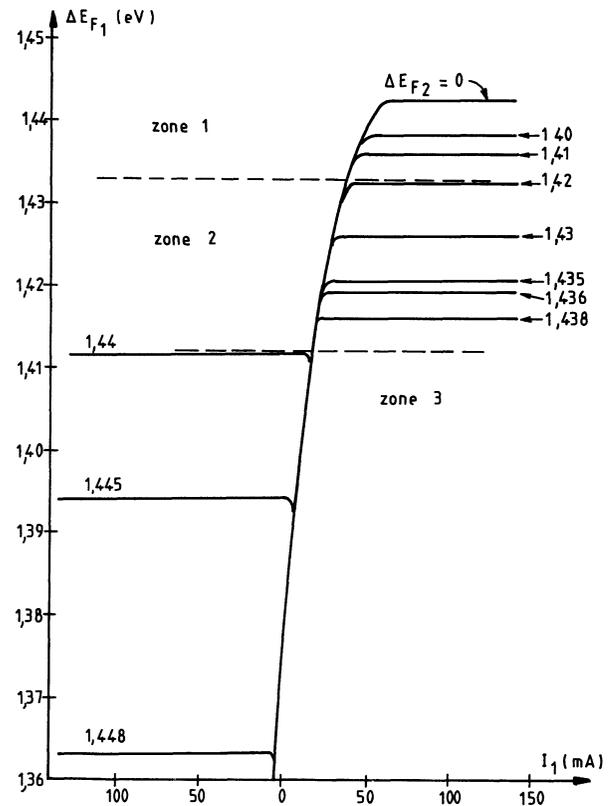


Fig. 6. — Evolution de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi de la cavité 1 en fonction du courant traversant cette cavité pour ΔE_{F2} fixé. Cas de la structure long-long.

[Evolution of the quasi Fermi levels separation as function of the current I_1 for cavity one at Const. ΔE_{F2} . Case of the long-long structure.]

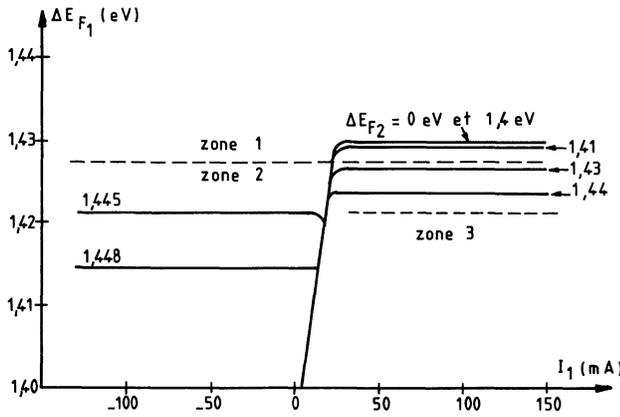


Fig. 7. — Evolution de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi de la cavité 1 en fonction du courant traversant cette cavité pour ΔE_{F2} fixé. Cas de la structure long-court.

[Evolution of the quasi Fermi levels separation as function of the current I_1 for cavity one, at Const. ΔE_{F2} . Case of the short-long structure.]

Pour chaque valeur de ΔE_{F2} appliquée, ces courbes présentent un palier de saturation de ΔE_{F1} lorsque I_1 croît indéfiniment. Cette limite de ΔE_{F1} est pratiquement atteinte dès que I_1 est supérieur à I_{th} (I_{th} étant le seuil de l'ensemble de deux cavités). Ceci se traduit par une quasi-constance du gain, de la densité de porteurs et de l'indice effectif de la cavité 1 en fonction des très faibles variations de ΔE_{F1} , dès que I_1 dépasse I_{th} . Ce phénomène a été couramment pris comme hypothèse de travail par de nombreux auteurs.

Il en résulte que la longueur d'onde émise reste constante à ΔE_{F2} fixée quelles que soient les valeurs de I_1 supérieures au seuil I_{th} . On remarque, par ailleurs, que la valeur de $\Delta E_{F1 \text{ lim}}$ décroît avec ΔE_{F2} et qu'en fonctionnement laser, la longueur d'onde émise varie par palier avec ΔE_{F2} (Fig. 8).

Selon le signe de $g_{act_i}^j$ (i n° de cavité, j n° de mode)

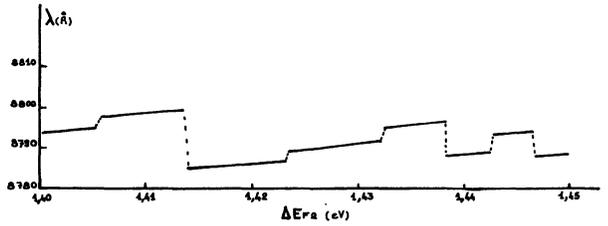


Fig. 8. — Evolution du pic laser λ_{lim} en fonction de ΔE_{F2} dans le cas de la structure long-long.

[Emitted peak λ_{lim} shift as function of ΔE_{F2} . Case of the long-long structure.]

qui indique si la cavité est ou non stimulée pour le mode laser j émis, on peut définir trois zones dans le plan $\Delta E_{F1}(I_1)_{\Delta E_{F2}}$.

Le tableau II résume le comportement de la structure dans chaque zone. La description du fonctionnement lorsque ΔE_{F2} croît à partir de 0 peut se faire comme suit :

— La zone I ou la cavité 1 est stimulée ($g_{act}^j > 0$) et la cavité 2 absorbante ($g_{act}^j < 0$) pour le mode laser j émis. Dans cette zone, lorsque la cavité couplée est au-dessus du seuil, (à ce moment ΔE_{F1} a atteint sa valeur de saturation pour la valeur de ΔE_{F2} appliquée) si on fait croître I_1 , la densité de photons S_1 émise dans la cavité 1 dans le mode laser j croît et la cavité 2 reçoit plus de lumière. D'après la relation (25) I_2 décroît. On a donc $s = dI_2/dI_1 < 0$ avec I_1 positif croissant et I_2 décroissant jusqu'à $(-\infty)$. Lorsque ΔE_{F2} augmente, la cavité 2 devient de moins en moins absorbante et la cavité 1 de moins en moins stimulée. Donc dans cette zone s croît avec ΔE_{F2} . La limite de cette zone correspond à une valeur ΔE_{F2_1} telle que pour cette valeur $g_{act_2} = 0$ soit $\Delta E_{F2_1} = h\nu_j$ et $s = 0$ (transparence de la cavité 2 à la lumière provenant de la cavité 1).

Tableau II. — Synthèse du comportement d'un laser à cavités couplées.

[A synthesis of coupled cavity laser behaviour.]

A ΔE_{F2} donné lorsque ΔE_{F1} augmente de $0 \rightarrow \Delta E_{F1 \text{ lim}}$

g_{act1} croît $\rightarrow g_{act1 \text{ lim}}$
 $P_1, P_2, \langle P \rangle, S \rightarrow +\infty$ $\lambda_{pic} \rightarrow \lambda_{lim}$

ΔE_{F2} croissant	en zone 1	Cavité 1 stimulée $g_{act1 \text{ lim}}$ positif I_1 positif $\rightarrow +\infty$	Cavité 2 absorbante g_{act2} est négatif I_2 décroît $\rightarrow -\infty$
	en zone 2	Cavité 1 stimulée $g_{act1 \text{ lim}}$ positif I_1 positif $\rightarrow +\infty$	Cavité 2 stimulée g_{act2} est positif I_2 positif $\rightarrow +\infty$
	en zone 3	Cavité 1 absorbante $g_{act1 \text{ lim}}$ négatif I_1 décroît $\rightarrow -\infty$	Cavité 2 stimulée g_{act2} est positif I_2 positif $\rightarrow +\infty$

— La zone II où ΔE_{F2} est supérieur à ΔE_{F2_1} et où les deux cavités sont stimulées : $g_{act_1}^j > 0$ et $g_{act_2}^j > 0$. Les deux courants sont positifs et croissants $s = dI_2/dI_1 > 0$.

Dans cette zone, au fur et à mesure que ΔE_{F2} croît, g_{act_2} croît en valeur positive ; g_{act_1} décroît en restant également positif. La cavité 2 devient de plus en plus stimulée, la cavité 1 de moins en moins. L'apport du gain de chaque cavité pour vaincre les pertes globales de la structure va ainsi se modifier au profit de la cavité 2. C'est donc en fait dans cette zone et lorsque s passe par son maximum que s'effectue le « retournement » de la structure en ce qui concerne l'influence de chaque cavité sur le fonctionnement du laser à cavités couplées.

La limite de cette seconde zone sera atteinte lorsque $g_{act_1}^j = 0$ soit pour ΔE_{F2} tel que $\Delta E_{F1\ lim} = h\nu_j$. La cavité 1 est alors transparente pour la lumière provenant de la cavité 2 et nous avons $s = 0$.

La zone III enfin où les valeurs limites de ΔE_{F1} correspondant aux ΔE_{F2} appliqués rendent $g_{act_1}^j < 0$. Les rôles des deux cavités sont intervertis par rapport à la zone I ; c'est la cavité 2 qui pilote la structure. Ici $s = dI_2/dI_1 < 0$ mais c'est I_1 qui diminue pendant que I_2 croît, s décroît.

4.2 COURBES DE PUISSANCE $P_1(I_1)_{\Delta E_{F2}}$. — Les courbes $P_1(I_1)_{\Delta E_{F2}}$ correspondant aux valeurs de ΔE_{F2} traitées dans le paragraphe précédent ont été calculées, figures 9 et 10. Ces courbes permettent de déterminer le seuil global de la structure et le rendement différentiel. Elles permettent également d'expliquer le comportement des structures lasers à cavités couplées en fonction des courants injectés, présentation qui a été utilisée dans les publications de résultats expérimentaux antérieurs.

4.2.1 Etude du seuil. — On constate que le seuil est d'autant plus faible que ΔE_{F2} est élevé.

4.2.2 Rendement quantique différentiel $\eta_{1d} = dP_1/dI_1$. — Les valeurs de η_{1d} paramétrées en ΔE_{F2} sont reportées dans le tableau III. Dans les zones I et II η_{1d} croît avec ΔE_{F2} . A la limite de la zone II, on observe un comportement « quasi Q switched » du laser couplé : à une très faible variation de I_1 correspond une variation considérable de P_1 .

4.2.3 Analyse du comportement de la structure à courant I_1 constant. — Les informations à ce sujet sont données par les intersections successives avec les courbes $P_1(I_1)$ d'une verticale tracée dans ce plan. Il est utile de rappeler (cf. paragraphe 4.1) que chacune de ces courbes correspond à un seul mode laser (lorsque le spectre est monomode) (cf. paragraphe 5) ; de sorte qu'une étude à I_1 constant et

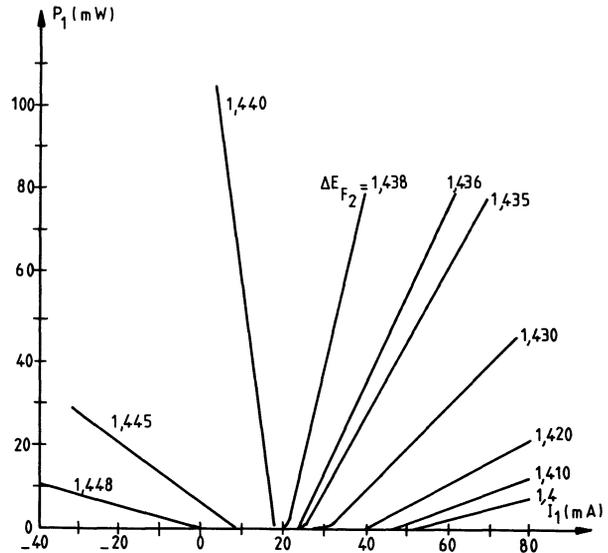


Fig. 9. — Caractéristiques puissance lumineuse-courant de la cavité 1 en fonction de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi dans la cavité 2 ; pour la structure long-long.

[Light versus current I_1 characteristics in cavity 1 at various values of ΔE_{F2} . Case of the long-long structure.]

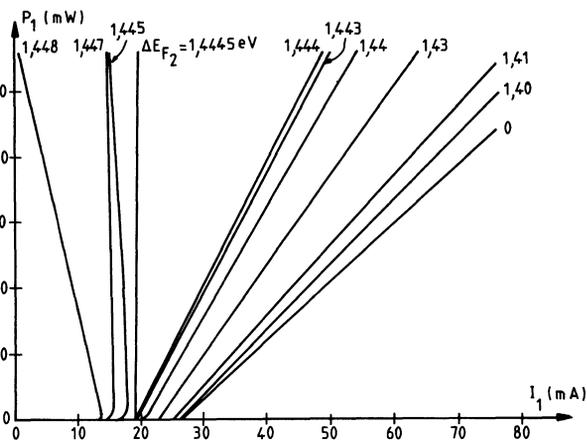


Fig. 10. — Caractéristiques puissance lumineuse-courant de la cavité 1 en fonction de l'écart des pseudo-niveaux de Fermi dans la cavité 2 ; pour la structure long-court.

[Light versus current I_1 characteristic at various values of ΔE_{F2} . Case of short-long structure.]

I_2 variable conduit à des variations simultanées de ΔE_{F1} et ΔE_{F2} . Contrairement à l'explication suggérée par W. T. Tsang, N. A. Olson, R. A. Logan [16], n_{eff_1} varie, bien que I_1 soit maintenu constant. L'évolution du pic laser ne peut pas être prévue de façon simple par le défilement des coïncidences entre les modes invariants de la cavité 1 et ceux de la cavité 2. Les sauts de modes lorsque I_2 varie sont dus aux variations simultanées de n_{eff_1} , n_{eff_2} , g_{mod_2} et g_{mod_2} , ce qui se traduit par des sauts de modes irréguliers, tels que l'illustre la figure 13.

Tableau III. — Valeurs de λ_{lim} , I_{1seuil} et η_{1d} en fonction de ΔE_{F2} .

[λ_{lim} , I_{1th} and η_{1b} values as function of ΔE_{F2} .]

Structure long-long

ΔE_{F2} eV	1,4	1,41	1,42	1,43	1,435	1,438	1,44	1,445	1,448
λ_{lim} Å	8 793,88	8 798,58	8 785,99	8 790,89	8 795,936	8 796,05	8 788,767	8 794,375	8 788,036
I_{1seuil} mA	51	46	40	31	25,5	21	18	8,5	0
η_{1D}	0,28	0,38	0,54	1,04	1,8	4,3	- 7,3	- 0,72	- 0,26

Structure long-court

ΔE_{F2} eV	0	1,4	1,41	1,43	1,44	1,444	1,4445	1,445	1,447	1,448
λ_{lim} Å	8 772,32	8 766,35	8 766,34	8 790,95	8 815,79	8 815,8	8 736,97	8 736,99	8 761,92	8 762,67
I_{1seuil} mA	26,6	26,3	25	23	20,6	19	19	18	16	14
η_{1D} $\frac{mW}{mA}$	0,9	0,98	1,06	1,33	1,66	1,84	53	- 32	- 53,8	- 3,6

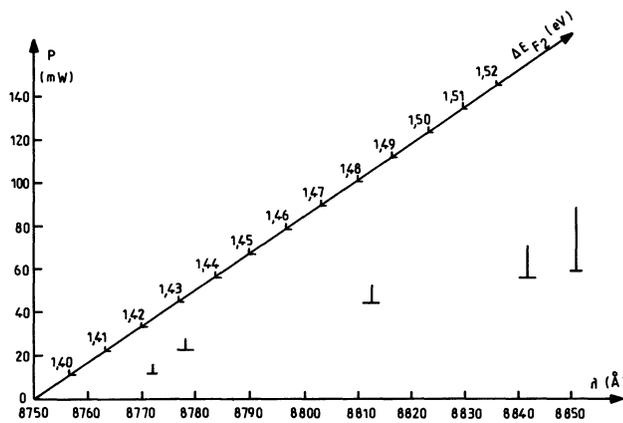


Fig. 11. — Evolution du spectre d'émission en fonction de ΔE_{F2} pour un courant I_1 constant $I_1 = 30$ mA pour la structure long-court.

[Evolution of the emitted spectrum as function of ΔE_{F2} at current level $I_1 = 30$ mA. Case of short-long structure.]

La figure 11 représente les longueurs d'ondes émises à $I_1 = 30$ mA pour différents ΔE_{F2} . Déduite des courbes $P_1(I_1)$, elle illustre bien les sauts de modes observés expérimentalement. De plus, on y constate que la puissance émise d'un mode à l'autre croît lorsque ΔE_{F2} augmente.

5. Spectre d'émission.

Conformément aux prévisions de Marcuse et T. P. Lee [18], les longueurs d'onde résonantes sont irrégulièrement espacées (Fig. 13).

Les figures 12 et 13 présentent les spectres d'émission obtenus aux points de fonctionnement indiqués dans les cas de cavités longue-courte de type C³ et longue-longue à fort couplage.

Ces spectres sont sensibles aux éléments de la matrice « S », aux longueurs respectives des cavités. Alors qu'un fonctionnement monomode est obtenu pratiquement dès que le seuil laser de la cavité couplée est franchi dans le premier cas, dans le second cas, ce mode de fonctionnement ne se produit qu'à niveau de puissance élevé $P \approx 10$ mW. Ces résultats concordent avec ceux obtenus expérimentalement par T. P. Lee *et al.* [19]. Les sauts de mode se produisent surtout lorsque la cavité modulatrice est soit absorbante, soit légèrement stimulée.

La sélectivité du système est chiffrée par le rapport $\delta = (P_1 / \sum P_{1j})$ de la puissance émise dans le mode dominant à la puissance totale émise. Ce rapport est donné dans le tableau IV. Les figures 8 et 11 illustrent l'évolution du pic laser en fonction des conditions de polarisation. Dans certains cas, il peut apparaître simultanément deux pics lasers pour les valeurs de ΔE_{F2} correspondant à des changements de paliers sur la figure 6 ; un exemple en est porté sur la figure 12.

6. Largeur de raie.

L'expression des intensités donnée dans la relation (18) permet de tracer les spectres en intensité et d'en déduire les largeurs de raies théoriques. La figure 14 donne les largeurs de raies à divers niveaux de puissance. Les largeurs à mi-hauteur obtenues pour ces pics sont les suivantes :

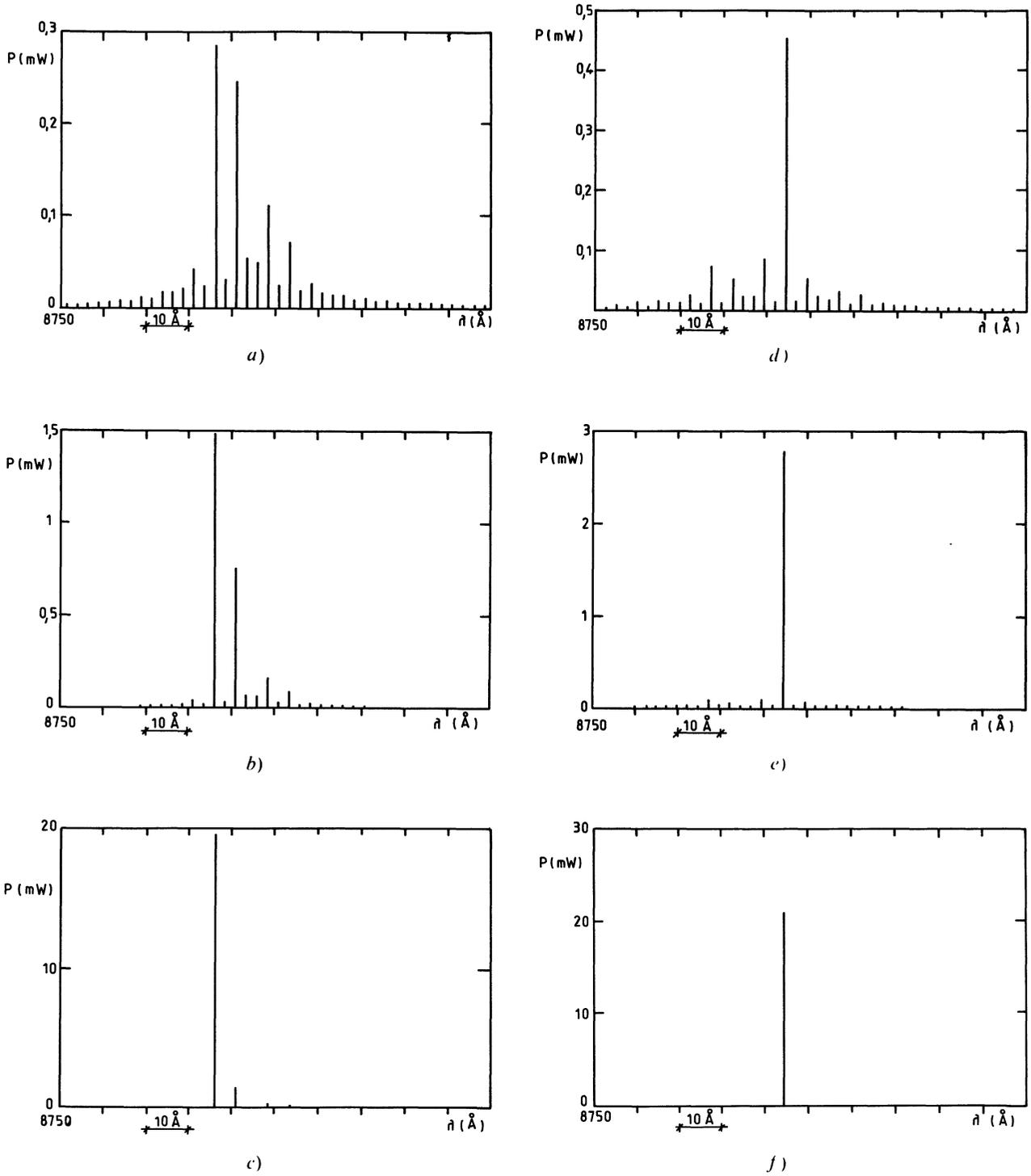


Fig. 12. — Spectres d'émissions de la structure long-long.

	ΔE_{F2} (eV)	I_1 (mA)	I_2 (mA)
a	1,42	42	19
b	1,42	45,4	19,6
c	1,42	79,5	26,4
d	1,445	6,85	56,7
e	1,445	3,55	69,2
f	1,445	- 22	165,5

[Calculated emitted spectra. Case of the long-long structure.]

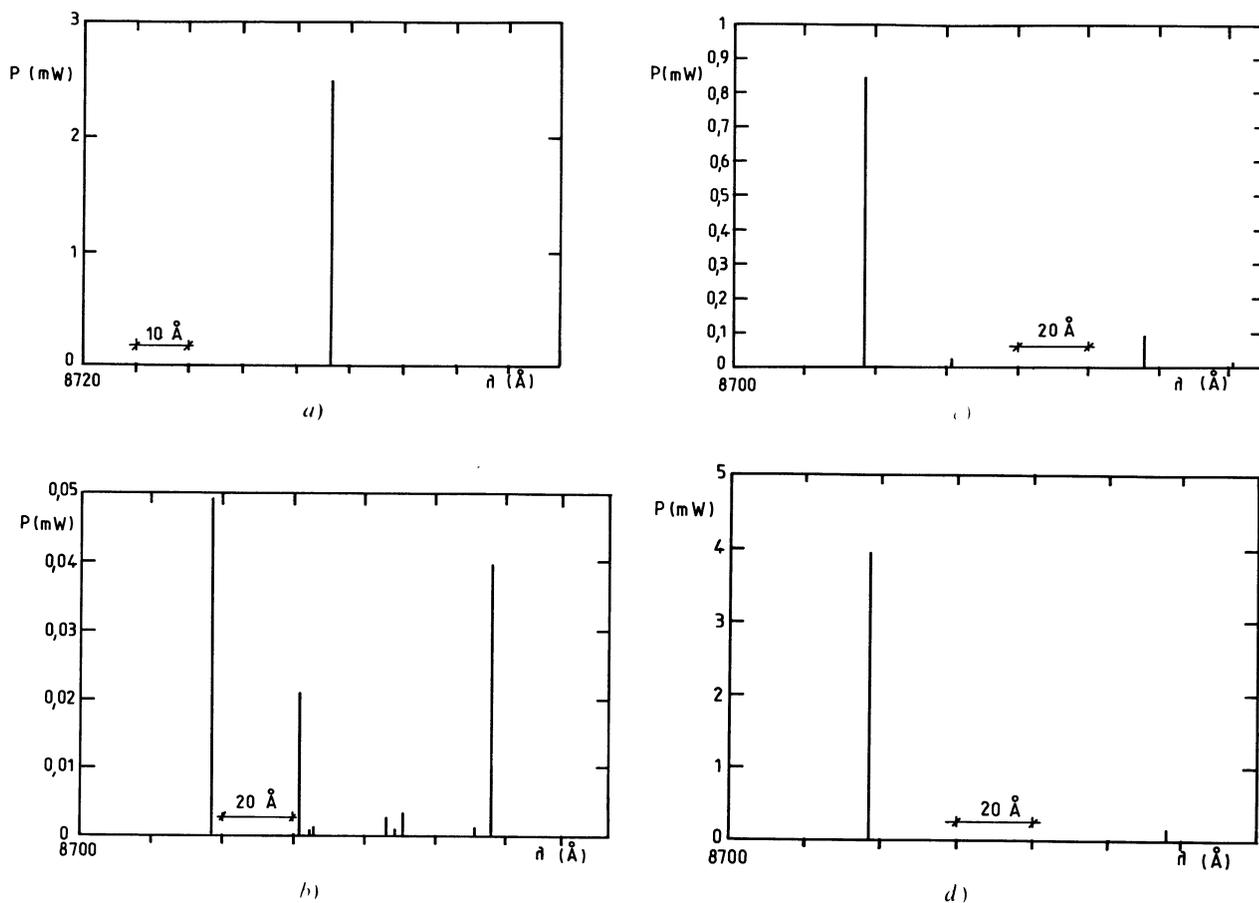


Fig. 13. — Spectres d'émissions de la structure long-court :

	ΔE_{F2} (eV)	I_1 (mA)	I_2 (mA)
a	1,41	28	2,65
b	1,4445	18,8	11
c	1,4445	19	12,5
d	1,4445	19,1	18,1

[Calculated emitted spectra. Case of the short-long structure.]

Tableau IV. — Coefficient de sélectivité δ en fonction de la puissance émise et de ΔE_{F2} .

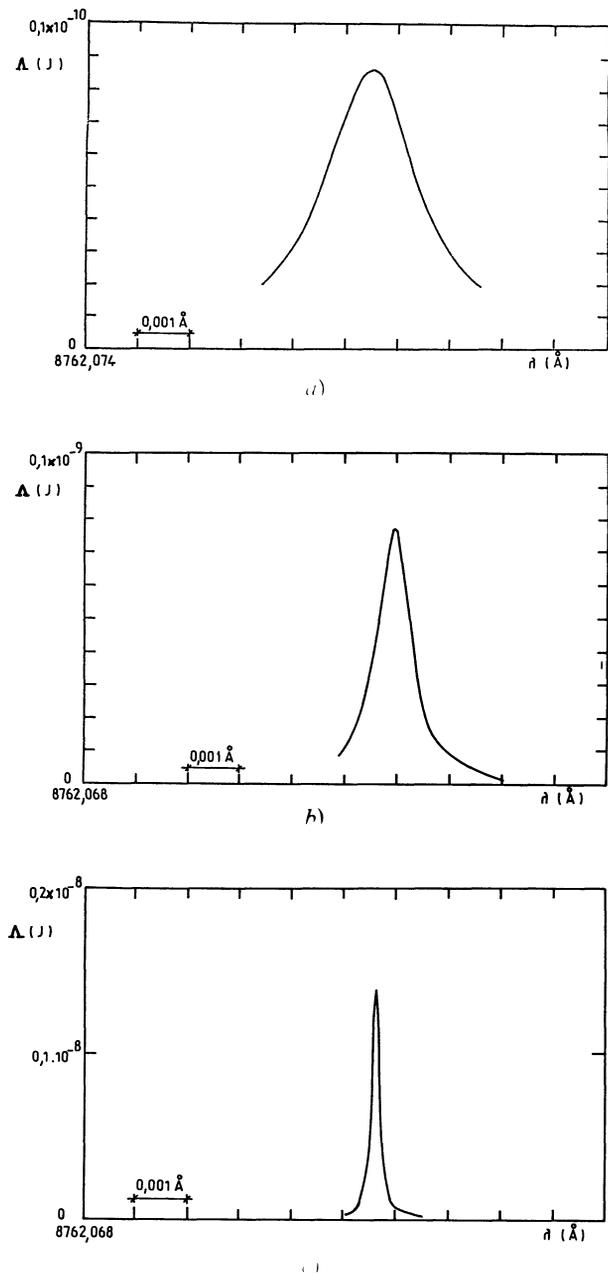
[Rate of selectivity, δ , as function of the emitted power and of ΔE_{F2} .]

Structure long-long

ΔE_{F2} (eV)	1,435		1,438		1,44		1,445			1,448		
P_1 (mW)	11	17	8	18	2	30	1	4	26	1	4	8
δ	0,928	0,953	0,822	0,915	0,392	0,962	0,371	0,74	0,968	0,34	0,805	0,886

Structure long-court

ΔE_{F2} (eV)	0	1,4		1,41		1,43	1,44	1,4445	1,445	1,447	1,448	
P_1 (mW)	4	47	0,4	46	3	40	8	5	8	5	5	4
δ	0,9897	0,9994	0,9165	0,999	0,981	0,9987	0,996	0,995	0,9817	0,989	0,999	0,995



- $\Delta f_1 = 87,9$ MHz correspondant à :
 $\Delta\lambda = 2,25 \times 10^{-3}$ Å $P_1 = 0,43$ mW
- $\Delta f_2 = 29,3$ MHz correspondant à :
 $\Delta\lambda = 7,5 \times 10^{-4}$ Å $P_1 = 1,4$ mW
- $\Delta f_3 = 6,642$ MHz correspondant à :
 $\Delta\lambda = 1,7 \times 10^{-4}$ Å $P_1 = 5,89$ mW .

Ces résultats conduisent à une loi de variation en $\Delta\lambda = \alpha / P$ avec $\alpha = Cte$. Dans le cas d'un laser conventionnel, Flemming et Moradien [20] ont trouvé expérimentalement une largeur de raie de 114 MHz à 1 mW valeur qui a été expliquée théoriquement par C. Henry [21].

Notre modèle montre dans le cas de la structure laser à cavité couplée de type C³ présentée ici une largeur de raie théorique 3 à 4 fois plus faible que celle mesurée pour la même puissance sur un laser classique. Cependant, ce résultat est à confirmer avec un modèle plus rigoureux, prenant en compte la non-homogénéité des lignes de courant, les effets thermiques et l'influence de l'émission spontanée. Dans ce contexte, divers auteurs ont montré l'importance de la formulation du coefficient de répartition de l'émission spontanée sur les modes lasers, sur la largeur de raie [24, 25].

7. Conclusion.

Ce modèle constitue une étude théorique complète des structures lasers à cavités couplées relative à leur réponse en courant et en tension continue. Il prend en compte l'influence de l'injection des porteurs sur l'indice du milieu et traite de la structure réelle du guide de lumière à travers le calcul de l'indice effectif et du facteur de confinement.

Il permet d'expliquer le comportement général de ces structures. Basé sur un modèle d'amplificateur résonant prenant en compte la répartition de l'émission spontanée sur les modes lasers, il permet d'exprimer les intensités et les puissances lumineuses sur chaque miroir, ainsi que les spectres en puissance et en intensité.

L'exploitation faite du modèle dans la présente publication est relative au cas d'un laser à zone active GaAs. Sa formulation permet néanmoins de simuler différents cas, fonction de la température et du taux d'aluminium.

Fig. 14. — Spectres d'intensité du pic laser pour la structure long-court :

	ΔE_{F2} (eV)	I_1 (mA)	I_2 (mA)	P_1 (mW)
a	1,448	14	13,6	0,43
b	1,448	13,8	16,1	1,4
c	1,448	12,7	27,6	5,89

[Intensity spectra of the emitted peak for the short-long structure.]

Bibliographie

- [1] KUINDERSMA, P. I., BINSMA, J. J. M., DIJKSTERHUIS, W., FREDRIKSZ, C. W., HOFSTAD, G. L. A. V. D., VAN DONGEN, T., AMBROSIUS, H. P. M. M., *12th European Conference on Optical Communication. Technical Digest Vol. III, Barcelona (Sept. 1986)*, p. 53-56.
- [2] TSANG, W. T., OLSSON, N. A. and LOGAN, R. A., *IEEE J. Quantum Electron QE-19* (1983) 1621-25.
- [3] TEMKIN, H., VAN DER ZIEL, J. P., LINKE, R. A. and LOGAN, R. A., *Appl. Phys. Lett.* **43** (1983) 723-25.
- [4] COLDREN, L. A., MILLER, B. I., IGA, K. and RENTSCHLER, J. A., *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 315-17.
- [5] FLECK, J. A. Jr., *J. Appl. Phys.* **34** (1963) 2997-3003.
- [6] CHOI, H. K., CHEN, K. L. and SHYH WANG, *IEEE J. Quantum Electron QE-20* (1984) 385-93.
- [7] SHYH WANG, CHOI HONG, K. and FATTAH ISMAIL, H. A., *IEEE J. Quantum Electron QE-18* (1982) 610-17.
- [8] LOZES, F., Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1983) n° d'ordre 1105.
- [9] KRESSEL, H., BUTLER, J. K., *Semiconductor Lasers and Heterojunction Leds* (Academic Press, New York) 1977, p. 413.
- [10] MANNING, J., OLSHANSKY, R. and CHIN BINGSU, *IEEE J. Quantum Electron QE-19* (1983) 1525-30.
- [11] CASEY, H. C. Jr., PANISH, M. B., *Heterostructure Lasers Part A* (Academic Press, New York) 1978, p. 45.
- [12] MARCATILLI, E. A. J., *Bell Syst. Tech. J.* **48** (1969) 2071.
- [13] KRESSEL, H., BUTLER, J. K., *Semiconductor Lasers and Heterojunction L.E.D.S.* (Academic press, New York) 1977, p. 88.
- [14] HENRY, C. H., LOGAN, R. A., BERTNESS, K. A., *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 4457.
- [15] PETERMAN, K., *IEEE J. Quantum Electron QE-15* (1979) 556-70.
- [16] TSANG, W. T., OLSON, N. A. and LOGAN, R. A., *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 651-52.
- [17] STREIFFER, W., YEWICK, D., PAOLI, T. L., BURNAM, R., *IEEE J. Quantum Electron QE-20* (1984).
- [18] MARCUSE and LEE, T. P., *J. Quantum Electron QE-20* (1984).
- [19] LEE TIEN-PEI, BURRUS, C.H.A. Jr., PAO-LO-LIU, SESSA, W. B. and LOGAN, R. A., *IEEE J. of Quantum Electron QE-20* (1984).
- [20] FLEMING, M. W. and MOORADIAN, A., *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 511.
- [21] HENRY, C. H., *IEEE J. of Quantum Electron. QE-18* (1982).
- [22] CHOI, H. K. and WANG, S., *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 571-73.
- [23] CHOI, H. K. and WANG, S., *Electron. Lett.* **19** (1983) 302-303.
- [24] VOUMARD, C., SALATHE, R. and WEBER, H., *Appl. Phys.* **12** (1977) 369-387.
- [25] ARNAUD, J., *Electron. Lett.* **21** (1985) 538-539.
-