

Zeitschrift: Archives des sciences [1948-1980]
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 13 (1960)
Heft: 9: Colloque Ampère

Artikel: Étude d'un étalon de fréquence à N15 H3
Autor: Prins, J. de / Kartaschoff, P.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-738562>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 21.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Etude d'un étalon de fréquence à $\text{N}^{15} \text{H}_3$

J. DE PRINS, P. KARTASCHOFF

Laboratoire suisse de recherches horlogères, Neuchâtel

et J. BONANOMI

Observatoire de Neuchâtel

1. INTRODUCTION.

Nous désirons discuter ici la stabilité et l'exactitude des étalons de fréquence du type maser à ammoniacque. Nous entendons par stabilité l'invariance de la fréquence du maser au cours du temps, et par exactitude, la propriété pour un maser d'avoir sa fréquence identique à celle émise par la molécule d'ammoniacque en dehors de toute perturbation extérieure. Ces deux propriétés sont assez délicates à étudier, mais sont primordiales pour évaluer les qualités respectives des différents types d'étalons de fréquence.

2. CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉTALON.

2.1) *Choix de la raie.*

Les premières expériences ont été menées avec des masers oscillant sur la raie la plus intense du spectre d'inversion de $\text{N}^{14} \text{H}_3$, caractérisée par $J = K = 3$. Ces expériences ont montré que la fréquence d'oscillation était influencée par les conditions expérimentales: dimensions géométriques de l'appareillage, valeurs de la haute tension appliquées au sélecteur d'états et nombres de molécules dans le jet. Ces influences étaient principalement dues au fait que la raie n'était pas simple, mais multiple. Cette multiplicité est causée par le moment quadrupolaire du noyau d'azote. Selon les conditions expérimentales, l'intensité des différentes composantes varie, et par là même la fréquence d'oscillation.

La raie $J = 3, K = 2$ est théoriquement la plus simple du spectre d'inversion de $\text{N}^{14} \text{H}_3$ étant donné qu'elle ne présente pas cette structure quadrupolaire. L'étude d'un maser fonctionnant sur cette raie a effectivement montré une dépendance de la fréquence d'oscillation en fonction des conditions expérimentales beaucoup plus faibles [1]; d'autre part, un maser

fonctionnant sur cette ligne, ayant un rendement moins efficace, il est nécessaire d'employer environ 135 fois plus de molécules pour obtenir une même amplitude d'oscillation [2, 3]. Ce facteur est assez défavorable, car les expériences ont montré que la largeur de ligne augmente assez brutalement avec le nombre de molécules employé.

L'azote N^{15} ayant un spin nucléaire $1/2$, son moment quadrupolaire est nul, et les raies du spectre d'inversion de $N^{15}H_3$ n'ont donc pas la multiplicité due à l'interaction quadrupolaire. Comme d'autre part les conditions d'oscillation sont identiques à celles de la raie équivalente de $N^{14}H_3$, il est intéressant de construire un maser oscillant sur la ligne $J = K = 3$ du $N^{15}H_3$.

L'ammoniaque $N^{15}H_3$ étant une substance assez coûteuse, le maser a été construit de manière à permettre la récupération de ce produit. L'appareil a été décrit ailleurs [3]. Rappelons ici que le dispositif est composé essentiellement d'un gicleur produisant un jet de molécules d'ammoniaque, d'un sélecteur d'états où le jet est enrichi en molécules se trouvant dans l'état supérieur d'inversion par l'action d'un champ électrostatique inhomogène, et d'une cavité résonnante cylindrique dans laquelle les molécules entretiennent par émission induite une oscillation de très haute pureté spectrale (fig. 1).

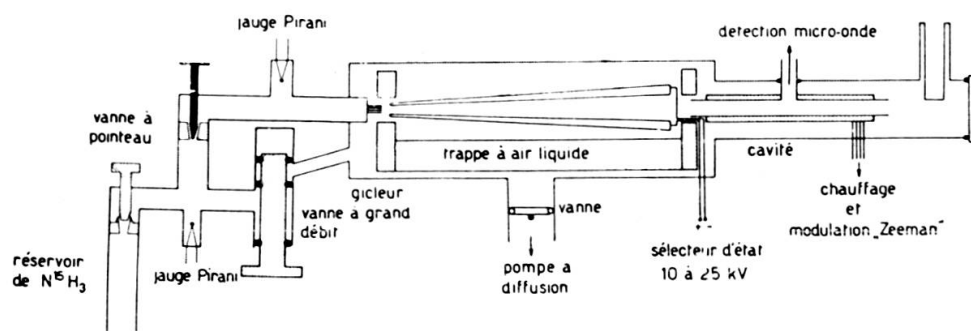


Fig. 1.
Schéma du maser à $N^{15}H_3$.

2.2) Mesure de la fréquence.

Le maser est un oscillateur à réaction, sa fréquence dépendant fortement de l'accord de la cavité, l'élément de réaction. Le problème d'une mesure de fréquence est donc double :

- a) Déterminer une fréquence caractéristique
- b) Mesurer cette fréquence.

a) *Détermination d'une fréquence caractéristique.*

Diverses méthodes ont été employées et décrites dans le cas de la ligne $J = K = 3$ du $N^{14}H_3$ [3, 4]: critère de disparition de l'oscillation, critère du saut de fréquence, et, la cavité double.

Une quatrième méthode s'est révélée être la plus aisée dans le cas du $N^{15}H_3$, celle du critère du déplacement magnétique, proposée par Shimoda et al. [5].

L'entraînement de la fréquence émise par un maser est proportionnel au désaccord de la cavité. Nous avons en effet en bonne approximation:

$$(\nu_M - \nu_0) \sim Q_c \cdot \Delta\nu_l \cdot (\nu_c - \nu_0) \quad (1)$$

où ν_0 et $\Delta\nu_l$ sont respectivement la fréquence naturelle et la largeur de la raie employée, ν_c est la fréquence d'accord de la cavité, et ν_M la fréquence du maser; Q_c étant le facteur de qualité de la cavité.

Si nous plaçons la cavité dans un champ magnétique, nous augmenterons la largeur de ligne $\Delta\nu_l$, par suite d'un léger dédoublement de la raie par effet Zeemann. Comme le montre la formule (1) ceci entraînera une variation de la fréquence du maser, si la cavité n'est pas accordée, c'est-à-dire si $\nu_c \neq \nu_0$. La méthode consiste à prendre comme fréquence caractéristique du maser, celle obtenue quand la cavité est accordée, ce qui se vérifie par une influence nulle, d'un champ magnétique dans la cavité, sur la fréquence du maser.

Cette fréquence est en principe la fréquence propre de la molécule. Ce critère qui dans le cas du $N^{14}H_3$ s'était révélé imprécis et inacceptable, permet d'atteindre avec le $N^{15}H_3$ une très bonne précision. La fréquence caractéristique trouvée est, dans les cas étudiés, indépendante de la valeur ainsi que de la direction du champ magnétique appliqué.

b) *Mesure de la fréquence caractéristique.*

La mesure de fréquence, qui se fait par rapport à une horloge à quartz de 1 MHz, est réalisée en deux étapes (fig. 2):

- a) La fréquence caractéristique du maser est comparée à celle d'un oscillateur à quartz auxiliaire réglable de 8,5 MHz. Cette dernière fréquence est multipliée par un facteur 2681 jusque dans le domaine des micro-ondes, de manière à y produire un signal de référence de fréquence quasi identique à celle du signal provenant du maser. Après détection super-hétérodyne (moyenne fréquence de 22 MHz), amplification et filtrage,

la fréquence du battement entre ces deux signaux est mesurée par un fréquence-mètre; cette valeur est enregistrée graphiquement.

L'oscillateur auxiliaire est préalablement réglé de telle manière que le battement entre le signal de référence et la fréquence caractéristique du maser soit d'environ 50 Hz. Ensuite, la température de la cavité est légèrement modifiée, de manière à balayer lentement la fréquence de la cavité au travers de sa fréquence d'accord. En même temps le générateur de dent de scie établit dans la cavité un champ magnétique variant linéairement de 0 à environ 1 oersted, ceci à une cadence de 1 cycle par seconde.

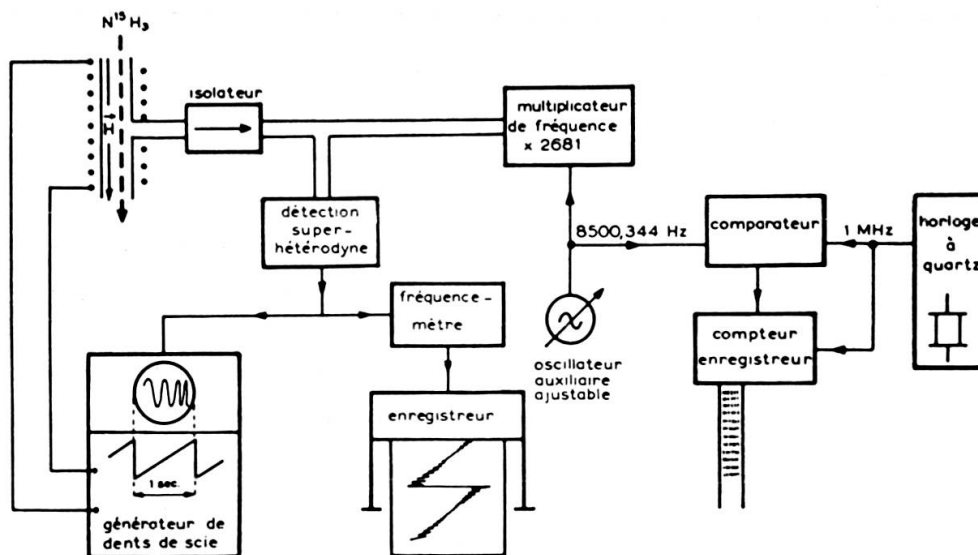


Fig. 2.

Schéma de la mesure de la fréquence caractéristique.

L'enregistrement de la fréquence du battement montre immédiatement le passage par zéro de la modulation du champ magnétique (fig. 3), et permet aisément par méthode graphique la mesure de la fréquence caractéristique. La fréquence de l'oscillateur auxiliaire est ainsi connue par rapport à celle du maser.

- b) la fréquence de l'horloge de 1 MHz est reliée, pendant la mesure décrite ci-dessus, à la fréquence de l'oscillateur auxiliaire; ceci à l'aide de compteurs électroniques par des méthodes classiques. Le résultat de cette comparaison est également enregistré.

2.3) Précision de la mesure de fréquence.

La mesure de la fréquence caractéristique d'un maser, dans des conditions expérimentales données, se fait avec une précision de l'ordre de $2 \text{ à } 3 \cdot 10^{-11}$. La figure 3 donne le dépouillement d'une mesure typique de comparaison de fréquence maser-oscillateur auxiliaire. L'écart quadratique moyen de la fréquence caractéristique est un peu inférieur à $2 \cdot 10^{-11}$. La comparaison entre l'oscillateur auxiliaire et l'horloge à quartz se fait avec la même précision.

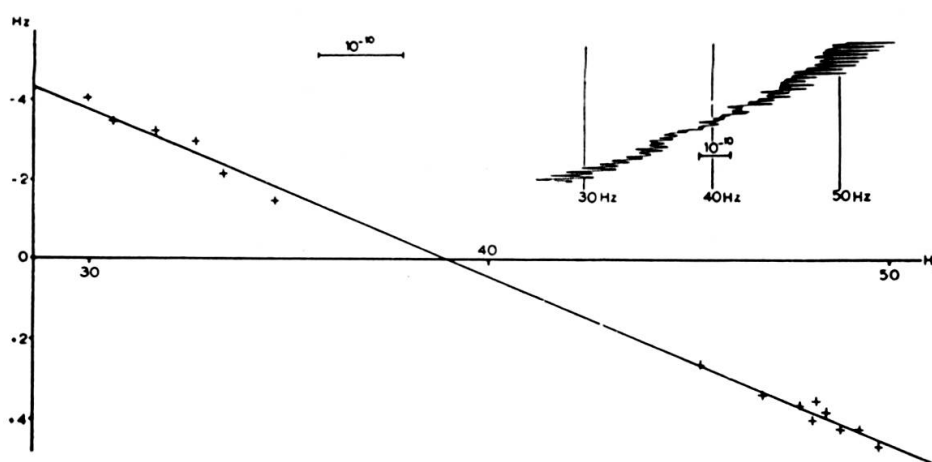


Fig. 3.

Dépouillement d'une mesure de fréquence. En haut à droite a été reproduit l'enregistrement du battement entre le signal de référence et le signal du maser. L'on distingue très bien la modulation Zeeman, et le passage par zéro de celle-ci. Sur le graphique est reporté en ordonnée la variation due à l'influence du champ magnétique, en fonction de la fréquence du maser en l'absence de ce champ. L'intersection de la droite ainsi obtenue, avec l'axe horizontal, donne la fréquence caractéristique du maser.

La limite de l'erreur est conditionnée par la stabilité instantanée des oscillateurs à quartz. La constance de temps du système de mesure et d'enregistrement étant de l'ordre de $1/10$ sec., le bruit de fond des comparaisons de fréquence est d'environ $4\text{-}5 \cdot 10^{-11}$ [6]. Ce fait est très visible sur la figure 3 au moment du passage par zéro de la modulation de Zeeman.

Mentionnons ici, que lors de la mesure, certaines précautions doivent être prises, pour éviter un entraînement de la fréquence du maser, par l'introduction d'énergie micro-onde dans la cavité à partir du système de détection. A cet effet, la cavité a été isolée au moyen d'un isolateur à

ferrite dont l'isolation est de 30 db. Les essais ont montré que dans ces conditions, la fréquence du maser était indépendante de la bonne ou mauvaise adaptation des composantes micro-ondes.

3. ETUDE DE LA STABILITÉ ET DE L'EXACTITUDE DE L'ÉTALON.

3.1) Effet des paramètres expérimentaux.

Plusieurs facteurs influencent la fréquence du maser, les plus importants sont: le nombre de molécules dans le jet, la tension appliquée au sélecteur d'états, les caractéristiques de la cavité, et la géométrie du maser.

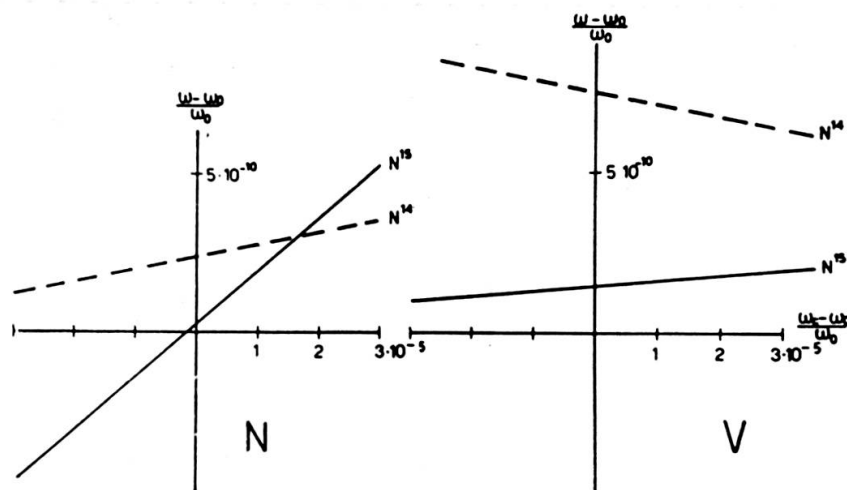


Fig. 4.

Effets d'une augmentation de 10% du nombre de molécules dans le jet (N) et, de la tension du sélecteur d'états (V), sur la fréquence d'oscillation du maser en fonction de la fréquence d'accord de la cavité, pour les raies $J = K = 3$ du $N^{15} H_3$ et $N^{14} H_3$.

- a) L'effet sur la fréquence du maser des deux premiers paramètres est reporté dans la figure 4. Dans le cas de la raie 3-3 de $N^{15} H_3$ nous constatons donc qu'un accroissement de 10% de la tension appliquée au sélecteur d'états augmente la fréquence du maser de $1 \cdot 10^{-10}$ tandis qu'un accroissement de 10% du nombre de molécules accroît la fréquence du maser de $2 \cdot 10^{-11}$.

Ces deux facteurs étant réglables de manière reproductible au pour-cent, leur influence sur la fréquence du maser pour un réglage donné ne doit pas dépasser $2 \cdot 10^{-11}$.

- b) Les essais avec les différentes cavités et caractéristiques géométriques du maser ont montré que dans les mêmes conditions expérimentales la fréquence des masers ne différait au maximum que de $3-4 \cdot 10^{-10}$.

Ces influences sont explicables qualitativement, par la présence dans les masers à simple jet, d'une onde progressive dans la cavité. En effet, l'émission d'énergie micro-onde, par les molécules d'ammoniaque, ne se fait pas uniformément le long de la cavité. Ceci donnera lieu à une onde progressive qui tend à équilibrer, dans la cavité, l'énergie micro-onde. Par effet Doppler, la fréquence du maser sera modifiée par la présence de cette onde [5]. La variation des paramètres expérimentaux, en provoquant des changements de la vitesse moyenne des molécules et de leur répartition dans la cavité, modifie les caractéristiques de l'onde progressive, ce qui entraîne une légère variation de la fréquence.

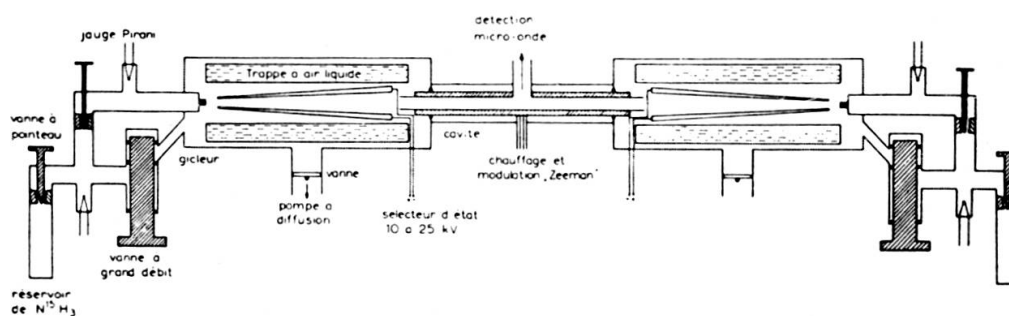


Fig. 5.

Schéma du maser à double jet.

3.2) Expériences à double jet.

Comme l'ont suggéré Shimoda, Wang et Townes [5] l'onde progressive qui est présente dans la cavité à simple jet peut être évitée en symétrisant le phénomène à l'aide d'un second jet de direction opposée. Dans le dessein de faire du maser un étalon primaire, nous avons donc réalisé un maser à double jet. Nous présentons ici les résultats des expériences préliminaires, qui ont été décrites ailleurs [3]-

L'appareillage de formation d'un jet de $N^{15}H_3$ a été fait en double et disposé symétriquement de chaque côté d'une cavité en laiton cuivré de mode TE_{011} d'une longueur de 19 cm (fig. 5). Le double maser a été étudié avec la raie 3-3 de $N^{15}H_3$, le critère de mesure étant celui du champ magnétique.

L'alignement, et la symétrie du système ont d'abord été réalisés au mieux visuellement. Ensuite, la position des deux gicleurs a été réglée consécutivement de manière que chaque jet donne lieu à une oscillation d'énergie maximum dans la cavité.

Les expériences avec double jet ont montré que l'introduction du second jet dans la cavité, donnait une variation de fréquence de l'ordre de grandeur prévu par la théorie de l'onde progressive. La fréquence naturelle de la ligne $J = K = 3$ serait ainsi 20 à 40 Hz plus basse que celle donnée par les masers à un seul jet. Mais, d'autre part, il semble pour une raison encore inexpliquée que la méthode de mesure employée, dans le cas du double jet, influence la fréquence caractéristique mesurée. Aussi ces expériences ne sont-elles pas encore tout à fait concluantes et demandent à être étudiées plus en détail. Elles n'excluent pas la possibilité de définir à l'aide d'un tel appareil une fréquence absolue.

3.3) *Conclusions.*

L'étude des influences des paramètres expérimentaux montre que la stabilité d'un maser doit être à long terme meilleure que $3 \cdot 10^{-11}$. Pour cela il est nécessaire que la haute tension appliquée au sélecteur d'état soit réglable de manière reproductible au pour-cent, et le nombre de molécules à quelques 10%. La seconde condition présente une difficulté, qui réside dans le fait que l'on mesure le nombre de molécules dans le jet par la pression régnant devant le gicleur. Si, par suite de la récupération de $N^{15}H_3$ l'on introduit dans ce produit des substances étrangères, la mesure du nombre de molécules dans le jet sera faussée. Cette erreur est évitée, en mesurant avant chaque expérience, le nombre minimum de molécules pour entretenir une oscillation. Ce nombre est effectivement resté constant, aux erreurs de mesure près. La stabilité du maser est ainsi du même ordre de grandeur que celle obtenue avec les meilleurs étalons au césium existants [3, 7].

D'après les expériences menées avec des masers à double jet, on peut déduire que l'exactitude des masers est de l'ordre de 10^{-9} . Ceci implique que des masers dont les caractéristiques ne sont pas identiques peuvent avoir des fréquences caractéristiques différentes de quelque 10^{-10} . Ceci est un désavantage du maser à simple jet par rapport aux étalons de césium. Mais il n'est pas exclu que le maser à double jet fournisse un étalon dont l'exactitude soit de l'ordre de 10^{-10} .

BIBLIOGRAPHIE

1. BONANOMI, J., J. DE PRINS, J. HERRMANN et P. KARTASCHOFF, *Helv. Phys. Acta*, **30**, 492 (1957).
 2. Mêmes auteurs, *Helv. Phys. Acta*, **31**, 285 (1958).
 3. DE PRINS, J. et P. KARTASCHOFF, *Scuola Internazionale di Fisica « Enrico Fermi »* (1960) (à paraître).
 4. BONANOMI, J., J. DE PRINS, J. HERRMANN et P. KARTASCHOFF, *Helv. Phys. Acta*, **30**, 288 (1957).
 5. SHIMODA, K., P. C. WANG et C. H. TOWNES, *Phys. Rev.*, **102**, 1308 (1956).
 6. KARTASCHOFF, P., J. DE PRINS et J. BONANOMI, *Zeit. A.M.P.* (à paraître).
 7. HOLLOWAY, J., W. MAINBERGER, F. H. REDER, G. M. WINKLER, L. ESSEN et J. V. L. PARRY, *Proc. I.R.E.*, **47**, 1730 (1959).
-