

①2

DEMANDE DE BREVET D'INVENTION

A1

②2 Date de dépôt : 30.12.97.

③0 Priorité :

④3 Date de mise à la disposition du public de la demande : 02.07.99 Bulletin 99/26.

⑤6 Liste des documents cités dans le rapport de recherche préliminaire : *Se reporter à la fin du présent fascicule*

⑥0 Références à d'autres documents nationaux apparentés :

⑦1 Demandeur(s) : THOMSON CSF Societe anonyme — FR.

⑦2 Inventeur(s) : BECOUARN LOIC, LALLIER ERIC, DELACOURT DOMINIQUE et PAPUCHON MICHEL.

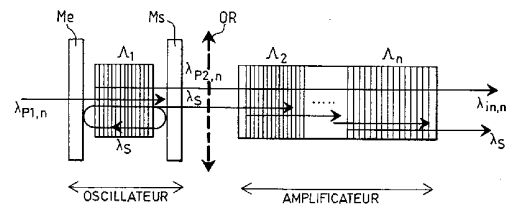
⑦3 Titulaire(s) :

⑦4 Mandataire(s) : THOMSON CSF.

⑤4 OSCILLATEUR PARAMÉTRIQUE OPTIQUE IMPULSIONNEL A EFFET CASCADE.

⑤7 L'invention concerne un oscillateur paramétrique optique impulsionnel, comprenant deux milieux non linéaires, dans lesquels ont lieu  $n$  interactions paramétriques de manière à convertir une onde de pompe en onde signal en ayant généré à l'intérieur des milieux non linéaires  $n-1$  longueurs d'onde de pompe intermédiaires. Le premier milieu non linéaire, dans lequel a lieu la première interaction, est placé à l'intérieur d'une cavité résonnante; en sortie de cette cavité résonnante, l'onde créée est amplifiée dans le second milieu non linéaire, dans lequel ont lieu les  $n-1$  autres interactions paramétriques.

Application: Oscillateur paramétrique optique nanoseconde.



## OSCILLATEUR PARAMETRIQUE OPTIQUE IMPULSIONNEL A EFFET CASCADE

Le domaine de l'invention est celui des sources optiques de puissance, capables de générer une onde optique de longueur d'onde  $\lambda_s$  à partir d'une onde optique de longueur d'onde  $\lambda_p$ , et ce, en exploitant la non linéarité d'ordre 2 de certains matériaux optiquement non linéaires.

5 En effet, les opérations de conversion de fréquence permises par l'optique non linéaire, élargissent de manière très significative l'éventail des gammes spectrales accessibles aux sources laser. Ainsi, à partir de sources laser parfaitement maîtrisées mais dont la gamme spectrale d'émission reste réduite, il est possible par effet non linéaire de convertir le rayonnement  
10 émis vers des bandes de longueur d'onde inaccessibles par des moyens conventionnels. Néanmoins, pour être réellement utilisables, ces opérations doivent présenter un rendement énergétique de conversion significatif. Or dans de nombreux cas, ce rendement est limité de manière fondamentale par l'interaction non linéaire elle-même.

15 Ainsi, à l'aide de la fluorescence paramétrique, il est possible d'engendrer un faisceau de grande longueur  $\lambda_s$  appelé signal, à partir d'une pompe à beaucoup plus courte longueur d'onde  $\lambda_p$ . La génération du signal s'accompagne de la génération d'une onde complémentaire appelée idler et de longueur d'onde  $\lambda_i$ . La conservation de l'énergie impose la relation  
20 suivante entre les trois longueurs d'onde :

$$h\omega_p = h\omega_s + h\omega_i$$

soit :

25 
$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}$$

Pour que la conversion d'énergie de la pompe vers le signal et l'idler soit efficace, il est impératif qu'il y ait accord de phase entre la polarisation non linéaire engendrée par la pompe et les ondes signal et idler,  
30 ceci afin d'éviter les interférences destructrices. Cette condition est résumée par la formule suivante :

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_s}{\lambda_s} + \frac{n_i}{\lambda_i}$$

où  $n_p, n_s$  et  $n_i$  sont les indices de réfraction du matériau non linéaire respectivement pour la pompe, le signal et l'idler.

Si l'on exclue le cas particulier de la dégénérescence ( $\lambda_s = 2\lambda_p$ )

5 et si l'on considère que seul le signal présente un intérêt, l'efficacité énergétique de conversion ne peut dépasser la limite imposée par le rapport  $\lambda_p / \lambda_s$  inférieur à 1. Par conséquent, si l'on cherche, par exemple, à émettre une onde vers  $10 \mu\text{m}$  à partir d'un faisceau situé dans le proche infrarouge ( $2 \mu\text{m}$  par exemple), le rendement énergétique sera typiquement  
10 limité à 20%, sachant que cette limite supérieure est rarement atteinte expérimentalement. Mieux tirer parti de l'énergie photonique incidente, reste donc un problème à résoudre dans ce type de conversion.

Pour pallier ce problème, la demanderesse a proposé la méthode décrite ci-après et qui a fait l'objet d'une demande publiée.

15 Selon cette méthode, on peut multiplier par deux le rendement quantique de la conversion  $\lambda_p$  vers  $\lambda_s$  s'il est possible de faire coexister les deux processus  $P_1$  et  $P_2$  suivants :

$$\begin{aligned} P_1 : \lambda_p & \text{ donne } \lambda_s \text{ et } \lambda_{i1} & (1/\lambda_s + 1/\lambda_{i1} = 1/\lambda_p) \\ 20 \quad P_2 : \lambda_{i1} & \text{ donne } \lambda_s \text{ et } \lambda_{i2} & (1/\lambda_s + 1/\lambda_{i2} = 1/\lambda_{i1}) \end{aligned}$$

Dans la deuxième interaction, on utilise donc les photons idler créés pendant la première interaction pour générer de nouveaux photons signal. Cette deuxième interaction, mettant en jeu des longueurs d'onde différentes, suppose des conditions d'accord de phase différentes de la  
25 première. Toujours selon le même schéma, si l'écart entre la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p$  et la longueur d'onde visée  $\lambda_s$  le justifie, on peut avoir recours à un plus grand nombre de processus. D'une manière générale, et en utilisant les fréquences angulaires, on peut employer  $n$  processus pour convertir des photons  $\omega_p$  en photons  $\omega_s$  tels que :

$$\begin{aligned} 30 \quad P_1 : \omega_p & \rightarrow \omega_s + \omega_{i1} & (\omega_p = \omega_s + \omega_{i1}) \\ P_2 : \omega_{i1} & \rightarrow \omega_s + \omega_{i2} & (\omega_{i1} = \omega_s + \omega_{i2}) \\ P_n : \omega_{i_{n-1}} & \rightarrow \omega_s + \omega_{in} & (\omega_{i_{n-1}} = \omega_s + \omega_{in}) \end{aligned}$$

avec  $n = E(\omega_p / \omega_s)$ , E désignant la partie entière.

Cela revient à « découper » les photons pompe en n photons signal. Le rendement photonique ultime vaut alors n fois celui donné pour  
 5 une seule interaction. La figure 1 montre le schéma énergétique correspondant à cette méthode, la n<sup>ième</sup> interaction se trouvant à la dégénérescence ( $\lambda_s = \lambda_{i,n} = 2 \lambda_{i,n-1}$ ).

L'onde à  $\omega_p$  sera appelée la pompe primaire et les  $\omega_{i,1}$  à  $\omega_{i,n-1}$  les pompes secondaires.

10 Quelle que soit la configuration envisagée, chaque processus paramétrique suppose une interaction avec des conditions d'accord de phase distinctes.

Pour des matériaux non linéaires biréfringents à accord de phase parfait, cela revient donc à associer plusieurs cristaux en série dont  
 15 l'orientation et/ou la température sont ajustées de manière à satisfaire les conditions d'accord de phase spécifiques à chaque interaction (figure 2).

L'application de ces méthodes aux matériaux à quasi accord de phase (QAP) peut par contre conduire à l'utilisation d'un seul cristal et simplifier le système. En effet, l'accord de phase est dans ce cas réalisé par  
 20 une inversion périodique du signe du coefficient non linéaire, le pas dépendant de la dispersion du matériau et de l'interaction non linéaire envisagée. Ainsi, réaliser plusieurs conversions de fréquences distinctes dans un seul matériau à QAP revient simplement à utiliser une structure multi-périodique (figure 3).

25 De telles structures périodiques peuvent être obtenues par retournement des domaines ferroélectriques sous l'influence d'un champ électrique pour les matériaux ferroélectriques tels que le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) ou le tantalate de lithium ( $\text{LiTaO}_3$ ). Ces matériaux étant absorbants pour des longueurs d'onde supérieures à 5  $\mu\text{m}$ , si l'on souhaite émettre au-  
 30 delà, il est possible d'utiliser des matériaux semiconducteurs. Dans le cas du GaAs, par exemple, la structure périodique massive, peut être obtenue par soudure de lames, d'une épaisseur égale à une ou trois longueurs de cohérence, et d'orientations alternées (demande de brevet publiée sous le n° 2 704 953).

Considérons par exemple un ensemble pompé à  $2,13\ \mu\text{m}$  et émettant une onde signal à  $9,6\ \mu\text{m}$ . La séquence d'interactions, les limites quantiques  $\eta_i$  et les périodes  $\Lambda_i$  nécessaires à chaque étape dans le cas du GaAs à QAP sont :

5

$P_1$  :  $2,13\ \mu\text{m}$  donne  $9,6\ \mu\text{m}$  et  $2,74\ \mu\text{m}$  ( $\eta \leq 22\%$ ) ( $\Lambda_1 = 82\ \mu\text{m}$ )  
 $P_2$  :  $2,74\ \mu\text{m}$  donne  $9,6\ \mu\text{m}$  et  $3,82\ \mu\text{m}$  ( $\eta \leq 44\%$ ) ( $\Lambda_2 = 127\ \mu\text{m}$ )  
 $P_3$  :  $3,82\ \mu\text{m}$  donne  $9,6\ \mu\text{m}$  et  $6,70\ \mu\text{m}$  ( $\eta \leq 66\%$ ) ( $\Lambda_3 = 197\ \mu\text{m}$ )  
 $P_4$  :  $6,70\ \mu\text{m}$  donne  $9,6\ \mu\text{m}$  et  $14,4\ \mu\text{m}$  ( $\eta \leq 88\%$ ) ( $\Lambda_4 = 146\ \mu\text{m}$ )

10

Les configurations présentées dans la partie précédente ne sont applicables telle quelles que dans le cas où le gain en simple passage est suffisamment élevé pour induire une conversion importante des pompes primaire et secondaire dans chacune des interactions. Bien souvent, les intensités mises en jeu ne permettent pas d'atteindre un tel gain en simple passage. Il est donc nécessaire d'insérer le milieu amplificateur dans une cavité résonnante pour constituer un oscillateur paramétrique.

Pendant, dans le cas des systèmes fonctionnant avec des impulsions d'une durée de l'ordre de la nanoseconde ou inférieure, l'insertion de tout le matériau non linéaire dans la cavité donne lieu, au mieux, à un accroissement très faible du rendement.

En effet, la configuration classiquement utilisée dans le cas des oscillateurs paramétriques optiques à une seule interaction, consiste à insérer la totalité du matériau non linéaire dans la cavité. Si l'on envisage des interactions en série, le choix de l'onde, ou des ondes, à faire résonner peut se porter sur le signal ou sur les pompes secondaires. A titre d'exemple, on a représenté sur la figure 4 une cavité où la résonance s'effectue sur le signal.

La dynamique d'un tel système est la suivante :

30

Au démarrage de l'oscillateur, seule la pompe incidente est présente, le signal et l'idler de la première interaction ont une intensité égale à celle du bruit quantique, c'est-à-dire extrêmement faible. La pompe de la deuxième interaction n'ayant pas encore été générée dans la première, la conversion est nulle pour les processus d'indices supérieurs ou égaux à 2.

C'est donc uniquement la première interaction qui va permettre d'initier le processus de conversion et c'est elle qui va conditionner le seuil de l'OPO.

Si la notion de seuil est suffisante pour caractériser la mise en route d'un oscillateur continu, elle doit être complétée dans le cas des oscillateurs à impulsions par le temps de montée. Ce paramètre précise la durée nécessaire au système pour que le signal et l'idler aient atteint une intensité de l'ordre de celle de la pompe. Une fois cet état atteint, la conversion s'accélère rapidement, puisque la conversion est d'autant plus rapide que l'intensité du signal et de l'idler est importante. Pendant le temps de montée, la conversion de la pompe est donc faible, et l'énergie qui n'est pas convertie est perdue. C'est pour cela que dans le cas des oscillateurs à impulsions, on cherche à minimiser ce temps de montée en minimisant la longueur de la cavité. On obtient ainsi un nombre d'allers et retours plus importants de l'onde qui résonne pendant la durée de l'impulsion de pompe, synonyme d'un plus grand nombre d'amplifications.

Le rôle des interactions successives ne devient effectif que lorsque le signal et les pompes secondaires ont atteint des intensités suffisantes pour autoriser de nouvelles amplifications. Avant d'avoir atteint le seuil de l'oscillateur paramétrique optique les zones de cristal dédiées aux processus  $P_2$  à  $P_n$  n'ont donc pour effet que de rallonger la longueur de la cavité, d'augmenter le temps d'aller et retour du signal et d'accroître ainsi le temps de montée de l'oscillateur.

Ce phénomène est sans grande conséquence pour les oscillateurs continus, dans la mesure où le temps de montée du système (i.e. de une à quelques dizaines de nanosecondes, dépendant des intensités, des longueurs, et des interactions mises en jeu) est négligeable par rapport à la durée d'existence du faisceau de pompe primaire.

Ceci n'est plus vrai dans le cas des oscillateurs paramétriques optiques nanosecondes où le temps de montée est un paramètre critique vis-à-vis du rendement global puisqu'il devient de l'ordre de grandeur de la durée de l'impulsion de pompe. Le fait d'ajouter des ensembles de périodes supplémentaires entraîne une augmentation du temps de montée et un retard dans la mise en route des processus d'amplification en cascade qui perdent alors une grande partie de leur intérêt. De façon schématique, l'augmentation de rendement due à l'ajout de nouvelles interactions,

compense à peine la réduction de rendement due à l'augmentation du temps de montée de l'oscillateur. On peut donc espérer au mieux, un accroissement faible du rendement, sinon, une réduction importante de ce dernier.

5 C'est pourquoi, pour pallier le temps de montée critique vis-à-vis du rendement global dans des oscillateurs paramétriques optiques à impulsions très brèves, l'invention propose une configuration d'oscillateur paramétrique optique dans laquelle le premier domaine, siège de la première interaction, est seul placé dans la cavité, les autres domaines étant  
10 placés en série, à l'extérieur de la cavité. Ainsi, les fonctions oscillation (cavité laser) et amplification sont séparées physiquement.

Plus précisément, l'invention a pour objet un oscillateur paramétrique optique comprenant une source de pompe délivrant une onde de pompe impulsionnelle à la longueur d'onde  $\lambda_{p_{1,n}}$ , une cavité définie par  
15 au moins un miroir d'entrée et un miroir de sortie et un premier et un second milieux non linéaires capables de convertir l'onde de pompe à la longueur d'onde  $\lambda_{p_{1,n}}$ , en une onde signal à la longueur d'onde  $\lambda_s$ , caractérisé en ce que :

- 20 - le premier milieu non linéaire comprend des moyens pour convertir l'onde de pompe à  $\lambda_{p_{1,n}}$  en des ondes à  $\lambda_{i_{1,n}}$  et  $\lambda_s$  ;
- le second milieu non linéaire comprend une succession de n-1 domaines, avec dans le premier domaine des moyens pour convertir l'onde de pompe  $\lambda_{p_{2,n}} = \lambda_{i_{1,n}}$  en des ondes à  $\lambda_{i_{2,n}}$  et  $\lambda_s$ , ..., dans le  $i^{\text{ème}}$  domaine des moyens pour convertir l'onde à  $\lambda_{p_{i,n}} = \lambda_{i_{i-1,n}}$  en des ondes à  $\lambda_{i_{i,n}}$  et  $\lambda_s$ , ..., dans le n-  
25  $i^{\text{ème}}$  domaine des moyens pour convertir l'onde à  $\lambda_{p_{n,n}} = \lambda_{i_{n-1,n}}$  en ondes à  $\lambda_{i_{n,n}}$  et  $\lambda_s$  ;
- le premier milieu non linéaire étant situé dans la cavité, le second milieu non linéaire étant situé à l'extérieur ;
- 30 - le miroir d'entrée ayant un coefficient de réflexion maximal à la longueur d'onde  $\lambda_s$  et/ou à  $\lambda_{i_{1,n}}$  ;
- le miroir de sortie ayant un coefficient de réflexion adapté à la longueur d'onde  $\lambda_s$  et/ou  $\lambda_{i_{1,n}}$  de manière à optimiser l'énergie de sortie à  $\lambda_s$ .

Selon une première variante de l'invention, les milieux non linéaires comprennent une succession de  $n$  cristaux, l'orientation et/ou la température de chacun des  $i$  cristaux sont ajustées de manière à satisfaire des conditions d'accord de phase entre les ondes aux longueurs d'onde  
 5  $\lambda_{p_i n}$ ,  $\lambda_s$  et  $\lambda_{i n}$ .

Selon une seconde variante de l'invention, le milieu non linéaire comprend  $n$  modulations périodiques de périodes  $\Lambda_i$  d'un paramètre physique de milieu non linéaire, par exemple le signe du coefficient non linéaire correspondant au  $i^{\text{ème}}$  domaine de manière à satisfaire les  
 10 conditions de quasi-accord de phase entre les ondes aux longueurs d'onde  $\lambda_{p_i n}$ ,  $\lambda_s$  et  $\lambda_{i n}$ .

L'accordabilité de ce type d'oscillateur paramétrique optique peut être obtenu en utilisant  $k$  successions mises en parallèle de  $n$  modulations périodiques, de période  $\Lambda_{i j}$  avec  $1 \leq i \leq n$  et  $1 \leq j \leq k$ , les  $k$  premières  
 15 modulations de période  $\Lambda_{1 j}$  étant situées dans la cavité de manière à pouvoir faire varier la longueur d'onde  $\lambda_s$ .

L'invention sera mieux comprise et d'autres avantages apparaîtront à la lecture de la description qui va suivre donnée à titre non limitatif et grâce aux figures annexées parmi lesquelles :

- 20 - la figure 1 illustre le schéma énergétique du découpage des photons mis en jeu dans le processus de  $n$  interactions paramétriques pour convertir une onde de pompe en une onde signal ;
- la figure 2 illustre un premier exemple de dispositif comprenant  
 25  $n$  cristaux mis en série ;
- la figure 3 illustre un second exemple de dispositif comprenant un cristal à structure multipériodique ;
- la figure 4 illustre un exemple d'oscillateur paramétrique optique selon l'invention, utilisant une cavité à ondes  
 30 stationnaires pour l'entité oscillateur ;
- la figure 5 illustre un exemple d'oscillateur paramétrique optique selon l'invention, utilisant une cavité en anneau, pour l'entité oscillateur ;

- la figure 6 illustre un oscillateur paramétrique optique accordable en longueur d'onde et comprenant des milieux non linéaires à quasi-accord de phase.

Un exemple d'oscillateur paramétrique optique selon l'invention  
5 est illustré en figure 4.

Le milieu non linéaire est constitué de domaines à modulation périodique  $\Lambda_{i,n}$ .

Le premier domaine est inséré entre les miroirs Me et Ms définissant l'oscillateur.

10 Les domaines de période  $\Lambda_2$  à  $\Lambda_n$  sont placés à l'extérieur de la cavité.

Une optique de reprise OR de faisceau est placée entre l'oscillateur et l'amplificateur. Cette optique de reprise permet de focaliser les faisceaux en sortie de l'oscillateur, dans l'amplificateur pour diminuer  
15 leur surface et donc accroître leur intensité et donc la rapidité de conversion.

Ainsi le temps de montée dans l'oscillateur est réduit à son strict minimum, puisque seule, l'interaction qui influe sur ce paramètre a été conservée dans la cavité.

A la sortie de l'oscillateur, la pompe à  $\lambda_{p_{2,n}}$  et le signal à  $\lambda_s$ ,  
20 sont tous deux présents à l'entrée de l'amplificateur. Comme le signal n'a plus besoin d'être amplifié depuis la valeur du bruit quantique, la conversion de la pompe en signal et pompe pour l'interaction suivante est immédiate, ce qui limite les longueurs de matériau non linéaire nécessaires.

Dans cet exemple, l'oscillateur et l'amplificateur sont représentés  
25 avec un matériau à quasi-accord de phase constitué de domaines à modulation périodique de pas  $\Lambda_i$ . Ces éléments peuvent également être constitués à partir de cristaux biréfringents pour lesquels l'accord de phase s'effectue par rotation du cristal.

Un mélange de matériaux à quasi-accord de phase et de  
30 matériaux biréfringents peut également être envisagé. Dans l'exemple illustré en figure 4, la cavité définie par les miroirs Me et Ms est une cavité à ondes stationnaires, dans laquelle les ondes circulent dans les deux sens.

Cette cavité peut également être une cavité en anneau définie par  
exemple par quatre miroirs comme illustré en figure 5, cavité dans laquelle  
35 les ondes circulent dans un seul sens. Le premier domaine  $D_1$  siège de la

première interaction est dans la cavité, les domaines  $D_2$  à  $D_n$  sièges des autres interactions étant à l'extérieur de la cavité.

De manière générale, les cavités peuvent être choisies de manière à être résonnante pour les deux longueurs d'ondes  $\lambda_{1,n}$  et  $\lambda_s$  ou

5 pour seulement l'une des deux. Pour cela les miroirs définissant les cavités sont tels que le miroir de sortie  $M_s$  présente un coefficient de réflexion adapté pour laissé sortir une partie des photons à  $\lambda_s$  ou  $\lambda_{1,n}$  alors que les miroirs  $M_e$  ou  $M_{e1}$ ,  $M_{e2}$ ,  $M_{e3}$  doivent présenter un coefficient de réflexion maximale pour la longueur d'onde qui résonne.

10 La cavité peut aussi fonctionner en pompage synchrone avec une pompe délivrant des impulsions de durée de l'ordre de la picoseconde ou inférieure à une cadence de répétition très élevée autour de quelques dizaines de Mégahertz à quelques Gigahertz. La longueur de la cavité est ajustée de manière à ce que l'intervalle temporel séparant deux impulsions  
15 de pompe soit égal au temps d'aller et retour de l'onde qui résonne dans la cavité.

#### **Exemple de réalisation d'un oscillateur paramétrique optique émettant à 4,1 $\mu\text{m}$**

20 Le milieu non linéaire est un cristal de niobate de lithium à structure périodique obtenue par retournement de polarisation, de coefficient non linéaire  $d_{\text{eff}} = 20\text{pm/V}$ . La structure de pas  $\Lambda_{2,n}$  ... à  $\Lambda_{n,n}$  constituant la partie amplification.

La figure 6 illustre une configuration dans laquelle les deux  
25 milieux non linéaires utilisent le quasi-accord de phase. L'accordabilité de l'onde à  $\lambda_s$  est assurée par la mise en parallèle de  $k$  successions de modulations périodiques.

Le laser de pompe peut être un laser Nd:YAG émettant à 1,064  $\mu\text{m}$ .

30 L'intensité crête de pompe est typiquement de l'ordre de 55  $\text{MW/cm}^2$ .

La durée des impulsions de pompe à mi-hauteur de l'ordre de 15 nanosecondes (ces impulsions ont un profil temporel gaussien).

Le taux de répétition des impulsions peut typiquement être de  
35 l'ordre de 50 Hz.

Pour émettre une onde signal à 4,1  $\mu\text{m}$ , trois interactions paramétriques peuvent être utilisées pour obtenir une efficacité énergétique maximale, une dans l'oscillateur et deux dans l'amplification.

- 5            1)  $1/\lambda_{p1,3} = 1/\lambda_{i1,3} + \lambda_s$             (partie oscillateur)  
               avec  $\lambda_{p1,3} = 1,064\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i1,3} = 1,44\mu\text{m}$   
               avec une période  $\Lambda_1 = 28,6\mu\text{m}$
- 10           2)  $1/\lambda_{p2,3} = 1/\lambda_{i2,3} + \lambda_s$             (partie amplificateur)  
               avec  $\lambda_{p2,3} = 1,44\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i2,3} = 2,21\mu\text{m}$   
               avec une période  $\Lambda_2 = 32,3\mu\text{m}$
- 15           3)  $1/\lambda_{p3,3} = 1/\lambda_{i3,3} + \lambda_s$   
               avec  $\lambda_{p3,3} = 2,21\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i3,3} = 4,8\mu\text{m}$   
               avec une période  $\Lambda_3 = 27\mu\text{m}$

20 Des simulations numériques permettent d'établir que pour un faisceau de pompe gaussien de rayon de faisceau de pompe à  $1/e^2 = 0,5$  mm, les longueurs des domaines  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  peuvent typiquement être les suivantes :

$$L_1 = 4,9 \text{ mm}$$

$$L_2 = 9,6 \text{ mm}$$

$$L_3 = 23,4 \text{ mm}$$

Le rendement quantique de la partie oscillateur est de 0,41.

25 Le rendement quantique de la partie amplificateur est de 1,15.

On obtient ainsi un rendement quantique multiplié par un facteur proche de 3 par rapport au cas d'un oscillateur simple.

### 30 Exemple de réalisation d'un oscillateur paramétrique optique émettant à 9,6 $\mu\text{m}$

Le matériau non linéaire est du GaAs de coefficient non linéaire  $d_{\text{eff}} = 108\text{pm/V}$ .

35 Le pompage optique est effectué par un premier oscillateur paramétrique optique à base de niobate de lithium émettant vers 2,13  $\mu\text{m}$  et pompé lui-même par un laser Nd:YAG à 1,064  $\mu\text{m}$ .

L'intensité de pompe peut être typiquement de 55 MW/cm<sup>2</sup>.

La durée des impulsions de pompe à mi-hauteur de l'ordre de 15 ns.

Pour obtenir une conversion énergétique maximum à la longueur d'onde signal  $\lambda_s = 9,6 \mu\text{m}$  à partir d'une longueur d'onde de pompe de 2,13  $\mu\text{m}$ , 4 interactions sont utilisées :

1)  $1/\lambda_{p1,4} = 1/\lambda_{i1,4} + \lambda_s$  (partie oscillateur)  
 avec  $\lambda_{p1,4} = 2,13\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i1,4} = 2,74\mu\text{m}$   
 avec une période  $\Lambda_1 = 82\mu\text{m}$

2)  $1/\lambda_{p2,4} = 1/\lambda_{i2,4} + \lambda_s$  (partie amplificateur)  
 avec  $\lambda_{p2,4} = 2,74\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i2,4} = 3,82\mu\text{m}$   
 avec une période  $\Lambda_2 = 127\mu\text{m}$

3)  $1/\lambda_{p3,4} = 1/\lambda_{i3,4} + \lambda_s$   
 avec  $\lambda_{p3,4} = 3,82\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i3,4} = 6,70\mu\text{m}$   
 avec une période  $\Lambda_3 = 197\mu\text{m}$

4)  $1/\lambda_{p4,4} = 1/\lambda_{i4,4} + \lambda_s$   
 avec  $\lambda_{p4,4} = 6,70\mu\text{m}$  et  $\lambda_{i4,4} = 14,4\mu\text{m}$   
 avec une période  $\Lambda_4 = 146\mu\text{m}$

Les longueurs des interactions peuvent typiquement être les suivantes :

$L_1 = 3,9 \text{ mm}$   
 $L_2 = 6,8 \text{ mm}$   
 $L_3 = 8 \text{ mm}$   
 $L_4 = 14,6 \text{ mm}$

Le rendement quantique de la partie oscillateur est de 0,40. Le rendement quantique de l'ensemble est de 1,45.

Ainsi avec 4 interactions, le rendement quantique de l'oscillateur paramétrique optique de l'invention peut être multiplié par 3,6.

## REVENDEICATIONS

1. Oscillateur paramétrique optique comprenant une source de pompe délivrant une onde de pompe impulsionnelle à la longueur d'onde  $\lambda_{p1,n}$ , une cavité définie par au moins un miroir d'entrée et un miroir de sortie et un premier et un second milieux non linéaires capables de convertir  
 5 l'onde de pompe à la longueur d'onde  $\lambda_{p1,n}$ , en une onde signal à la longueur d'onde  $\lambda_s$ , caractérisé en ce que :

- le premier milieu non linéaire comprend des moyens pour convertir l'onde de pompe à  $\lambda_{p1,n}$  en des ondes à  $\lambda_{i1,n}$  et  $\lambda_s$  ;
- le second milieu non linéaire comprend une succession de n-1  
 10 domaines, avec dans le premier domaine des moyens pour convertir l'onde de pompe  $\lambda_{p2,n} = \lambda_{i1,n}$  en des ondes à  $\lambda_{i2,n}$  et  $\lambda_s$ , ..., dans le  $i^{\text{ème}}$  domaine des moyens pour convertir l'onde à  $\lambda_{pi,n} = \lambda_{i-1,n}$  en des ondes à  $\lambda_{i,n}$  et  $\lambda_s$ , ..., dans le n-  
 15  $1^{\text{ème}}$  domaine des moyens pour convertir l'onde à  $\lambda_{pn,n} = \lambda_{i-1,n}$  en ondes à  $\lambda_{i,n}$  et  $\lambda_s$  ;
- le premier milieu non linéaire étant situé dans la cavité, le second milieu non linéaire étant situé à l'extérieur ;
- le miroir d'entrée ayant un coefficient de réflexion maximal à la longueur d'onde  $\lambda_s$  et/ou  $\lambda_{i1,n}$  ;
- 20 - le miroir de sortie ayant un coefficient de réflexion adapté à la longueur d'onde  $\lambda_s$  et/ou  $\lambda_{i1,n}$  de manière à optimiser l'énergie de sortie à  $\lambda_s$ .

2. Oscillateur paramétrique optique selon la revendication 1, caractérisé en ce que l'ensemble des deux milieux non linéaires comprend  
 25 une succession de n cristaux, l'orientation et/ou la température dans chacun des n cristaux sont ajustées de manière à satisfaire des conditions d'accord de phase entre les ondes aux longueurs d'onde  $\lambda_{pi,n}$ ,  $\lambda_s$  et  $\lambda_{i,n}$ .

3. Oscillateur paramétrique optique selon la revendication 1, caractérisé en ce que l'ensemble des deux milieux non linéaires comprend n  
 30 modulations périodiques de période  $\Lambda_i$  d'un paramètre physique du milieu non linéaire, correspondant au  $i^{\text{ème}}$  domaine, de manière à satisfaire les conditions de quasi-accord de phase entre les ondes aux longueurs d'onde  $\lambda_{pi,n}$ ,  $\lambda_s$  et  $\lambda_{i,n}$ .

4. Oscillateur paramétrique optique selon la revendication 3, caractérisé en ce que l'ensemble des deux milieux non linéaires comprend k successions mises en parallèle de n modulations périodiques de période  $\Lambda_{ij}$  d'un paramètre physique, les premières modulations périodiques de  
5 chacune des successions étant situées dans la cavité, de manière à pouvoir faire varier la longueur d'onde  $\lambda_s$ .

5. Oscillateur paramétrique optique selon l'une des revendications 1 à 4, caractérisé en ce que la cavité est une cavité à ondes stationnaires définie par au moins deux miroirs, entre lesquels est situé le premier  
10 domaine.

6. Oscillateur paramétrique optique selon l'une des revendications 1 à 4, caractérisé en ce que la cavité est une cavité en anneau définie par au moins trois miroirs.

7. Oscillateur paramétrique optique selon l'une des revendications  
15 1 à 6, caractérisé en ce que la source de pompe est un laser.

8. Oscillateur paramétrique optique selon la revendication 7, caractérisé en ce que le laser et le premier milieu non linéaire sont situés dans la même cavité.

9. Oscillateur paramétrique optique selon l'une des revendications  
20 1 à 7, caractérisé en ce que la durée des impulsions de la source de pompe est inférieure à une centaine de nanosecondes.

10. Oscillateur paramétrique optique selon l'une des revendications 1 à 7, caractérisé en ce que la durée des impulsions de la source de pompe est inférieure à la picoseconde avec un taux de répétition  
25 supérieur à quelques Mégahertz, de manière à assurer un pompage synchrone.

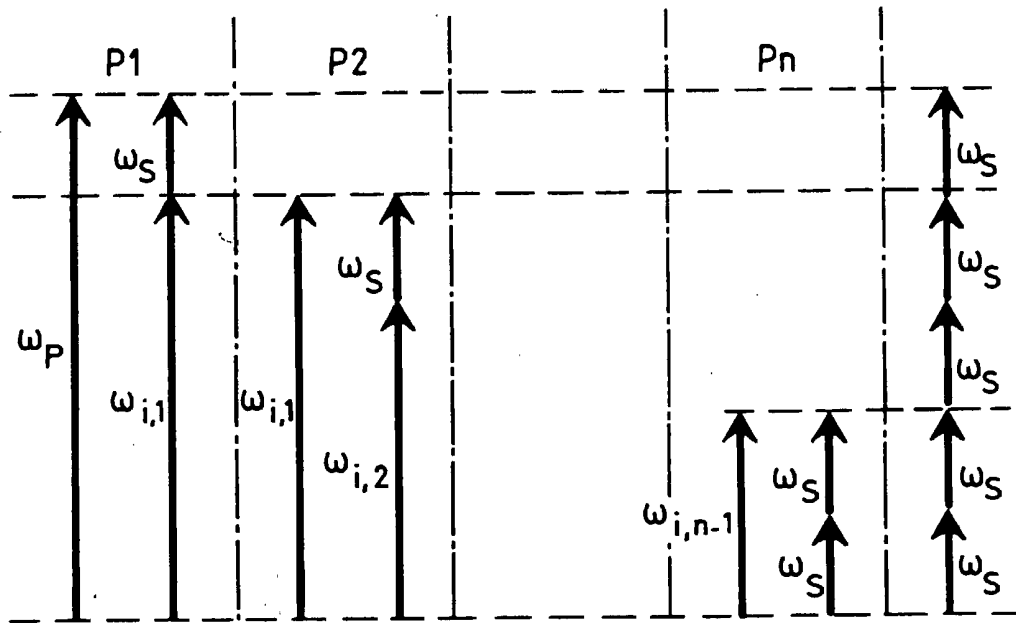


FIG. 1

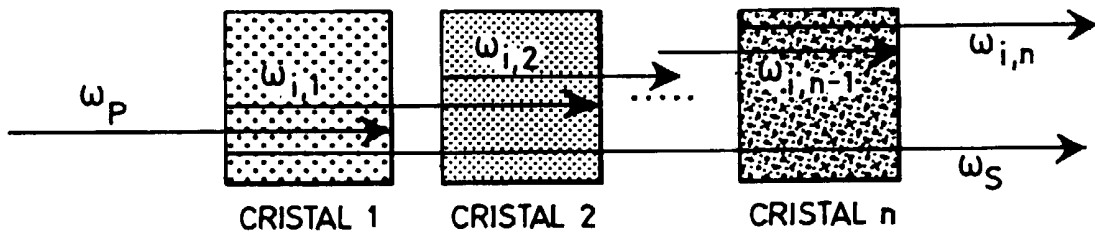


FIG. 2

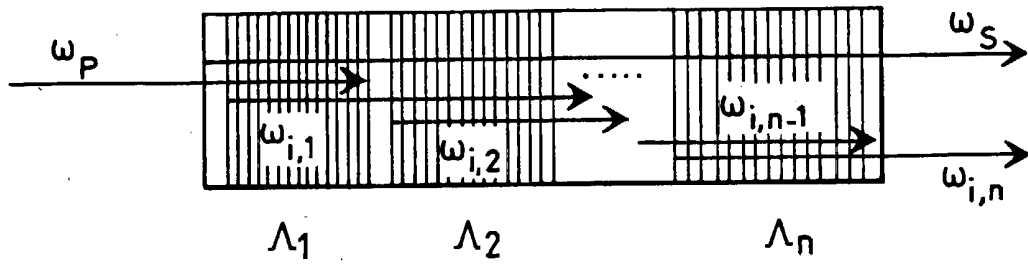


FIG.3

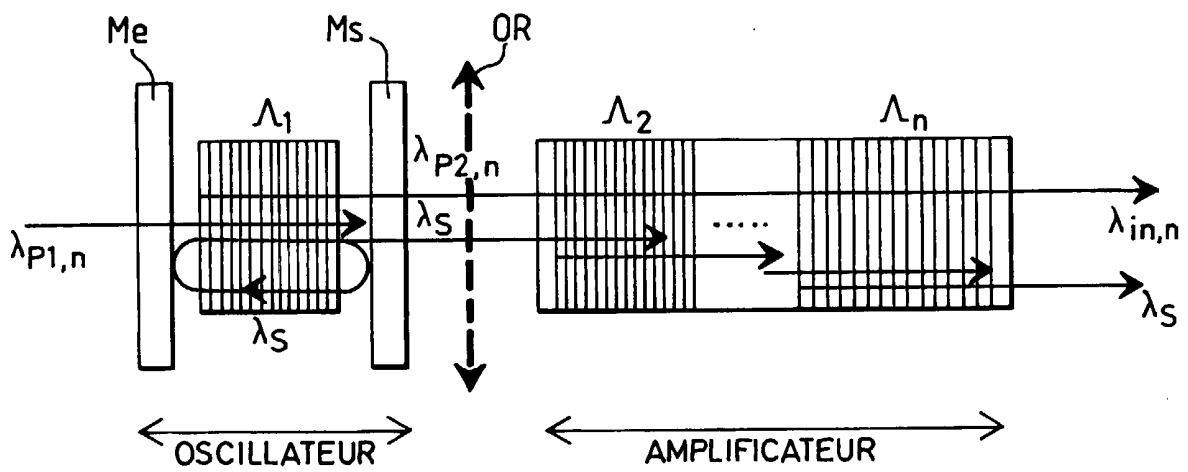


FIG.4

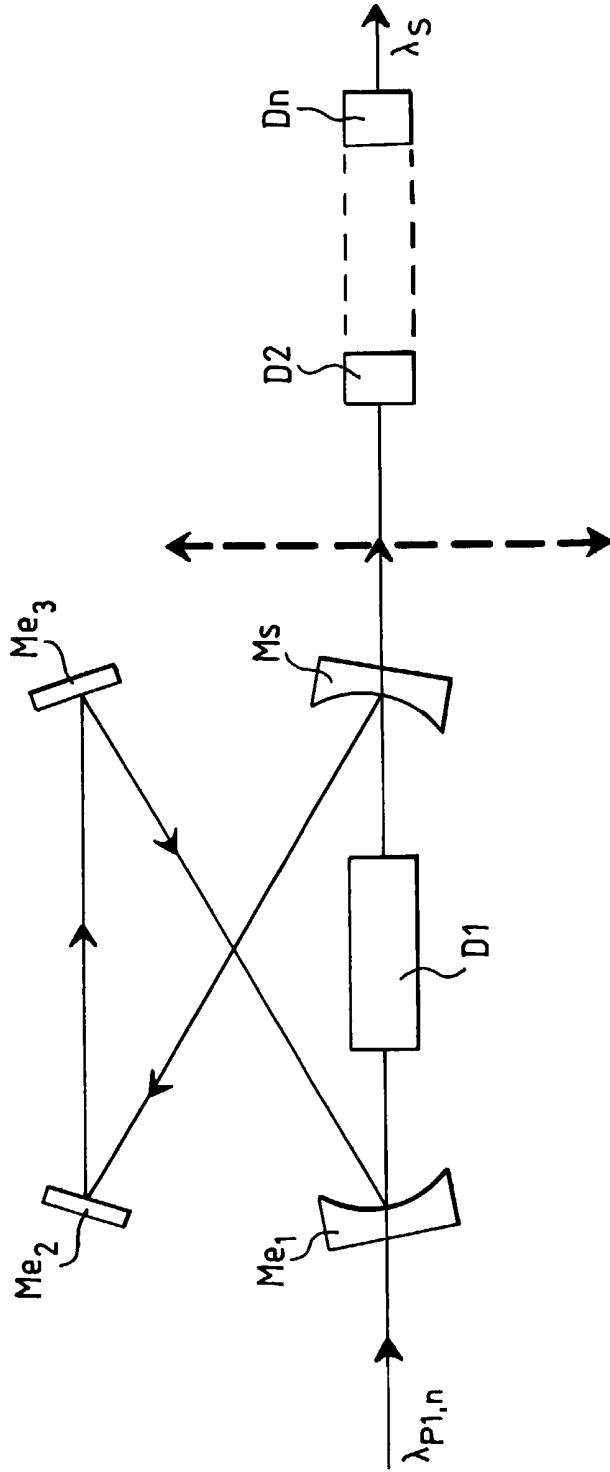


FIG. 5

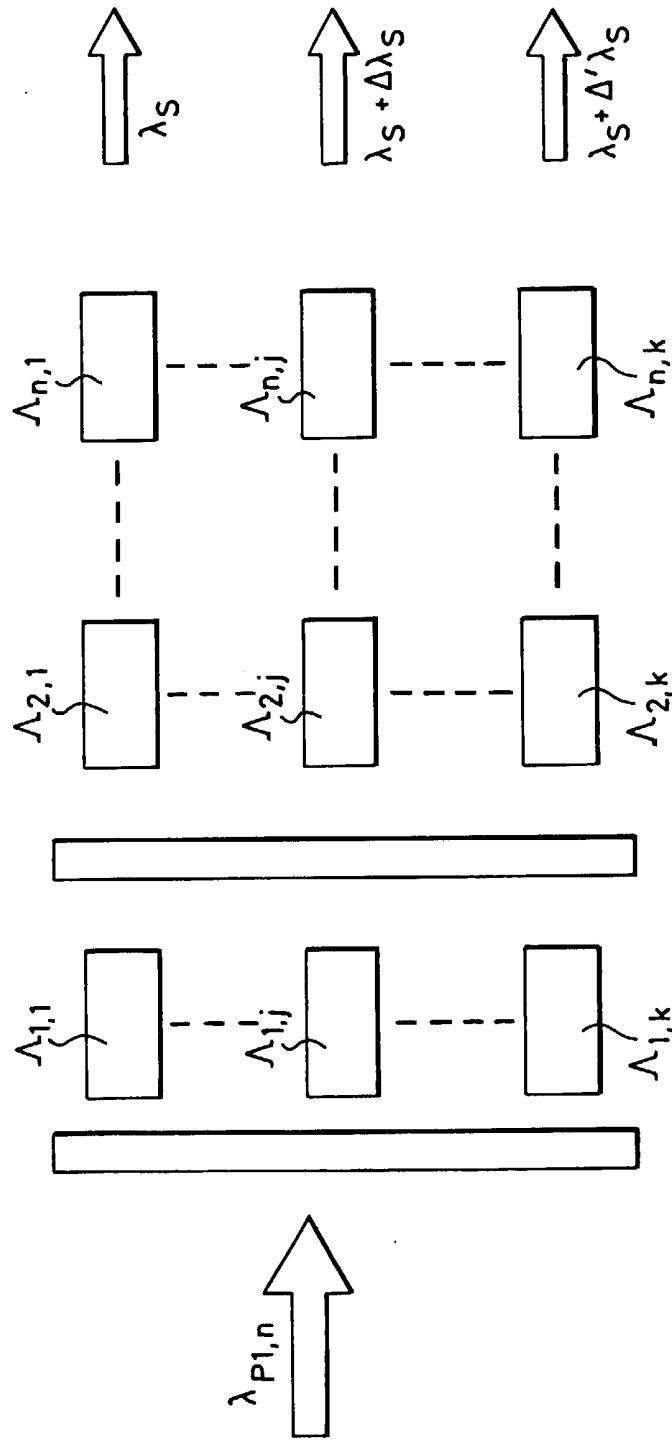


FIG.6

INSTITUT NATIONAL  
de la  
PROPRIETE INDUSTRIELLE

RAPPORT DE RECHERCHE  
PRELIMINAIRE

établi sur la base des dernières revendications  
déposées avant le commencement de la recherche

N° d'enregistrement  
national

FA 552223  
FR 9716687

DOCUMENTS CONSIDERES COMME PERTINENTS		Revendications concernées de la demande examinée
Catégorie	Citation du document avec indication, en cas de besoin, des parties pertinentes	
A	US 5 640 405 A (ALEXANDER JASON I ET AL) 17 juin 1997 * figures 4,6 * ---	1,3-7
A	FR 2 730 323 A (THOMSON CSF) 9 août 1996 * figures 1,5 * ---	1,3
A	US 5 117 126 A (GEIGER ALLEN R) 26 mai 1992 * revendications 15,16 * ---	1,2
A	US 5 663 973 A (STAMM UWE ET AL) 2 septembre 1997 * figure 1 * -----	1
		DOMAINES TECHNIQUES RECHERCHES (Int.CL.6)
		G02F
Date d'achèvement de la recherche		Examineur
8 septembre 1998		Galanti, M
<p>CATEGORIE DES DOCUMENTS CITES</p> <p>X : particulièrement pertinent à lui seul                      Y : particulièrement pertinent en combinaison avec un autre document de la même catégorie                      A : pertinent à l'encontre d'au moins une revendication ou arrière-plan technologique général                      O : divulgation non-écrite                      P : document intercalaire</p> <p>T : théorie ou principe à la base de l'invention                      E : document de brevet bénéficiant d'une date antérieure à la date de dépôt et qui n'a été publié qu'à cette date de dépôt ou qu'à une date postérieure.                      D : cité dans la demande                      L : cité pour d'autres raisons                      .....                      &amp; : membre de la même famille, document correspondant</p>		

2

EPO FORM 1503 03 82 (P04C13)