

A1

**DEMANDE
DE BREVET D'INVENTION**

(21)

N° 82 08664

(54) Procédé et dispositif pour éviter le blocage d'un gyroscope à anneaux laser par rayonnement de scintillement en retour.

(51) Classification internationale (Int. Cl. ³). G 01 C 19/64.

(22) Date de dépôt..... 18 mai 1982.

(33) (32) (31) Priorité revendiquée : *EUA, 8 juin 1981, n° 271 734.*

(41) Date de la mise à la disposition du
public de la demande..... B.O.P.I. — « Listes » n° 49 du 10-12-1982..

(71) Déposant : Société dite : THE SINGER COMPANY, société de droit américain, résidant aux
EUA.

(72) Invention de : Bo Hans Gunnar Ljung.

(73) Titulaire : *Idem* (71)

(74) Mandataire : François Lerner,
5, rue Jules-Lefebvre, 75009 Paris.

La présente invention se rapporte aux gyroscopes à anneaux laser ayant essentiellement pour objet d'éviter l'effet de blocage de tels gyroscopes résultant de radiations scintillantes en retour provenant des miroirs. Elle vise en particulier l'obtention d'un tel résultat en entraînant en mouvement certains miroirs d'un gyroscope triangulaire en synchronisme et dans des directions qui soient décalées d'un certain angle par rapport à la bissectrice de l'angle au sommet correspondant.

Dans les gyroscopes à anneaux laser, deux faisceaux de lumière monochromatique traversent un trajet optique fermé dans des directions opposées. Ce trajet se trouve dans un plan, et si le gyroscope est contraint de pivoter par rapport à un axe d'entrée qui comporte une composante normale par rapport à ce plan, la vitesse d'un des faisceaux va se trouver augmentée et celle de l'autre faisceau se trouvera diminuée. Il en résulte que la fréquence d'un des deux faisceaux va être réduite et que l'autre va se trouver augmentée. Si l'on provoque l'hétérodynage des faisceaux de directions opposées, le sens et l'importance de la rotation par rapport à l'axe peuvent être mesurés à partir de la fréquence de battement. Les techniques utilisées pour engendrer et pour hétérodyner les ondes sont bien connues et non pas besoin d'être décrites ici.

Si le taux de rotation du gyroscope à anneaux laser est extrêmement faible, les fréquences des anneaux se bloquent sur une fréquence unique. Il en résulte que lorsqu'un gyroscope tourne lentement, il produit le même signal de sortie que s'il était stationnaire. Il est nécessaire de pouvoir mesurer un taux de rotation aussi faible que $0,001^\circ$ par heure mais l'effet de blocage (lock-in) rend difficile la mesure de rotation inférieure à 100° par heure. En conséquence, il y a lieu de réduire l'effet de blocage. La nécessité de pouvoir disposer de mesures aussi sensibles que $0,001^\circ$ par heure résulte des contraintes imposées par des systèmes de navigation inertiels précis.

Dans un gyroscope à anneaux laser, chaque faisceau de lumière est réfléchi par une série de miroirs, l'un après l'autre, le long d'un trajet optique polygonal fermé qui comporte généralement trois ou quatre côtés. L'effet de blocage résulte du fait que l'énergie de l'un des faisceaux se couple sur l'autre faisceau. Chaque miroir réfléchit essentiellement

la plupart de la lumière incidente mais une petite partie de la lumière scintille sur chaque miroir en raison des petites imperfections de ce dernier.

Un procédé qui a été utilisé précédemment pour éviter le processus de blocage est de produire un mouvement de vibration angulaire mécanique du gyroscope pour produire le même effet que si le gyroscope était amené en pivotement vers l'avant et vers l'arrière par rapport à l'axe d'entrée. La vibration angulaire est décrite dans le brevet US 3 373 650 et si le gyroscope peut être amené en vibrations à une vitesse qui est telle que les faisceaux ont une différence de fréquence de quelques centaines de hertz, ils ne seront pas bloqués. Ceci est vrai même si le gyroscope est entraîné en rotation très lentement par rapport à son axe d'entrée.

La vibration angulaire mécanique implique que le taux d'entrée du gyroscope passe par zéro deux fois dans chaque cycle. Le gyroscope à anneaux laser se trouve bloqué, au moins pendant un très court moment, chaque fois que le taux d'entrée passe par zéro. L'effet résultant est un accroissement du bruit dans le signal de sortie du gyroscope à anneaux laser.

Un autre moyen utilisé pour réduire ou éviter le blocage est d'utiliser un milieu à effet Faraday pour polariser les deux faisceaux laser par séparation directe de fréquence, tel que cela est décrit dans le brevet US 3 373 650.

Encore un autre moyen qui a été suggéré pour éviter le blocage est d'introduire dans le trajet en circuit fermé un faisceau d'énergie égal en amplitude mais opposé en phase à la somme des réflexions non désirées. Le brevet US 3 323 411 décrit un appareil permettant d'obtenir ce résultat.

Plusieurs processus pour réduire ou éliminer le blocage en polarisant le gyroscope à anneaux laser ont été envisagés. Toutefois, aucun d'eux n'a donné un résultat satisfaisant si on le compare à la vibration angulaire mécanique. La raison en est que de telles suggestions utilisent des procédés qui introduisent une grande polarisation qui ne peut pas être compensée sans erreur.

La demande de brevet US 157 767 déposée le 9 juin 1980 et ayant pour titre "Miroir modulé en phase pour un gyroscope à anneaux laser", laquelle a été cédée à la demanderesse, décrit comme la présente demande un procédé et un appareil pour éviter le blocage par entraînement en vibration de chaque miroir dans

un gyroscope à anneaux laser d'un côté à l'autre d'une extrêmement petite quantité dans son propre plan sans absolument aucune vibration angulaire du gyroscope. L'intensité instantanée du rayonnement de scintillation en retour est modifiée de la même façon que si la phase de ce rayonnement était modulée. L'équation de l'intensité instantanée peut être résolue en utilisant les fonctions de Bessel et l'argument des fonctions de Bessel est proportionnel à la distance dont est déplacé chaque miroir. En sélectionnant l'amplitude du mouvement des miroirs pour obtenir certaines valeurs qui correspondent à des annulations de la fonction de Bessel, la densité du principal rayonnement de scintillation en retour peut être réduite à zéro pour la composante du rayonnement de scintillation en retour qui n'est pas décalée en fréquence par l'effet Doppler. Ceci a pour effet de décaler toute l'énergie du rayonnement de scintillation en retour vers des bandes latérales qui ne sont pas nuisibles et qui sont séparées de la fréquence porteuse par des multiples intégraux de la fréquence de vibration, ce qui a pour effet de minimiser ou d'éviter le blocage.

Le fait d'entraîner en vibration tous les miroirs dans des plans parallèles à leurs surfaces respectives nécessite un dispositif d'entraînement relativement complexe à chaque angle au sommet : trois dans le cas d'un gyroscope à anneaux laser triangulaire, quatre pour un gyroscope rectangulaire, etc. De plus, il est nécessaire de disposer d'au moins un miroir mobile selon la bissectrice d'un angle au sommet, c'est-à-dire perpendiculairement aux plans desdits miroirs pour obtenir le contrôle de la longueur de la totalité du trajet optique le long de l'anneau pour réaliser un réglage tenant compte de la dilatation due aux variations de température.

Dans une demande de brevet déposée récemment aux Etats-Unis d'Amérique, aux noms de Bo H. G. Ljung and John Stiles, est décrit un gyroscope à anneaux laser triangulaire dans lequel deux des trois miroirs sont entraînés en vibration de façon à réduire le rayonnement de scintillation en retour pour la longueur d'onde principale. La direction de la vibration est perpendiculaire aux surfaces des miroirs et se trouve dirigée selon la bissectrice correspondante de l'angle au sommet des faisceaux qui sont réfléchis sur ce miroir. Dans un gyroscope à anneaux laser en forme de triangle équilatéral, l'importance

de la vibration peut être choisie pour réduire l'intensité du rayonnement de scintillation en retour de la longueur d'onde principale à zéro aux deux miroirs vibrants alors qu'elle est réduite sensiblement, mais pas annulée, au troisième miroir, lequel est maintenu stationnaire. D'une autre façon, dans le même gyroscope, l'amplitude de vibration peut être choisie pour réduire l'intensité du rayonnement de scintillation en retour de la longueur d'onde principale à zéro au miroir stationnaire tout en réduisant cette intensité sensiblement mais non pas à zéro aux deux miroirs vibrants. Selon une troisième alternative, il est possible de faire vibrer les deux miroirs d'une quantité telle que l'on réduise l'intensité totale du rayonnement de scintillation en retour aux trois miroirs d'un gyroscope à anneaux laser en triangle équilatéral pour obtenir un minimum sur l'ensemble sans que l'intensité soit réduite à zéro en un quelconque desdits miroirs.

Le demande de brevet US Ljung et Stiles précitée

décrit effectivement un gyroscope à anneaux laser triangulaire dans lequel l'intensité du rayonnement de scintillation en retour peut être réduite à zéro à chacun des trois miroirs, mais le triangle est un triangle isocèle avec deux angles d'environ $51^{\circ},65$, angle selon les bissectrices desquelles deux miroirs sont entraînés en vibration et un troisième angle d'environ $76^{\circ},70$ auquel angle le miroir est maintenu stationnaire. Un tel mode de réalisation n'est pas aussi facile à fabriquer qu'un mode de réalisation selon lequel le triangle est équilatéral.

L'un des objets de la présente invention est d'éliminer le blocage sensiblement ou totalement dans un gyroscope à anneaux laser en triangle équilatéral en faisant vibrer deux des miroirs du gyroscope dans des directions légèrement décalées par rapport à une direction perpendiculaire à leurs surfaces réfléchissantes tout en maintenant constante la longueur totale du trajet des faisceaux laser.

Un autre objet de la présente invention est de proposer un procédé amélioré pour réduire ou éliminer le blocage dans un gyroscope à anneaux laser en triangle équilatéral en faisant vibrer deux de ses trois miroirs, la direction et l'amplitude de la vibration de chaque miroir étant décalées par rapport à la bissectrice de l'angle correspondant alors qu'elle est égale

mais opposée en amplitude à celle de l'autre miroir de façon à maintenir sensiblement constante la longueur du trajet total tout en décalant l'emplacement d'au moins deux des segments de trajet transversalement pour déplacer leurs intersections entre eux et avec le troisième segment de trajet aux emplacements des miroirs d'une quantité correspondante à une annulation de la fonction de Bessel appropriée.

Dans le cas d'un trajet optique en forme de triangle équilatéral, les miroirs situés à deux et trois angles au sommet sont entraînés en vibration en synchronisme mais dans des directions opposées par rapport à l'intérieur de la zone triangulaire délimitée par le trajet optique, de telle sorte qu'un des miroirs en vibrant se déplace vers l'intérieur de cette zone selon une droite décalée d'un certain angle par rapport à la bissectrice de l'angle au sommet de ce miroir, ce qui tend à réduire la longueur du trajet le long de l'anneau alors que l'autre miroir se déplace simultanément vers l'extérieur selon une droite décalée symétriquement du même angle par rapport à la bissectrice de son angle au sommet, ce qui tend à accroître la longueur du trajet d'une quantité exactement égale à tout moment à la quantité dont le premier miroir tendait à la réduire. Le troisième miroir est fixe. L'amplitude de vibration est choisie de telle sorte que l'emplacement de l'impact des faisceaux lumineux sera décalé sur chacun des miroirs d'une quantité qui correspond à une fonction de Bessel nulle.

L'invention sera maintenant décrite en détail en se référant à la description qui va suivre qui se réfère aux dessins annexés dans lesquels :

- la figure 1 est un schéma optique montrant l'application de l'invention à un gyroscope à anneaux laser en forme de triangle équilatéral ;
- la figure 2 est une vue agrandie d'un des angles du diagramme de la figure 1 destiné à rendre plus visible les relations géométriques existant entre les divers éléments ;
- la figure 3 est une représentation simplifiée en coupe d'un gyroscope à anneaux laser utilisant deux des dispositifs de commande pour faire vibrer les miroirs.

La figure 1 montre un schéma optique simplifiée de gyroscope à anneaux laser en forme de triangle équilatéral. Selon la pratique courante, un tel gyroscope serait construit

en créant une cavité triangulaire dans un bloc convenable de matériau solide, en remplissant la cavité d'un matériau actif convenable tel qu'un mélange d'hélium et de néon, et à exciter ledit matériau au moyen d'une énergie électrique appliquée à des électrodes disposées dans le bloc. Tous ces éléments sont bien connus ainsi que leur mode de fonctionnement pour produire deux faisceaux laser dirigés dans des sens opposés. En conséquence, il n'est pas nécessaire de donner une description plus détaillée de ces éléments et d'autres composants destinés à extraire une partie des deux faisceaux et à réaliser leur hétérodynage pour mesurer la fréquence de battement. Ce qui est important dans la présente invention est la disposition optique pour minimiser, rapport à chaque faisceau, la partie de lumière de scintillement en retour qui provoque l'effet de blocage.

Le schéma optique de la figure 1 montre trois rayons 11, 12 et 13 représentant chacun deux faisceaux laser circulant dans des directions opposées selon un trajet triangulaire à l'intérieur d'un gyroscope à anneaux laser qui comporte trois miroirs 17, 18 et 19. Les rayons 11, 12 et 13 peuvent être considérés comme étant des rayons axiaux de trois faisceaux de lumière ayant une épaisseur sensiblement plus grande que celle représentée par les rayons individuels 11, 12 et 13.

L'angle compris entre les trois sommets 21, 22 et 23 du trajet triangulaire est de $\theta = 60^\circ$ étant donné que le triangle est équilatéral.

Pour que les miroirs 17, 18 et 19 réfléchissent les rayons 11, 12 et 13 selon les trajets représentés, ces miroirs doivent être placés de telle sorte qu'ils sont perpendiculaires aux bissectrices respectives 24, 25 et 26 des angles au sommet. Ainsi, au sommet 21 où les rayons 11 et 13 intersectent la surface réfléchissante du miroir 17, l'angle d'incidence θ de l'onde circulant dans le sens des aiguilles d'un montre est le même que celui de l'onde circulant dans la direction inverse, dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

Bien que les surfaces réfléchissantes des miroirs 17, 18 et 19 soient presque parfaites, certains défauts subsistent. Ces défauts sont microscopiques en dimension mais sont cependant suffisamment grands pour provoquer le scintillement des rayons de lumière incidente. La valeur totale du scintillement est tout à fait faible mais il y a certains scintillements dans

le sens inverse pour chaque miroir, cela signifie que, pour une onde circulant selon le rayon 11 dans le sens inverse des aiguilles d'une montre, le rayonnement de scintillation en retour serait dans le même sens que la direction normale d'une onde circulant selon le rayon 11 dans le sens des aiguilles d'une montre. Bien que les imperfections qui produisent le scintillement en retour soient réparties sur toute la surface de chacun des miroirs, elles peuvent être traitées comme si elles étaient concentrées en un point sur chaque miroir, comme le point 27 du miroir 17, le point 28 du miroir 18 et le point 29 du miroir 19.

On a déjà montré qu'en faisant glisser les miroirs tels que 17, 18 et 19 de la présente demande latéralement dans le plan de leurs surfaces de réflexion respectives on pourrait provoquer l'annulation du rayon de scintillation principale en retour pour chaque miroir si la distance dont chaque miroir est déplacé est convenablement choisie.

Il a déjà été montré qu'en faisant vibrer sinusoïdalement deux des trois miroirs dans un gyroscope à anneaux laser de forme triangulaire équilatéral de certaines valeurs h selon les bissectrices respectives de deux des angles au sommet, les points d'intersection des rayons centraux des faisceaux laser peuvent être décalés latéralement par rapport auxdits miroirs d'une distance $h \tan \theta$, θ étant l'angle d'incidence, c'est-à-dire 30° , alors que le point d'intersection sur le troisième miroir stationnaire est décalé de $h/\cos \theta$ qui est exactement le double de la valeur $h \tan \theta$ pour $\theta = 30^\circ$. L'importance de ce qui précède est que h peut être choisi de façon à ce que $h \tan \theta$ soit presque égale à la première annulation, 2,405, de la fonction de Bessel $J_0(B)$ alors que $h/\cos \theta$ est presque égale à la seconde valeur d'annulation, 5,52, ce qui a pour effet de réduire le rayonnement de scintillation en retour à une longueur d'onde principale λ presque égale à zéro.

Selon la présente invention, les déplacements latéraux des emplacements des centres principaux de scintillement 27 et 28 des miroirs 17 et 18, de la distance nécessaire pour réduire le rayonnement de scintillation en retour de la longueur d'onde principale λ à zéro pour les trois miroirs 17, 18 et 19 peut être obtenu en déplaçant les miroirs 17 et 18 selon des trajets déplacés d'un angle petit à partir de leur bissectrice perpendiculaire 24 et 25.

Comme indiqué plus haut, il est seulement nécessaire de déplacer deux des miroirs 17 et 18 et non pas les trois, mais il y a lieu de les déplacer dans des directions convenables, il en résulte que la réduction totale de l'énergie de scintillement en retour à la longueur d'onde principale pour les trois miroirs se trouve ainsi obtenue.

De façon à maintenir à une faible valeur les pertes par diffraction dans le gyroscope à anneaux laser, la surface réfléchissante du miroir 19 est en fait sphérique concave et non pas plane comme le sont les surfaces des miroirs 17 et 18. Cependant, le rayon de courbure de la surface réfléchissante du miroir 19 est en fait de plusieurs mètres et, en raison de son très grand rayon de courbure, le miroir 17 peut être traité mathématiquement comme s'il était plan comme les deux autres.

Il est essentiel que la totalité du trajet optique dans le gyroscope à anneaux laser soit maintenue à une valeur fixe à tout moment. Ainsi, il n'est pas possible de déplacer le miroir 17 seul dans une direction sensiblement perpendiculaire à sa surface. Il est nécessaire de déplacer les deux miroirs 17 et 18 en synchronisme dans des directions opposées. Si le miroir 17 est déplacé vers l'extérieur d'une distance h selon un trajet 24a légèrement décalé d'un angle α par rapport à la bissectrice 24 pour venir en une position 17', le miroir 18 peut être déplacé vers l'intérieur selon un trajet 25a correspondant à un déplacement par rapport à la bissectrice 25 qui l'amène dans une position 18'. Ceci provoque un déplacement longitudinal du rayon 11 vers la droite selon son trajet d'origine, mais provoque le déplacement des rayons 12 et 13 latéralement pour qu'ils atteignent les trajets 12' et 13' respectivement. Il en résulte également un déplacement des centres de scintillement 27 et 28 qui arrivent aux positions 27' et 28' où ils ne sont plus sur le rayon 11 mais sont encore dans les zones correspondantes aux miroirs 17 et 18 qui sont couvertes par la totalité du faisceau dont le rayon 11 est seulement la partie centrale. En fait, le rayon 11 maintenant vient frapper le miroir qui se trouve en 17' en un point 31 qui est décalé par rapport à la nouvelle position 27' du centre de scintillement d'une distance $h \tan \theta - \Delta s$, formule dans laquelle comme on le décrira en ce qui concerne la figure 2, Δs est égal à $h \tan \alpha$. Pour avoir son impact en ce nouveau point, le rayon 11 doit couvrir une

distance supplémentaire $h/\cos \theta$. Les rayons 11 et 12' se rencontrent au point 32 sur le miroir décalé en un emplacement 18' et les rayons 12' et 13' se rencontrent au point 33 sur le miroir 19. La surface réfléchissante du miroir 19 est parallèle au rayon 11 et la distance comprise entre la position d'origine du centre de scintillement 29 avant le mouvement des miroirs 17 et 18 et le point 33 sera également égale à $h/\cos \theta$.

La figure 2 montre les relations géométriques et de phase correspondantes au déplacement du miroir 17 d'une distance h selon la droite 24a décalée d'un petit angle α par rapport à la bissectrice perpendiculaire 24. Un front d'onde de lumière circulant dans le sens inverse des aiguilles d'une montre selon le trajet 11 aurait eu un angle de phase ϕ au centre de scintillement 27, le miroir 17 étant dans sa position d'origine. Une partie de l'énergie rayonnante de cette onde aurait été réfléchie en retour dans une direction 14 selon le même trajet 11. Le décalage du miroir 17 dans sa position 17' (et du miroir 18 déplacé de façon correspondante pour maintenir constante la longueur du trajet) aurait pour effet de décaler le centre de scintillement dans une nouvelle position correspondante 27', toujours sur la ligne 24a, qui est supposée passer par le miroir à l'emplacement de l'angle au sommet 21. Cela aurait également pour effet de décaler l'ensemble du faisceau dont le rayon 11 est seulement un rayon vers la droite d'une distance $h/\cos \theta$ de telle sorte que le front d'onde, qui continue à atteindre l'emplacement 31 avec la même phase ϕ , pourrait atteindre l'emplacement d'un plan passant par la position 27', perpendiculairement au rayon 11, avec une phase différente, en raison du fait qu'il aura parcouru une distance qui est inférieure d'une quantité $h \sin \theta (tg \theta - tg \alpha)$, qui peut être simplement appelée Δx , c'est-à-dire :

$$\Delta x = h \sin \theta (tg \theta - tg \alpha) \quad (1)$$

La phase de l'onde de scintillement en retour se trouve modifiée d'une quantité proportionnelle à deux fois cette distance, soit $2 \Delta x$.

La variation de phase $\Delta \phi$, qui se produit quand l'onde de scintillement en retour progresse d'une distance de $2 \Delta x$ est déterminée par la longueur d'onde λ de l'énergie rayonnante selon l'équation :

$$\Delta \phi = 2 \Delta x \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (2)$$

Il y a lieu de noter que la même quantité de variation

de phase est obtenue en ce qui concerne les ondes de scintillement en retour qui traversent le gyroscope à anneaux laser dans le sens opposé.

On obtient la même variation de phase lorsqu'on déplace latéralement les miroirs comme on l'a décrit plus haut, mais en raison du fait que le miroir 17 dans le cas présent est déplacé perpendiculairement par rapport à son plan, la distance est différente de ce qu'elle serait pour un déplacement latéral étant donné que le déplacement latéral apparent du centre de scintillement de la position 27' à la position 31 est de $h (\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \alpha) \sin \theta$. Le miroir se déplace de façon sinusoïdale à une fréquence Ω et avec une excursion maximum de h à partir d'une position de repos et de la sorte, la distance instantanée h est :

$$h = H \sin \Omega t \quad (3)$$

En substitution de la valeur de h de l'équation (3) dans l'équation (1), on obtient le déplacement latéral apparent du centre de scintillement 17 à un instant quelconque comme étant de :

$$\Delta x = H (\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \alpha) \sin \theta \sin \Omega t \quad (4)$$

Une substitution de cette valeur de Δx dans l'équation (2) donne :

$$\Delta \phi = \frac{4\pi H}{\lambda} (\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \alpha) \sin \theta \sin \Omega t \quad (5)$$

Etant donné que ni H , ni θ , ni α ne varient avec le temps, l'ensemble du coefficient de $\sin \Omega t$ peut être considéré comme étant égal à une constante B . C'est-à-dire :

$$\Delta \phi = B \sin \Omega t \quad (6)$$

dans laquelle :

$$B = \frac{4\pi H}{\lambda} (\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \alpha) \sin \theta \quad (7)$$

Dans ce gyroscope à anneaux laser triangulaire équilatéral, θ a une valeur égale à 30° , et $\sin \theta$ est égal à $1/2$. Ainsi :

$$B = \frac{2\pi H}{\lambda} (\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \alpha) \quad (8)$$

L'onde de scintillement a une amplitude instantanée e donnée par la formule :

$$e = E \sin (\omega t + \Delta \phi) \quad (9)$$

dans laquelle E est l'amplitude et ω la fréquence angulaire du rayonnement. Par substitution de la valeur de $\Delta \phi$ de l'équation (6) dans l'équation (9), on obtient :

$$e = E \sin (\omega t + B \sin \Omega t) \quad (10)$$

cette équation étant la même que l'équation bien connue pour la modulation de phase d'une porteuse, ayant une fréquence angu-

laire ω par une onde de modulation qui a une fréquence angulaire Ω .

L'équation (10), lorsqu'elle est développée en fonctions de Bessel $J_n(B)$, devient :

$$e = E \left\{ J_0(B) \sin \omega t + J_1(B) \left[\sin(\omega + \Omega)t - \sin(\omega - \Omega)t \right] \right. \\ + J_2(B) \left[\sin(\omega + 2\Omega)t + \sin(\omega - 2\Omega)t \right] \\ + J_3(B) \left[\sin(\omega + 3\Omega)t - \sin(\omega - 3\Omega)t \right] \\ + \dots \dots \dots \quad (11)$$

$J_0(B)$, dans laquelle J_0 est une fonction de Bessel de première catégorie et d'ordre zéro et B est son argument, représente l'amplitude d'une onde électromagnétique inchangée qui pourrait être appelée la porteuse dans une modulation de fréquence d'une onde de fréquence radio. Il est bien connu que $J_0(B)$ s'annule, c'est-à-dire que l'amplitude de la porteuse tombe à zéro lorsque l'argument B a l'une quelconque de certaines valeurs desquelles seuls les arguments correspondants de la première à la seconde annulation sont nécessaires dans le cas de la présente invention. Ceux-ci sont :

$$B = 2,405 \\ B = 5,520 \quad (12)$$

L'importance de ces valeurs de l'argument B dans le cas présent est qu'elles sont des valeurs pour lesquelles l'amplitude d'une fréquence non modulée de l'onde de scintillement en retour au miroir 17 (et comme on le verra, au miroir 19) se trouve réduite à zéro. En choisissant B comme étant une de ces valeurs, connues également comme valeurs d'annulation de la fonction de Bessel de la première catégorie et d'ordre zéro, l'effet de l'onde de scintillement en retour non modifiée devient nul et la seule énergie de scintillement en retour se trouve dans les bandes latérales, lesquelles se trouvent séparées de l'onde non modifiée de multiples intégraux de Ω . La fréquence angulaire peut être choisie avec une valeur élevée suffisante pour que l'énergie dans les bandes latérales ne se trouvera pas bloquée lorsque l'onde principale circule dans le même sens.

Une valeur de H qui provoquera un évanouissement de l'amplitude de l'onde de scintillement en retour non modifiée, ou porteuse, peut être calculée à partir de l'équation (8). De façon à déterminer la valeur de α qui est la seule quantité qui reste inconnue dans cette équation, il y a lieu d'examiner les conditions dans lesquelles on se trouve au miroir 19. Le

miroir 19 reste stationnaire et les rayons 12 et 13 sont décalés latéralement de telle sorte que leur point de réflexion qui se déplace d'une distance $h/\cos \theta$ à partir de la position 29, lorsque les miroirs 17 et 18 sont dans leur position respective sans vibration pour atteindre la position 33 lorsque les miroirs 17 et 18 sont amenés à se déplacer d'une distance h . La différence de phase entre l'onde de scintillement en retour provenant du point 33 par rapport à celle provenant du point 29 est :

$$\Delta \phi = 2 \left(\frac{h}{\cos \theta} \right) \sin \theta \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (13)$$

formule dans laquelle la distance de décalage latéral est $h/\cos \theta$ plutôt que $h(\tan \theta - \tan \alpha)$. Il s'ensuit que les équations (3) à (12) sont également applicables, avec la même substitution de $1/\cos \theta$ à la place $(\tan \theta - \tan \alpha)$ dans les équations (4), (5), (7) et (8).

Il résulte d'une telle substitution dans l'équation (8) :

$$B = \frac{2 \pi H}{\lambda \cos \theta} \quad (14)$$

Selon la présente invention, le décalage angulaire de la direction du mouvement du miroir 17 peut être choisi de façon à réduire le décalage latéral du point 27' par rapport à l'emplacement 31 d'une quantité et permet à B dans l'équation (8) d'être exactement égal à la première valeur d'annulation lorsque B dans l'équation (14) est exactement égal à la deuxième valeur d'annulation. Ainsi, le rapport de la partie de gauche de l'équation (14) à la partie de gauche de l'équation (15) est égal à :

2,405/5,52 ou :

$$\frac{\frac{2 \pi H (\tan \theta - \tan \alpha)}{\lambda}}{\frac{2 \pi H}{\lambda \cos \theta}} = \frac{2,405}{5,52} \quad (15)$$

Ceci peut se réduire à :

$$\cos \theta \left(\frac{\sin \theta}{\cos \theta} \right) - \cos \theta \tan \alpha = 0,436 \quad (16)$$

Compte tenu du fait que $\sin 30^\circ = 1/2$ et $\cos 30^\circ$ est 0,866, la valeur de $\tan \alpha$ est de :

$$\tan \alpha = \frac{0,5 - 0,436}{0,866} = 0,07426 \quad (17)$$

ce qui est vrai pour =

$$\alpha = 4,27^\circ \quad (18)$$

La valeur de H lorsque B dans l'équation (14) a une valeur de 2,405 est :

$$H = \frac{2,405 \lambda}{6,28 (0,577 - 0,7426)} \quad (19)$$

qui peut se réduire à

$$H = 0,761 \lambda \quad (20)$$

si λ a une valeur de $6,328 \times 10^{-7} \text{m}$, l'équation (20) devient :

$$H = 4,81 \times 10^{-7} \text{m} \quad (21)$$

La figure 3 montre d'une façon très simplifiée une coupe
5 d'un gyroscope laser triangulaire construit selon la présente
invention. Un bloc 34 de matériau convenable tel que du quartz
comporte trois canaux 36, 37 et 38 qui le traversent. Les trois
rayons 11, 12 et 13 sont formés sensiblement selon les lignes
centrales de ces canaux et le miroir fixe 19 qui se trouve à l'inter-
10 section des canaux 37 et 38 est fixé au bloc 34 par des moyens
convenables quelconques pour réfléchir les rayons 12 et 13. Le
miroir 17 qui réfléchit les rayons 11 et 13 est maintenu par un
dispositif d'entraînement 39 et un dispositif d'entraînement
similaire 41 maintient le miroir 18.

15 Le dispositif d'entraînement 39 consiste en un bloc 40
en matériau convenable connu sous le nom de "cervit" ou
"zerodur", usiné de façon à constituer une membrane de faible
épaisseur 42 qui supporte le miroir 17 à une extrémité d'un
court cylindre central 43. De l'autre côté de la membrane 42 par
20 rapport au cylindre 43 se trouve un empilage de blocs cristaux
piézo-électriques 44 maintenu en place entre la membrane 42 et
une butée 46 solidaire du bloc 40. Les cristaux piézo-électriques
44 comportent des électrodes 47, 48 sur leurs surfaces opposées
qui sont prévues pour être reliées à une paire de bornes 49 et
25 51 respectivement. Des bornes similaires 52 et 53 sont reliées
au dispositif d'entraînement 41.

Les dispositifs d'entraînement 39 et 41 sont actionnés
par un signal provenant d'un oscillateur 54 qui fournit un
signal de modulation ayant la fréquence de vibration et qui est
30 relié de telle sorte que la tension sinusoïdale appliquée au
dispositif d'entraînement 39 soit décalée en phase de 180° par
rapport à la tension sinusoïdale appliquée au dispositif d'en-
traînement 41. Une commande 57 de réglage de longueur de trajet
comprenant essentiellement une source de tension continue varia-
35 ble est reliée de façon à fournir une polarisation en courant
continu aux cristaux 44 pour régler la longueur totale du trajet
11, 12 et 13. Selon l'invention, l'axe de l'empilage est 24a
qui est représenté à la figure 2. Comme on l'a décrit au sujet
de cette figure, l'axe 24a fait un angle de $4,27^\circ$ par rapport
40 à la bissectrice 24 qui intercepte le miroir 17 perpendiculai-

rement à sa surface réfléchissante. L'axe 24a est également l'axe du dispositif d'entraînement 39 et du court cylindre 43. En d'autres termes, cela signifie que le dispositif d'entraînement 39 qui est cylindrique dans son apparence externe, est fixé
5 au bloc 34 avec un angle de $145,73^\circ$ par rapport au canal 38. Par symétrie, le dispositif d'entraînement 41 est également monté sur le bloc 34 avec un angle de $145,73^\circ$ par rapport au canal 37 et il en résulte que les axes des dispositifs d'entraînement 39 et 41 se trouvent former un angle de $308,54^\circ$ l'un par rapport à
10 l'autre. Compte tenu du moyen utilisé pour entraîner le miroir 17, il est commode de l'utiliser pour assurer à la fois la commande de longueur de trajet et la modulation de phase des rayons 11, 12 et 13.

Cette invention a été décrite en se référant à des modes
15 de réalisation spécifiques tels que son application à un dispositif triangulaire mais l'homme de l'art conçoit aisément que des modifications peuvent y être apportées sans que l'on sorte pour autant du cadre de l'invention telle qu'elle a été définie.

REVENDICATIONS

1. Procédé pour empêcher le blocage d'un gyroscope à anneaux laser en forme de triangle équilatéral qui comporte trois miroirs (17,18,19) dirigeant des faisceaux monochromatiques d'énergie radiante de longueur d'onde λ prédéterminée dans des directions opposées selon un trajet optique fermé (11,12,13), ledit procédé étant caractérisé en ce qu'il consiste à faire vibrer deux desdits miroirs (17,18) de façon à déplacer leurs surfaces réfléchissantes selon des trajets décalés d'environ $4,27^\circ$ par rapport à la perpendiculaire de leurs surfaces réfléchissantes respectivement tout en maintenant la longueur totale du trajet optique fermé constante pour diminuer le rayonnement de scintillement en retour à la longueur d'onde λ de façon à ce qu'il soit pratiquement nul pour tous les miroirs.

2. Procédé selon la revendication 1, caractérisé en ce que le troisième miroir (19) est maintenu stationnaire.

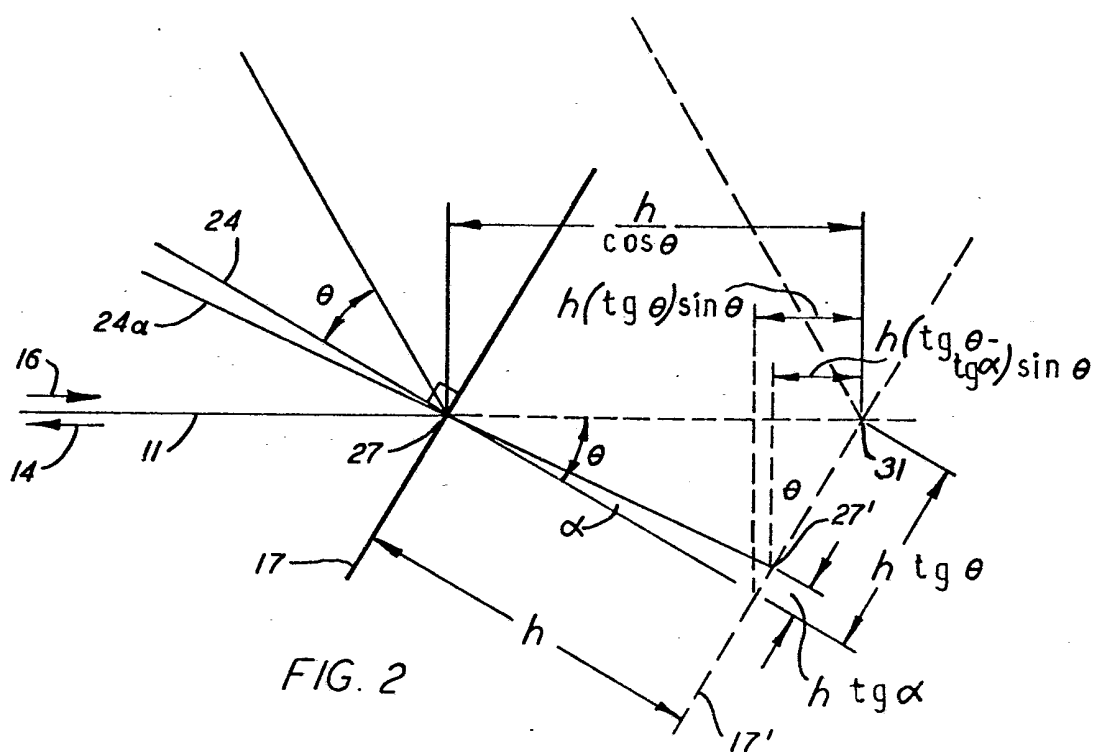
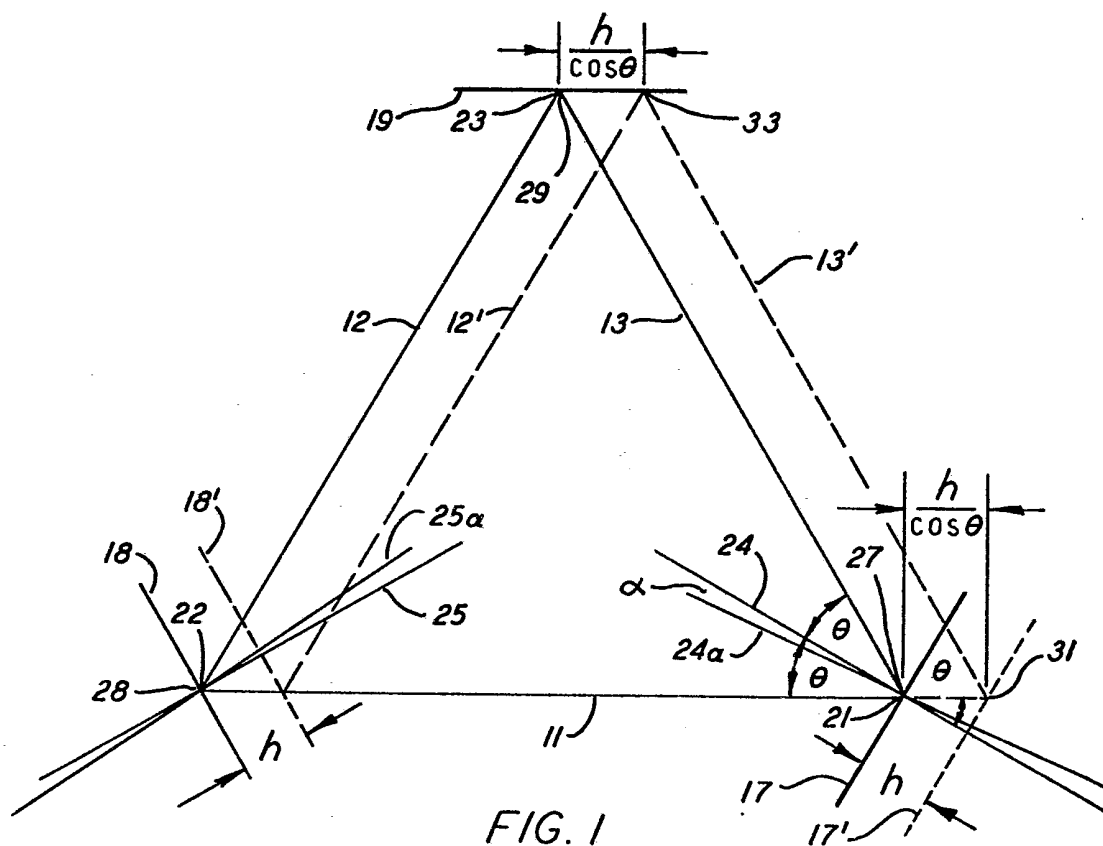
3. Procédé selon l'une des revendications 1 ou 2, caractérisé en ce que chacun des deux miroirs vibrants (17,18) vibre avec une amplitude $H = 0,761 \lambda$.

4. Procédé selon la revendication 1, caractérisé en ce que le troisième miroir (19) est stationnaire et la longueur d'onde λ est de $6,328 \times 10^{-7} \text{ m}$ et chacun des miroirs vibrants (17,18) vibre avec une amplitude $H = 4,81 \times 10^{-7} \text{ m}$.

5. Gyroscope à anneaux laser comportant des moyens actifs pour produire deux faisceaux de rayonnement monochromatiques à une longueur d'onde prédéterminée λ circulant dans des sens opposés selon un trajet triangulaire équilatéral (11,12,13) de longueur prédéterminée et trois miroirs (17,18,19) disposés aux angles au sommet respectif dudit trajet, en particulier pour la mise en oeuvre du procédé selon l'une des revendications précédentes, caractérisé en ce qu'il comporte des moyens (40,41) pour faire osciller deux desdits miroirs (17,18) en synchronisme et sinusoidalement selon l'équation $h = 0,761 \lambda \sin \Omega t$, équation dans laquelle h est le déplacement de chacun des miroirs vibrants à un instant quelconque et Ω est la fréquence angulaire de vibration, dans des directions décalées d'un angle de $4,27^\circ$ par rapport aux bissectrices respectives des angles au sommet où sont disposés les miroirs oscillants et d'un angle de $308,54^\circ$ l'un par rapport à l'autre, le premier des miroirs vibrants (17) se déplaçant de façon à réduire la longueur du trajet (11,12,13) alors que le second (18) se déplace de façon à maintenir la longueur totale

de ce trajet constante, le troisième miroir (19) étant maintenu stationnaire.

1/2



2/2

