Lasers hélium-néon stabilisés en fréquence. Applications

P. Cerez, A. Brillet, C. Man

► To cite this version:

P. Cerez, A. Brillet, C. Man. Lasers hélium-néon stabilisés en fréquence. Applications. Revue de Physique Appliquée, 1979, 14 (2), pp.347-351. 10.1051/rphysap:01979001402034700 . jpa-00244603

HAL Id: jpa-00244603

<https://hal.science/jpa-00244603>

Submitted on 1 Jan 1979

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

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

Classification
 Physics Abstracts
 42.72

Lasers hélium-néon stabilisés en fréquence. Applications

P. Cerez, A. Brillet et C. Man

Laboratoire de l'Horloge Atomique (*)
 Bât. 221, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

(Reçu le 30 juin 1978, révisé le 25 septembre 1978, accepté le 28 septembre 1978)

Résumé. — Nous décrivons des lasers hélium-néon stabilisés en fréquence sur des raies d'absorption saturée moléculaires dans le domaine infrarouge (méthane ; $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) et dans le domaine visible (iode ; $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$; $\lambda = 0,612 \mu\text{m}$). Leur stabilité de fréquence et leur reproductibilité sont étudiées. Ces lasers simples et fiables constituent d'excellents étalons de fréquence et de longueur d'onde optiques. Indépendamment de leur emploi en interférométrie et en métrologie des fréquences optiques, la précision qu'ils permettent d'obtenir ouvre de nouvelles possibilités dans le contrôle de la stabilité à long terme des lasers accordables et dans l'instrumentation développée actuellement pour la mesure absolue de leur longueur d'onde d'émission (sigmamètres et lambdamètres).

Abstract. — We describe He-Ne lasers frequency stabilized by saturated absorption in methane ($\lambda = 3.39 \mu\text{m}$) and in iodine ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$; $\lambda = 0.612 \mu\text{m}$). Their frequency stability and reproducibility are studied. Such devices are useful as frequency and length standards. They may also be used to improve the frequency stability of CW dye lasers and to calibrate wavelength measuring systems such as sigmameters or lambdameters.

1. Introduction. — Un laser à gaz He-Ne mono-mode soigneusement construit et placé dans un environnement acoustique et vibrationnel calme est capable d'une excellente stabilité de fréquence à très court terme. Pour fixer les idées, cette dernière définie en valeur relative par $\langle (\delta\nu)^2 \rangle^{1/2}/\bar{\nu}$ vaut 10^{-12} pour un temps d'observation de 10^{-2} s. $\langle (\delta\nu)^2 \rangle^{1/2}$ désigne la valeur quadratique moyenne des fluctuations de fréquence du laser de part et d'autre de la fréquence centrale $\bar{\nu}$.

Il n'en est pas de même de la stabilité de fréquence à long terme et de la reproductibilité. En effet, toute variation de longueur de la cavité entraîne une variation de fréquence dans la plage d'oscillation du laser. L'incertitude relative de fréquence correspondante peut atteindre quelque 10^{-7} . L'amélioration de la stabilité de fréquence à long terme du laser et de la reproductibilité nécessite l'asservissement de sa fréquence sur une raie moléculaire de référence très fine. Des coïncidences existent entre les nombreuses raies d'émission du laser He-Ne et des raies d'absorption moléculaires. Citons tout particulièrement les couples (He-Ne à $3,39 \mu\text{m}$, raie F du méthane), (He-Ne à $0,633 \mu\text{m}$, raie R 127-11-5 de 127 I_2), (He-Ne à $0,612 \mu\text{m}$, raie R 47-9-2 de 127 I_2), etc. [1, 2, 3].

La technique de l'absorption saturée en cuve interne permet de s'affranchir de l'élargissement Doppler des raies de résonance optiques. On observe des profils d'absorption dont la largeur approche quelque 10^{-9} en valeur relative. Ils sont mis à profit pour la stabilisation de la fréquence du laser à l'aide d'une boucle d'asservissement.

Dans cet article, nous commencerons par rappeler la constitution et le principe de fonctionnement d'un laser stabilisé par absorption saturée. Nous examinerons ensuite les performances de stabilité relative de fréquence et de reproductibilité de ces étalons. Nous aborderons enfin le domaine des applications possibles de ces sources de fréquence (et de longueur d'onde) de référence.

2. Principe de fonctionnement d'un laser stabilisé utilisant la technique de l'absorption saturée en cuve interne. — Le schéma de principe du laser est représenté sur la figure 1. L'absorbant saturable (cuve renfermant du méthane ou de la vapeur d'iode selon le cas) est placé en série avec le tube amplificateur He-Ne dans la cavité laser constituée par les miroirs M_1 et M_2 distants de L .

Considérons le profil de la raie d'absorption centrée sur ν_{ref} . L'absorption à une fréquence ν est due aux

(*) Equipe de Recherche du C.N.R.S.

Fig. 1. — Schéma de principe d'un laser stabilisé utilisant la technique de l'absorption saturée en cuve interne.

[Block diagram of a stabilized frequency laser using the intra cavity saturated absorption technique.]

molécules possédant une vitesse v déterminée par la relation :

$$v = v_{\text{ref}} + \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}}{2\pi}$$

où $\mathbf{k}$ est le vecteur d'onde du rayonnement traversant la cellule d'absorption. Supposons maintenant celle-ci soumise à une onde stationnaire de fréquence ν . Les deux ondes progressives en lesquelles se décompose cette onde ont des vecteurs d'onde opposés et interagissent par suite avec des molécules différentes, sauf toutefois au centre de la raie ($\nu = \nu_{\text{ref}}$; $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0$) auquel cas elles interagissent toutes les deux avec les molécules voyageant perpendiculairement à la direction commune de propagation. En présence de l'onde stationnaire régnant dans la cavité laser, ces molécules soumises à l'effet cumulatif des deux ondes progressives seaturent davantage et présentent donc une absorption plus faible que celles pour lesquelles ν est différent de ν_{ref} . Le creux central que manifeste dans ces conditions le coefficient d'absorption moléculaire se répercute sur la puissance de sortie P du laser qui présente donc un pic très aigu centré sur ν_{ref} . Ce maximum de puissance est mis à profit pour stabiliser la fréquence du laser. Pour cela, l'un des miroirs de la cavité est monté sur une cale piézo-électrique C_1 . Une tension électrique de basse fréquence (quelques kHz) appliquée à celle-ci provoque une modulation de la longueur L du laser et donc de sa fréquence d'oscillation ν . Un photo-détecteur sensible au niveau de sortie attaque un détecteur synchrone fournissant un signal d'erreur dès que la valeur moyenne de ν n'est pas égale à ν_{ref} . Ce signal d'erreur intégré et convenablement amplifié est appliqué à la cale piézo-électrique C_2 de correction de fréquence.

3. Réalisation. — La photographie 2a représente un laser He-Ne stabilisé sur le méthane à 3,39 μm .

Photo 2a. — Laser He-Ne stabilisé sur le méthane à 3,39 μm .

[Methane stabilized He-Ne laser at 3.39 μm .]

Photo 2b. — Laser He-Ne stabilisé sur l'iode à 0,633 μm .

[Iodine stabilized He-Ne laser at 0.633 μm .]

L'encombrement de l'appareil est réduit à un volume de 60 cm $\times$ 20 cm $\times$ 20 cm. Le bâti de la cavité est réalisé en quartz, matériau très peu dilatable. La rigidité mécanique de l'ensemble assure une bonne stabilité à très court terme à l'oscillateur. Le tube amplificateur à décharge tronçonnée est caractérisé par un très faible bruit d'amplitude. La cuve d'absorption en silice est munie de fenêtres de Brewster adhérentes par poli optique. Elle contient du méthane sous une pression de 1,3 Pa environ.

Ce laser fournit une puissance P de l'ordre de 100 à 200 μW . Le contraste $\Delta P/P$ du pic d'absorption saturée est de 2 %. Sa largeur à mi-hauteur est de 500 kHz environ (Fig. 3).

La photo 2b représente un laser He-Ne stabilisé sur l'iode à 0,633 μm . La cavité est en invar. Elle contient un tube à décharge commercial de 2 mW peu onéreux et une cuve à iode. Cette dernière comporte une partie froide qui plonge dans un thermostat servant à réguler la pression de vapeur saturante de l'iode autour de 25 Pa. La puissance de sortie d'un laser de ce type, typiquement égale à 50 μW , a l'allure indiquée sur la figure 4. Les pics d'absorption saturée sont des composantes de structure hyperfine de la raie R 127-11-5 de l'iode 127. Toutes ces raies ont la même amplitude (contraste 1 à 2×10^{-3}) et la même largeur (5 MHz). La stabilité en fréquence du laser ne dépend donc pas de la composante sur laquelle il est asservi.

Fig. 3. — Pic d'absorption saturée du méthane. Bande passante 10 kHz. Largeur de raie 500 kHz.

[Methane saturated absorption peak.]

Fig. 4. — Pics d'absorption saturée de l'iode (quadruplet d-e-f-g de structure hyperfine de la raie R 127 11-5 de l'iode 127).

[Iodine saturated absorption peak.]

Les parois de la cuve à iode peuvent être chauffées également à T degrés ($150\text{ °C} < T < 250\text{ °C}$). Il en résulte un accroissement de la différence de population (et donc de l'absorption) entre les niveaux qui participent à la transition. L'amélioration notable du signal de référence, par un facteur compris entre 5 et 10 selon la température, entraîne alors une amélioration correspondante de la stabilité de fréquence à moyen terme, ainsi qu'une diminution considérable de la sensibilité du laser asservi en fréquence aux perturbations acoustiques et aux vibrations [4]. Notons enfin que l'adjonction d'un prisme dans la cavité du laser représenté sur la figure 2b permet d'obtenir l'oscillation laser sur les longueurs d'onde $\lambda = 0,612\text{ }\mu\text{m}$ (orange) et $\lambda = 0,640\text{ }\mu\text{m}$ encadrant la radiation la plus intense à $0,633\text{ }\mu\text{m}$. Des coïncidences ont été récemment mises en évidence entre ces nouvelles raies laser et des raies d'absorption de l'iode [3]. L'exploration des propriétés du laser He-Ne asservi sur la raie R 47-9-2 de l'iode à $0,612\text{ }\mu\text{m}$ est en cours. Les premiers résultats sont très prometteurs [5]. Du point de vue instrumental, le laser de base légèrement modifié (un prisme) doit alors fournir trois longueurs d'onde de référence distinctes, de performances comparables.

4. Performances. — **4.1 STABILITÉ RELATIVE DE FRÉQUENCE.** — L'étude de la stabilité relative de fréquence d'un laser stabilisé se ramène à celle du signal de battement entre deux exemplaires identiques supposés statistiquement indépendants. Cette stabilité est rigoureusement définie au moyen de la variance d'Allan [6] en fonction du temps d'observation τ .

La figure 5 montre les résultats obtenus avec le laser He-Ne stabilisé sur la raie $F_2^{(2)}$ du méthane à $3,39\text{ }\mu\text{m}$. A moyen terme ($1 < \tau < 100\text{ s}$), les valeurs

Fig. 5. — Stabilité relative de fréquence du laser asservi sur la raie $F_2^{(2)}$ du méthane à $3,39\text{ }\mu\text{m}$.

[Frequency stability ($\sigma_y(\tau)$) of the $3,39\text{ }\mu\text{m}$ He-Ne laser stabilized on the $F_2^{(2)}$ methane line.]

expérimentales sont en excellent accord avec les limites théoriques imposées par le bruit de photons et le bruit Johnson du préamplificateur [7]. Un palier horizontal apparaît pour $\tau > 100\text{ s}$. Il est caractéristique de la présence d'un bruit flicker de fréquence dans la référence [8].

Fig. 6. — Stabilité relative de fréquence du laser He-Ne asservi sur un pic de la raie R(127) de l'iode à $0,633\text{ }\mu\text{m}$, a) lorsque les parois de la cuve sont à température ambiante; b) lorsque les parois sont chauffées.

[Frequency stability of the $0,633\text{ }\mu\text{m}$ He-Ne laser stabilized on the R 127 iodine line, a) when the walls of the cell are at room temperature; b) when they are heated.]

La figure 6 montre les résultats obtenus avec le laser He-Ne stabilisé sur un pic de structure hyperfine de la raie R 127 de l'iode à $0,633 \mu\text{m}$. La courbe *a* est obtenue lorsque les parois de la cuve à iode sont à la température ambiante; la courbe *b*, lorsque celles-ci sont maintenues à 155°C . On constate qu'à moyen terme, la stabilité relative de fréquence est améliorée par un facteur 5 et qu'elle suit une loi en $\tau^{-1/2}$, caractéristique d'une perturbation par un bruit blanc de fréquence.

4.2 REPRODUCTIBILITÉ. — La reproductibilité définit l'accord de fréquence entre différents exemplaires du même étalon de fréquence, ou pour un même étalon d'une mise en marche à l'autre. Cette dernière est chiffrée à 10^{-11} en valeur relative pour les deux lasers étudiés.

Dans le cas du laser He-Ne asservi sur la raie $F_2^{(2)}$ du méthane, la reproductibilité est limitée par des effets de variation de la fréquence émise en fonction du niveau d'oscillation du laser. Ces déplacements de fréquence sont liés à la saturation différentielle de la structure hyperfine (non résolue dans le montage en cuve interne) de la raie de référence [9].

Dans le cas du laser He-Ne asservi sur les pics de structure hyperfine de la raie R 127 de l'iode à $0,633 \mu\text{m}$, la reproductibilité reste limitée par des imperfections très difficiles à compenser telles que les distorsions résiduelles d'harmonique 2 de la modulation de fréquence du laser et les dérives de zéro de la détection synchrone et de l'intégrateur dans la boucle d'asservissement [10, 11].

4.3 EXACTITUDE. — L'exactitude d'un étalon de fréquence atomique caractérise la précision avec laquelle on peut évaluer l'écart entre la fréquence délivrée par l'étalon et la fréquence de la transition atomique considérée, en l'absence de toute perturbation extérieure.

Il est difficile de parler de l'exactitude du laser He-Ne asservi sur la raie $F_2^{(2)}$ du méthane, car la fréquence délivrée n'est pas reliée à une seule transition de la molécule de méthane [9].

En ce qui concerne le laser He-Ne asservi sur l'iode, une des limitations principales à l'exactitude est le déplacement de fréquence par collisions qui n'est pas linéaire à basse pression [12] et difficilement mesurable en dessous de $6,6 \text{ Pa}$, car les signaux d'absorption saturée deviennent alors trop faibles. On peut évaluer cette exactitude à 10^{-10} environ.

5. Applications. — Les lasers He-Ne stabilisés sont des appareils simples, peu encombrants, faciles à mettre en œuvre. Ils constituent des références de

fréquence et de longueur d'onde d'un grand intérêt métrologique. Rappelons que le laser He-Ne stabilisé à $3,39 \mu\text{m}$ possède une stabilité de fréquence comparable à celle des meilleurs oscillateurs radiofréquence. La mesure simultanée de sa fréquence et de sa longueur d'onde a permis la détermination de la vitesse de la lumière à $3,5 \times 10^{-9}$ près [13]. Ce laser constitue également un des maillons de la chaîne de raccordement des fréquences optiques aux fréquences radio-électriques [14].

Le laser He-Ne stabilisé sur l'iode à $0,633 \mu\text{m}$ est un étalon de longueur très performant et d'emploi plus commode que la lampe à krypton. La Conférence Générale des Poids et Mesures recommande l'emploi de la raie d'absorption « i » de l'iode comme étalon secondaire de longueur d'onde. L'appareil intéresse tous les laboratoires de métrologie dimensionnelle qui effectuent des mesures interférométriques très précises de longueurs d'onde ou de déplacements.

Notons également que les lasers He-Ne stabilisés intéressent les laboratoires de recherche qui développent les lasers continus accordables en vue d'expériences de spectroscopie à très haute résolution. En effet, ces dernières nécessitent :

1) Une bonne stabilité à court terme et à long terme de la fréquence d'émission du laser. La technique utilisée est la suivante : [15, 16] un servomécanisme rapide transfère au laser à colorant l'excellente stabilité à court terme d'une cavité Fabry-Pérot extérieure. Le contrôle de la fréquence d'accord de la cavité est obtenu en l'asservissant à l'aide d'une seconde boucle sur un laser He-Ne de référence avec un décalage de fréquence variable de $\pm 500 \text{ MHz}$.

2) La mesure absolue de la longueur d'onde λ de la radiation émise. Deux appareils sont actuellement développés en laboratoire : le Sigmamètre et le Lambdamètre. Le premier mesure le nombre d'onde σ de la radiation émise [17]. La calibration très précise des différences de marche de ses interféromètres est assurée par un laser (He-Ne, Iode) à $0,633 \mu\text{m}$. Le second affiche la longueur d'onde d'émission λ par rapport à une longueur d'onde de référence λ_R fournie par un laser stabilisé He-Ne [18].

6. Conclusion. — Le développement des lasers He-Ne stabilisés fournit des étalons secondaires de longueur 100 fois plus reproductibles que l'actuel étalon primaire de longueur, la lampe à krypton. De telles sources simples, fiables, faciles à mettre en œuvre sont largement utilisées en métrologie des longueurs. Une retombée intéressante de ces recherches est la maîtrise du laser à colorant accordable, nécessaire aux investigations spectroscopiques à très haute résolution.

Bibliographie

[1] SHIMODA, K., *IEEE Trans. on Instrum. and Meas.* (CPEM 1968) 17 (1968) 343.

[2] HANES, G. R. and DAHLSTROM, C. E., *Appl. Phys. Lett.* 14 (1969) 362.

- [3] BENNETT, S. J. and CÉREZ, P., accepté pour publication dans Optics Communications.
- [4] CÉREZ, P., BENNETT, S. J. and AUDOIN, C., *C.R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **286B** (1978) 53.
- [5] BENNETT, S. J. and CÉREZ, P., A paraître dans *Appl. Opt.*
- [6] ALLAN, D. W., *Proc. IEEE* **54** (1966) 221.
- [7] BRILLET, A., CÉREZ, P. and CLERGEOT, H., *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10** (1974) 526.
- [8] AUDOIN, C., Enrico Fermi Summer School on Metrology, Varenna, Italie (1976).
- [9] HALL, J. L. and BORDÉ, C., *Phys. Rev. Lett.* **30** (1973) 1101.
- [10] CÉREZ, P. and BRILLET, A., *Metrologia* **13** (1977) 29.
- [11] BRILLET, A., CÉREZ, P., HAJDUKOVIC, S., HARTMANN, F., *Atomic Masses and Fundamental Constants*, Ed. J. H. Sanders and A. H. Wapstra (Plenum, New York) 1976 **5** p. 350.
- [12] CÉREZ, P., BRILLET, A., HAJDUKOVIC, S. and MAN, C., *Opt. Commun.* **21** (1977) 332.
- [13] EVENSON, K. M., WELLS, J. S., PETERSEN, F. R., DANIELSON, B. L., DAY, G. W., BARGER, R. L. and HALL, J. L., *Phys. Rev. Lett.* **29** (1972) 1346.
- [14] EVENSON, K. M., DAY, G. W., WELLS, J. S. and MULLEN, L. O., *Appl. Phys. Lett.* **20** (1972) 133.
- [15] BARGER, R. L., SOREM, M. S. and HALL, J. L., *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 573.
- [16] MAN, C. N., CÉREZ, P., BRILLET, A. and HARTMANN, F., *J. Physique, Lett.* **38** (1977) 287.
- [17] JUNCAR, P. et PINARD, P., *Opt. Commun.* **14** (1975) 442.
- [18] HALL, J. L. and LEE, S. A., *Appl. Phys. Lett.* **29** (1977) 367.
-