PHYSIQUE DES DIODES LASER

J. ARNAUD

Equipe de Microoptoélectronique de Montpellier, Unité associé au CNRS 392, U.S.T.L., PLace E. Bataillon, F-34060, Montpellier Cedex, France

Ce chapitre décrit les principes physiques sur lesquels repose le fonctionnement des diodes laser à semiconducteur fonctionnant dans le visible ou l'infrarouge proche (de 0,6 à 4 µm de longueur d'onde), et plus particulièrement celui des diodes destinées aux télécommunications cohérentes par fibres optiques. Des propriétés typiques ou désirables de ces diodes sont par exemple les suivantes:

- Fréquence: 193 THz (longueur d'onde: 1,55 µm).
- Puissance: 10 mW.
- Fonctionnement unimodal.
- Largeur spectrale inférieure à 1 MHz.
- Modulation de fréquence (phase) jusqu'à 10 Gigabits/sec par variation du courant injecté.
- Faible sensibilité aux réflexions optiques externes.
- Faible sensibilité de la puissance et de la fréquence à la température.
- Accord électrique de la fréquence.
- Fonctionnement à la température ambiante avec une durée de vie de 100 000 Heures. Coût raisonnable.

Ces performances n'ont pas toutes été atteintes à ce jour (1989) mais elles paraissent réalisables. Pour réaliser de telles diodes on peut utiliser un substrat en phophure d'indium sur lequel est déposée une couche active utilisant le quaternaire: $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ adapté en maille sur InP(substrat) et de composition appropriée pour un fonctionnement à 193 THz à 300K ($x = 0,4$; $y = 0,86$). Cette couche active ainsi que les couches de confinement peuvent être réalisées par décomposition de composés organométalliques. Le confinement latéral est assuré par un changement d'indice effectif avec une largeur utile w d'environ 3 µm. La cavité est relativement longue (L = 500 µm) afin de réduire la largeur spectrale, et la sélectivité modale est assurée par un réflecteur de Bragg. Une modulation directe est obtenue au moyen de deux ou trois électrodes.

La théorie de la modulation et du bruit des diodes laser proposée habituellement repose sur les équations d'évolution du nombre d'électrons dans la couche active et du nombre de photons dans la cavité (défini comme le rapport de l'énergie optique localisée entre les facettes à l'énergie hν d'un photon), complétées par des sources de bruit dites "forces de Langevin". Nous pensons que ces équations d'évolution traditionnelles ne sont pas satisfaisantes du point de vue conceptuel, et qu'elles peuvent conduire à des résultats erronés, sauf pour des modèles élémentaires de diodes laser. Nous avons proposé [1] une théorie dite "de circuit" qui repose seulement sur l'expression

des sources de bruit de Nyquist et la loi de conservation de l'énergie. La formule de Nyquist elle-même est basée sur la mécanique quantique de l'électron et ne nécessite pas l'emploi de la notion de photon. Cette théorie reproduit les résultats de l'optique quantique, sans pour autant utiliser le formalisme lourd de celle-ci (opérateurs de création du champ électromagnétique). La plupart des résultats expérimentaux paraissent pouvoir être expliqués, mais une comparaison complète n'a pas encore été effectuée. Dans le cas où les électrons sont injectés indépendamment les uns des autres (bruit de grenaille) et pour une cavité simple la théorie de circuit conduit à des résultats identiques à ceux qui peuvent être obtenus à partir des équations d'évolution classiques à toute fréquence électrique. Mais des résultats différents sont obtenus pour la corrélation puissance optique-tension électrique lorsque les fluctuations du courant injecté ne sont pas celles du bruit de grenaille, ou lorsque la conductance optique de la cavité dépend de la fréquence, ce qui est le cas pour les diodes à guidage par le gain. La méthode de circuit permet de traiter les structures inhomogènes en les décomposant en éléments et en utilisant des méthodes matricielles.

Les ouvrages récents "Long wavelength semiconductor lasers" de Agrawal et Dutta[2] et "Laser diode modulation and noise" de Petermann[3] compléteront utilement le présent texte, de même que les chapitres 2, 3, et 8 de ce livre. On trouvera en [4]-[10] les références d'ouvrages de base et d'ouvrages traitant de sujets connexes.

1 Historique et généralités

La première description théorique des diodes laser à semiconducteur parait être celle de Basov [11] en 1961. Les premières réalisations (lasers à l'arseniure de gallium fonctionnant à 0.8 μm) ont été décrites en 1962 [12]. La durée de vie des première diodes était très réduite. L'introduction de doubles hétérojonctions a permis une réduction considérable du courant de seuil. Les doubles hétérojonctions assurent en effet le confinement des electrons et des trous dans la région active, et elle permettent à cette région de guider également les ondes optiques. Une durée de vie importante des diodes laser a été obtenue grâce à une adaptation précise des mailles cristallines des différentes couches. La technique traditionnelle d'épitaxie en phase liquide tend à être remplacée par l'épitaxie par jet moléculaire pour les études de principe, et par les dépôts de composés organo-métalliques pour les réalisations industrielles. Ces dernières méthodes permettent de réaliser des "puits quantiques", c'est-à-dire des couches dont l'épaisseur est très inférieure au libre parcours moyen des électrons et des trous, environ 10 nm. Dans le sens latéral, l'innovation principale a consisté à remplacer le guidage par le gain par le guidage par l'indice. L'introduction de réseaux longitudinaux couplés à la structure guidante du laser (lasers à réflexion distribuée ou à réflecteur de Bragg) permet aujourd'hui d'obtenir de bonnes propriétés de bruit et de modulation. Des diodes fonctionnant dans le visible (0,65 μm) à la température ambiante ont été réalisées ces dernières années. La plus grande longueur d'onde obtenue en continu avec une double hétérojonction III-V est de 3,2 μm[13]. Des longueurs d'onde supérieures ont été obtenues avec des sels de plomb. De fortes puissances peuvent être générées par l'emploi de réseaux de

diodes couplées dans le sens latéral. Il est possible de faire osciller des couches actives assez épaisses dans le sens vertical (perpendiculaire au plan des couches). Le fonctionnement de ces lasers "verticaux" à la température ambiante a été obtenu.

En ce qui concerne la théorie des diodes laser, notons les résultats suivants:

La relation établie en 1962 par Bernard et Durrafourg [14]: un semiconducteur devient transparent lorsque la tension appliquée à la diode excède hν/q (si l'on néglige la chute de tension dans les couches de confinement), quelle que soit la température.

La formule donnant la largeur spectrale d'un oscillateur saturé établie par Berstein [15] et Blaquière [16], complétée en 1967 par Lax [17] tient compte du facteur α de couplage amplitude-phase utilisé ultérieurement par Henry [18]. Elle tient compte également d'une variation éventuelle de la conductance optique en fonction de la fréquence optique et permet donc de traiter le cas de diodes couplées à une cavité externe.

La formule donnant la largeur spectrale d'un laser en régime linéaire a été établie par Schawlow et Townes [19].

Petermann [20] a montré que la courbure du front d'onde qui apparait dans les lasers à guidage par le gain peut être la cause d'un élargissement spectral. Cet effet a malheureusement été souvent interprété et utilisé de façon incorrecte.

De nombreux auteurs ont contribué au développement des équations d'évolutions, sous des formes diverses. Ces équations permettent d'évaluer les taux de modulation et les fluctuations à une fréquence électrique quelconque, mais elle sont généralement limitées à un seul élément actif.

Nilsson et Yamamoto [21] ont montré qu'une diode laser peut être modulée en fréquence lentement si elle comporte au moins deux éléments actifs différents.

Yamamoto et ses co-auteurs [22] ont montré que le bruit d'amplitude dépend de façon importante des fluctuations des porteurs injectés, en utilisant l'Optique Quantique.

La théorie des lasers à réseaux longitudinaux distribués a été présentée initialement par Kogelnik et Shank [23].

Certains phénomènes observés sur les diodes laser (grande stabilité du mode dominant, amortissement rapide des oscillations de relaxation, influence des modes secondaires sur la largeur spectrale du mode dominant) ont été attribués à l'effet de gain "nonlinéaire", c'est-à-dire à une variation explicite du gain en fonction du champ optique. Une autre interprétation repose sur l'effet d'inhomogénéités spatiales, et en particulier du réseau d'indice créé par les ondes stationnaires de la diode.

Le bruit en 1/f est peut-être responsable des fluctuations lentes de la phase aux forts niveaux de puissance.

Les paragraphes 1 à 4 de ce chapitre présentent des notions physiques générales, tandis que les paragraphes 5 à 14 présentent les propriétés les plus importantes des diodes laser. L'annexe A donne la théorie des lasers en régime linéaire (émission spontanée amplifiée). et l'annexe B la théorie des diodes laser en régime saturé (caractérisé par de faibles variations relatives de la puissance). Enfin l'annexe C présente de façon un peu plus détaillée que les paragraphes 1-4 la

théorie du gain optique et des fluctuations.

Les unités du Standard International (S.I.) sont utilisées, e.g., mètre, seconde, kilogramme, ampère, siemens...Les grandeurs sinusoïdales sont exprimées en notation complexe, avec le facteur $\exp(-i2\pi\nu t)$ pour les fréquences optiques, et $\exp(j2\pi ft)$ pour les fréquences électriques. Les deux notations peuvent être utilisées conjointement (notation "bi-complexe"). La longueur d'onde dans le vide est $\lambda_o = c/\nu$. Nous notons λ la longueur d'onde dans un milieu sans perte ni gain, et le nombre d'onde κ est alors égal à $1/\lambda$. La vitesse d'une onde est $v = \lambda\nu$.

2 Optique.

Aux fréquences basses, la conductivité complexe d'un milieu peut en principe être mesurée sur un échantillon de dimension petite par rapport à la longueur d'onde à l'aide d'un pont de Sauty. La conductivité complexe est notée $\sigma_c \equiv \sigma - i\,2\pi\nu\,\varepsilon$, où ε est la permittivité du milieu. L'indice de réfraction complexe $n_r \equiv n' + i\,n'' = \sqrt{(\varepsilon + i\sigma/2\pi\nu)/\varepsilon_o}$, où ε_o représente la permittivité du vide. Si $n''> 0$ le milieu présente des pertes. Si $n''< 0$ le milieu présente du gain. Le coefficient de perte en puissance α_p est lié à σ par:

$$\alpha_p = (4\pi\nu/c)\, n'' \approx \sqrt{\mu/\varepsilon}\,\sigma \qquad (1)$$

lorsque les pertes par longueur d'onde sont faibles. Une valeur négative de α_p correspond à un gain en puissance que nous notons g_p. Pour des raisons pratiques on mesure directement n', n" en optique au moyen d'un interféromètre, ou en utilisant les lois de la réfraction ou de la réflexion.

La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde à la séparation entre deux milieux homogènes a pour conséquence dans le cas de milieux isotropes sans perte ni gain la loi de la réfraction (de Descartes-Snell): $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$, où les angles sont définis par rapport à la normale à l'interface. La réflexion totale se produit lorsque cette loi conduit à un angle d'émergence imaginaire.

Si une onde optique est incidente perpendiculairement sur la surface séparant deux milieux d'indices n_r réel et 1, respectivement, les coefficients de réflexion en champ r et en puissance R sont donnés par

$$r = \frac{n_r - 1}{n_r + 1} \;;\; R = |r|^2 \qquad (2)$$

En incidence oblique le coefficient de réflexion diminue et s'annule à l'angle de Brewster, si le champ électrique est situé dans le plan d'incidence (onde TM). Il augmente au contraire si le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence (onde TE).

La vitesse de groupe $v_g = d\nu/d\kappa$. Dans un milieu sans pertes, v_g est la vitesse d'un paquet d'onde. C'est également le rapport de la

puissance transportée à la densité d'énergie.

L'angle de diffraction d'une onde plane passant par une ouverture de largeur "a" est de l'ordre de λ/a.

3 Semiconducteurs.

Lorsqu'un électron est soumis à un potentiel électrique statique de confinement, l'électron ne peut exister qu'à des niveaux discrets d'énergie. Considérons deux niveaux séparés d'une énergie E. Si l'électron se trouve au niveau inférieur, il peut être transféré au niveau supérieur par une onde optique de fréquence ν avec $h\nu = E$, d'intensité et de durée appropriées, qui perd alors cette énergie E (pompage optique). On dit qu'il y a absorption stimulée. Si l'électron se trouve au niveau supérieur, il peut être transféré au niveau inférieur sous l'influence d'une onde optique qui gagne alors une énergie E. On dit qu'il y a émission stimulée (d'où le nom: "L.A.S.E.R." signifiant: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). L'électron se comporte comme un dipole électrique oscillant à une fréquence strictement égale à celle de l'onde. La composition des rayonnements dûs à un grand nombre d'électrons donne une onde ayant les mêmes propriétés spatiales que l'onde incidente. Enfin, l'électron peut se rendre spontanément au niveau inférieur en un temps moyen τ_r avec émission de lumière (émission spontanée radiative). La fréquence ν de la lumière émise est donnée par $h\nu = E$, avec une incertitude de l'ordre de $(\tau_r)^{-1}$. La direction de cette lumière est quelconque. Notons que l'émission spontanée peut être modifiée par une cavité ou par des obstacles.

Dans un semiconducteur, le potentiel statique est dû non pas à des noyaux isolés les uns des autres, mais à une succession périodique de noyaux atomiques constituant le cristal. La plupart des électrons sont liés étroitement aux noyaux et ne sont pas importants ici. Dans la théorie de base on considère le mouvement d'un électron externe dans le potentiel périodique du réseau cristallin et on néglige l'intéraction coulombienne entre les électrons. La solution de l'équation de Schrödinger pour cet électron montre que son énergie ne peut prendre que des valeurs discrètes groupées en plusieurs bandes. Nous considérons particulièrement la bande de valence dont tous les états sont occupés et la bande de conduction dont tous les états sont vides, à une température nulle. On appelle "largeur de bande interdite" E_g la différence d'énergie entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. Cette largeur de bande interdite diminue lorsque la température augmente. Elle diminue faiblement lorsque la densité électronique augmente (en proportion de $n^{1/3}$ à T = 0K).

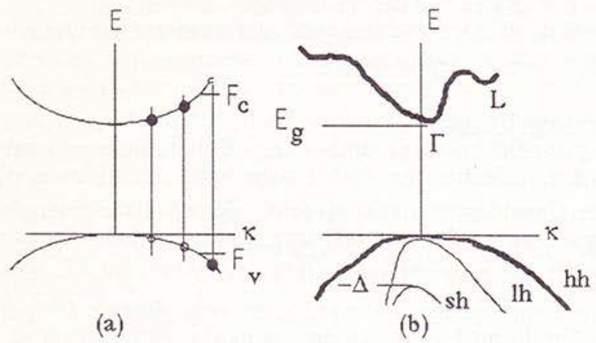

Figure 1: Courbes de dispersion $E(\kappa)$ des ondes électroniques. En (a), les électrons (points noirs) remplissent les états disponibles de la bande de conduction jusqu'au quasi-niveau de Fermi F_c. De même, les trous (cercles) remplissent le haut de la bande de valence au dessus du quasi-niveau de Fermi F_v. En (b), courbe plus réaliste faisant apparaitre une vallée L dans la bande de conduction, et trois bandes de valence (hh: trous lourds; lh: trous légers; sh: trous d'éclatement spin-orbite).

Ces bandes sont décrites par des courbes de dispersion relatives aux ondes électroniques: $\nu = \nu(\kappa)$. On porte généralement l'énergie $E = h\nu$ de l'électron en fonction de l'impulsion $p = h\kappa$, ou de κ, et on obtient pour chaque bande une courbe approximativement parabolique, comme le montre la figure 1. Ceci permet de définir une masse effective m_c pour l'électron dans la bande de conduction, positive mais bien plus faible que la masse, m, de l'électron dans le vide ($m_c \approx 0{,}065$ m dans GaAs) et une masse négative, comparable en valeur absolue à la masse de l'électron dans le vide, pour la bande de valence (dite des trous "lourds").

Dans chacune de ces deux bandes, les conditions aux limites aux bords du cristal imposent la condition $2\,\kappa \times$ (coté du cristal) = entier. Il existe donc une suite discrète de valeurs de κ permises (niveaux) d'autant plus serrées que le cristal est grand. Le principe de Pauli interdit qu'il y ait plus d'un électron par niveau (si la dégénérescence dûe au spin est levée). A une température nulle, les électrons injectés dans la bande de conduction remplissent les niveaux disponibles les plus bas à la manière d'un liquide. Le niveau supérieur du "liquide" est le quasi-niveau de Fermi de la bande de conduction. De même, la partie supérieure de la bande de valence peut être vidée de ses électrons. Le niveau supérieur est le quasi-niveau de Fermi de la bande de valence. A $T > 0$, la distribution électronique est plus étalée (distribution de Fermi-Dirac), la zone de transition ayant une épaisseur en énergie de l'ordre de kT, où k est la constante de Boltzmann. On admet que pour un semiconducteur non dopé, le

nombre d'électrons dans la bande de conduction est égal au nombre de trous dans la bande de valence (neutralité électrique).

Lorsqu'un électron passe de la bande de conduction à la bande de valence, ou vice-versa, par transition radiative, son nombre d'onde ne doit pas changer car le nombre d'onde de l'onde optique générée ou absorbée est négligeable. (On montre également qu' un état de spin de l'électron dans la bande de conduction n'est couplé qu' à un seul état de spin dans la bande de valence). Pour obtenir des transitions radiatives on ne peut donc utiliser que des semiconducteurs directs (GaAs, InP, GaSb) pour lesquels le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence correspondent à la même valeur de κ (dans ces exemples $\kappa = 0$). Le germanium possède une transition directe correspondant à une longueur d'onde dans le vide d'environ 1,5 µm. Mais la bande de conduction du germanium présente un autre minimum, d'énergie inférieure, pour une valeur non nulle de κ. Les électrons injectés ont tendance à remplir le minimum le plus bas et ils se recombinent avec les trous de façon non radiative. C'est la raison pour laquelle le germanium n'est pas utilisé dans les lasers. Par contre cet élément est utilisé comme détecteur. La grande profondeur de pénétration de la lumière dans ce matériau (environ 100 µm au lieu de 1 ou 2 µm pour un semiconducteur direct) n'est pas un inconvénient si l'on applique à la diode détectrice une tension inverse importante.

Du point de vue optique, un semiconducteur direct peut être considéré comme un milieu linéaire de conductivité complexe $\sigma_c \equiv \sigma - i\,2\pi\nu\,\varepsilon$. Dans un matériau non pompé à T = 0K,

$$\sigma(\nu) = A\sqrt{\nu - \nu_g} \qquad (3)$$

où A est une constante positive et $h\nu_g = E_g$ (voir l'annexe C). Dans un matériau pompé, A est négatif, ce qui signifie que le matériau peut amplifier une onde incidente.

Les relations de causalité (relations de Kramers-Kronig) montrent que ε augmente au voisinage de ν_g dans le cas d'un matériau non pompé, et diminue dans le cas d'un matériau pompé. Il en résulte des variations importantes de la vitesse de groupe. Lorsque la densité n de porteurs augmente d'une petite quantité, la partie réelle σ de σ_c diminue (le matériau devient moins absorbant) et la partie imaginaire de σ_c changée de signe, $2\pi\nu\,\varepsilon$, diminue également, en général. Le facteur de couplage amplitude-phase α est le rapport de ces deux variations

$$\alpha \equiv \frac{\delta(2\pi\nu\,\varepsilon)}{\delta\sigma} = -\frac{B_N}{G_N} \qquad (4)$$

La deuxième forme donnée en (4) est applicable à un échantillon d' admittance $Y \equiv G + iB$. Les indices N indiquent des dérivées par rapport au nombre total N d'électrons dans la bande de conduction. Le paramètre α, qui joue un rôle très important dans le fonctionnement statique et dynamique du laser, peut être évalué en première approximation en considérant seulement les transitions radiatives.

Dans un calcul plus complet on tient compte de l'effet de plasma et de la réduction en énergie de la bande interdite en fonction de la densité de porteurs.

La loi simple de recombinaison spontanée: $S/V = n/\tau_s$, (où S/V est le nombre de particules se recombinant par unité de temps et de volume, n est le nombre d'électrons par unité de volume et τ_s est le temps de recombinaison spontanée), est applicable aux recombinaisons sur les impuretés et aux recombinaisons radiatives à T = 0K. A mesure que la température augmente, les recombinaisons radiatives tendent à être proportionnelle à n^2. Pour certains mécanismes de recombinaison non-radiative (effet Auger), le nombre de particules se recombinant par unité de volume et de temps est proportionnel au cube de n. Il faut en général tenir compte également des recombinaisons en surface.

Le temps moyen de recombinaison spontanée radiative τ_r est de l'ordre de la ns. Si les ondes électroniques n'étaient pas perturbées, la largeur spectrale d'une transition radiative (interbande) serait de l'ordre de $1/\tau_r \approx$ 1GHz. En fait, le temps de libre parcours moyen d'un électron est seulement de $\tau_i \approx$ 0,1 ps. Ce temps de relaxation intrabande est lié aux collisions électron-électron et électron-phonon (ondes acoustiques). La largeur spectrale d'une transition radiative est de ce fait beaucoup plus grande que 1 GHz. Il en résulte un écart par rapport à la loi donnée précédemment: Le gain ou les pertes varient progressivement au voisinage de $\nu \approx \nu_g$. Les collisions électron-phonon sont également responsables d'une thermalisation rapide des électrons injectés dans chacune des deux bandes. Elle évite la formation d'un trou spectral correspondant à la fréquence d'oscillation. On dit que l'élargissement spectral est homogène. Nous admettrons que la température des porteurs est à chaque instant égale à la température T du réseau cristallin, ce qui revient à négliger l'influence des porteurs chauds.

Les composés utilisés sont des alliages d'éléments III et V, ou II et VI, ou enfin IV et VI. La partie du tableau de Mendéléiev qui nous est utile est reproduite ci-dessous.

Les composés III-V les plus importants (éléments en caractères gras) cristallisent dans le même système que la blende (sulfure de zinc), c'est à dire dans le système cubique à faces centrées. Plus exactement, les atomes de gallium et les atomes d'arsenic (par exemple) forment deux systèmes cubiques à faces centrées qui s'interpénètrent. Le nombre atomique Z (nombre de protons du noyau atomique) est indiqué en haut du tableau pour les premiers éléments (B,C,N,O).

D'une façon générale la bande interdite diminue lorsque l'on utilise des éléments dont le nombre atomique Z est plus élevé. Les lasers destinés à fonctionner dans le domaine visible (moins de 0,75 µm) utiliseront donc pour la couche active les éléments Al, Ga, P, As tandis que les lasers destinés à fonctionner dans l'infrarouge de 2 à 4 µm utiliseront plutôt les éléments Ga, In, As, Sb. Enfin les sels de plomb permettent de réaliser des diodes laser dans l'infrarouge lointain.

colonne	II	III	IV	V	VI
Z	4	5	6	7	8
		B	C	N	O
+8		**Al**	Si	**P**	S
+26	Zn	**Ga**	Ge	**As**	Se
+44	Cd	**In**	Sn	**Sb**	Te
+76	Hg	Tl	Pb	Bi	Po

Par ailleurs, l'énergie Δ d'éclatement spin-orbite (voir la figure 1b) augmente rapidement avec Z. Alors que Δ est petit par rapport à E_g pour GaAs, ces deux énergies sont voisines pour InP et GaSb. Il en résulte dans ces derniers cas un renforcement de l'effet Auger (l'énergie de recombinaison électron-trou est utilisée à transférer un électron de la bande d'éclatement spin-orbite au sommet de la bande de valence).

Une hétérostructure est la juxtaposition de deux semiconducteurs de nature différente, ayant en général des bandes interdites différentes. Il en résulte une différence de potentiel qui tend à confiner les électrons et les trous dans le semiconducteur dont la bande interdite est la plus petite. La position relative exacte des bandes est encore mal connue.

Pour différentes raisons (défauts du cristal, collisions...), un électron ne se déplace pas librement dans la bande de conduction, mais obéit à un processus de diffusion. Soumis à un champ électrique statique, cet électron acquiert rapidement une vitesse limite, ou vitesse moyenne. La mobilité μ_e du semiconducteur est le rapport (que l'on suppose constant: loi d'Ohm) de cette vitesse au champ électrique appliqué. La conductivité électrique (rapport de la densité de courant au champ électrique à la fréquence zéro) est $\sigma_e = q\, n\, \mu_e$ (plus une expression similaire pour les trous). Le théorème de fluctuation-dissipation montre qu'une certaine fluctuation de la vitesse v est associée à la mobilité μ_e. L'espérance de $v(t)v(t')$ est égale à $2kT(\mu_e/q)\delta(t-t') \equiv 2D\,\delta(t-t')$. D est appelée: constante de diffusion. Ceci entraîne qu'après un temps t, le carré de l'éloignement de l'électron par rapport à sa position initiale est égal en moyenne à 2Dt. Pour une distribution continue non-uniforme n(**r**) d'électrons, le flux d'électrons est égal à -D grad(n). Il en résulte que $\partial n/\partial t$ est égal à D × laplacien de (n) + le taux de génération net, si D est constant. Si la durée de vie d'un électron est notée τ_e la longueur de diffusion L_D est égale à $\sqrt{D\tau_e}$. Elle est de l'ordre de 2 µm au seuil d'oscillation ($\tau_e = \tau_s$, temps de recombinaison spontané), mais diminue aux forts niveaux de puissance en raison de la diminution de τ_e. Il en résulte que L_D n'est pas nécessairement beaucoup plus grande que la périodicité induite dans la direction longitudinale z par les ondes stationnaires de la diode.

Une jonction n-p est la juxtaposition de deux semiconducteurs (identiques ou différents) dopés, l'un "n" (impuretés donneuses d'électrons tel que l'élément pentavalent As dans un cristal de silicium tétravalent), l'autre "p" (impuretés accepteuses d'électrons tel que l'élément trivalent In dans Si). Une telle jonction a des propriétés de redressement. Dans la diode laser, la jonction a pour rôle d'injecter

des électrons dans la bande de conduction de la zone active et d'en retirer de la bande de valence. Si la zone active est plus mince que la longueur de diffusion, il n'est pas nécessaire de la doper.

4 Fluctuations.

Précisons d'abord la nature de l'interaction électron-onde optique. Classiquement, l'onde optique exerce une force - qE sur l'électron de charge - q, si E représente le champ électrique de l'onde. Inversement, l'électron en mouvement alternatif est une source de courant électrique pour l'onde. On peut donc définir une conductivité optique, qui est le rapport de la densité de courant induite au champ inducteur. Pour un échantillon cylindrique on définit une admittance $Y \equiv G + iB$, rapport du courant optique induit au potentiel optique V inducteur. La partie réelle G de Y est appellée la conductance. Les phénomènes de bruit dans le domaine optique: $h\nu \gg kT$, sont bien décrits si l'on admet l'existence d'une fluctuation spontanée de courant i(t), de statistique gaussienne et de densité spectrale (bilatérale) égale à $h\nu\, G$, où G est ici supposé positif (absorption stimulée). Ce résultat repose sur la mécanique quantique de l'électron[24]. La loi de conservation de l'énergie entraine que le nombre de transitions électroniques d'énergie E par unité de temps soit égal à la puissance optique absorbée, c'est à dire à la partie réelle du produit de V* et du courant total: YV + i(t). Le terme i(t), qui est essentiel pour retrouver les résultats de l'Optique Quantique, parait avoir été omis antérieurement.

Dans le cas de processus à bande étroite on peut considérer ν comme constant dans la formule $h\nu\, G$, et i(t) peut être considéré comme "blanc". On peut représenter i(t) par la fonction aléatoire complexe: $c(t) \equiv c'(t) + i\, c''(t)$, où c' et c" varient lentement. Si on considère ces deux quantités en valeur efficace, leur densité spectrale S est, dans le cas général:

$$S_i = h\nu(1 - 2n_s)G$$

$$S_{c'} = S_{c''} = h\nu(1 - 2n_s)G, \qquad S_{c'c''} = 0$$

$$n_s = G_a/(G_a - G_b), \qquad G = G_b - G_a \qquad (5)$$

où le facteur "d'émission spontanée" n_s décrit l'inversion de population. Nous avons décomposé la conductance G en une conductance G_b représentant l'absorption stimulée, et une conductance G_a représentant l'émission stimulée. A une température nulle, l'inversion de population est complète dans le domaine d'énergie pour lequel se produit l'émission laser, et $G_b = 0$, $n_s = 1$. Les densités spectrales sont toujours positives car le facteur $1 - 2n_s$ change de signe en même temps que G.

Nous allons maintenant donner des informations spécifiques aux diodes laser.

5 Géométrie du volume actif

Le résonateur optique peut être considéré comme un résonateur diélectrique de permittivité complexe $\varepsilon(x, y, z, \nu)$, qui est connue si la densité de porteur n(x, y, z) est connue. Cette dernière cependant

dépend de la solution modale, qui elle-même dépend de ε et du courant injecté. Il s'agit donc d'un problème complexe que l'on ne peut traiter que par approximations successives, supposant dans une première étape que n = 0.

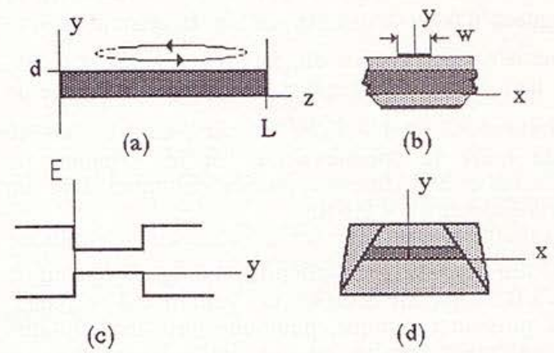

Figure 2. Géométrie de la diode laser. En (a), la région teintée représente la partie active d'épaisseur d. En (b), laser à guidage par le gain. En (c), variations de l'énergie de l'électron dans les bandes de conduction et de valence pour une double hétérostructure. En (d), diode laser à guidage par l'indice.

La région active est décrite approximativement par un parallélipipède rectangle homogène. On note w la dimension latérale (largeur), d la dimension transversale (épaisseur), et L la dimension longitudinale (longueur), correspondant aux axes x, y, et z respectivement (voir la figure 2). Dans le cas des diodes laser conventionnelles, les dimensions typiques sont w = 3 µm, d = 0,1 µm, et L = 500 µm. L'onde optique se propage essentiellement dans les directions +z et -z. Le champ optique a une intensité appréciable en dehors de la région active si d est petit. La réflexion sur les facettes résulte en général seulement de la réflexion de Fresnel. Des couches diélectriques sont parfois déposées sur les facettes afin de réduire la réflectivité d'une facette, d'augmenter celle de l'autre, et également pour éviter la dégradation dûe au champ optique. La distribution du champ optique E(x, y) sur une facette détermine par transformée de Fourier le champ à grande distance. Comme la largeur du mode ($\approx$ w) est généralement plus grande que sa hauteur, la divergence du faiceau émis est moins rapide dans le plan de la jonction que dans le plan perpendiculaire.

Une émission externe dans la direction transversale (ou "verticale") y, peut être obtenue grâce à un harmonique d'espace rayonnant d'un réseau incorporé dans la structure, ou en formant par des procédés d'usinage ionique un petit miroir orienté à 45° près de la facette de sortie.

Dans le laser transversal, la région active a pour dimensions typiques: $w \approx L = 10$ µm , $d \approx 4$ µm et l'onde optique se propage essentiellement dans la direction de l'épaisseur (y). Des miroirs à

couches multiples très réfléchissants (≈ 98%) sont nécessaires. L'oscillation laser a été obtenue en continu à la température ambiante.

6 Guidage dans le plan (y,z) perpendiculaire à la jonction

Lorsque l'épaisseur d de la couche active est nettement plus grande que la longueur d'onde λ dans le milieu, le champ optique varie approximativement selon une loi: $\sin(\pi y/d)$, ce qui signifie qu'il s'annule aux bords de la couche active. Il y a cependant un risque de fonctionnement multimodal si: $d > \lambda_0/\sqrt{8n\,\Delta n}$, où Δn est la différence d'indice entre la couche active et les couches de confinement supérieures et inférieures supposées identiques. Pour un laser à 1,55 µm, cela conduit à $d < 0{,}6$ µm.

Il peut être avantageux d'utiliser des couches actives minces, d'épaisseur $d \approx 0{,}05$ µm par exemple, particulièrement pour obtenir de grandes puissances à 0,8 µm dans le GaAs. Le gain modal est réduit, mais la densité de puissance optique, pour une puissance optique totale fixée, est également réduite, ce qui limite les risques de dommages.

D'une façon générale, on calcule le "facteur de confinement" Γ défini comme l'intégrale de $|E|^2$ de $y = 0$ à d, divisée par l'intégrale de $|E|^2$ de $y = -\infty$ à $+\infty$. Lorsque d est grand, Γ est voisin de l'unité et il tend vers zéro pour de faibles épaisseurs. Pour un laser GaInAsP à 1,55 µm, indice de la couche active = 3,48; indice des couches de confinement = 3,22; d = 0,24 µm, on a (Ref.2, p.46) $\Gamma_{TE} = 0{,}5$ et $\Gamma_{TM} = 0{,}4$. Le gain modal est approximativement le produit de Γ et du gain intrinsèque de la couche active (qui est le même pour les modes TE et TM dans le cas d'un matériau massif). Le gain modal est donc un peu plus grand dans le cas de l'onde TE. Cet effet est négligeable pour les oscillateurs mais assez important pour les amplificateurs.

L'étude de la propagation dans le plan yz par un système de couches d'indices différents, dont certaines peuvent présenter du gain ou des pertes, permet de définir un "indice effectif", généralement complexe. C'est le rapport de la constante de propagation κ_z au nombre d'onde dans le vide ν/c. Dans le cas de milieux sans perte ni gain, l'indice effectif est aussi le rapport de la longueur d'onde dans le vide à la longueur d'onde guidée. Il est compris entre l'indice le plus grand et l'indice le plus faible. Il peut y avoir guidage par le gain (voir ci-dessous) dans le plan yz, perpendiculaire au plan de la jonction, si la couche active est épaisse et est déposée sur du GaSb (dont l'indice de réfraction est particulièrement élevé) [25], mais cette situation est exceptionnelle.

7 Guidage dans le plan de la jonction (x,z)

L'indice effectif défini ci-dessus est en général une fonction de la coordonnée latérale x. Si la partie réelle de cet indice décroit lorsque $|x|$ augmente, on dit qu'il y a guidage par l'indice. Le courant injecté dans la région centrale a tendance à réduire la partie réelle de l'indice de la couche active et par conséquent celle de l'indice effectif. Pour obtenir un guidage par l'indice effectif il est donc nécessaire de

modifier la composition. On effectue généralement une attaque chimique des parties extérieures ("mésa") et on dépose une couche de matériau à plus grande énergie de bande interdite (reprise d'épitaxie).

Si l'on ne modifie pas la composition, la partie centrale possède un indice effectif inférieur à celui des régions non pompées. Un véritable mode guidé peut cependant être obtenu si le gain dans la région centrale est suffisamment élevé. On dit qu'il y a alors "guidage par le gain".

Lorsque la région centrale d'un guide d'onde présente du gain, tandis que les parties externes sont sans gain, une certaine puissance optique doit nécessairement passer de la région centrale à la région externe si l'onde présente un gain net (gain modal positif). Il en résulte une courbure du front d'onde, celui-ci étant divergeant dans le sens de la propagation. Cet effet est négligeable dans le cas du guidage par l'indice mais il est important dans le cas du guidage par le gain. La courbure du front d'onde est exprimée par un facteur K sans dimension [20]

$$K = \left(\int |E|^2\, dy\right)^2 / \left|\int E^2\, dy\right|^2 \geq 1 \qquad (6)$$

Une valeur typique de K est 20. Petermann a montré que l'émission spontanée est beaucoup plus couplée (par un facteur K) au mode oscillant dans les lasers à guidage par le gain que dans le cas des lasers à guidage par l'indice. Il en résulte que le fonctionnement des lasers à guidage par le gain est généralement multimodal.

Dans le cas de rubans larges (w >> longueur de diffusion) il peut se produire un phénomène d'autofocalisation et de formation de filaments. Le mécanisme est le suivant: Si le champ optique augmente en un point, la densité de porteurs diminue car les porteurs se recombinent plus rapidement. Il en résulte que l'indice de réfraction augmente ce qui tend à renforcer le champ optique par focalisation. Le phénomène est limité par la diffraction et la diffusion des porteurs. Il parait moins prononcé dans le cas des puits quantiques que dans le cas du matériau massif.

Pour éviter la formation de filaments il est possible d'imposer au cours de la construction une périodicité dans la direction latérale x. Les diodes à réseau latéral sont traitées au chapitre 8 de cet ouvrage.

8 Réflexion sur les facettes

En première approximation, la réflectivité en puissance R d'une facette est donné par la loi de Fresnel (2)

$$R = \left(\frac{n_e - 1}{n_e + 1}\right)^2 \qquad (7)$$

où n_e est l'indice des couches de confinement. Pour $n_e = 3{,}22$ on obtient R = 0,28. La formule (7) est exacte pour les couches très minces et les ondes TE ou TM car le champ optique se trouve alors essentiellement dans les couches de confinement qui ont un indice réel, et il a approximativement la structure d'une onde plane se propageant suivant l'axe z. Dans le cas général, les calculs numériques montrent que la réflectivité est plus grande pour l'onde TE que pour l'onde TM. On peut comprendre intuitivement ce résultat si l'on représente l'onde guidée par un spectre d'ondes planes. On a vu en effet que la réflectivité diminue en incidence oblique lorsque le champ

électrique est situé dans le plan d'incidence (TM) et augmente dans le cas contraire (TE). Dans l'exemple de la section 6, on a approximativement: $R_{TE} = 0{,}4$ et $R_{TM} = 0{,}23$. Il faut retenir de cette discussion que le champ électrique d'une diode laser est généralement orienté parallèlement aux couches (axe x).

9 Modes longitudinaux

L'étude de la propagation permet de déterminer le nombre d'onde longitudinal complexe κ_z à une fréquence réelle ν quelconque. La propagation étant réciproque, la condition d'oscillation est

$$\exp[i2\pi\kappa_z(\nu, n)\, 2L]\; r_1\, r_2 = 1 \;\; ; \;\; |r_{1,2}|^2 \equiv R_{1,2} \qquad (8)$$

où r_1, r_2 sont les réflectivités en champ des deux facettes. En résolvant les parties réelles et imaginaires de cette équation on obtient des couples de valeurs de ν et de n correspondant aux différents modes longitudinaux. Le mode dominant est celui qui nécessite la plus petite valeur de n. Les autres modes sont excités par l'émission spontanée.

Si l'on néglige la partie imaginaire de κ_z et les phases de r_1, r_2, on obtient à partir de (8) la séparation en fréquence $\delta\nu$ entre deux modes longitudinaux adjacents (intervalle spectral libre)

$$\frac{\partial\kappa_z}{\partial\nu} \cdot \delta\nu\, 2L = 1 \quad \Rightarrow \quad \delta\nu = \frac{v_{gz}}{2L} \equiv \frac{1}{\tau} \qquad (9)$$

où nous avons introduit la vitesse de groupe modale v_{gz}. $\delta\nu$ est l'inverse du temps de transit aller-retour τ dans la diode. Si la diode laser est couplée à son extrémité à une fibre optique unimodale, un seul mode transversal est couplé dans le cas idéal, mais tous les modes longitudinaux sont transmis.

D'autre part, la relation (8) montre que le gain en puissance par unité de longueur de l'onde, g_{pz}, nécessaire pour obtenir l'oscillation du laser est donné par

$$g_{pz} = \alpha_{pz} + \frac{1}{2L}\ln\frac{1}{R_1 R_2} = \alpha_{pz} + \frac{1}{L}\ln\frac{1}{R} \qquad \text{si } R_1 = R_2 \quad (10)$$

où R_1, R_2 sont les réflectivités en puissance des deux facettes non nécessairement identiques, et nous avons tenu compte d'une éventuelle perte interne α_{pz} (diffusion de la lumière due aux irrégularités, absorption par les porteurs libres ou par des régions de la couche active non pompées...). On définit aussi un "temps de vie des photons" τ_p et la largeur spectrale de la cavité "froide" f_o

$$2\pi f_o \equiv \frac{1}{\tau_p} \equiv v_{gz}\, g_{pz} = \delta\nu \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \qquad \text{si } \alpha_{pz} = 0 \quad (11)$$

A 1,55 µm, avec L = 500 µm, $c/v_{gz} = 4$, et $R_1 = R_2 = 0{,}4$, on obtient $\delta\nu = 75$ GHz et $\tau_p = 7{,}3$ ps.

Un mode longitudinal particulier de la cavité laser peut être modélisé par un circuit comportant une capacité C, une inductance L et une conductance G_2 en parallèle (qui représente le couplage à travers les facettes de la diode). Le gain du milieu est représenté par une conductance négative G_1. Pour établir ce modèle on spécifie que le circuit L-C résonne à la fréquence ν du mode longitudinal considéré, et que le temps de vie de photon donné par (11) est égal à C/G_2.

Compte tenu de la largeur spectrale de la courbe de gain des semiconducteurs ($\approx kT \approx 6$ THz), l'oscillation sur un mode longitudinal unique n'est possible que pour des longueurs L réduites, par exemple 50 µm, ce qui n'est pas compatible avec les réflectivités de miroir usuelles. L'emploi de réflecteurs dits "de Bragg" permet d'obtenir un fonctionnement unimodal avec une longueur L assez grande, par exemple 500 µm. En outre il est alors possible d'obtenir l'oscillation à une fréquence notablement plus grande que la fréquence pour laquelle le gain optique est maximal, ce qui est important pour réduire la valeur du paramètre α. Une région sans gain ni perte comportant une ondulation de période p n'entraine de réflexion notable que si la longueur d'onde guidée est très voisine de 2p. L'introduction d'ondulations permet donc de réaliser un miroir sélectif en fréquence. Il est cependant nécessaire pour éviter une forte absorption de pomper modérément cette région, ce qui peut introduire du bruit, ou d'augmenter l'énergie de la bande interdite du matériau actif, ce qui présente quelques difficultés technologiques.

Une solution pratique a consisté à introduire l'ondulation tout le long de la diode ("laser à réaction distribuée" ou, en anglais, Distributed Feedback Laser, D.F.B.). Négligeons tout d'abord le gain. L'introduction d'une périodicité p dans une structure guidante fait apparaitre une coupure dans la caractéristique de propagation pour le nombre d'onde $\kappa_z = 1/2p$. Il en résulte comme dans tous les guides périodiques une petite bande de coupure. Celle-ci est d'autant plus large que le couplage entre l'ondulation et la couche active est fort. Un calcul de perturbation du premier ordre montre que le gain modal est infini en bord de bande si la région active possède un certain gain, car la vitesse de groupe est alors nulle. Ce type de laser tend donc à osciller à deux fréquences voisines, mais il est possible d'obtenir l'oscillation unimodale en introduisant quelques modifications au réseau.

L'emploi de cavités couplées permet également d'obtenir un fonctionnement unimodal, mais cette technologie est difficile à maitriser.

10 Puits quantiques

En raison de divers mécanismes de diffusion, la représentation d'un électron par une onde plane n'est valable que pour des distances inférieures à la "longueur de cohérence" qui est de l'ordre de 10 nm. Pour les lasers usuels, les modes propres de l'onde électronique déterminés par la géométrie du volume actif n'apparaissent pas, même dans la direction y, puisque l'épaisseur d des couches actives (de l'ordre de 100 nm) est très supérieure à la longueur de cohérence. Des phénomènes nouveaux d'un grand intérêt théorique et pratique apparaissent lorsque les couches ont une épaisseur inférieure à la

longueur de cohérence, par exemple 5 nm (environ 10 mailles cristallines)[26]. Dans ce cas, la fonction enveloppe ψ de l'onde électronique dans la direction y est déterminée par une équation de Schrödinger dans laquelle on introduit les masses effectives m_c et m_c' de l'électron dans la couche active et dans les couches externes, ainsi qu'un puits de potentiel de forme rectangulaire, ψ et $(1/m_c)(d\psi/dy)$ étant continus lorsque le potentiel présente une discontinuité finie. La solution approximative est: $\psi(y) \approx \sin(\pi y/d)$, ce qui revient à fixer la valeur du nombre d'onde dans la direction y: $\kappa_y = 1/2d$. La relation de dispersion s'écrit alors

$$E = E_g + \frac{h^2}{2m_c}\left[\kappa_x^2 + \kappa_z^2 + \left(\frac{1}{2d}\right)^2\right] \qquad (12)$$

et les conditions de quantification habituelles ne portent plus que sur κ_x et κ_z. On déduit de l'expression ci-dessus (et d'une expression analogue pour la bande de valence) que le gain n'apparait que pour une valeur de $h\nu$ supérieure à E_g, correspondant à $\kappa_x = \kappa_z = 0$ dans (12). L'oscillation laser se produit donc à une fréquence ν_{11} supérieure à celle qui serait obtenue avec le matériau massif. Cette observation est importante pour la réalisation de lasers dans le domaine visible. La notation ν_{11} se réfère à une transition entre le niveau 1 de la bande de conduction et le niveau 1 de la bande de valence. Des transitions 2-2 ou 3-1 sont également possibles. Notons que le puits quantique ne suffit pas à assurer le confinement de l'onde optique et il est nécessaire d'introduire au voisinage du puits des couches d'indice élevé, inactives du point de vue électronique.

Pour des énergie supérieures à E_{11}, la densité d'états reste constante, ce qui tend à réduire l'émission spontanée radiative pour une valeur donnée du gain maximal. Cette propriété des puits quantiques permet de réaliser des lasers GaAs de faible courant de seuil (0,5 mA à la température ambiante). En outre le facteur de couplage amplitude-phase α est plus faible que dans le matériau massif, ce qui conduit à une réduction de la largeur spectrale.

L'intérêt pratique des puits quantiques est moins assuré à 1,55 µm en raison de l'importance des recombinaisons non-radiatives Auger. Le fonctionnement des diodes laser parait cependant pouvoir être amélioré également aux grandes longueurs d'ondes par l'emploi de puits quantiques multiples (environ 10).

Les "fils quantiques" se comportent comme de véritables guides d'ondes électroniques, les deux dimensions transversales, w et d, étant petites devant la longueur de cohérence électronique. La figure 1, qui représente la variation de l'énergie E de l'électron en fonction d'une seule composante du vecteur d'onde κ, est en fait directement applicable aux fils quantiques plutôt qu'au matériau massif. En bas de bande la densité d'états et le gain des fils quantiques sont théoriquement infinis, alors qu'ils sont nuls dans le cas du matériau massif. En effet, la densité d'états, qui est le nombre de valeurs de κ permises pour un intervalle élémentaire dE d'énergie, est infini lorsque

la pente de la courbe $E(\kappa)$ est nulle. Les fils quantiques n'ont jusqu'ici été réalisés qu'en laboratoire.

Les "boites quantiques" sont des cubes d'environ 5 nm de coté qui se comporteraient comme des atomes géants. D'une façon générale, les périodicités introduites, soit à l'échelle de la longueur d'onde électronique, soit à l'échelle de la longueur d'onde optique, introduisent des dispersions en fréquence qui favorisent la réduction du bruit et l'amélioration des performances.

11 Caractéristiques opto-électriques statiques

La relation entre la puissance optique P_o et le courant électrique injecté I_e d'une diode laser idéale s'écrit

$$P_o = \frac{h\nu}{q}(I_e - I_s) \qquad (13)$$

ou I_s représente le courant de seuil et I_e le courant injecté. Au dessus du seuil le gain est égal aux pertes (qui sont constantes) si l'on néglige la puissance d'émission spontanée dans le mode. Si l'on néglige également une éventuelle variation du gain en fonction du champ optique (à n constant) et en fonction de la fréquence, on peut en conclure que la densité électronique n et par conséquent le taux I_s/q de recombinaison spontanée sont indépendants de la puissance. C'est sur ces hypothèses que repose la relation (13). Notons la coïncidence numérique suivante: à une longueur d'onde dans le vide de 1,24 µm, on a: $q = h\nu$, et par conséquent un ampère correspond à un watt (et réciproquement pour un détecteur).

Dans une diode réelle il faut tenir compte des courants de fuite et des pertes optiques internes[27]. Le rendement global η d'une diode laser à 0,8 µm (η = puissance optique / UI_e, où $qU \approx E_g$ est la tension électrique appliquée à la diode) peut atteindre 30%.

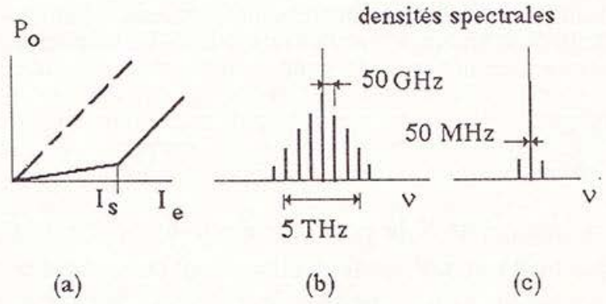

Figure 3. En (a), caractéristique puissance optique-courant électrique injecté. La puissance au-dessous du seuil est exagérée. En (b), spectre d'un laser à guidage par le gain. En (c), spectre d'un laser à guidage par l'indice. Des valeurs typiques de largeurs spectrales sont indiquées.

Certains sauts ("kinks") se produisent parfois dans la caractéristique puissance-courant, principalement dans le cas des lasers à guidage par le gain. Ils résultent d'un fonctionnement

multimodal dans le sens latéral.

Le courant de seuil I_s varie en fonction de la température absolue T selon la loi empirique: $I_s \propto \exp(T/T_o)$. T_o est appelée "température caractéristique". Il est souhaitable que sa valeur soit aussi élevée que possible. Des valeurs typiques sont T_o = 120K pour des lasers à 0,8 µm, et 50K à 1,55 et 2,2 µm. La faible valeur de T_o à ces longueurs d'onde parait être due à l'effet Auger[28].

La puissance d'émission spontanée dans le mode au dessus du seuil est égale à $h\nu\, n_s/\tau_p$, où le facteur d'émission spontanée n_s est de l'ordre de 2 à la température ambiante, et le "temps de vie des photons" τ_p est de l'ordre de 7 ps. Il en résulte une caractéristique puissance-courant telle que celle qui est représentée sur la figure 3 en (a).

La figure 3 représente en (b) le spectre d'un laser à guidage par le gain et en (c) celui d'un laser à guidage par l'indice. Le premier comporte un grand nombre de raies. Dans le cas d'un laser à guidage par l'indice bien construit, la puissance totale des modes secondaires n'est que le millième de la puissance du mode dominant (- 30dB).

La fréquence d'oscillation du mode dominant d'une diode laser dépend de la température en raison des changements de dimension du cristal, d'indice et de la valeur de E_g. La fréquence dépend également du courant injecté, principalement parce qu'un changement de courant fait varier la température de la région active. Une valeur typique est 1GHz/mA.

12 Caractéristiques opto-électriques dynamiques

Si l'on applique instantanément le courant nominal, le laser n'oscille qu'au bout d'un temps de l'ordre de la ns. C'est le temps nécessaire pour qu'environ 10^8 électrons soient accumulés dans la région active (différence entre le nombre d'électrons injectés et le nombre d'électrons qui se sont recombinés spontanément pendant cette période transitoire). La puissance optique totale croît alors rapidement et excède la puissance nominale. Elle tend ensuite vers cette valeur en effectuant des oscillations amorties, dite "de relaxation". La fréquence f_r de ces oscillations est donnée par la formule

$$\frac{f_r}{f_o} = \sqrt{\frac{N}{G}\frac{dG}{dN}\frac{\tau_p P}{N}} \qquad (14)$$

où G est le gain optique et N le nombre d'électrons, hνP est la puissance optique totale et $\tau_p P$ est le nombre de photons dans la cavité. La largeur spectrale de la cavité "froide" $f_o \equiv 1/2\pi\tau_p$ définie en (11) est de l'ordre de 100 GHz, et la fréquence de relaxation f_r est de l'ordre de 10 GHz. L'augmentation de la puissance du laser a deux effets favorables sur la modulation d'amplitude: D'une part la fréquence de relaxation augmente et d'autre part l'oscillation s'amortit. Il est possible de moduler la puissance d'une diode laser par variation du courant injecté jusqu'à environ 20 GHz.

Le laser oscille initialement sur un grand nombre de modes longitudinaux. Pour cette raison, il peut être souhaitable en modulation d'amplitude de maintenir un courant de repos voisin du

courant de seuil. Cette solution présente cependant un inconvénient. En effet le laser émet une puissance non négligeable entre deux impulsions (émission spontanée dans les modes longitudinaux), ce qui accroit le taux d'erreur. Lorsque la diode laser comporte une région non pompée, celle-ci se comporte comme un absorbant saturable et des oscillations de puissance auto-entretenues peuvent se produire. En principe, le régime chaotique n'apparait pas.

Les variations de la fréquence optique en fonction du courant injecté discutées dans la section précédente ne s'applique qu'aux fréquences basses, disons moins de 1MHz, car il s'agit d'un effet thermique. Si on omet cet effet, la théorie élémentaire prévoit qu'une variation lente de courant ne modifie pas la fréquence optique car la densité de porteurs, comme on l'a vu, est à peu près constante au dessus du seuil. La déviation de phase $\delta\phi$ est liée à la déviation de puissance δP par

$$\delta\phi = -\alpha\frac{\delta P}{2P} \qquad (15)$$

à toute fréquence. Cette relation, incidemment, permet de mesurer α avec une bonne précision si la fréquence de modulation f est supérieure à la fréquence de relaxation f_r. Comme la fréquence instantanée $\delta\nu(t)$ est proportionelle à la dérivée par rapport au temps de $\delta\phi(t)$, il résulte de (15) que $\delta\nu(f\to 0) = 0$.

On observe en fait une variation de fréquence optique de l'ordre de 0,1 GHz/mA de 10 MHz à 1 GHz pour les lasers à guidage par l'indice. Une valeur plus élevée est observée pour les lasers à guidage latéral faible tel que les C.S.P.(channelled substrate planar). Différents explications de ce phénomène ont été proposées. L'une d'elle repose sur l'hypothèse d'inhomogénéités dans le sens longitudinal ou latéral. Une autre repose sur l'hypothèse d'un gain non-linéaire. Le phénomène de glissement de fréquence (chirping) au cours d'une impulsion a des conséquences pratiques importantes en modulation d'amplitude.

Notons que les diodes laser, comme tous les oscillateurs, peuvent être synchronisés en fréquence par un signal optique externe si l'écart de fréquence entre le laser "maître" et le laser "esclave" n'est pas trop important (injection locking). Lorsque l'on tient compte des conditions de stabilité et du facteur α, on constate que la bande de synchronisation est faible [29]. A l'intérieur de la bande de synchronisation, on peut faire varier la phase du champ optique en faisant varier le courant injecté dans la diode esclave, mais seulement d'un angle très inférieur à π.

13 Fluctuations d'amplitude et de phase

Les fluctuations spontanées de puissance totale sont très faibles aux fréquences basses, le laser fonctionnant en régime saturé. Ces fluctuations reflètent exactement les fluctuations du courant injecté si celui-ci est très supérieur au courant de seuil. Cependant, si le laser oscille sur plusieurs modes longitudinaux, la puissance de chacun de ces modes peut fluctuer de façon importante. Pour un laser unimodal,

la théorie montre que les fluctuations de puissance augmentent avec la fréquence f et passent par un maximum à la fréquence de relaxation: $f \approx f_r$.

Le courant de Nyquist entraine également une fluctuation de la fréquence que l'on peut considérer comme "blanche" aux fréquences basses: $f \rightarrow 0$. La largeur spectrale $\Delta\nu$ (totale à mi-hauteur) du laser est donnée par la formule

$$2\pi\, \Delta\nu\, P_o = h\nu\, n_s \frac{1}{\tau_p^2} \frac{1}{2}(1 + \alpha^2) \qquad (16)$$

où P_o est la puissance totale du laser (incluant la puissance éventuellement dissipée dans la diode elle-même), $n_s \approx 2$ est le facteur d'émission spontané défini en (5), τ_p est le "temps de vie des photons" défini en (11), et $\alpha \approx 5$ le facteur de couplage amplitude-phase défini en (4). Cette expression s'applique aux lasers unimodaux à guidage par l'indice. Pour une puissance de 1mW, une valeur typique de la largeur spectrale est 50 MHz (Figure 3).

La théorie élémentaire ne prévoit pas que des modes secondaires d'intensité faible puissent modifier notablement la largeur spectrale du mode dominant. On observe cependant une augmentation de largeur spectrale pouvant aller jusqu'à 1GHz. Ici encore l'effet de gain nonlinéaire [2] ou des inhomogénéités spatiales ont été invoquées[30]. Le cas des lasers à guidage par le gain est plus complexe. Plusieurs auteurs ont affirmé qu'il suffisait dans ce cas de multiplier l'expression donnée en (16) par le facteur K défini en (6). Cette conclusion ne nous parait pas correcte [31].

L'expression (16) montre que la largeur spectrale d'une diode laser peut être réduite si l'on augmente la longueur de la cavité. En particulier, il est possible de coupler la diode laser à une "cavité externe" constituée d'une fibre unimodale d'environ 1m de long[32]. La largeur spectrale peut être alors réduite à environ 1kHz, mais ce résultat spectaculaire n'implique pas une réduction notable des fluctuations de phase aux fréquences élevées. Au fur-et-à-mesure que l'on augmente le couplage entre le laser et la fibre, la largeur spectrale diminue, mais on est limité par l'apparition d'un régime chaotique ("coherence collapse").

Les fluctuations de puissance d'une diode laser peuvent être réduites en utilisant une séparatrice, un détecteur et une réaction électronique. Mais il n'est pas possible de les réduire à une valeur inférieure à celle qui correspond au bruit de grenaille (limite "quantique"), sauf si le détecteur est remplacé par un amplificateur optique [33].

Aux fréquences usuelles ($f < 20$ GHz), les fluctuations de phase d'une diode laser sont très supérieures à la limite "quantique". Un discriminateur de fréquence optique et une boucle de réaction électrique rapide peuvent donc en principe réduire de façon importante ces fluctuations.

14 Mesures élémentaires

Indiquons comment des mesures élémentaires peuvent être effectuées sur les diodes laser. La mesure d'une puissance optique peut être effectuée à partir de ses effets thermiques, par exemple au

moyen d'un bolomètre. Cependant, si l'on désire observer des variations rapides de puissance, on utilisera plutôt un détecteur optique. Soumis à une source optique quasi-monochromatique de puissance $P_o(t)$, un détecteur idéal donne un courant $I_e(t)$ égal à $(q/h\nu)\, P_o(t)$.

La mesure du spectre de la source lumineuse peut être effectuée en faisant précéder le détecteur d'un prisme dispersif, d'un réseau, ou d'un interféromètre à deux ondes ou à ondes multiples suivi de filtre spatiaux (fentes). On peut aussi superposer sur un détecteur l'onde étudiée et une onde optique puissante de fréquence un peu différente. Le spectre du photocourant reproduit le spectre optique au décalage de fréquences près (hétérodynage). Une méthode commode ne nécessitant pas une source de référence stable en fréquence est la méthode d'auto-hétérodynage: le signal étudié est séparé en deux faisceaux par une séparatrice. Un des faisceaux est retardé par une fibre optique de plusieurs km de long et modulé par un modulateur acousto-optique à une fréquence d'environ 100MHz. La voie directe et la voie retardée sont ensuite recombinées et appliquées à un détecteur optique suivi d'un analyseur de spectre. Ce spectre reproduit à quelques transformations près (autoconvolution) le spectre étudié.

Annexe A -**Théorie de circuit des diodes laser en régime linéaire.**

Dans ce régime, on suppose que la densité de porteurs ne varie pas au cours du temps. Comme nous ne tenons pas compte d'un éventuel "gain non-linéaire", ceci implique que les admittances sont également indépendantes du temps. Le champ optique est obtenu par l'amplification linéaire des sources de Nyquist. Il n'y a pas, dans ce régime, d'oscillations de relaxation, et le facteur α n'intervient pas. Le régime linéaire serait applicable aux diodes laser alimentées à tension constante si la résistance dite "série" R_s des couches de confinement était négligeable. En fait, R_s est de l'ordre de 5 Ω tandis que l'impédance Z_{oe} de la diode intrinsèque est presque nulle. Au voisinage de la fréquence de relaxation elle ne dépasse pas quelques ohms dans le cas des diodes à guidage par l'indice. Ces dernières sont donc toujours en fait alimentées à courant constant. La théorie linéaire est surtout utile pour étudier le comportement des modes secondaires lorsque ceux-ci ont une puissance faible par rapport à celle du mode dominant et n'influencent pas notablement la densité de porteurs. On peut étudier par cette méthode leur influence sur la largeur spectrale du mode dominant.

Avant d'aborder la théorie générale, considérons l'oscillateur représenté sur la figure 4

Si nous considérons l'ensemble laser-détecteur, nous avons une conductance G_1 (négative) connectée en parallèle avec un circuit d'admittance $Y(\nu) \equiv G_2(\nu) + i\, B(\nu)$. $G_2 + G_1$ est voisin de zéro mais positif, de telle sorte que le circuit est faiblement amorti, et, à la fréquence d'oscillation ν_o, $B(\nu_o) \approx 0$. Ce circuit amplifie linéairement la source de courant de bruit i(t). La densité spectrale unilatérale

(fréquences positives seulement) S de la puissance dissipée dans l'élément décrit par (G_2,c_2), divisée par hν, s'écrit

$$S = \frac{-4n_s G_1 G_2}{|Y + G_1|^2} \qquad \text{(A-1)}$$

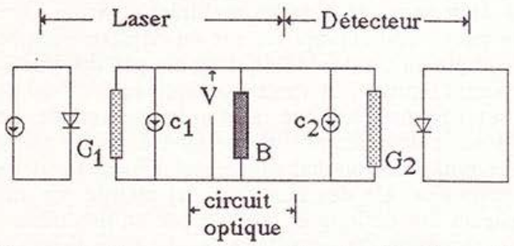

Figure 4. Représentation de circuit d'une diode laser couplée optiquement à un détecteur. Le laser est modélisé par une conductance négative G_1 et une susceptance B en parallèle, et le détecteur par une conductance positive G_2. La figure montre les sources de Nyquist relatives aux deux conductances. Le bruit de grenaille de l'alimentation du laser est représentée à gauche de la figure.

Nous avons utilisé l'expression (5) de la densité spectrale des sources de Nyquist.

Si l'émission spontanée est peu amplifiée, $G_1 << G_2$, et $S << 1$. Si au contraire l'émission spontanée est amplifiée de façon fortement résonnante, on peut faire l'approximation: $G_1 + G_2 = 0$ au numérateur de (A1) et $S_{max} >> 1$. En développant Y(ν) au premier ordre on obtient la largeur spectrale Δν (totale à mi-hauteur) de S(ν) et la puissance $P_o \equiv h\nu P$ dans le mode

$$\Delta\nu = \frac{G_2 + G_1}{G_2}\,\frac{1}{2\pi\tau_p} \qquad \frac{1}{\tau_p} = -\frac{4\pi G_2}{B_\nu\, K}$$

$$K \equiv 1 + \varsigma^2 \qquad \varsigma \equiv \frac{G_{2\nu}}{B_{2\nu}}$$

$$P = \frac{n_s}{\tau_p}\,\frac{G_2}{G_2+G_1}\,K$$

$$2\pi\,\Delta\nu\,P = \frac{n_s}{\tau_p^2}\,K \qquad \text{(A-2)}$$

où les indices ν indiquent des dérivées par rapport à la fréquence optique. La largeur "à froid" $f_o \equiv 1/2\pi\tau_p$ de la cavité est deux fois la partie imaginaire ν" de la fréquence de résonance complexe de la cavité "froide", c'est-à-dire correspondant à $G_1 = 0$. Elle est définie

par: $Y(\nu' + i\nu'') = 0$.

Dans le cas où B représente un circuit inductance-capacité (L-C) parallèle, $B_\nu = -4\pi C$, $G_{2\nu} = 0$, et on obtient

$$\Delta\nu = \frac{G_2 + G_1}{G_2}\,\frac{1}{2\pi\tau_p} \quad ; \quad \frac{1}{\tau_p} = \frac{G_2}{C} \; ; \qquad K = 1$$

$$P = \frac{n_s}{\tau_p}\,\frac{G_2}{G_2+G_1}$$

$$2\pi\,\Delta\nu\,P = \frac{n_s}{\tau_p^2} \qquad \text{(A-3)}$$

Cette théorie peut être appliquée aux diodes lasers dont la couche active est très mince. Les pertes de miroir sont remplacées par une perte distribuée $\alpha_p = \ln(1/R_1R_2)/2L$, d'après (10), ce qui détermine le nombre d'onde complexe des couches de confinement: $\kappa = \nu\, n_e/c + i\,\alpha_p/4\pi$, où n_e est l'indice de ces couches. D'autre part, la composante κ_z du vecteur d'onde dans les couches de confinement est égale à l/2L, où l'entier "l" est l'ordre du mode longitudinal considéré. On en déduit la composante κ_y. Dans notre modèle, G_1 représente la conductance (négative) de la couche mince active, tandis que Y est la somme de la susceptance de la couche active et de l'admittance des couches de confinement. Cette dernière est proportionnelle à κ_y. On peut montrer que le facteur K introduit en (A2) est identique au facteur K de Petermann défini en (6).

La théorie linéaire peut être facilement généralisée à un circuit quelconque composé de conductances G_k (positives ou négative, et décrivant des milieux dont l'inversion de population partielle est caractérisée par le facteur n_s) de capacités C_k et d'inductances L_k [33]. La largeur spectrale (totale à mi-hauteur) Δν est donnée par:

$$2\pi\,\Delta\nu = h\nu\,\frac{\Sigma n_{sk} G_k |V_k|^2}{|\frac{1}{2}\Sigma C_k V_k^2 - L_k I_k^2|^2} \qquad \text{(A4)}$$

où les sommes portent sur tous les éléments du circuit.

La formule (A4) redonne bien la formule (A3) si l'on tient compte du fait que, pour une admittance linéaire Y(ν) quelconque composée de capacités, inductances et résistances (indice k)

$$i\frac{V^2}{2\pi}\frac{dY}{d\nu} = \Sigma_k\, C_k V_k^2 - L_k I_k^2 \qquad \text{(A5)}$$

où V est la tension aux bornes de Y. Cette relation, dans laquelle n'interviennent pas les résistances (positives ou négatives), peut être vérifiée par récurrence en considérant d'abord des circuits élémentaires (e.g., une capacité C en parallèle avec une résistance R).

Les fluctuations du courant $I_e(t)$ de la diode laser nécessaires pour

fournir la puissance optique hν P obéissent à une loi de probabilité exponentielle et leur densité spectrale bilatérale peut être écrite

$$S_{Ie}(f) = q^2 \int_0^\infty [S(\nu) + S(\nu)\, S(\nu+f)]d\nu \qquad \text{(A6)}$$

où la densité spectrale optique (sans dimension) $S(\nu)$ est donnée en (A1). Le premier terme de (A6) correspond au bruit de grenaille. C'est le terme dominant si l'émission spontanée n'est pas amplifiée. Le deuxième terme, résultant de l'interférence des différentes composantes spectrales optiques, est l'autoconvolution du champ optique. En particulier, si le champ optique a un spectre lorentzien, le spectre du courant est également lorentzien mais il a une largeur double. C'est le terme dominant si l'émission spontanée est fortement amplifiée. Les formules de cette annexe permettent en particulier de calculer le spectre du courant consommé par les modes secondaires d'une diode laser, et par conséquent celui du courant alimentant le mode dominant.

Annexe B- **Théorie de circuit les diodes laser en régime saturé.**[1]

Nous allons d'abord présenter une théorie élémentaire qui conduit aux même résultats que la théorie de Lax[17]. Le circuit considéré est représenté sur la figure 4. On admet maintenant que la conductance G_1 modélisant la région active varie de δG_1 au cours du temps. Le champ optique varie peu en intensité. L'admittance linéaire de charge est comme précédemment $Y(\nu) \equiv G_2(\nu) + iB(\nu)$. On utilise la représentation complexe $c \equiv c_1 + c_2 \equiv c' + ic''$des sources de Nyquist. Les densités spectrales sont donnée en (5). L'admittance totale étant nulle à chaque instant, on a

$$G_1 + (1 - i\alpha)\delta G_1 + Y(\nu_o + \delta\nu) + c\,/|V| = 0 \qquad \text{(B-1)}$$

où α est le facteur de couplage amplitude-phase. En observant que, dans la limite des fréquences f petites, la déviation de fréquence $\delta\nu$ doit être réelle, et en séparant la partie réelle et imaginaire de (B1), on en déduit $\delta\nu(t)$. D'autre part, la largeur spectrale (totale à mi-hauteur) du champ optique $\Delta\nu$ est égale à 2π fois la densité spectrale bilatérale de la déviation de fréquence $\delta\nu$. Il en résulte que

$$2\pi\, \Delta\nu\, P = n_s\, (4\pi G_2/B_\nu)^2\, \tfrac{1}{2}(1 + \alpha^2)(1 + \alpha\, \varsigma)^{-2}$$

$$\varsigma \equiv G_{2\nu}/B_\nu \qquad \text{(B-2a)}$$

où hν P est la puissance optique totale. Si la conductance de charge G_2 ne dépend pas de la fréquence optique, cette expression se réduit à celle qui a été établie pour le régime linéaire en (A3), avec un facteur multiplicatif $\frac{1}{2}(1 + \alpha^2)$. Ce facteur est égal à 13 si $\alpha = 5$.

On comprend mieux le sens physique de l'expression (B2a) si on l'écrit sous la forme

$$2\pi\, \Delta\nu\, P = \frac{n_s}{\tau_p^2}\, K\, \tfrac{1}{2}(1 + \alpha_a^2)$$

$$\alpha_a \equiv \frac{\delta\nu_r}{\delta\nu_i} \equiv \frac{\alpha - \varsigma}{1 + \alpha\varsigma} \qquad \text{(B2b)}$$

et τ_p a été défini en (A2). Cette forme montre que l'on peut conserver au facteur K le sens de couplage de l'émission spontanée au mode, mais que le facteur α doit être remplacé dans le cas général par le facteur α_a défini comme le rapport de la déviation de la partie réelle et de la partie imaginaire de la fréquence de résonance résultant d'une variation du nombre de porteurs.

Notons que d'un point de vue fondamental il n'y a pas lieu de traiter séparément ici les pertes d'absorption stimulée dans le matériau actif et les autres pertes (dissipation ou rayonnement). On peut en effet omettre dans les expressions précédentes le terme n_s si on remplace P par le taux de production de photons par émission stimulée, et si l'on appelle "cavité froide" la cavité obtenue en supprimant l'émission stimulée seule.

Les formules (B2) sont applicables aux lasers à couche active mince en régime saturé. Dans ce cas, ς est négatif tandis que α est positif. Il en résulte que $\Delta\nu$ peut être infini. Les conséquences pratiques de ces observations pour les lasers à guidage par le gain restent à explorer.

On peut traiter de façon assez simple le cas où un nombre quelconque d'éléments actifs (indices k = 1, 2...) et une admittance linéaire $Y(\nu) \equiv G(\nu) + i\, B(\nu)$ sont connectés en parallèle. Il est maintenant nécessaire de tenir compte des taux d'injection de porteurs (nombre d'électrons injectés par unité de temps), $-E_k$, dans les différents éléments actifs. En supposant pour simplifier que les n_{sk} = 1, la déviation de fréquence instantanée aux fréquence basses est donnée par

$$\delta\nu = -\frac{\delta P}{P}\frac{G}{B_\nu}\frac{\alpha - \alpha_{av}}{1 + \varsigma\alpha_{av}} \qquad \text{(B3)}$$

où $\delta P/P$ est la modulation relative de puissance, α est la moyenne des α_k pondérée par les modulations $-e_k$ des taux de porteurs, et α_{av} est la moyenne des α_k pondérée par les taux moyens $-E_k$. On voit que $\delta\nu$ est nul si tous les α sont égaux mais une modulation de fréquence par variation lente du courant injecté est obtenue si le matériau actif n'est pas homogène. Les fluctuations du courant injecté contribuent donc dans le cas général à la largeur spectrale. Dans le cas où ces fluctuations sont celles du bruit de grenaille, la formule (B2a) reste valable si l'on remplace α et α^2 par α_{av} et α^2_{av}, respectivement.

Considérons maintenant la théorie générale. Soit N le nombre d'électrons dans l'échantillon de semiconducteur. On note - E le

nombre de paires électron-trou injectées dans le semiconducteur par unité de temps, S le nombre de paires se recombinant spontanément (de façon radiative ou non) par unité de temps, et P le nombre de paires se recombinant pour contribuer à la puissance optique dans le mode, également par unité de temps. La loi de conservation du nombre de paires électron-trou s'écrit

$$\frac{dN}{dt} + E + S + P = 0 \qquad \text{(B-4)}$$

En valeur moyenne, l'équation (B-4) donne la relation (13). Pour de petites perturbations à la fréquence électrique f notées δ, (B-4) donne

$$(j2\pi f + S_N)\,\delta N + e + s + \delta P = 0 \qquad \text{(B-5)}$$

où les indices N indiquent des dérivées. La densité spectrale (bilatérale) des fluctuations e de E est écrite: $S_e = \xi|E|$, où $\xi = 1$ si les paires électrons-trous sont injectées indépendamment les unes des autres. Celle des fluctuations s de S est donnée par la formule habituelle du bruit de grenaille: $S_s = S(N)$ L'expression de δP est plus difficile à obtenir. Nous considérons un ensemble d'éléments actifs (diodes laser ou détecteurs) dont l'admittance moyenne est réelle: $Y(N_o) = G_o$. Ces éléments sont connectés à un circuit optique linéaire et conservatif par des lignes de transmission dont l'admittance caractéristique est choisie égale à G_o. On note V le potentiel optique aux bornes de l'élément, I le courant optique entrant dans le circuit, et on définit les ondes directes A et inverses B (qu'il ne faut pas confondre avec la susceptance, également notée B) par

$$A \equiv G_oV - I \;\; ; \;\; B \equiv G_oV + I \; ; \;\; G_oV_o + I_o = 0 \quad \text{(B-6)}$$

dont les variations s'écrivent

$$\delta A = G_o\delta V - \delta I, \qquad \delta B = G_o\delta V + \delta I \qquad \text{(B-7)}$$

La loi de Kirchhoff donne pour chaque élément

$$\delta B = - c - \delta G(1- i\,\alpha)\,V, \qquad \delta G = G_N\,\delta N \qquad \text{(B-8)}$$

Par ailleurs la puissance optique divisée par $h\nu$ s'écrit

$$P = \mathrm{Re}\,(V^*I)\,/h\nu, \qquad \delta P = \mathrm{Re}\,(V^*\delta I + \delta V^*\,I)\,/h\nu \qquad \text{(B-9)}$$

Donc δP est relié à δA par

$$i\,\delta\phi + \frac{\delta P}{2P} = \frac{\delta A}{A} \qquad \text{(B-10)}$$

Nous ne démontrerons pas ici la validité de l'expression de la fluctuation de phase $\delta\phi$ obtenue en prenant la partie imaginaire de (B10).

Enfin la relation imposée par le circuit optique s'écrit en notation matricielle

$$\mathbf{B} = \mathbf{S}(\nu)\,\mathbf{A} \qquad \text{(B11)}$$

La notation bi-complexe permet d'écrire finalement la formule générale de δP (en sous-entendant, pour alléger, la notation matricielle)

$$h\nu\,\delta P = -\mathrm{Ré}\{V^*[S(\nu_o+ijf)]^{-1}[c + \delta G(1-i\alpha)V]\} \qquad \text{(B-12)}$$

Cette relation et (B5) résolvent le problème général.

Dans le cas du circuit de la figure 4, le circuit optique est constitué uniquement de la susceptance $B(\nu)$, et il faut utiliser une matrice de répartition S d'ordre 2. On peut ainsi obtenir les quantités intéressantes: l'admittance opto-électrique de la diode, les modulations de puissance et de fréquence, les fluctuations de tension électrique, de puissance et de fréquence (densités spectrales propres et croisées) à toute fréquence f. Les résultats sont identiques à ceux qui peuvent être obtenus à partir des équations d'évolution classiques[2] si $\xi = 1$ et si on ajoute à ces dernières les termes quantiques (P pour la densité spectrale des fluctuations de P, et 1/4P pour la densité spectrale des fluctuations de la phase ϕ). Ces termes apparaissent de façon naturelle dans la théorie de circuit discutée ici.

Toutes ces quantités dépendent au plus de 6 paramètres sans dimension qui caractérisent la diode laser et 3 paramètres sans dimension qui caractérisent le mode de fonctionnement. Les 6 paramètres sont les suivants:

$$g \equiv NG_N/G \qquad s \equiv NS_N/S \qquad u \equiv NU_N/U$$
$$r \equiv \tau_s/\tau_p \qquad n_s \qquad \alpha \qquad \text{(B-13)}$$

où $\tau_s \equiv N/S$ est le temps de recombinaison spontanée. Ces paramètres sont considérés comme constants au dessus du seuil. Ils peuvent être calculés en utilisant seulement l'équation de Schrödinger et certaines approximations (e.g., méthode κ-p), si l'on connait l'énergie de la bande interdite et de l'éclatement spin-orbite du semiconducteur, ainsi que la masse des trous lourds et la masse des électrons dans la bande de conduction (Annexe C). Des valeurs typiques pour un laser à jonction enterrée à 1,3 µm sont: U = 1V; N = 2.1 10^8; S = 9.6 10^{16} s^{-1}; P = 4 10^{17} s^{-1} (61 mW), et: g = 1,9; s = 1,8; u = 0,1; r = 1300; n_s = 2; α = 5. Les trois paramètres de fonctionnement, positifs, sont

$$\xi \qquad \zeta \equiv S/P \qquad x \equiv f/f_o \qquad \text{(B-14)}$$

Il est utile d'introduire les paramètres η, D, C qui s'expriment en fonction des précédents

$$\eta \equiv \frac{1}{1+\zeta} \qquad D \equiv g + s\,\zeta + j(r\,\zeta\,x - g/x)$$

$$C \equiv (\xi+1)\,\zeta + \xi - 1 \qquad \text{(B-15)}$$

Avec cette notation nous obtenons par exemple:

-Admittance de la diode à la fréquence f divisée par son admittance statique (I_e/U):

$$\frac{Y_{oe}}{Y_{oes}} = \eta\, u^{-1}\, D \qquad \text{(B-16)}$$

-Densité spectrale des fluctuations de la phase $\delta\phi$

$$4P\, S_{\delta\phi} = 1 + \frac{2n_s}{x^2} + \frac{\alpha^2 g^2\,[C + 2n_s(1+1/x^2)]}{|D|^2 x^2} \qquad \text{(B-17)}$$

Ces fluctuations sont peu influencées par le facteur ξ de fluctuation du courant injecté.

Aux fréquences élevées on obtient la "limite quantique"

$$S_{\delta P}\, S_{\delta\phi} = P \times \frac{1}{4P} = \frac{1}{4} \qquad \text{(B-18)}$$

et aux fréquences basses, (B-17) permet de retrouver la largeur spectrale (totale à mi-hauteur) $\Delta\nu$ (ici, $\varsigma = 0$)

$$2\pi\,\Delta\nu\, P = \frac{n_s}{\tau_p^2}\,\frac{1}{2}(1+\alpha^2) \qquad \text{(B-19)}$$

- Corrélation puissance optique-tension électrique à f = 0

$$C_{PU} = \left\{1 + \frac{g^2\,(C+1)}{2\,n_s\,s^2\,\zeta^2}\right\}^{-1/2} \qquad \text{(B-20)}$$

Cette quantité est unité au seuil et tend vers 0 lorsque le courant injecté augmente. Elle dépend fortement des fluctuations du courant injecté. A fort courant, elle est nulle à toute fréquence.

Annexe C . **Conductivité optique et fluctuations.**

Considérons un volume cylindrique V de dimensions petites par rapport à la longueur d'onde, de surface A et de hauteur d. Un potentiel électrique statique est créé par les noyaux atomiques, supposés immobiles. Les solutions stationnaires de l'équation de Schrödinger pour un électron de masse m et de charge - q sont écrites $\psi_n(\mathbf{r})$ et correspondent à des énergies $h\nu_n$ de l'électron. On suppose que les $\psi_n(\mathbf{r})$ sont réels et orthonormés, s'annulent aux limites de V et forment une base complète. Définissons le courant électrique **I** par

$$I_k = -\frac{q}{d}\frac{p_k}{m} \quad ; \quad p_k = \frac{h}{2\pi i}\frac{\partial}{\partial x_k} \qquad \text{(C1)}$$

Supposons que l'électron soit dans l'état n. En l'absence de champ optique appliqué la valeur moyenne de **I** est nulle, mais

$$\langle I_i\, I_j\rangle = -\left(\frac{q}{d\,m}\right)^2 \Sigma_m\, (p_i)_{nm}\,(p_j)_{nm}$$

$$(p_i)_{nm} \equiv \frac{h}{2\pi i}\int_V \psi_n(\mathbf{r})\,\frac{\partial}{\partial x_i}\,\psi_m(\mathbf{r})\, dV \qquad \text{(C2)}$$

Un champ optique $\mathbf{E}(t) = \sqrt{2}\,\mathbf{E}_o\cos(2\pi\nu t)$ externe introduit une perturbation dépendante du temps dont l'effet peut être calculé au premier ordre des perturbations. Il en résulte une densité de courant électrique induite dont la moyenne quantique, divisée par le champ électrique, est égale à la conductivité optique complexe. On obtient ainsi la conductance:

$$G_{ij}(\nu) \equiv \frac{A}{d}\sigma_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{q}{d\,m}\right)^2 \Sigma_m \frac{1}{h\nu_{nm}}\,(p_i)_{nm}\,(p_j)_{nm}$$

$$\times[\delta(\nu+\nu_{nm})+\delta(\nu-\nu_{nm})] \equiv G_{bij} - G_{aij} \quad ; \quad \nu_{nm} \equiv \nu_n - \nu_m \qquad \text{(C3)}$$

où G_b et G_a correspondent respectivement à la première et à la deuxième fonction δ. On voit que la fluctuation en (C2) peut s'écrire (théorème de fluctuation-dissipation[24])

$$\langle I_i\, I_j\rangle = 2\int_0^\infty h\nu\,[G_{bij}(\nu) + G_{aij}(\nu)]\,d\nu \qquad \text{(C4)}$$

ce qui suggère (pour une démonstration complète, voir: [34]) que la densité spectrale bilatérale de la fluctuation de courant est

$$S = h\nu\,(1 - 2\,n_s)\,G \quad ; \quad n_s \equiv \frac{G_a}{G_a - G_b} \qquad \text{(C5)}$$

Supposons maintenant que le volume actif V soit placé dans un milieu homogène conservatif d'indice n_e (sans champ optique externe appliqué). Pour calculer la puissance optique rayonnée il faut tenir compte non seulement des fluctuations dans le volume V, mais aussi des fluctuations des absorbants à l'infini. Il est facile de montrer qu'en régime linéaire on peut omettre ces sources à l'infini à condition de remplacer (C5) par

$$S = -\,2h\nu\, n_s\, G \equiv 2h\nu\; G_a \qquad \text{(C6)}$$

ce qui exprime le fait que l'émission spontanée est dûe seulement aux niveaux excités.

Il suffit maintenant d'appliquer la théorie des antennes filaires pour obtenir la densité spectrale de la puissance rayonnée. En fait, on s'intéresse plutôt au nombre S d'électrons qu'il faut injecter par unité

de temps pour maintenir l'inversion de population. Si cette quantité est exprimée en fonction de la partie active σ_a de la conductivité optique, on a

$$S = 8\pi V \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} \frac{n_e}{c} \int_0^\infty \sigma_a(\nu)\, \nu^2\, d\nu, \qquad \sigma_a \equiv - n_s\, \sigma \qquad \text{(C7)}$$

A l'équilibre thermique cette relation se réduit à la relation de Shockley et Van Roosbroeck. La distribution de Bose apparait alors comme une conséquence de la distribution de Fermi des électrons. En utilisant dans (C7) l'expression de σ_a déduite de (C3) on obtient l'expression classique de la durée de vie d'un électron dans un état excité, ce qui permettrait de remplacer les fonctions δ de (C3) par des Lorentziennes de largeur spectrale non nulle.

Dans le cas d'un composé III-V direct en $\kappa = 0$, les fonctions ψ_n sont des sommes de fonctions de Bloch de la forme $u(\mathbf{r};\kappa)\exp(i\, 2\pi\kappa.\mathbf{r})$, où u est une fonction périodique de $\mathbf{r}$. On peut admettre que le potentiel créé par les noyaux dans une cellule ne dépend que de la distance r à l'origine. Le couplage entre l'état symétrique s de la bande de conduction et les trois états p antisymétriques de la bande de valence conduit à une relation entre le paramètre p_{nm} défini en (C2) et la masse effective des électrons dans la bande de conduction.

A T = 0K, la conductivité minimale (gain maximal) est donnée par l'expression

$$\sigma_m = - \frac{2\pi}{3} \frac{q^2}{2h} \frac{1}{1+m_c/m_v} \frac{1+\Delta/E_g}{1+\frac{2}{3}\Delta/E_g} \left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{1/3} \qquad \text{(C8)}$$

où m_c est la masse effective des électrons dans la bande de conduction, m_v est essentiellement la masse des trous lourds de la bande de valence, Δ l'énergie de la bande d'éclatement spin-orbite, E_g celle de la bande interdite (voir la figure 1), et n la densité d'électrons dans la bande de conduction.

Références:

1 J. Arnaud et M. Estéban, "Circuit theory of multielement laser diodes", Optics Letters, 14, 1048 (1989) et "Circuit theory of laser diode modulation and noise", IEE Proc. Part J., numéro spécial "Semiconductor Lasers", à paraître (février 1990).
2 G.P. Agrawal and N.K. Dutta, "Long wavelength semiconductor lasers", New-York, Van-Nostrand Reinhold, 1986.
3 K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", Kluver Acad. Pub., Dordrecht, 1988.
4 A. E. Siegman, "Lasers",Univ. Science. Books, Calif., 1986.
5 H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Masson, Paris, 1987.
6 J. I. Pankove, "Optical processes in semiconductors", Prentice-Hall, Inc., New-Jersey, 1971.
7 P. Halley, "Les systèmes à fibres optiques", Eyrolles, Paris, 1985.
8 J. Arnaud, "Beam and fiber optics", Acad. Press, New-York, 1976.

9 A. Papoulis, "Probability, random variables and stochastic processes", McGraw-Hill, New-York, 1965.
10 A. Yariv, "Quantum electronics", John Wiley and Sons, New-York, 1967.
11 N.G. Basov, O.N. Krokhin and Y. M. Popov, Sov. Phys. J.E.T.P. **13**, p.1320,1961.
12 R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, J.T. Soltys, et R.O. Carlson, Phys. Rev. Letters,**9**, 366, 1962.
13 H. Mani, A. Joullié, G.Boissier, E.Toutnié, F.Pitard, A-M Joullié, et C.Alibert, "New III-V double heterojunction laser emitting near 3.2 µm", Electr. Lettres, **24**, N°25, p.1542,1988.
14 M.G. Bernard et G. Duraffourg, Phys.Status Solidi **1**, 699,1961.
15 I. Berstein "Fluctuations d'amplitude et de phase des générateurs à lampe", Bull. Isvestia Acad. Sc.(URSS), Phys. Series,**14**, p.145, 1950.
16 P.Grivet et A.Blaquière, "Masers and classical oscillators", In: Optical Masers, **XIII**, Polytech. Press of the polytech. Inst. of Brooklyn, New-york, 1963.
17 M. Lax, Phys. Rev. **160**, p.290, 1967.
18 C.H. Henry, "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers", J. Lightwave Tech., **L.T.4**,p.288, 1986.
19 A.L. Schawlow et C.H. Townes," Infrared and Optical Masers", Phys. Rev., p.1940, Dec. 15, 1958.
20 K. Petermann, "Calculated spontaneous emission factor for double heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding", IEEE J. of Q.E.,**Q.E.15**,p.566, 1979.
21 O. Nilsson and Y. Yamamoto "Small-signal response of a semiconductor laser with inhomogeneous linewidth enhancement factor: Possibility of a flat carrier-induced F.M. response", Appl. Phys. Letters,**46**, p.223, 1985.
22 Y. Yamamoto, S. Machida and O. Nilsson,"Amplitude squeezing of a pump-noise suppressed laser oscillator", Phys. Rev. A, **35**, N°5, pp. 4025-4042, Nov. 1986.
23 H. Kogelnik et C.V. Shank, "Applied Phys. Letters, **18**, 152, 1971.
24 H.B. Callen et T.A. Welton "Irreversibility and generalized noise", Phys. Rev., **83**,p.34, 1951.
25 J. Fesquet, "Gain of twin antiguiding active slabs" J. Opt. Soc Amer. A, **3**, p.369, Mars 1986.
26 B. de Crémoux, M.Krakowski et J. Nagle, "Diodes laser à puits quantiques", Revue Tech. Thomson C.S.F., **19**, p.19, 1987.
27 B. Fernier, P.Brosson, J-P Jicquel et J. Benoit, "1.5 µm laser with high external quantum efficiency and controlled emision wavelength", IEE Proc. on Opto Elec., Part J.**134**, p.27, 1987.
28 B. Sermage, D.S. Chemla, D.Sivco, et A.Y.Cho, "Comparison of Auger recombination in GaInAs-AlInAs multiple quantum-well structure and in bulk GaInAs", IEEE J. of Q.E., **22**, p.774, 1986.
29 I.Petitbon, P.Gallion, G.Debarge, et C.Chabran, IEEE J. of QE, **24**, p.148, 1988.
30 J. Arnaud,"Linewidth of laser diodes with nonuniform phase-amplitude α-factor", IEEE J of Q.E. **25**, p. 668, 1989.
31 J. Arnaud "Role of Petermann's K-factor in semiconductor laser oscillators: a further note", Electr. Lettre, **23**, N°9, p.450, April 1987.

32 F. Favre, D. Le Guen, et J. C. Simon, "Optical feedback effects upon laser diode oscillation field spectrum", IEEE J. of QE, **18**, p.1712, 1982.
33 J. Arnaud, " Circuit theory of amplitude noise for a laser diode with electronic feedback", Europhysics Letters, **8**, p.4, 1989.
34 L. Landau et E. Lifchitz, "Physique Statistique", Editions Mir, Moscou, Traduction française, 1984, chapitre 12.