

COMITÉ CONSULTATIF POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE
SESSION DE 1973

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

COMITÉ CONSULTATIF
POUR
LA DÉFINITION DU MÈTRE

5^e SESSION — 1973
(13-15 juin)



BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

Pavillon de Breteuil, F 92310 SÈVRES, France

Dépositaire: OFFILIB, 48 rue Gay-Lussac, F 75005 Paris

NOTICE HISTORIQUE

Les organes de la Convention du Mètre

Le Bureau International, le Comité International et la Conférence Générale des Poids et Mesures

Le *Bureau International des Poids et Mesures* (B.I.P.M.) a été créé par la *Convention du Mètre* signée à Paris le 20 mai 1875 par dix-sept États, lors de la dernière séance de la Conférence Diplomatique du Mètre. Cette Convention a été modifiée en 1921.

Le Bureau International a son siège près de Paris, dans le domaine (45 520 m²) du Pavillon de Breteuil (Parc de Saint-Cloud) mis à sa disposition par le Gouvernement français; son entretien est assuré à frais communs par les États membres de la Convention du Mètre (1).

Le Bureau International a pour mission d'assurer l'unification mondiale des mesures physiques; il est chargé :

- d'établir les étalons fondamentaux et les échelles des principales grandeurs physiques et de conserver les prototypes internationaux;
- d'effectuer la comparaison des étalons nationaux et internationaux;
- d'assurer la coordination des techniques de mesure correspondantes;
- d'effectuer et de coordonner les déterminations relatives aux constantes physiques fondamentales.

Le Bureau International fonctionne sous la surveillance exclusive du *Comité International des Poids et Mesures* (C.I.P.M.), placé lui-même sous l'autorité de la *Conférence Générale des Poids et Mesures* (C.G.P.M.).

La Conférence Générale est formée des délégués de tous les États membres de la Convention du Mètre et se réunit au moins une fois tous les six ans. Elle reçoit à chacune de ses sessions le Rapport du Comité International sur les travaux accomplis, et a pour mission :

- de discuter et de provoquer les mesures nécessaires pour assurer la propagation et le perfectionnement du Système International d'Unités (SI), forme moderne du Système Métrique;
- de sanctionner les résultats des nouvelles déterminations métrologiques fondamentales et d'adopter les diverses résolutions scientifiques de portée internationale;
- d'adopter les décisions importantes concernant l'organisation et le développement du Bureau International.

Le Comité International est composé de dix-huit membres appartenant à des États différents; il se réunit au moins une fois tous les deux ans. Le bureau de ce Comité adresse aux Gouvernements des États membres de la Convention du Mètre un *Rapport Annuel* sur la situation administrative et financière du Bureau International.

Limitées à l'origine aux mesures de longueur et de masse et aux études métrologiques en relation avec ces grandeurs, les activités du Bureau International ont été étendues aux étalons de mesure électriques (1927), photométriques (1937) et des rayonnements ionisants (1960). Dans ce but, un agrandissement des premiers laboratoires construits en 1876-1878 a eu lieu en 1929 et deux nouveaux bâtiments ont été construits en 1963-1964 pour les laboratoires de la Section des rayonnements ionisants.

Une trentaine de physiciens ou techniciens travaillent dans les laboratoires du Bureau International; ils font des recherches métrologiques ainsi que des mesures dont les résultats sont consignés dans des certificats portant sur des étalons des grandeurs ci-dessus. Le budget annuel du Bureau International est de l'ordre de 4 000 000 de francs-or, soit environ 1 600 000 dollars U.S.

(1) Au 31 décembre 1973, quarante-trois États sont membres de cette Convention : Afrique du Sud, Allemagne (Rép. Fédérale d'), Allemande (Rép. Démocratique), Amérique (É.-U. d'), Argentine (Rép.), Australie, Autriche, Belgique, Brésil, Bulgarie, Cameroun, Canada, Chili, Corée, Danemark, Dominicaine (Rép.), Espagne, Finlande, France, Hongrie, Inde, Indonésie, Irlande, Italie, Japon, Mexique, Norvège, Pakistan, Pays-Bas, Pologne, Portugal, République Arabe Unie, Roumanie, Royaume-Uni, Suède, Suisse, Tchécoslovaquie, Thaïlande, Turquie, U.R.S.S., Uruguay, Venezuela, Yougoslavie.

Devant l'extension des tâches confiées au Bureau International, le Comité International a institué depuis 1927, sous le nom de *Comités Consultatifs*, des organes destinés à le renseigner sur les questions qu'il soumet, pour avis, à leur examen. Ces Comités Consultatifs, qui peuvent créer des « Groupes de travail » temporaires ou permanents pour l'étude de sujets particuliers, sont chargés de coordonner les travaux internationaux effectués dans leurs domaines respectifs et de proposer des recommandations concernant les modifications à apporter aux définitions et aux valeurs des unités, en vue des décisions que le Comité International est amené à prendre directement ou à soumettre à la sanction de la Conférence Générale pour assurer l'unification mondiale des unités de mesure.

Les Comités Consultatifs ont un règlement commun (*Procès-Verbaux C.I.P.M.*, 31, 1963, p. 97). Chaque Comité Consultatif, dont la présidence est généralement confiée à un membre du Comité International, est composé d'un délégué de chacun des grands Laboratoires de métrologie et des Instituts spécialisés dont la liste est établie par le Comité International, de membres individuels désignés également par le Comité International et d'un représentant du Bureau International. Ces Comités tiennent leurs sessions à des intervalles irréguliers; ils sont actuellement au nombre de sept :

1. Le *Comité Consultatif d'Électricité* (C.C.E.), créé en 1927.
2. Le *Comité Consultatif de Photométrie et Radiométrie* (C.C.P.R.), nouveau nom donné en 1971 au *Comité Consultatif de Photométrie* (C.C.P.) créé en 1933 (de 1930 à 1933 le Comité précédent (C.C.E.) s'est occupé des questions de photométrie).
3. Le *Comité Consultatif de Thermométrie* (C.C.T.), créé en 1937.
4. Le *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre* (C.C.D.M.), créé en 1952.
5. Le *Comité Consultatif pour la Définition de la Seconde* (C.C.D.S.), créé en 1956.
6. Le *Comité Consultatif pour les Étalons de Mesure des Rayonnements Ionisants* (C.C.E.M.R.I.), créé en 1958. Depuis 1969 ce Comité Consultatif est constitué de quatre sections : Section I (Rayons X et γ , électrons), Section II (Mesure des radionucléides), Section III (Mesures neutroniques), Section IV (Étalons d'énergie α).
7. Le *Comité Consultatif des Unités* (C.C.U.), créé en 1964.

Les travaux de la Conférence Générale, du Comité International, des Comités Consultatifs et du Bureau International sont publiés par les soins de ce dernier dans les collections suivantes :

- *Comptes rendus des séances de la Conférence Générale des Poids et Mesures* ;
- *Procès-Verbaux des séances du Comité International des Poids et Mesures* ;
- *Sessions des Comités Consultatifs* ;
- *Recueil de Travaux du Bureau International des Poids et Mesures* (ce Recueil rassemble les articles publiés dans des revues et ouvrages scientifiques et techniques, ainsi que certains travaux publiés sous forme de rapports multicopiés).

Le Bureau International publie de temps en temps, sous le titre *Les récents progrès du Système Métrique*, un rapport sur les développements du Système Métrique (SI) dans le monde.

La collection des *Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures* (22 tomes publiés de 1881 à 1966) a été arrêtée en 1966 par décision du Comité International.

Depuis 1965 la revue internationale *Metrologia*, éditée sous les auspices du Comité International des Poids et Mesures, publie des articles sur les principaux travaux de métrologie scientifique effectués dans le monde, sur l'amélioration des méthodes de mesure et des étalons, sur les unités, etc., ainsi que des rapports concernant les activités, les décisions et les recommandations des organes de la Convention du Mètre.

Comité International des Poids et Mesures

<i>Secrétaire</i>	<i>Vice-Président</i>	<i>Président</i>
J. DE BOER	J. V. DUNWORTH	J. M. OTERO

LISTE DES MEMBRES

DU

COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

Président

J. M. OTERO, Président de la Junta de Energia Nuclear, Centro Nacional de Energia Nuclear « Juan Vigon », Ciudad Universitaria, *Madrid* 3.

Membres

AMT FÜR STANDARDISIERUNG, MESSWESEN UND WARENPRÜFUNG [A.S.M.W.], *Berlin*.

CONSEIL NATIONAL DE RECHERCHES [N.R.C.], *Ottawa*.

INSTITUT DE MÉTROLOGIE D.I. MENDÉLÉEV [I.M.M.], *Leningrad*.

JOINT INSTITUTE FOR LABORATORY ASTROPHYSICS [J.I.L.A.], *Boulder* (États-Unis d'Amérique).

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS [N.B.S.], *Washington*.

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY [N.P.L.], *Teddington* (Grande-Bretagne).

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY [N.R.L.M.], *Tokyo*.

NATIONAL STANDARDS LABORATORY [N.S.L.], *Chippendale* (Australie).

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT [P.T.B.], *Braunschweig*.

UNION ASTRONOMIQUE INTERNATIONALE [U.A.I.].

B. EDLÉN, Fysiska Institutionen, *Lund* (Suède).

L. FRENKEL, National Aeronautical and Space Administration, *Cambridge* (États-Unis d'Amérique).

K. SHIMODA, University of Tokyo, *Tokyo*.

Le Directeur du Bureau International des Poids et Mesures [B.I.P.M.],
Sèvres.

ORDRE DU JOUR DE LA SESSION

1. Étalon primaire de longueur (λ ^{86}Kr)
 - Extrapolation à l'atome libre au repos.
 - Influence de la température et de l'intensité du courant.
 - Dissymétrie du profil spectral; différence entre l'axe et les bords du capillaire de la lampe.
 - Mode opératoire habituel des laboratoires.
 - Estimation du degré de reproductibilité.
 2. Étalons secondaires de longueur d'onde
 - Lasers non asservis, lampes à décharge.
 3. Lasers asservis (CH_4 , I_2 , CO_2)
 - Construction, propriétés.
 - Mesure de la fréquence.
 4. Longueur d'onde des lasers asservis
 - Comparaison entre deux lasers à He-Ne asservis [$\lambda(\text{CH}_4)/\lambda(\text{I}_2)$].
 - Détermination de la longueur d'onde par comparaison à $\lambda(\text{Kr})$:
 - par la technique habituelle depuis 1960 ou avec spécification du profil spectral de la radiation étalon du krypton.
 - Comparaisons internationales d'étalons de longueur d'onde.
 - Valeurs des longueurs d'onde à recommander.
 5. Vitesse de la lumière et définition du mètre
 - Utilisation de la vitesse de la lumière pour les mesures de distance.
 - Valeur à recommander pour c .
 - Échanges de vues sur une éventuelle redéfinition du mètre.
 - Discussion et adoption des recommandations.
 6. Mesure des étalons à bouts, des étalons à traits et des déplacements.
 7. Questions diverses.
-

COMITÉ CONSULTATIF
POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

5^e SESSION (1973)

RAPPORT

AU

COMITÉ INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES

Par W. R. C. ROWLEY, Rapporteur

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre (C.C.D.M.) a tenu sa cinquième session au Pavillon de Breteuil, à Sèvres, les mercredi 13, jeudi 14 et vendredi 15 juin 1973.

Mr Otero, président du C.C.D.M. n'ayant pu se déplacer pour raison de santé, le bureau du Comité International des Poids et Mesures a demandé à Mr Stille d'assurer la présidence de cette session.

Étaient présents : U. STILLE, membre du C.I.P.M., président du C.C.D.M. en l'absence de Mr Otero.

Les délégués des laboratoires et organismes membres :

Conseil National de Recherches [N.R.C.], Ottawa (K. M. BAIRD).

Joint Institute for Laboratory Astrophysics [J.I.L.A.], Boulder (J. L. HALL).

National Bureau of Standards [N.B.S.], Washington (K. G. KESSLER, K. M. EVENSON).

National Physical Laboratory [N.P.L.], Teddington (W. R. C. ROWLEY).

National Research Laboratory of Metrology [N.R.L.M.], Tokyo (Y. SAKURAI).

National Standards Laboratory [N.S.L.], Chippendale (C. F. BRUCE).

Physikalisch-Technische Bundesanstalt [P.T.B.], Braunschweig (E. ENGELHARD, F. BAYER-HELMS).

Union Astronomique Internationale [U.A.I.] (A. H. COOK).

Un des membres nominativement désignés :

L. FRENKEL (Cambridge, Mass.).

Le directeur du B.I.P.M. (J. TERRIEN).

Invités : R. L. DUNCOMBE (U.S. Naval Observatory, Washington);
J. KOVALEVSKY (Observatoire de Paris).

Assistaient aussi à la session : J. DE BOER, secrétaire du C.I.P.M.;
P. GIACOMO, sous-directeur du B.I.P.M., P. CARRÉ, A. SAKUMA,
J. HAMON, J.-M. CHARTIER (B.I.P.M.).

Excusés : J. M. OTERO, président du C.C.D.M.; B. EDLÉN (Lund),
membre nominativement désigné. J. BONANOMI (Observatoire
de Neuchâtel), G. A. WILKINS (Royal Greenwich Observatory)
et G. M. R. WINKLER (U.S. Naval Observatory), invités.

Absents : Amt für Standardisierung, Messwesen und Warenprüfung
[A.S.M.W.], Berlin; Institut de Métrologie D. I. Mendéléév
[I.M.M.], Leningrad; K. SHIMODA (Tokyo).

Avant la session, des documents décrivant les travaux intéressant le C.C.D.M. et exécutés depuis sa précédente réunion (1970) ont été envoyés aux membres. Ces documents (*voir* Annexes M 1 et M 2), suscités en partie par un questionnaire envoyé à tous les membres, ont permis à ceux-ci d'exposer leur opinion concernant les perspectives d'une future redéfinition de l'unité de longueur. Il a été ainsi possible au C.C.D.M. de consacrer la majeure partie de son temps à discuter les conclusions de ces travaux préliminaires.

Le *Président* ouvre la session en souhaitant la bienvenue aux participants, particulièrement aux astronomes invités à cette session en raison de l'importance de la vitesse de la lumière comme étalon de référence dans les mesures astronomiques.

Le *Président* rappelle que trois anciens membres : H. Barrell, I. C. Gardner et A. I. Kartachev sont décédés depuis la dernière session. MM. *Stille*, *Cook* et *Kessler* résument les contributions importantes de ces trois physiciens aux travaux du C.C.D.M.; une minute de silence est observée à leur mémoire.

Mr Rowley (assisté de Mr Hamon comme secrétaire) est nommé rapporteur.

L'ordre du jour est accepté sous une forme plus détaillée que celle qui avait été proposée par correspondance.

L'étalon primaire de longueur :
la radiation du krypton 86

La *dissymétrie* du profil spectral de la radiation étalon a été l'objet d'études dans plusieurs laboratoires. Quelques études (N.P.L., N.B.S.)

ont révélé une dissymétrie significative, tandis que d'autres mesures (P.T.B., I.M.M.) n'ont montré aucune dissymétrie dans la limite des incertitudes. Au B.I.P.M., une mesure de la longueur d'onde de la radiation d'un laser asservi sur l'iode, faite au moyen d'un étalon en silice fondue de 800 mm, a donné la même valeur que celle qui est déterminée avec un interféromètre de Michelson à une différence de marche de 375 mm, indiquant ainsi que la correction de dissymétrie est négligeable (*Terrien*).

La mesure au N.B.S. (Boulder) était faite au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry, à plusieurs différences de marche, par comparaison avec la radiation d'un laser asservi sur le méthane. La dissymétrie mesurée était semblable à celle qui a été déterminée au B.I.P.M. en 1962. Au N.B.S. (Washington) on a utilisé un laser asservi sur l'iode pour mesurer la fonction instrumentale d'un interféromètre de Perot-Fabry. La valeur de la dissymétrie de la raie du krypton ainsi déterminée par déconvolution était également voisine de la valeur de 1962 dans la limite de ses incertitudes. Au N.P.L. on a aussi utilisé un laser asservi pour déterminer le profil spectral de la raie du krypton à partir d'observations faites avec un étalon de Perot-Fabry; ces mesures ont donné une dissymétrie beaucoup plus faible. Tous les résultats des mesures de dissymétrie communiqués sont, toutefois, accompagnés d'incertitudes importantes (N.P.L.).

La cause de la dissymétrie observée est encore inexpiquée. Sa valeur est sensiblement du même ordre aux deux extrémités du capillaire de la lampe, et à des pressions plus basses que celle qui est recommandée, mais aucune théorie fondamentale de l'émission spectrale n'a été suggérée pour l'expliquer (*Terrien*). Il semble probable que cette dissymétrie est liée aux propriétés du tube à décharge plutôt qu'à celles des atomes émetteurs eux-mêmes (*Cook, Terrien*). Il se pourrait que l'explication réside en des déplacements Doppler provoqués par des courants opposés d'atomes le long de l'axe et près des parois du capillaire (N.P.L.). Dans ce cas, la grandeur de la dissymétrie observée pourrait varier d'un laboratoire à l'autre, suivant les caractéristiques du système optique utilisé. A la P.T.B., on utilise un appareillage d'alignement pour ajuster la lampe à krypton, ce qui peut être la raison pour laquelle on n'a pas observé de dissymétrie dans ce laboratoire (*Engelhard*).

On a poursuivi au N.B.S. et à la P.T.B. l'étude des *déplacements Doppler* provenant des mouvements des atomes dans la direction de l'axe du capillaire, étude qui a été évoquée à la session de 1970. Dans les mesures faites à la P.T.B. on supposait une forme parabolique de la distribution de la vitesse radiale (*Bayer-Helms*), tandis qu'au N.B.S. la forme de la distribution était déterminée empiriquement (*Hall*). L'accord entre ces deux déterminations peut être considéré comme satisfaisant : la première (voir Annexe M 15) donne une différence de nombre d'ondes $\sigma_{\text{axe}} - \sigma_{\text{périphérie}}$ de l'ordre de $+ 0,013 \text{ m}^{-1}$ et la seconde $\approx + 0,024 \text{ m}^{-1}$, dans les conditions recommandées.

La reproductibilité de la longueur d'onde de la radiation du krypton émise par différentes lampes a été étudiée dans plusieurs laboratoires; dans tous ces laboratoires les lampes étaient employées dans les conditions recommandées par le C.I.P.M. Au B.I.P.M., une comparaison de quatre lampes construites par la P.T.B. a montré que l'ordre de grandeur des différences entre elles n'excède pas 1×10^{-9} , bien qu'on les ait utilisées avec des systèmes optiques légèrement différents (*Terrien*). On a observé un accord similaire au N.B.S. entre deux lampes (*Kessler*) et de même au N.R.C. (*Baird*). Au N.S.L., on n'a observé entre lampes aucune différence supérieure aux incertitudes expérimentales de 1×10^{-8} (*Bruce*); mais les résultats de l'I.M.M. laissent apparaître des différences atteignant jusqu'à 5×10^{-9} . L'opinion générale est que les lampes elles-mêmes peuvent fournir une reproductibilité de 1×10^{-9} mais que, pratiquement, ce sont des effets systématiques tels que des déplacements liés à l'effet Doppler ou à la dissymétrie du profil spectral qui limitent la reproductibilité de la radiation étalon émise par la lampe à krypton.

La reproductibilité de la radiation étalon du krypton, d'un laboratoire à l'autre, est mise en évidence par la faible dispersion des mesures de longueur d'onde de lasers asservis. Six laboratoires ont donné les résultats de mesures de longueur d'onde de lasers asservis sur des raies d'absorption saturée de l'iode. Lorsque ces résultats sont tous ramenés à la même composante hyperfine, la plus grande différence par rapport à la moyenne n'atteint pas 3×10^{-9} . Il en est de même pour les quatre mesures de la longueur d'onde de la radiation de lasers asservis sur une raie d'absorption saturée du méthane: la plus grande différence par rapport à la moyenne est ici encore inférieure à 3×10^{-9} . Comme ce bon accord peut être quelque peu fortuit, on conclut que l'unité de longueur est réalisée avec une exactitude de 4×10^{-9} à l'aide de la lampe à krypton utilisée dans les conditions recommandées.

Lasers asservis et étalons secondaires de longueur d'onde

Dans de nombreux laboratoires, les travaux sur l'asservissement de lasers sont en cours pour l'obtention de longueurs d'onde reproductibles. On étudie en particulier trois systèmes de lasers: le laser à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) asservi sur une raie d'absorption saturée de l'iode ou du néon, le laser à He-Ne ($\lambda = 3,39 \text{ }\mu\text{m}$) asservi sur l'absorption saturée ou linéaire du méthane et le laser à CO_2 dans la région de $10 \text{ }\mu\text{m}$, asservi en utilisant la fluorescence saturée de CO_2 .

Dans le système d'asservissement sur l'iode on peut utiliser soit l'isotope naturel $^{127}\text{I}_2$, soit l'isotope artificiel $^{129}\text{I}_2$. Ce dernier donne des raies d'absorption plus intenses, ce qui rend l'asservissement plus facile. Avec l'un ou l'autre de ces isotopes, de nombreuses composantes hyperfines peuvent être utilisées pour l'asservissement; il n'est pas encore évident que l'une d'elles présente plus d'avantages que les autres. Les

intervalles de fréquence entre ces composantes peuvent être mesurés par des méthodes de battements avec une précision si élevée que, lorsqu'on a mesuré la longueur d'onde d'une des composantes, on peut en déduire la longueur d'onde des autres sans perte d'exactitude. La reproductibilité de ces lasers, en tant qu'étalons de longueur d'onde, est meilleure que 1×10^{-10} sur des durées de quelques mois (N.B.S.), approximativement 4×10^{-11} sur une année (N.P.L.) et 3×10^{-11} d'un jour à l'autre (N.R.C.).

Le système d'asservissement sur le *méthane* le plus courant est celui qui utilise l'absorption saturée. Dans l'autre système possible, qui utilise l'absorption linéaire, la cuve à méthane est en dehors de la cavité optique; il en résulte que la raie d'absorption est plus large et que son déplacement en fonction de la pression est plus important. Néanmoins, une analyse théorique des fluctuations et des sources de bruit suggère que la méthode d'absorption linéaire pourrait finalement avoir des possibilités supérieures (*Shimoda*). Lorsqu'on considère les possibilités ultimes de ces deux systèmes, le déplacement dû à l'effet de recul peut devenir important. Cet effet peut facilement être calculé pour l'absorption linéaire, mais il est beaucoup plus petit et plus complexe dans le cas de l'absorption saturée (*Hall*). Des études sur les phénomènes physiques de l'absorption saturée, concernant particulièrement le profil spectral des raies et la reproductibilité, sont en cours. Les résultats actuels montrent que, dans les lasers de résolution habituelle, des décalages de l'ordre de 3×10^{-11} peuvent provenir de la saturation différentielle des composantes hyperfines de CH_4 . A ce jour, on indique pour des lasers asservis sur le méthane des stabilités de 4×10^{-13} sur des durées de 1 s et de 3×10^{-14} sur des durées de 10 s (N.B.S.). Une stabilité à court terme de 5×10^{-14} est mentionnée pour un système de laser en anneau (I.M.M.). Des stabilités à long terme de $\pm 2 \times 10^{-10}$ par heure pour l'absorption saturée et de $\pm 6 \times 10^{-12}$ par heure pour l'absorption linéaire ont aussi été mentionnées (N.R.L.M.).

Pour l'asservissement du laser à CO_2 , le système qui utilise le « Lamb-dip » dans la radiation de fluorescence à $4,3 \mu\text{m}$ n'a pas encore été étudié aussi complètement que les systèmes précédents, mais on a indiqué des stabilités de 1×10^{-11} sur des durées de 10 s (N.B.S.). Dans le visible, on étudie aussi l'asservissement du laser à He-Ne au moyen d'une cuve à néon placée à l'intérieur de la cavité; la reproductibilité à long terme est de 3×10^{-10} (I.M.M.). Bien que de qualités plus modestes, les lasers à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) asservis sur le « Lamb-dip » sont utilisés comme étalons dans les mesures de longueur de routine. Une augmentation lente de la longueur d'onde de trois lasers (type S.P. 119), de l'ordre de 1×10^{-8} par an, a été observée sur une période de plusieurs années (B.I.P.M.).

Dans le but de fournir une source laser émettant plusieurs longueurs d'onde stabilisées bien adaptées aux mesures interférentielles utilisant la méthode des coïncidences, des études sont en cours sur les lasers à gaz ionisé (argon, krypton, xénon) en liaison avec des méthodes d'absorption (P.T.B.).

Au cours de la discussion sur le rôle que peuvent jouer les lasers asservis comme étalons de longueur d'onde, on rappelle le risque d'erreurs dues à la lumière rétroréfléchie qui provoque un décalage de la fréquence (*Terrien*). On signale que cet effet peut être réduit à un niveau acceptable par l'emploi combiné d'isolateurs optiques et d'un laser à fréquence décalée (*Kessler*).

Peu d'études se rapportant aux *radiations étalons secondaires* recommandées en 1962 ont été mentionnées. La longueur d'onde d'une lampe à ^{198}Hg , mesurée sur une durée de cinq années, a montré une augmentation de 2×10^{-8} seulement, confirmant son utilité comme étalon secondaire (N.S.L.). Plusieurs lampes du type Osram à ^{114}Cd et à ^{198}Hg ont été fabriquées (P.T.B.) à la suite de leur mise au point dont il a été rendu compte en 1970.

Mesures de la longueur d'onde de radiations de lasers asservis

Un certain nombre de déterminations précises de longueurs d'onde de radiations émises par des lasers asservis ont été présentées à cette session; ces déterminations utilisent comme référence la radiation étalon du krypton. Cependant, pour attribuer des valeurs numériques aux résultats obtenus il faut d'abord résoudre deux problèmes :

— Avec quelle incertitude la longueur d'onde émise par une lampe à krypton dans les conditions recommandées, correspond-elle à celle des atomes non perturbés impliqués dans la définition du mètre?

— Si le profil spectral de la radiation étalon est dissymétrique, que doit-on prendre comme référence des mesures : le sommet ou le centre de gravité du profil?

La première question a fait l'objet de beaucoup de recherches à l'époque où le krypton fut proposé comme étalon et elle a été réexaminée depuis à chaque session du C.C.D.M. Tous les résultats ont confirmé que la compensation des diverses perturbations de la longueur d'onde est meilleure que 1×10^{-8} quand une lampe à krypton est utilisée dans les conditions recommandées. Ainsi, tous les laboratoires ont utilisé des lampes dans ces conditions, et seul l'un d'eux (B.I.P.M.) applique une petite correction (3×10^{-9}) pour les mesures précises de longueur et de longueur d'onde. L'opinion unanime des membres du C.C.D.M. est que ces nouvelles déterminations de longueurs d'onde de lasers asservis devraient rester compatibles avec les valeurs des étalons secondaires recommandées par le C.C.D.M. en 1962, et avec les mesures d'étalons de longueur et de longueurs d'onde de lasers faites depuis lors. Le C.C.D.M. estime en conséquence que le plus important est de maintenir la continuité des résultats par l'emploi d'une « réalisation du mètre » qui reproduit sûrement le mètre non perturbé idéal avec une incertitude inférieure à 1×10^{-8} , valeur acceptée à l'origine pour l'incertitude de la réalisation pratique de la définition.

La seconde question se pose particulièrement à propos de certaines mesures récentes de longueurs d'onde qui ont été publiées (B.I.P.M., N.B.S.) avec un choix entre deux valeurs numériques, suivant que l'on attribue le nombre d'ondes de la définition du mètre soit au sommet, soit au centre de gravité du profil spectral de la radiation du krypton. Une étude de l'effet de dissymétrie sur les mesures de longueurs d'onde effectuées avec des interféromètres de types différents a été faite par P. Giacomo (B.I.P.M.). La conclusion est que, avec les différences de marche nécessaires pour des mesures de précision et en utilisant la lampe à krypton, la longueur d'onde effective se situe approximativement au milieu des valeurs correspondant au sommet et au centre de gravité du profil. Ainsi, cette valeur intermédiaire correspond à la « réalisation du mètre » de la majorité des laboratoires.

Iode

Six laboratoires (N.R.C., N.B.S., N.P.L., N.S.L., P.T.B., B.I.P.M.) présentent les résultats de mesures de la longueur d'onde de radiations de lasers à He-Ne asservis sur l'absorption saturée de l'iode. Les valeurs qui ont été déterminées correspondent à diverses composantes hyperfines de $^{127}\text{I}_2$ et de $^{129}\text{I}_2$. Pour permettre de faire une comparaison, toutes ces valeurs sont rapportées à la composante i de $^{127}\text{I}_2$ en utilisant les valeurs des intervalles de fréquence mesurés par battements (*voir* l'Appendice). Le choix de la composante i comme référence est arbitraire et résulte seulement du fait que plusieurs laboratoires ont déjà rapporté leurs résultats à cette composante. Les valeurs obtenues de la longueur d'onde sont en excellent accord; toutes les mesures étant jugées de précision comparable, la valeur moyenne arrondie est adoptée comme la valeur la plus probable.

TABLEAU I

*Détermination dans plusieurs laboratoires
de la longueur d'onde de lasers à He-Ne
asservis sur une raie d'absorption saturée de l'iode*

Les résultats sont rapportés à la composante i de $^{127}\text{I}_2$. Aucune correction n'est appliquée pour la dissymétrie de la radiation étalon.

(Unité : femtomètre)

Laboratoire	$\lambda = 632\ 991\ 000 +$	Incertitude	Mesure originale
N.B.S.	399,8*	$\sigma_m = 1,2$	$^{129}\text{I}_2$ k
N.R.C.	8	$\sigma_m = 3$	$^{127}\text{I}_2$ i
N.S.L.	8	$\sigma = 7$	$^{129}\text{I}_2$ m, n, k, a'
P.T.B.	7	$\sigma_m = 1,1$	$^{129}\text{I}_2$ B
N.P.L.	9,0	$3\sigma_m = 0,8$	$^{127}\text{I}_2$ d
B.I.P.M.	9,4	$\sigma_m = 1,2$	$^{127}\text{I}_2$ d, g
Moyenne	398,5		
Moyenne arrondie à	399		

* Résultat obtenu en utilisant pour la radiation du krypton la valeur moyenne entre le sommet et le centre de gravité du profil.

σ = écart-type d'une mesure.

σ_m = écart-type de la moyenne.

Le plus grand écart par rapport à la moyenne est inférieur à 3×10^{-9} ; on estime donc que l'incertitude de la moyenne est celle qui a déjà été admise pour la reproductibilité de la réalisation de l'unité de longueur par une lampe à krypton ($\pm 4 \times 10^{-9}$). A la demande du C.C.D.M., le B.I.P.M. a établi un tableau des intervalles de fréquence et de longueur d'onde entre les diverses composantes du spectre de I_2 étudiées dans les différents laboratoires (voir l'Appendice, p. M 25).

Méthane

Quatre laboratoires (N.R.C., N.B.S. Boulder, N.B.S. Washington, B.I.P.M.) présentent des résultats de mesures de la longueur d'onde de la radiation émise par des lasers à He-Ne asservis sur l'absorption saturée du méthane. Deux de ces mesures ont été faites en utilisant comme référence un laser asservi sur l'iode; en conséquence, on a ajusté les valeurs obtenues pour tenir compte de la valeur maintenant recommandée pour la longueur d'onde émise par ces lasers asservis sur l'iode. Comme dans le cas de l'iode, les résultats ajustés des mesures sur le méthane sont en excellent accord, le plus grand écart par rapport à la moyenne étant de 3×10^{-9} . Ainsi, la valeur moyenne arrondie est aussi jugée exacte à $\pm 4 \times 10^{-9}$ en fonction du mètre.

TABLEAU II

*Détermination dans plusieurs laboratoires
de la longueur d'onde de lasers à He-Ne
asservis sur une raie d'absorption saturée du méthane*

Aucune correction n'est appliquée pour la dissymétrie de la radiation étalon.
(Unité : picomètre)

Laboratoire	$\lambda = 3\,392\,231 +$	Incertitude
N.B.S. (Washington)	0,404 (a, b)	$\sigma_m = 0,013$
N.B.S. (Boulder)	0,390 (a)	$\sigma_m + \delta = 0,012$
N.R.C.	0,40 (b, c)	$\sigma_m = 0,02$
B.I.P.M.	0,388	$\sigma_m + \delta = 0,017$
Moyenne	0,395 5	
Moyenne arrondie à	0,40	

(a) Résultat obtenu en utilisant pour la radiation du krypton la valeur moyenne entre le sommet et le centre de gravité du profil.

(b) Résultat obtenu par comparaison à un laser asservi sur l'iode.

(c) « up conversion ».

σ_m = écart-type de la moyenne.

δ = incertitude sur la réalisation du mètre.

On fait remarquer (*Kessler*) que le rapport des valeurs moyennes arrondies des longueurs d'onde des radiations des lasers asservis sur l'iode et sur le méthane se trouve par hasard en excellent accord (à 2×10^{-10} près) avec une détermination expérimentale de ce rapport (N.B.S.); cette détermination a été faite par comparaison interférentielle en mettant

à profit les propriétés particulières du rayonnement des lasers; l'incertitude indiquée est de $\pm 5 \times 10^{-10}$.

On mentionne (*Hall*) l'existence, dans la raie d'absorption P(7) du méthane, d'une composante E qui pourrait avoir des avantages par rapport à la composante F qu'on utilise actuellement pour l'asservissement du laser.

Gaz carbonique

On présente aussi des résultats de mesures de longueurs d'onde pour le laser à CO_2 qui peut être asservi sur l'une quelconque de la centaine de raies des bandes à 9 μm et 10 μm (N.R.C.). Les mesures ont été faites par « up-conversion » sur neuf de ces raies seulement, mais les valeurs des longueurs d'onde des autres raies s'en déduisent d'après les intervalles de fréquence mesurés ou calculés (N.R.C.). Le C.C.D.M. est informé que des mesures précises des intervalles de fréquence ont été faites récemment au N.B.S. et seront publiées (*Evenson*). Des mesures de longueurs d'onde sont aussi en cours au N.P.L. et au Massachusetts Institute of Technology. Une confirmation des résultats des mesures de longueurs d'onde du N.R.C. a été possible en utilisant la valeur recommandée pour la longueur d'onde de la radiation du laser à méthane, le rapport des fréquences de CO_2 et CH_4 ainsi que les mesures (non publiées) d'intervalles de fréquence des raies de CO_2 (*Evenson*). La valeur de la longueur d'onde ainsi déduite pour la raie R(18) est 9 282 443,74 pm à rapprocher de celle qui a été obtenue au N.R.C. : 9 282 443,7 \pm 0,2 pm.

Dans la discussion sur ces mesures de longueurs d'onde, on considère qu'il n'y a pas de confirmation suffisante des mesures sur CO_2 pour que le C.C.D.M. puisse faire une recommandation à cette session. On suggère (*Terrien*; I.M.M.), en vue de contrôler la stabilité et la reproductibilité des sources lasers, que des comparaisons entre laboratoires seraient souhaitables. Mr *Terrien* fait état de récentes comparaisons effectuées au B.I.P.M. entre des lasers asservis sur le méthane construits au N.B.S., Boulder, et au Laboratoire de l'Horloge Atomique, Orsay (en accord à quelques centaines de kilohertz près) et entre des lasers asservis sur l'iode construits au N.P.L. et au B.I.P.M. Des lasers portables à I_2 et à CH_4 sont en cours de construction pour de tels travaux de comparaison (N.R.C.).

En conformité avec la Recommandation M 2 (1970) concernant l'adoption de valeurs pour les longueurs d'onde de lasers asservis sur l'absorption saturée du méthane ou de l'iode, le C.C.D.M. adopte la *Recommandation* M 1 (1973), p. M 23.

Mesures de la fréquence de radiations de lasers asservis

On présente des résultats des mesures de fréquence pour quelques radiations de lasers asservis sur le CO_2 et aussi une valeur pour la fré-

quence du laser asservi sur le méthane (N.B.S.). Une valeur provisoire de la fréquence de la raie R(12) de CO_2 , mesurée au N.P.L., est également communiquée (*Rowley*); il est probable que cette valeur, $32\,176\,079\,482 \pm 30$ kHz, bien que provisoire, ne sera ultérieurement modifiée qu'en ce qui concerne la valeur de son incertitude, la reproductibilité du laser à CO_2 n'étant pas encore suffisamment connue. On a comparé cette valeur du N.P.L. avec celle du N.B.S. Boulder ($32\,176\,079\,489 \pm 24$ kHz) déduite de la valeur obtenue dans ce laboratoire pour une raie différente de CO_2 en utilisant des mesures (non publiées) d'intervalles de fréquence (*Evenson*). Ainsi, l'écart entre les valeurs numériques est inférieur à 3×10^{-10} et nettement plus faible que les incertitudes estimées.

La vitesse de la lumière et la définition du mètre

Presque tous les laboratoires membres du C.C.D.M. ont présenté, par correspondance, leurs commentaires et leur point de vue au sujet de l'utilisation possible de la vitesse de la lumière comme base de la définition de l'unité de longueur. Plusieurs points de vue différents sont exprimés à ce sujet. Le concept d'un étalon unique pour la longueur et l'intervalle de temps est séduisant en soi; cela pourrait être réalisé de plusieurs manières. La définition du mètre pourrait être fondée sur la longueur d'onde de la transition du césium qui sert à définir la seconde, soit directement, soit indirectement en adoptant conventionnellement une valeur de la vitesse de la lumière. On pourrait également redéfinir simultanément la seconde et le mètre à partir d'une autre transition en utilisant les possibilités nouvelles offertes par les lasers si les travaux futurs démontrent que l'on peut ainsi atteindre une meilleure exactitude. On reconnaît aussi que fixer par convention une valeur de c conduirait à une simplification dans beaucoup de domaines de la mesure, en particulier pour les étalons électriques, en géodésie et en astronomie. Cependant, en ce qui concerne les mesures de longueur au laboratoire, les méthodes interférentielles reposent sur des étalons de longueur d'onde et un laser asservi étalon serait le choix naturel comme successeur du krypton 86.

Une définition fondée sur la vitesse de la lumière ne pourrait pas, dans l'état actuel, être utilisée directement au laboratoire pour des mesures de longueur; si on devait envisager un étalon unique (de fréquence et de longueur d'onde), il serait probablement nécessaire de disposer d'étalons secondaires constitués par des lasers asservis de fréquence connue. Cependant, la forme que devrait prendre une nouvelle définition du mètre n'est pas encore évidente et l'opinion générale est que, pour le moment, on ne doit pas prendre de décision concernant une nouvelle définition de l'unité de longueur.

Au cours de la discussion, les astronomes présents donnent un aperçu des mesures astronomiques pour lesquelles on a besoin de connaître la

valeur de c en fonction du mètre avec une grande exactitude. Les mesures de longueur les plus précises sont faites sur la distance Terre-Lune avec, actuellement, une incertitude de 150 mm; on espère les améliorer prochainement en réduisant l'incertitude à 30 mm (soit 5×10^{-11}). Il est peu probable qu'une précision nettement meilleure soit possible à cause des effets de la réfraction atmosphérique (*Kovalevsky*). Il n'est pas nécessaire que de telles mesures soient exprimées directement en mètres, excepté lorsqu'il faut maintenir cohérentes entre elles les mesures de déplacement, de vitesse et d'accélération. Par exemple, le mouvement d'éloignement de la Lune par rapport à la Terre (30 mm par an) qui est important pour les effets de marée nécessitera une comparaison des mesures faites sur des durées de dix ou vingt ans, pendant lesquelles il est souhaitable de maintenir inchangée la valeur admise pour c (*Kovalevsky*). Les mesures interférentielles sur les quasars nécessitent une base terrestre de 100 m à 1 km connue avec une exactitude de 1×10^{-8} et qui devrait être compatible avec des mesures astronomiques (*Cook*). Il se peut que les travaux futurs exigent que de telles bases soient mesurées à 1/10 de la longueur d'onde (infrarouge ou visible) utilisée pour les observations (*Kovalevsky*). Bien que la plupart des observations ne portent que sur la géométrie et impliquent seulement des mesures relatives, on étudiera bientôt des problèmes dynamiques, mettant en jeu par exemple les accélérations et la pesanteur, et l'on peut prévoir la nécessité de relier, avec une exactitude de 10^{-8} , les mesures astronomiques et les mesures terrestres (*Cook*). D'ici à dix ans il devrait être possible de mesurer avec précision des distances entre satellites par l'emploi de lasers en fonctionnement continu avec une exactitude qu'on estime à 10^{-9} (*Kovalevsky*).

En géodésie, les mesures sont aussi faites par des méthodes de mesure de temps de vol avec une exactitude limitée actuellement à 10^{-6} ou 10^{-7} du fait de la réfraction atmosphérique. On peut cependant envisager de faire le vide dans des tuyaux ayant jusqu'à 1 km de longueur et de les utiliser pour la mesure des déformations de la Terre, de l'ordre de 1×10^{-10} par an (*Cook*).

Ces discussions font ressortir deux thèmes principaux. Le premier est que les mesures astronomiques de distance fondées sur une valeur conventionnelle de c soient compatibles avec les mesures terrestres à 10^{-8} près, ou mieux. Le second est que les astronomes pourraient accepter dans le proche avenir un changement de la valeur qu'ils adoptent pour c , mais que de nouvelles observations astronomiques qui seront bientôt entreprises rendraient indésirables des changements ultérieurs dans les dix ou vingt prochaines années.

Le C.C.D.M. discute les trois récentes mesures conduisant à des valeurs précises de la vitesse de la lumière :

— la mesure de la fréquence du laser asservi sur le méthane (N.B.S.

Boulder), avec la valeur de sa longueur d'onde déjà recommandée, ce qui donne

$$c = 299\,792\,458,3 \pm 1,2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1};$$

— la mesure de la fréquence de la raie R(12) de CO_2 (voir plus haut), avec sa longueur d'onde déterminée au N.R.C. ($\lambda = 9\,317\,246,3 \pm 0,2 \text{ pm}$), ce qui donne

$$c = 299\,792\,457 \pm 6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1};$$

— la mesure de Bay et Luther (N.B.S. Washington) qui utilise une modulation micro-onde de la radiation visible d'un laser à He-Ne et conduit à

$$c = 299\,792\,462 \pm 18 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}.$$

A cause de la différence notable des incertitudes, seul le premier des trois résultats est important pour la détermination de la valeur moyenne pondérée $c = 299\,792\,458 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'incertitude de cette valeur est déterminée essentiellement par l'incertitude de la valeur de la longueur d'onde ($\pm 4 \times 10^{-9}$).

Le C.C.D.M. doit-il faire une recommandation concernant une valeur de c avec une telle incertitude? Quelques doutes sont émis (*Kovalevsky, Engelhard, Bayer-Helms*). On fait remarquer cependant que la mesure de la fréquence de la raie R(12) de CO_2 , faite au N.P.L., confirme la partie la plus difficile de la mesure de fréquence par étapes successives, et que l'incertitude estimée de la mesure de la fréquence est seulement le dixième de celle qui est suggérée pour la valeur de c (*Evenson*). On insiste sur le fait qu'il est souhaitable de donner une indication aux astronomes et aux physiciens sur la meilleure valeur de la vitesse de la lumière. Le C.C.D.M., qui comprend des spécialistes des laboratoires concernés par les récentes déterminations de fréquences et de longueurs d'onde, est plus compétent qu'aucune personnalité ou qu'aucune autre organisation pour combiner les valeurs mesurées nécessaires et décider des limites d'incertitude appropriées de façon à assurer la compatibilité entre la valeur de c et l'unité de longueur (*Terrien*).

La question de la future définition de l'unité de longueur est soulevée de nouveau en considération du besoin exprimé par les astronomes d'avoir une valeur de c qui reste inchangée pendant plusieurs années. La meilleure façon d'obtenir ce résultat serait évidemment d'utiliser c , de quelque manière, pour définir l'unité de longueur, mais le C.C.D.M. n'est pas en mesure de faire actuellement une proposition dans ce sens. Une redéfinition future pourrait être fondée soit sur un nouvel étalon de longueur d'onde, soit sur la vitesse de la lumière. Les valeurs proposées pour c et pour les longueurs d'onde du méthane et de l'iode représentent les valeurs les plus exactes qui peuvent être obtenues en fonction des étalons actuels et chacune reflète bien l'incertitude de la réalisation de l'unité de longueur.

Ainsi, et pourvu qu'aucun nouveau résultat ne vienne contredire cette assertion, la continuité de l'unité de longueur serait réalisée en gardant inchangée, dans une future définition de l'unité de longueur, n'importe laquelle des trois valeurs proposées (*Terrien*). Comme ces trois valeurs (λ_{CH_4} , λ_{I} , c) ont toutes des incertitudes identiques (4×10^{-9}), la liberté du choix futur est entière (*Cook*).

On suggère, pour la commodité en métrologie, qu'il pourrait être avantageux de maintenir inchangée la valeur de la longueur d'onde du méthane dans une définition future, quelle que puisse être la base de cette définition (*Baird*). Cependant, l'opinion générale du C.C.D.M. est qu'un changement, même minime, de la valeur de c serait une source de difficultés pour les astronomes et qu'il serait probablement préférable de chercher à maintenir inchangée la valeur de c . On fait observer que si une future définition de l'unité de longueur devait encore être fondée sur un étalon de longueur d'onde, la vitesse de la lumière resterait une constante expérimentale, de sorte que sa valeur serait alors susceptible de changer à la suite de nouveaux travaux expérimentaux de la plus haute exactitude (*Rowley*). Mr *Terrien* suggère qu'une définition fondée sur une longueur d'onde pourrait être rédigée de telle manière qu'il en résulte une valeur conventionnelle de la vitesse de la lumière. Il fait aussi remarquer que cette sorte de choix n'est pas sans précédent puisque l'ampère a été défini en fixant implicitement la valeur de μ_0 .

En conclusion, le C.C.D.M. adopte les *Recommandations* M 2 (1973) et M 3 (1973) p. M 24.

Considérant en outre l'importance de la vitesse de la lumière, le C.C.D.M. s'accorde sur la déclaration suivante :

« Au sujet de la valeur de la vitesse de la lumière, on a rappelé les inconvénients des changements qui ont été proposés ou adoptés dans le passé, et qui pourraient l'être encore à l'avenir, lorsque de nouvelles déterminations sont effectuées. En effet, la valeur de la vitesse de la lumière est une constante fondamentale, en particulier elle fait partie du « Système UAI de constantes fondamentales », et elle sert à des expériences extrêmement précises, devant porter sur de nombreuses années, en astronomie, en géodésie et en géophysique. La plupart des membres présents, sans prétendre préjuger des définitions futures du mètre et de la seconde, ont déclaré qu'à leur avis il devrait être possible de conserver sans changement la valeur 299 792 458 mètres par seconde (Recommandation M 2 (1973)), à la condition, bien entendu, que les données expérimentales qui ont servi à établir cette valeur ne se révèlent pas à l'avenir entachées de graves erreurs systématiques insoupçonnées aujourd'hui.

Mesure des étalons à bouts, des étalons à traits et des déplacements

Plusieurs laboratoires mentionnent de nouveaux appareils pour la mesure interférentielle d'étalons à traits ou à bouts. La plupart de ces

appareils utilisent des sources laser avec des méthodes de comptage de franges. Ces méthodes sont aussi utilisées pour des distances jusqu'à 100 m (N.P.L., P.T.B.).

Trois règles mesurées au B.I.P.M. ont été aussi mesurées dans d'autres laboratoires; les résultats sont en bon accord avec des différences généralement inférieures à 0,1 μm . Tous les laboratoires acceptent de faire, de temps en temps, des comparaisons internationales de ce genre, mais la nécessité de telles comparaisons n'est pas aussi grande qu'auparavant étant donné l'exactitude des mesures maintenant obtenues par l'emploi des méthodes interférentielles et des sources laser (*Baird*).

Le B.I.P.M. propose la circulation de deux règles: l'une de 1 m de longueur, l'autre de 500 mm à « traits vibrés ». Plusieurs laboratoires représentés désirent prendre part, avec le B.I.P.M., à une comparaison internationale: cinq laboratoires (N.B.S., N.P.L., N.R.L.M., N.S.L., P.T.B.) avec la règle de 1 m et six laboratoires (les mêmes plus le N.R.C.) avec la règle de 500 mm.

Questions diverses

Notation spectroscopique. — L'accord n'est pas encore réalisé sur une notation spectroscopique unique pour les différentes raies moléculaires utilisées pour l'asservissement des lasers. Il n'y a pas de difficulté pour les raies du laser à CO_2 , mais pour celles du CH_4 il n'existe pas de notation internationale unifiée et l'opinion est divisée quant à la forme la mieux appropriée. C'est pour cette raison que, dans la Recommandation M 1 (1973), la raie du méthane n'est pas spécifiée de façon plus précise. Les raies sont cependant bien séparées, de sorte que la valeur de la longueur d'onde identifie la raie spécifiée sans ambiguïté. On a demandé aux organismes compétents et aux experts de régler ce problème de notation (*Terrien*).

On n'a pas attribué une identification spectroscopique complète à toutes les composantes hyperfines de l'iode; elles sont identifiées alphabétiquement. L'identification des composantes les plus communément utilisées, notamment celles de la Recommandation M 1 (1973), est précisée dans les références mentionnées à la fin de cette Recommandation.

* * *

Au moment de clore la session, le *Président* remercie les participants de leur concours et Mr *Baird*, au nom de ses collègues, remercie le président pour la conduite des travaux de cette 5^e session du C.C.D.M.

(Juillet 1973)

Recommandations
du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre
présentées
au Comité International des Poids et Mesures*

Longueurs d'onde des radiations des lasers à hélium-néon asservis sur le méthane ou sur l'iode

RECOMMANDATION M 1 (1973)

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,

CONFORMÉMENT à la *Recommandation M 2 (1970) concernant l'étude des radiations des lasers stabilisés sur des raies d'absorption de l'iode et du méthane et la mesure de leur longueur d'onde,*

AYANT EXAMINÉ les résultats des comparaisons de la longueur d'onde de ces radiations à celle de la radiation de la définition du mètre et après discussion du degré de concordance entre plusieurs laboratoires,

CONSTATE que la réalisation pratique du mètre dans ces comparaisons montre une cohérence meilleure que le cent-millionième (10^{-8}),

RECOMMANDE que l'on emploie pour la longueur d'onde dans le vide des radiations des lasers à hélium-néon stabilisés sur les raies d'absorption les valeurs suivantes

raie	longueur d'onde dans le vide
Méthane, P(7), bande ν_3	$3\,392\,231,40 \times 10^{-12}$ m
Iode 127, R(127), bande 11-5, composante i	$632\,991,399 \times 10^{-12}$ m

ESTIME que la longueur d'onde de ces radiations a la valeur indiquée à $\pm 4 \times 10^{-9}$ près en valeur relative, et que cette incertitude est essentiellement due à l'indétermination actuelle de la réalisation pratique du mètre,

NOTE que d'autres composantes de la raie R(127) de la bande 11-5 de l'iode 127 ou des composantes de l'iode 129 peuvent être employées sans détérioration de l'exactitude en tenant compte des différences de fréquence; par exemple, on déduit de ces différences de fréquence que la composante B de $^{129}\text{I}_2$ a une

* Ces trois recommandations ont été approuvées par le Comité International des Poids et Mesures à sa 62^e session (octobre 1973).

longueur d'onde plus courte que la composante i de $^{127}\text{I}_2$ de $1,321\ 16 \times 10^{-12}$ m, c'est-à-dire que sa longueur d'onde est $632\ 990,078 \times 10^{-12}$ m. (La désignation de ces composantes est expliquée dans Appl. Phys. Letters, **18**, 1971, p. 360, J. Phys. E, **5**, 1972, p. 926 et Appl. Optics, **12**, 1973, p. 2927.)

Valeur de la vitesse de la lumière

RECOMMANDATION M 2 (1973)

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,

CONSIDÉRANT la raie du méthane recommandée avec la valeur de sa longueur d'onde dans le vide $3\ 392\ 231,40 \times 10^{-12}$ m, que l'on estime exacte à $\pm 4 \times 10^{-9}$ près en valeur relative, et la valeur $(88\ 376\ 181\ 627 \pm 50)$ kilohertz de la fréquence de cette même raie déterminée par le National Bureau of Standards en utilisant des étalons intermédiaires dont la fréquence a été confirmée par des mesures indépendantes d'autres laboratoires,

CONSTATE que la valeur de la vitesse de propagation de la lumière dans le vide qui en résulte est $299\ 792\ 458$ mètres par seconde avec l'incertitude d'environ $\pm 4 \times 10^{-9}$ qui est la conséquence de l'indétermination de la réalisation pratique du mètre,

NOTE que cette valeur est en accord, dans la limite des incertitudes estimées, avec les deux autres mesures indépendantes les plus récentes qui ont été communiquées à cette session du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre.

Poursuite des mesures de fréquences et de longueurs d'onde optiques

RECOMMANDATION M 3 (1973)

Le Comité Consultatif pour la Définition du Mètre,

CONFIRME sa Recommandation antérieure M 4 (1970) soulignant le besoin de nouvelles recherches en vue d'une définition future du mètre plus précise que la définition actuelle, particulièrement de nouvelles mesures de fréquences optiques et de nouvelles comparaisons de longueurs d'onde de radiations de lasers stabilisés.

Appendice

Intervalles entre les raies d'absorption de I_2 ... (voir p. M 25 et M 26).

Intervalles entre les raies d'absorption de I_2

coïncidant avec les raies d'émission des lasers à He- ^{20}Ne et He- ^{22}Ne ($\lambda \approx 633 \text{ nm}$)

$\Delta f = f_{\text{composante}} - f_{\text{référence}}$ (en MHz) ; $\Delta \lambda = \lambda_{\text{composante}} - \lambda_{\text{référence}}$ (en fm)

Correspondance entre Δf et $\Delta \lambda$: $\Delta f / \Delta \lambda = 0,748 \text{ 21 MHz/fm}$; $\Delta \lambda / \Delta f = 1,336 \text{ 52 fm/MHz}$

$^{127}\text{I}_2$ (^{20}Ne)

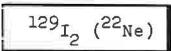
Référence : composante i $\lambda_{\text{vide}} = 632 \text{ 991 399 fm}$ [1] ; $f = 473 \text{ 612 214 MHz}$ [2]

composante	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l	m	n	Incertitude estimée	
Δf	[3]	297,3	288,5	280,7	166,9	153,6	139,7	126,3	22,3	0	-22,0	-129,3	-137,1	-152,3	-162,0	1 + 0,5 %
	[4]				165,060	152,214	138,845	125,690	21,919	0	-21,572					< 0,04
	[5]				165,107	152,225	138,865	125,677	21,938	0						< 0,02
$\Delta \lambda$	[6]	-397	-386	-375	-220,6	-203,4	-185,6	-168,0	-29,3	0	28,8	173	183	204	217	< 3 ou 0,1

$^{129}\text{I}_2$ (^{20}Ne)

Référence : composante k $\lambda_{\text{vide}} = 632 \text{ 991 271 fm}$ [1, 11] ; $f = 473 \text{ 612 310 MHz}$ [2]

composante	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l	m	n [8]	Incertitude estimée	
Δf	[7]	103,4	86,8	81,3	74,9	57,9	54,6	43,3	35,1	16,2	12,7	0	-18,5	-42,5	(-56,5)	0,5 % à 1 %
$\Delta \lambda$	[9]	-138,2	-116,0	-108,7	-100,1	-77,4	-73,0	-57,9	-46,9	-21,7	-17,0	0	24,7	56,8	(75,5)	"
composante	o	p	a'	b'	c'	d'	e'	f'	g'	h'	i'	j'	k'	l'		
Δf	[7]	-80,2	-89,2	-99,0	-119,5	-131,5	-139,4	-156,9	-163,5	-184,0	-194,6	-198,6	-207,3	-227,7	-235,3	0,5 % à 1 %
$\Delta \lambda$	[9]	107,2	119,2	132,3	159,7	175,8	186,3	209,7	218,5	245,9	260,1	265,4	277,1	304,3	314,5	"
composante	m'	n'	o'	p'	q'	r'	s'	t'	u'	v'						
Δf	[7]	-255,0	-283,5	-290,5	-293,9	-299,0	-307,8	-326,2	-341,6	-345,9	-361,7					0,5 % à 1 %
$\Delta \lambda$	[9]	340,8	378,9	388,3	392,8	399,6	411,4	436,0	456,6	462,3	483,4					"



Référence : composante B $\lambda_{\text{vide}} = 632\,990\,078 \text{ fm}$ [1] ; $f = 473\,613\,203 \text{ MHz}$ [2]

Composante	A	B	C	Incertitude estimée
Δf [10]	-19,81	0	17,94	0,1
$\Delta \lambda$ [11]	26,5	0	-24,0	0,1

Intervalles entre les composantes de référence des trois groupes

	$(^{129}\text{I}_{2,k}) - (^{127}\text{I}_{2,i}) =$	$(^{129}\text{I}_{2,B}) - (^{129}\text{I}_{2,k}) =$	$(^{129}\text{I}_{2,B}) - (^{127}\text{I}_{2,i}) =$
Δf [11]	96,039 9 \pm 0,009 8 MHz	892,467 \pm 0,083 MHz	988,507 \pm 0,084 MHz
$\Delta \lambda$ [12]	- 128,36 fm	- 1 192,8 fm	- 1 321,2 fm

- [1] Valeur recommandée par le C.C.D.M. (Recommandation M 1 (1973)), dont l'exactitude est estimée à $\pm 4 \times 10^{-9}$, soit $\pm 2,5 \text{ fm}$.
- [2] Calculé avec la valeur de \underline{g} indiquée dans la Recommandation M 2 (1973) du C.C.D.M.
- [3] HANES (G.R.), DAHLSTROM (C.E.), Appl. Phys. Letters, 1969, 14, p. 362-364.
- [4] HANES (G.R.), BAIRD (K.M.), DE REMIGIS (J.), Appl. Optics, 1973, 12, 7, p. 1600-1605, résultats de mesures croisées rapportées, après ajustement, à la composante d.
- [5] ROWLEY (W.R.C.), WALLARD (A.J.), J. Phys. E, 1973, 6, p. 647-652, résultats de mesures croisées rapportées, après ajustement, à la composante d.
- [6] $\Delta \lambda$ calculé à partir de Δf ; on a utilisé pour Δf les valeurs [3] pour les composantes a, b, c, k, l, m, n, la valeur [4] pour la composante j, la moyenne des valeurs [4] et [5] pour les composantes d, e, f, g, h ; $\Delta \lambda$ est arrondi à 1 fm dans le premier cas et à 0,1 fm dans les deux derniers cas.
- [7] KNOX (J.D.), PAO (Y.), Appl. Phys. Letters, 1971, 18, p. 360-361, résultats de mesures de Δf entre composantes successives ; incertitude non précisée, vraisemblablement 0,1 MHz sur les intervalles entre composantes successives (0,01 MHz dans quelques cas).
- [8] Intervalle mesuré également dans la référence [11] qui donne $\Delta f = 55,7 \pm 0,1 \text{ MHz}$ et $\Delta \lambda = 74,4 \pm 0,1 \text{ fm}$.
- [9] $\Delta \lambda$ calculé à partir de Δf et arrondi à 0,1 fm.
- [10] Valeurs communiquées par les auteurs de la référence [11].
- [11] SCHWEITZER (W.G.), KESSLER Jr (E.G.), DESLATPES (R.D.), LAYER (H.P.), WHETSTONE (J.R.), Appl. Optics, 1973, 12, p. 2927-2938 ; seuls les λ sont donnés dans cette référence, bien qu'ils soient déduits de mesures de Δf entre les composantes A, B ou C et la composante k de $^{129}\text{I}_2$ (^{20}Ne).
- [12] $\Delta \lambda$ calculé à partir de Δf .

ANNEXE M 1

Documents de travail présentés à la 5^e session du C.C.D.M.

Document

CCDM/

73-2 Consultation préalable par correspondance.

Ce document, préparé par le B.I.P.M. et adressé aux membres du C.C.D.M. le 28 décembre 1972, contient un certain nombre de questions auxquelles les destinataires étaient priés de répondre avant la session. Ces questions, ainsi que les réponses reçues, sont données à l'Annexe M 2.

73-3 N.S.L. (Australie).- Reply to questions in CCDM/73-2.

73-4 N.S.L. (Australie).- N.S.L. Iodine-stabilized laser, by J.B. Cole (voir Annexe M 14).

73-5 N.R.L.M. (Japon).- Answer for questions in CCDM/73-2.

73-6 N.R.L.M. (Japon).- Methane-stabilized He-Ne lasers with the method of saturated absorption, by M. Ohi, Y. Akimoto and T. Tako (voir Annexe M 10).

73-7 N.R.L.M. (Japon).- Study on stabilization of He-Ne lasers using saturated absorption of iodine ¹²⁷I₂,

Document
CCDM/

by K. Tanaka, T. Sakurai and T. Kurosawa (voir Annexe M 11).

73-7bis N.R.L.M. (Japon).- Supplement on the document CCDM/73-7 (voir Annexe M 11, paragraphe V).

73-8 N.R.L.M. (Japon).- Wavelength measurement of 0.633 μm and 3.39 μm He-Ne lasers stabilized on saturated absorption lines, by T. Masui, S. Asami and N. Ito (voir Annexe M 12).

73-9 N.R.L.M. (Japon).- Methane-stabilized He-Ne lasers with the method of linear absorption, by Y. Akimoto, M. Ohi, T. Tako and K. Shimoda (voir Annexe M 13).

73-10 Reply to questions in CCDM/73-2, by K. Shimoda.

A ce document étaient joints :

- les manuscrits de deux articles à paraître dans *Jap. Jour. Appl. Phys.* :
 - Ultimate stability of methane-stabilized lasers (voir le résumé à l'Annexe M 21),
 - Frequency shifts in methane-stabilized lasers (voir le résumé à l'Annexe M 20) ;
- un tirage à part de l'article :
 - Stark effect of the $F_1^{(2)}$ line of methane at 3.39 μm observed by the method of inverted Lamb-dip, by K. Uehara (*J. Phys. Soc. Japan*, 34, N° 3, 1973, pp. 777-780).

73-11 N.R.C. (Canada).- Reply to questions in CCDM/73-2.

73-12 N.B.S. (Etats-Unis d'Amérique).- Responses to questions in CCDM/73-2.

A ce document étaient joints :

- Proposals I and II (voir Annexe M 4) ;
- le texte de la communication "Saturated absorption line shape", by J.L. Hall, publiée dans *Fundamental and applied laser physics* (Proceedings of the Esfahan Symposium, 1971, J. Wiley, New York, 1973, pp. 463-477) ;
- les tirages à part des cinq articles suivants :
 - Frequency stability of methane-stabilized He-Ne lasers, by H. Hellwig, H. E. Bell, P. Kartaschoff and J. C. Bergquist (*J. Appl. Phys.*, 43, N° 2, 1972, pp. 450-452) ;
 - Wavelength of the 3.39 μm laser-saturated absorption line of methane, by R.L. Barger and J.L. Hall (*Appl. Phys. Lett.*, 22, N° 4, 1973, pp. 196-199) ;

Document
CCDM/

Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane-stabilized laser, by K.M. Evenson, J.S. Wells, F.R. Petersen, B.L. Danielson, G.W. Day, R.L. Barger and J.L. Hall (*Phys. Rev. Lett.*, 29, N° 19, 1972, pp. 1346-1349) ;

Accurate frequencies of molecular transitions used in laser stabilization : the 3.39 μm transition in CH_4 and the 9.33 and 10.18 μm transitions in CO_2 , by K.M. Evenson, J.S. Wells, F.R. Petersen, B.L. Danielson and G.W. Day (*Appl. Phys. Lett.*, 22, N° 4, 1973, pp. 192-195) ;

Measurement of an optical frequency and the speed of light, by Z. Bay, G.G. Luther and J.A. White (*Phys. Rev. Lett.*, 29, N° 3, 1972, pp. 189-192).

73-13 A.S.M.W. (Rép. Dém. Allemande).- Information zum Dokument CCDM/73-2.

73-14 N.P.L. (Royaume-Uni).- Reply to questionnaire CCDM/73-2.

A ce document étaient jointes les deux notes suivantes :
Performance studies of He-Ne lasers stabilized by $^{127}\text{I}_2$ saturated absorption, by W.R.C. Rowley and A.J. Wallard (voir Annexe M 5) ;

Performance of automatic scale measuring interferometer, by P. Anderton (voir Annexe M 7) ;

- le manuscrit d'un article à paraître dans *J. Phys. E* : Wavelength values of the 633 nm laser, stabilized with $^{127}\text{I}_2$ saturated absorption, by W.R.C. Rowley and A.J. Wallard (voir le résumé à l'Annexe M 6) ;

- les tirages à part des articles suivants :

Frequency stabilization of the helium-neon laser by saturated absorption in iodine vapour, by A.J. Wallard (*J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 5, 1972, pp. 926-930) ;

Towards a new determination of the speed of light, by C.C. Bradley, G.J. Edwards, D.J.E. Knight, W.R.C. Rowley and P.T. Woods (*Phys. Bulletin*, 23, 1972, pp. 15-18) ;

Lasers, metrology and standards, by S.J. Bennett (*Phys. Bulletin*, 22, 1971, pp. 397-398) ;

Optical coupling effects in frequency stabilized lasers, by W.R.C. Rowley and D.C. Wilson (*Appl. Opt.*, 11, 1972, pp. 475-476).

73-15a B.I.P.M.- Réponse au questionnaire CCDM/73-2.

73-15b B.I.P.M.- Dissymétrie du profil spectral et nombre d'ondes apparent de la radiation étalon du krypton en interférométrie, par P. Giacomo (voir Annexe M 16).

73-16 On the possibilities of replacing the unit of length with a unit of distance, by G.M.R. Winkler (voir Annexe M 22).

Document

CCDM/

- 73-17 Proposition du Bureau International des Poids et Mesures (voir Annexe M 17).
- 73-18 P.T.B. (Rép. Féd. d'Allemagne).- Reply to questions in CCDM/73-2. (Un supplément à ce document a été remis en séance au secrétariat, voir Annexe M 15).
- 73-19 Lettre de Mr J. Stulla-Götz.
- 73-20 J.I.L.A. (Etats-Unis d'Amérique).- Influence of hyperfine structure on methane-stabilized lasers, by J.L. Hall and C. Bordé (Abstract for 1973 Frequency Control Symposium) (voir Annexe M 3).
- 73-21 N.B.S. (Etats-Unis d'Amérique).- Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption, by J.L. Hall and C. Bordé.

Publié dans *Phys. Rev. Letters*, 30, N° 22, 1973, pp. 1101-1104.
- 73-22 U.R.S.I.- Recommandation concernant la vitesse de la lumière (voir Annexe M 23).
- 73-23 N.P.L. (Royaume-Uni).- The uncertainty of ^{86}Kr asymetry measurements, by W.R.C. Rowley (voir Annexe M 8).
- 73-24 B.I.P.M.- Vitesse de la lumière, par J. Terrien (voir Annexe M 18).
- 73-25 Lettre de Mr J. Bonanomi.
- 73-27 B.I.P.M.- Choix de la valeur de c , par J. Terrien (voir Annexe M 19).
- 73-28 N.P.L. (Royaume-Uni).- A measurement of the ^{86}Kr asymetry, by W.R.C. Rowley (voir Annexe M 9).

Document

CCDM/

- 73-29 N.B.S. (Etats-Unis d'Amérique).- Proposal III (voir Annexe M 4) et Addendum to N.B.S. contribution CCDM/73-12.
- 73-31 I.M.M. (U.R.S.S.).- Réponse au questionnaire CCDM/73-2.
-

ANNEXE M 2

Consultation préalable par correspondance

Cette consultation préalable a été préparée par le Bureau International des Poids et Mesures afin de rendre plus efficaces les discussions au cours de la 5^e session du C.C.D.M. en vue des décisions à prendre. Le questionnaire adressé aux membres du C.C.D.M. le 28 décembre 1972 concernait les sujets suivants :

- Radiation étalon du krypton 86 : production, extrapolation à l'atome isolé, effets de déplacement, profil spectral (*Questions 1.1 et 1.2*).
- Radiations de lasers asservis utilisables comme étalons secondaires de longueur d'onde : stabilité à court et à long terme, largeur de la raie d'absorption, effets d'entraînement de fréquence, reproductibilité, effets de déplacement, mesure de la longueur d'onde et de la fréquence (*Questions 2.1 à 2.5*).
- Autres radiations étalons secondaires de longueur d'onde (*Questions 3.1.1. à 3.2.5.*).
- Comparaisons internationales de longueurs d'onde ou de fréquence (*Question 4*).
- Vitesse de la lumière : utilisation de c pour les mesures de longueur et pour une éventuelle redéfinition de l'unité de longueur (*Questions 5.1 et 5.2*).
- Etalons à bouts et à traits et les mesures de déplacements : méthodes et instruments ; comparaisons internationales (*Questions 6.1 et 6.2*).
- Questions diverses.

Les réponses reçues ont aussitôt été diffusées à tous les membres. Questions et réponses sont reproduites ci-après.

QUESTIONS 1.1 et 1.2

Résultats obtenus depuis 1970 concernant la radiation étalon du krypton 86 :

1.1 sa production, l'extrapolation à l'atome isolé, les effets de déplacement ;

1.2 son profil spectral.

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

1.1.- L'étude de la reproductibilité de la longueur d'onde des lampes à krypton 86 de l'I.M.M. a été effectuée par comparaisons des longueurs d'onde de quelques dizaines de lampes excitées dans les conditions recommandées, au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry à enregistrement photoélectrique, à des différences de marche de 200 mm et 400 mm.

Les résultats des comparaisons des lampes ont montré que la reproductibilité de la longueur d'onde de la radiation orangée du krypton 86 n'est pas meilleure que 5×10^{-9} .

L'extrapolation de la longueur d'onde à l'atome isolé a été étudiée en 1967 ; les résultats ont été publiés dans *Trud. Metrolog. Institutov C.C.C.P.*, fascicule 114(174), 1970.

1.2.- L'étude du profil spectral de la radiation orangée est effectuée pour chaque nouvelle série de lampes. En 1972, deux séries de lampes remplies de krypton 86, contenant 4 % de xénon, ont été fabriquées. Les lampes étaient remplies à la température de l'azote liquide de sorte que la présence du xénon dans ces lampes ne se manifestait pas.

On a effectué la détermination de la largeur à mi-hauteur du profil de la radiation orangée du krypton dans ces lampes à trois différences de marche (60,4, 158,1 et 200 mm). La valeur moyenne de cette largeur, dans les conditions recommandées, est $1,29 \text{ m}^{-1}$. La symétrie du profil a été aussi étudiée : les défauts de symétrie ne dépassent pas les limites de l'incertitude des mesures.

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

1.2.- Des observations sur le profil spectral de la radiation 605,6 nm du krypton 86 ont été faites au N.B.S., tant à Boulder par R.L. Barger qu'à Washington par W.G. Schweitzer, E.G. Kessler, R.D. Deslattes, H.P. Layer et J.R. Whetstone. Les résultats sont en bon accord et confirment l'étude antérieure de Rowley et Hamon⁽¹⁾. Du fait que la dissymétrie est très faible, on peut utilement la représenter par un modèle à deux composantes : dans le domaine des différences de marche donnant une bonne visibilité des franges, une description plus complète de la forme du profil n'apporterait guère d'informations supplémentaires.

Les mesures de Barger ont été faites par rapport à la radiation d'un laser asservi sur le méthane, au moyen d'un interféromètre à miroirs plans et à balayage piézo-électrique. Les mesures de Schweitzer *et al.* ont été faites par rapport à un laser asservi sur l'iode, au moyen d'un interféromètre à miroirs plans de haute finesse (≈ 40) et à balayage par pression. Les enregistrements de la radiation du laser asservi sur l'iode fournissent une bonne estimation du profil instrumental que l'on a trouvé très proche d'une fonction de Lorentz convoluée avec une fonction d'ouverture ; après déconvolution, la forme du profil de la radiation du krypton a été ajustée sur un modèle à deux composantes. Barger a calculé la dissymétrie qui permet de rendre compte au mieux de la variation de la longueur d'onde mesurée en fonction de la différence de marche. Les observations de Schweitzer *et al.* donnent pour la composante faible, située vers le rouge, une intensité (entre 4 et 7 % de celle de la raie principale), correspondant à un intervalle de 7 à $4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ entre ces deux composantes. Pour un rapport d'intensité de 5,5/100 et un intervalle de $5,5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, la composante la plus forte se trouve à $+ 0,29 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et la composante la plus faible à $- 5,21 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ du centre de gravité du profil.

L'ajustement optimal sur les observations de Barger est obtenu avec un rapport d'intensité de 6/100, la composante la plus forte étant située à $+ 0,41 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et la plus faible à $- 7,6 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ par rapport au centre de gravité (sur la sensibilité de l'ajustement voir *Appl. Phys. Letters*, 22, No. 4, 1973, pp. 196-199). Le doublet indiqué par Rowley et Hamon réduit l'écart-type de Barger de $6,4 \times 10^{-9}$ à $2,9 \times 10^{-9}$ et déplace

(1) ROWLEY (W.R.C.) et HAMON (J.), *Rev. Optique*, 42, 1963, pp.519-531.

vers le rouge la longueur d'onde du CH_4 de $2,9 \times 10^{-9}$. On a obtenu un écart-type plus faible ($2,7 \times 10^{-9}$) et un déplacement vers le rouge additionnel de $1,2 \times 10^{-9}$ en utilisant les caractéristiques du doublet indiquées par Barger et en appliquant une petite correction supplémentaire due à une dépendance radiale présumée de l'effet Doppler à travers la section du capillaire. Avec un effet moyen de $0,131 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ dû à la distribution radiale du déplacement Doppler, on a trouvé que cette distribution doit être uniforme près de l'axe et décroître rapidement au voisinage de la paroi du capillaire^(2,3).

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (N.P.L.), Teddington

1.1.- Nous n'avons pas effectué de nouveaux travaux expérimentaux sur la production ou l'extrapolation de la radiation étalon. A la suite des études sur l'extrapolation effectuées au N.P.L. et exposées au C.C.D.M. en 1962, le laboratoire a utilisé pendant quelque temps le nombre d'ondes $1\ 650\ 763,719 \text{ m}^{-1}$ pour l'émission d'une lampe de type conventionnel utilisée dans les conditions recommandées. Cependant, plus récemment, nous sommes revenus à la valeur de définition $1\ 650\ 763,73 \text{ m}^{-1}$ pour les mesures précises de longueur d'onde de lasers asservis. Nous considérons que les incertitudes associées à l'extrapolation conduiront inévitablement les divers laboratoires à des résultats extrapolés légèrement différents (écarts pouvant atteindre 1×10^{-8}).

Pour parvenir à des résultats cohérents dans les mesures de longueur d'onde de radiations de lasers asservis, qui sont appelées à jouer un rôle important dans une future redéfinition de l'unité de longueur, nous voudrions soumettre une suggestion à l'examen du C.C.D.M. : ne serait-il pas judicieux de se mettre d'accord sur une correction pour les lampes du type habituel utilisées dans des conditions déterminées ? Naturellement, d'autres corrections seraient nécessaires pour des lampes utilisées dans des conditions différentes de fonctionnement ou d'observation.

(2) BARGER (R.L.) and HALL (J.L.), à paraître dans *J.O.S.A.*

(3) SCHWEITZER (W.G.), KESSLER (E.G.), DESLATTES (R.D.), LAYER (H.P.) and WHETSTONE (J.R.), Description, performance and wavelength of an iodine stabilized laser, *Appl. Optics*, 12, 1973, pp. 2927-2938.

1.2.- Des mesures de la dissymétrie du profil spectral de la radiation du krypton 86 sont en cours au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry et en utilisant la méthode de déconvolution de Fourier dont on a donné les grandes lignes dans le rapport du C.C.D.M. de 1970, p. M 29. Des observations seront faites avec des lampes du type habituel et aussi avec une lampe ayant un capillaire de plus grand diamètre.

De plus, on est en train de recalculer les observations mentionnées à la session de 1970 sur la base du modèle à deux composantes pour le profil spectral. Quoiqu'une telle représentation de la dissymétrie soit peut-être arbitraire, elle est néanmoins extrêmement utile. Elle permet de calculer les effets de la dissymétrie pour les mesures de longueur d'onde faites avec différents appareils. D'autres représentations du profil spectral, par exemple la "ligne médiane" ou la courbe donnant l'intensité en fonction du nombre d'ondes, sont moins faciles à comparer avec les résultats expérimentaux (voir Annexes M 8 et M 9).

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (P.T.B.), Braunschweig

1.2.- Une expérience a été faite concernant la dissymétrie de la radiation étalon du krypton. Un calibre de 300 mm a été soigneusement mesuré avec des réglages différents de l'interféromètre :

- a) le conjugué du miroir de référence est à égale distance des deux extrémités du calibre comme on le fait habituellement ;
- b) ce conjugué est en contact virtuel avec l'une des extrémités du calibre ;
- c) ce conjugué est en contact virtuel avec l'autre extrémité du calibre.

Dans le cas a) la différence de marche effective (300 mm) est la moitié de celle qui est utilisée dans les cas b) et c) (600 mm).

La valeur de la longueur du calibre obtenue dans le cas a) et la moyenne des valeurs obtenues dans les cas b) et c) sont cohérentes à mieux que 0,001 μm .

D'après les données de Rowley et Hamon on s'attendrait à une différence de 0,004 μm . Néanmoins, compte tenu des incertitudes de nos mesures (1×10^{-8}), nos résultats ne sont pas incompatibles avec ceux de Rowley et Hamon et d'autres auteurs ;

ils confirment encore qu'il n'y a pas d'erreur à craindre provenant de la dissymétrie pour des mesures dont la précision relative ne dépasse pas 1×10^{-8} .

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

1.1.- On a comparé entre elles quatre lampes à ^{86}Kr du type Engelhard, fabriquées à la P.T.B. (capillaire de diamètre intérieur 2 mm et de longueur 70 mm). Les lampes ont été observées uniquement côté anode. L'optique de conjugaison avec l'interféromètre de Michelson était légèrement différente pour chaque lampe ; les deux diaphragmes principaux de l'interféromètre (diaphragme isolateur de diamètre 0,6 mm au foyer de l'objectif de sortie de distance focale 600 mm et diaphragme de diamètre 25 mm limitant l'ouverture des miroirs) étaient à peu près dans des plans conjugués des deux extrémités du capillaire ; pour deux des lampes seulement on utilisait une lentille cylindrique compensant l'astigmatisme dû au cryostat. L'interféromètre, sous vide, était utilisé à ± 375 mm de différence de marche.

1.1.1. Les quatre lampes étant maintenues à la température du point triple de l'azote et traversées par un courant de 10,4 mA (densité de courant $J \approx 0,33 \text{ A/cm}^2$), on a trouvé pour la radiation étalon la même longueur d'onde à mieux que $\pm 1 \times 10^{-9}$ près (*fig. 1a*).

1.1.2. L'extrapolation à l'atome isolé et au repos n'a pas été refaite (aucune mesure côté cathode). On a cependant vérifié l'influence de la température et du courant. Les valeurs obtenues (*fig. 1a* et *1b*) confirment, à $\pm 1 \times 10^{-9}$ près, les valeurs admises au B.I.P.M.⁽⁴⁾.

En résumé, la longueur d'onde émise par des lampes du même type, dans les conditions recommandées, semble reproductible à $\pm 1 \times 10^{-9}$ près. Lorsque le courant ou la température s'écartent peu des conditions recommandées, les corrections usuelles semblent assurer une reproductibilité de ± 1 à 2×10^{-9} .

(4) Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, 3^e session, 1962, pp. 78-82.

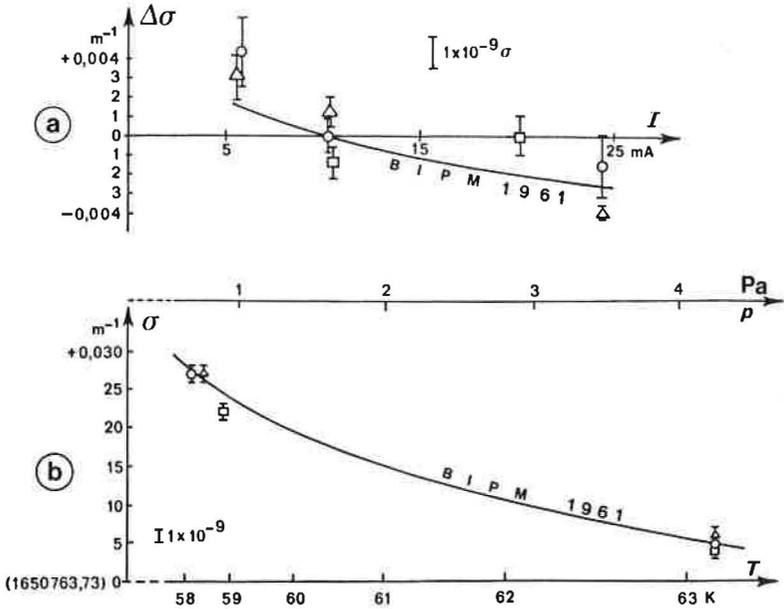


Fig. 1.- Reproductibilité de la longueur d'onde de la radiation étalon primaire émise par plusieurs lampes à ^{86}Kr du type Engelhard.

Référence : Lampe N° 74886, maintenue à la température du point triple de l'azote et parcourue par un courant de 10,4 mA ; \circ : lampe N° 75286 ; Δ : lampe N° 51386 ; \square : lampe N° 44186.

- a. Influence du courant sur le nombre d'ondes : $\Delta\sigma = \sigma(I) - \sigma(10,4 \text{ mA})$.
 b. Influence de la température sur le nombre d'ondes.

1.2.- En complément des mesures faites à la différence de marche de $\pm 375 \text{ mm}$ (voir 2.4.3.), on comparera prochainement l'ordre d'interférence des franges d'une composante de $^{127}\text{I}_2$, et celui des franges de la radiation de ^{86}Kr , à la différence de marche $\pm 800 \text{ mm}$ dans un interféromètre de Michelson ; ceci afin d'augmenter la précision des mesures de W.R.C. Rowley et J. Hamon⁽¹⁾ qui avaient pour but la détermination du profil spectral de la radiation du krypton. Ces observations complémentaires seront importantes pour relier les résultats de la mesure de g (accélération due à la pesanteur) avec les valeurs que le C.C.D.M. attribuera à la longueur d'onde des radiations de lasers asservis. Ces mesures de g sont faites avec une imprécision de l'ordre de $1 \text{ à } 2 \times 10^{-9}$.

QUESTIONS 2.1, 2.2, 2.3

Résultats obtenus depuis 1970 concernant les radiations de lasers asservis sur des raies d'absorption saturée utilisables comme étalons secondaires de longueur d'onde :

- 2.1. Leur stabilité à court terme et à long terme ;
- 2.2. la largeur de la raie d'absorption, les effets d'entraînement de fréquence ;
- 2.3. la reproductibilité, les effets de déplacement.

CONSEIL NATIONAL DE RECHERCHES (N.R.C.), Ottawa

Des études sont en cours sur la mesure des longueurs d'onde et les caractéristiques des lasers asservis sur I_2 ($\lambda \approx 0,633 \mu\text{m}$), sur CH_4 ($\lambda \approx 3,39 \mu\text{m}$) et sur CO_2 ($\lambda \approx 9 \mu\text{m}$ et $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$). On met au point un appareil pour la mesure de la fréquence de ces lasers. Nos travaux récents sont décrits dans plusieurs publications⁽⁵⁻⁹⁾.

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

2.1.- Dans l'infrarouge, la plus grande stabilité de la fréquence à court terme est 5×10^{-14} ⁽¹⁰⁾; elle est atteinte à l'aide du laser circulaire à He-Ne ($\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) à cellule

(5) HANES (G.R.), BAIRD (K.M.) and DeREMIGIS (J.), Stability, reproducibility, and absolute wavelength of a 633 nm He-Ne laser stabilized to an iodine hyperfine component, *Appl. Optics*, 12, No. 7, 1973, pp. 1600-1605.

(6) HANES (G.R.), LAPIERRE (J.), BUNKER (P.R.) and SHOTTON (K.C.), Nuclear hyperfine structure in the electronic spectrum of $^{127}\text{I}_2$ by saturated absorption spectroscopy, *J. Mol. Spect.*, 39, 1971, p. 506.

(7) SHOTTON (K.C.) and CHAPMAN (G.D.), Lifetimes of $^{127}\text{I}_2$ molecules excited by the 632.8 nm He/Ne laser, *J. Chem. Phys.*, 56, 1972, p. 1012.

(8) BAIRD (K.M.), SMITH (D.S.) and BERGER (W.E.), Wavelength of the CH_4 line at 3.39 μm , *Opt. Comm.*, 7, 1973, p. 107.

(9) BAIRD (K.M.), RICCIUS (H.D.) and SIEMSEN (K.J.), CO_2 wavelengths and the velocity of light, *Opt. Comm.*, 6, 1972, p. 91.

(10) BASSOV (N.G.), BELENOV (E.M.), VOLNOV (M.I.), GOUBINE (M.A.), NIKITINE (V.V.), TROSTCHAGUINE (V.N.), *Pisma v J. Exp. i Teor. Fiziki*, 15, 1972, p. 659.

intérieure de méthane (CH_4). Lorsque les centres de la courbe d'amplification du laser et de la courbe d'absorption du méthane coïncident, les pics de résonance observés dans ce type de laser sont plus étroits que dans les lasers linéaires ; le contraste du pic atteint 50 % (en général 2-3 %) ; sa largeur à mi-hauteur est de 60 kHz.

Dans le visible, on a obtenu avec un laser linéaire à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) à cellule d'absorption intérieure de ^{20}Ne ⁽¹¹⁾ une reproductibilité de la longueur d'onde de 3×10^{-10} et une instabilité à court terme de 4×10^{-11} . Le déplacement du centre de la raie d'absorption est de $7 \pm 3 \text{ kHz/Pa}$ ($0,9 \pm 0,4 \text{ MHz/Torr}$). Selon d'autres données, on a obtenu un déplacement de $190 \pm 40 \text{ kHz/Pa}$ ($25 \pm 5 \text{ MHz/Torr}$).⁽¹²⁾ La longueur d'onde dans le vide est égale à $632,991 52 \pm 0,000 02 \text{ nm}$.⁽¹³⁾

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

2.1.- Des études sur la stabilité des lasers ont été effectuées par Hall à Boulder sur le laser asservi sur le méthane⁽¹⁴⁾, et par Deslattes *et al.* à Washington sur le laser asservi sur l'iode.^(3,15) Par une méthode d'asservissement utilisant la dérivée première, Deslattes *et al.* ont atteint des stabilités de l'ordre de 1×10^{-11} et estiment la reproductibilité sur quelques mois à 1×10^{-10} ou mieux. Dans des conditions favorables, ils ont obtenu une stabilité de 2×10^{-12} en comparant des échantillons de 10 secondes pendant quelques heures. On équipe maintenant quelques lasers avec des systèmes d'asservissement utilisant la dérivée troisième et un appareil est mis au point pour obtenir des valeurs de la variance d'Allan en fonction de la durée de l'échantillon.⁽³⁾

(11) STRAKHOVSKI (G.M.), TATARENKOV (V.M.), TITOV (A.N.), *Izmeritel'naya Tekhnika*, 12, 1970, p. 25.

(12) MIKHENKO (G.A.), PROTSENKO (E.D.), SEDOÏ (E.D.), *Optika i Spektroskopija*, 32, 1972, p. 809.

(13) KALININE (N.A.), *Izmeritel'naya Tekhnika*, 12, 1968, p. 27.

(14) HALL (J.L.), Saturated absorption line shape, in "Fundamental and applied laser physics" (Proceedings of the Esfahan Symposium, 1971, J. Wiley, New York, 1973, pp. 463-477).

(15) DESLATTES (R.D.), LAYER (H.P.) and SCHWEITZER (W.G.), Interferometric comparison of molecularly stabilized lasers, (à paraître dans *Appl. Optics*).

Hall a effectué des études approfondies sur la stabilité de la fréquence du laser asservi sur le méthane.⁽¹⁴⁾ A court terme, on a observé un bruit aléatoire de puissance $\sigma = 3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ comme on peut s'y attendre de la part d'un laser ayant un rapport signal/bruit, intégré pendant 1 seconde, de 74 dB et en utilisant une largeur de bande de 60 kHz. Le bruit acoustique ambiant produisait une largeur de raie de 3 kHz dans un laser monté entre des tiges de silice et non protégé. Deux lasers non asservis construits chacun dans un bloc massif ont montré un spectre de battements de largeur inférieure à 300 Hz. La contribution des fluctuations de fréquence d'origine électronique à la largeur de raie était très inférieure à 300 Hz. Des lasers asservis sur CH₄, à très haut rapport signal/bruit, ont été préparés mais non encore essayés. On s'attend à obtenir $\sigma \approx 2 \times 10^{-14}$ sur 1 seconde.

Dans les études de stabilité à long terme, une comparaison expérimentale de deux lasers de type très différent, asservis tous deux sur le méthane, a donné $\sigma(1s) = 4 \times 10^{-13}$ et $\sigma(10^2 \text{ à } 10^4 \text{ s}) = 3 \times 10^{-14}$. La stabilité à long terme était limitée par les variations du décalage systématique de l'ordre de 3 kHz entre ces deux lasers. Dans les lasers de résolution habituelle, des décalages de cet ordre de grandeur peuvent provenir de la saturation différentielle du spectre hyperfin du CH₄.⁽¹⁶⁾

Hellwig *et al.*⁽¹⁷⁾ font état des stabilités suivantes : $1,5 \times 10^{-11}$ pour la région de la milliseconde pour les lasers non asservis, et 10^{-13} pour un temps d'intégration de 10 secondes pour les lasers asservis sur le méthane.

Au N.B.S., Boulder, on est en train de stabiliser des lasers à CO₂ par asservissement, à l'aide de la dérivée première, sur le "Lamb-dip" de la radiation de fluorescence à 4,3 μm émise par une cuve à absorption à CO₂.⁽¹⁸⁾ L'asservissement utilisant l'absorption du CO₂ est avantageux parce qu'il y a un "Lamb-dip" près du centre de la courbe de gain pour chaque raie laser de CO₂, aussi travaille-t-on active-

(16) HALL (J.L.) and BORDÉ (C.), Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption, *Phys. Rev. Letters*, 30, No. 22, 1973, pp. 1101-1104. Voir aussi Annexe M 3.

(17) HELLWIG (H.), BELL (H.E.), KARTASCHOFF (P.) and BERGQUIST (J.C.), Frequency stability of methane-stabilized He-Ne lasers, *J. Appl. Phys.*, 43, 1972, pp. 450-452.

(18) PETERSON (F.R.) and DANIELSON (B.L.), Stability characteristics of a Lamb-dip stabilized CO₂ laser, (à paraître dans *Appl. Phys. Letters*).

ment sur cette méthode dans ce laboratoire. On utilise à l'intérieur de la cavité laser une cuve à absorption, à la température ambiante, remplie de CO_2 sous une pression de 2,7 à $5,3 \times 10^3$ Pa (20 à 40 Torr). Les conditions types d'utilisation donnent une demi-largeur à mi-hauteur $\Delta\nu \approx 400$ kHz avec un rapport signal/bruit $\approx 10^3$ dans une largeur de bande de 1 Hz. La variation relative de fréquence mesurée est $\Delta f/f = \sigma = 3 \times 10^{-11} \tau^{-1/2}$ pour $10^{-2} \text{ s} \leq \tau \leq 10 \text{ s}$. Pour $\tau < 10^{-2} \text{ s}$ et avec les lasers non asservis, $\sigma \approx 5 \times 10^{-11}$.

Petersen a aussi asservi le laser à CO_2 sur l'absorption saturée de SiF_4 . La raie la plus intense de SiF_4 , qui coïncide avec la raie P30 du CO_2 (à moins de 1 MHz du centre de la raie laser), a été utilisée dans les recherches sur la stabilité du laser et pour étudier la variation de la largeur de la raie en fonction de la pression et de la puissance.

2.2.1. *Méthane.*— La question de la largeur de la raie d'absorption saturée a été soigneusement étudiée par Hall⁽¹⁴⁾ pour expliquer comment l'intensité et la pression interviennent, ensemble ou séparément, dans l'élargissement et comment leurs effets dépendent de l'ouverture du faisceau laser. On a pris soin d'utiliser des surfaces d'onde suffisamment planes pour minimiser l'élargissement Doppler résiduel. On a montré que toutes les résonances du méthane à $3,39 \mu\text{m}$ (lorsqu'elles sont élargies de 10 % ou 20 % au-delà de la valeur correspondant au temps de transit) sont bien représentées par :

$$\gamma(X_1, X_2) = \gamma(X_1, 0) \sqrt{1+S},$$

où X_1 est la pression, X_2 la puissance, et S le paramètre de saturation effectif

$$S = \frac{k_3 X_2}{k_1 \gamma(X_1, 0)} .$$

La largeur de la raie élargie par pression est $\gamma(X_1, 0) = k_1 + k_2 X_1$.

Pour la demi-largeur à mi-hauteur (en kHz), les valeurs obtenues sont $k_1 \approx \frac{A}{w_0}$, où w_0 est le rayon (en mm) du col du faisceau laser et $A \approx 70$ kHz·mm à ± 20 % près,

$$k_2 \approx 75 \text{ kHz/Pa} \text{ (10 kHz/mTorr) pour } k_1 \approx 30 \text{ kHz,}$$

$$k_2 \approx 120 \text{ kHz/Pa} \text{ (16 kHz/mTorr) pour } k_1 \approx 300 \text{ kHz,}$$

$$k_3/k_1^2 \approx 1 \text{ mW}^{-1} \text{ à } \pm 50 \text{ \%}.$$

La proportionnalité entre la largeur de raie et l'inverse du diamètre du faisceau est vérifiée de 85 μm (correspondant à 823 kHz) à 0,5 cm (correspondant à 24 kHz). Une récente exten-

sion à 1,5 cm et 77 K a conduit à des largeurs de raie de 6 kHz comme on s'y attendait du fait que la durée de vie est beaucoup plus grande que le temps de transit. On est en train d'étudier un appareil de 30 cm d'ouverture qui devrait donner une largeur de raie de 600 Hz à la température ambiante. Un régime anormal de largeur de raie étroite apparaît à faible intensité si la pression est très basse, la réduction de la vitesse transversale efficace étant alors dominante.

Quelques observations récentes sur la structure hyperfine de la raie du méthane sont présentées par Hall⁽¹⁶⁾.

2.2.2. *Gaz carbonique.*— Des recherches sont actuellement entreprises par Petersen sur les différentes causes d'élargissement de la raie de fluorescence saturée du CO₂, par exemple le temps de transit, la pression, la puissance. Une valeur typique de la demi-largeur à mi-hauteur de la raie est $\Delta\nu \approx 400$ kHz pour une pression de 4 Pa (soit 30 mTorr) et un diamètre de faisceau d'environ 0,5 cm. L'élargissement dû à la pression est approximativement 23 kHz/Pa (3 kHz/mTorr) sur la demi-largeur.

2.3.1. *Reproductibilité de la fréquence*

A. Lasers asservis sur le méthane.— Hall a identifié les contributions à l'erreur globale de plusieurs causes d'erreur dans les dispositifs d'asservissement utilisant l'absorption saturée (tableau).

Description	Décalage type	Remède	Etat actuel
Inclinaison du fond sous la raie de résonance	10 kHz	a) meilleur contraste b) asservissement sur la dérivée troisième ou par une méthode utilisant 4 points (3 ^e différence finie) c) correction du fond par réaction d) résonance plus étroite	estimé à 10 Hz
Couplage entre le récepteur et le laser	10 kHz	isolateur de Faraday à grenat d'yttrium-fer (YIG)	≈ 10 Hz
Décalage de fréquence induit par la pression	< 1 kHz	trajet d'absorption plus long à des pressions plus basses	< 1 Hz
Déplacement du centre de gravité de la raie d'absorption en fonction de l'intensité, dû aux différences de saturation des composantes hyperfines	2 kHz	a) résolution de la structure hyperfine b) utilisation de la raie E	≈ 10 Hz ≈ 1 Hz

Dissymétrie de la raie en fonction de l'intensité ; influence possible de la courbure des surfaces d'onde	1 kHz	{ a) paramètre de saturation plus faible ± 400 Hz b) ondes plus planes ...
Dissymétrie de la modulation	500 Hz	{ a) séparation des transducteurs de modulation et d'asservissement estimé à 10 Hz b) contrôle en fréquence de la modulation
Effet Doppler du second ordre	200 Hz à 300 K	régulation thermique 2 Hz
Décalages dus à l'électronique d'asservissement		estimé à 3 Hz

B. Lasers à CO₂.— Des recherches sont en cours (Petersen) sur la reproductibilité de la fréquence qui est étroitement liée aux divers facteurs affectant la symétrie de la raie, tels que les effets de puissance et de pente du fond. Le défaut de répétabilité est inférieur à 2×10^{-10} . On a estimé, d'après les premières mesures, que les déplacements dus au fond et à la puissance sont inférieurs à 20 kHz. On pense que le déplacement dû à la pression est négatif et inférieur à 750 Hz/Pa (100 Hz/mTorr).

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (N.P.L.), Teddington

2.1. *Stabilité à court terme et à long terme*.— Les recherches du N.P.L. sur les lasers asservis sur des raies d'absorption saturée ont porté particulièrement sur $^{127}\text{I}_2$. Les mesures de stabilité ont été faites par observations des battements de deux lasers de construction identique (voir Annexe M 5). En résumé, la variation observée est de 200 kHz pour des échantillons de durée $\tau = 10$ ms, de 20 kHz pour $\tau = 1$ s et atteint 2 kHz (soit $\Delta f/f = 4 \times 10^{-12}$) pour $\tau = 1000$ s.

La stabilité pour des durées plus longues est illustrée par un graphique s'étendant sur cinq jours d'observations (Annexe M 5, fig. 2). L'enregistrement semble indiquer une période de 24 heures et aussi une dérive régulière de l'ordre de 10 kHz (soit $\Delta f/f = 2 \times 10^{-11}$) pendant toute la durée de l'expérience de cinq jours.

2.2. *Largeur de raie et entraînement de fréquence*.— Des recherches ont été faites sur trois causes qui affectent la largeur

observée des pics d'absorption saturée : la puissance, la pression de l'iode, le balayage. Un bref résumé est présenté à l'Annexe M 5.

Nous n'avons observé aucun effet d'entraînement de fréquence dans nos lasers asservis par absorption saturée. L'effet de la lumière rétroréfléchie sur le laser asservi, qui a été exposé à la session de 1970, a fait depuis l'objet d'une publication (*Appl. Optics*, 11, 1972, pp. 475-476). Les observations se rapportent particulièrement à certains lasers commerciaux asservis sur le "Lamb-dip", mais l'influence du même effet peut se faire sentir avec d'autres systèmes d'asservissement.

2.3. *Reproductibilité.*— La reproductibilité de nos lasers asservis sur $^{127}\text{I}_2$, observée pendant douze mois, est de 20 kHz, soit 4×10^{-11} . En fonction de la puissance du laser ou de la température de la cuve à absorption, on n'a observé aucune variation systématique de la fréquence supérieure à l'incertitude des mesures (20 kHz) (*voir* Annexe M 5).

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY (N.R.L.M.), Tokyo

2.1.— Nous avons construit deux lasers He-Ne à $3,39 \mu\text{m}$ asservis sur l'absorption saturée du méthane (*voir* Annexe M 10) et deux lasers He-Ne à $0,633 \mu\text{m}$ asservis sur l'absorption saturée de l'iode 127 (*voir* Annexe M 11). Des mesures des longueurs d'onde de ces lasers et de leur stabilité seront faites.

NATIONAL STANDARDS LABORATORY (N.S.L.), Chippendale

Nous avons construit et sommes en train d'étudier des types très stables de lasers He-Ne dont la fréquence est asservie par absorption de l'iode et du méthane (*voir* Annexe M 14).

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (P.T.B.), Braunschweig

On a commencé des expériences d'asservissement de la longueur d'onde de lasers He-Ne sur l'absorption saturée de l'iode 127 et 129 . L'absorption de la raie laser du néon 22 par l'iode 129 s'est montré très efficace. Un triplet de pics distincts séparés d'environ 20 MHz a été observé. L'asservissement a été

réalisé en utilisant la dérivée troisième. Les mesures de longueurs d'onde sont en cours de préparation⁺.

On envisage d'autres expériences sur les lasers à He-Ne asservis sur le méthane et sur les lasers à colorants asservis sur des raies d'absorption dans le visible.

Un interféromètre du type Michelson est en construction pour les mesures de longueurs d'onde dans l'infrarouge.

On a entrepris l'étude de l'absorption par l'iode des radiations de lasers à Ar, Kr et Xe ionisés. Avec l'iode 127, on a observé l'absorption de radiations laser de KrII ($\lambda = 568,2$ nm, 530,9 nm et 520,8 nm) et de ArII ($\lambda = 514,5$ nm). Pour ce dernier, la suppression de modes parasites et le fonctionnement monomode ont été obtenus avec un laser commercial à argon ionisé contenant une cellule de 8 cm de longueur remplie d'iode 127. Le but de ce programme est de construire un laser asservi émettant plusieurs radiations dans le visible. Les avantages d'un tel laser par rapport à un laser à He-Ne asservi sur l'iode ou le méthane seraient :

- a) émission de plusieurs radiations permettant d'utiliser la méthode de coïncidence des excédents fractionnaires ;
- b) émission dans le visible, ce qui permet d'éviter les inconvénients résultant de l'emploi de radiations infrarouges.

K. SHIMODA (Université de Tokyo), Tokyo

2.1. et 3.1. (Ces questions devraient être inséparables).- On a étudié du point de vue théorique les fluctuations aléatoires de la fréquence des lasers à He-Ne à 3,39 μm asservis sur une raie d'absorption du méthane. On a calculé et comparé les variations minimales détectables de la fréquence pour la méthode d'absorption linéaire dans une cuve externe et pour la méthode d'absorption saturée dans une cuve interne.

La méthode d'absorption saturée dans une cuve interne sous une pression de 1 Pa (7,5 mTorr) exige une puissance de quelques milliwatts dans un faisceau de 1 mm de rayon. On a trouvé

⁺ Mr Bayer-Helms a donné en séance les renseignements complémentaires suivants : la longueur d'onde d'un laser à $^3\text{He}-^{22}\text{Ne}$ asservi sur la composante B de $^{129}\text{I}_2$, en utilisant la dérivée troisième, a été mesurée à l'aide d'un interféromètre de Kösters ; les différences de marche utilisées étaient 400, 300 et 125 mm. On a obtenu : $\lambda(^{129}\text{I}_2, \text{B}) = 632\,990,076 \times 10^{-12}$ m avec un écart-type de la moyenne $\sigma = 0,0011 \times 10^{-12}$ m ; on en déduit, en utilisant les intervalles de fréquence mesurés au N.B.S. : $\lambda(^{127}\text{I}_2, \text{i}) = 632\,991,397 \times 10^{-12}$ m avec le même écart-type.

que les fluctuations minimales détectables de la fréquence sont presque les mêmes pour l'absorption linéaire avec une puissance de 1 mW traversant la cellule et pour l'absorption saturée. Avec un récepteur idéal d'efficacité quantique égale à 1, la stabilité calculée pour les deux méthodes est $\pm 7 \times 10^{-15} / \sqrt{t}$, où t est la durée en secondes de l'échantillon. Une stabilité encore plus grande sera atteinte en utilisant une plus grande puissance à travers une cuve externe, à condition de refroidir le gaz et le récepteur à basse température⁽¹⁹⁾.

2.3. et 3.3. (Ces questions devraient être inséparables).- On sait que pour la raie à 3,39 μm du méthane les effets Stark et Zeeman sont très faibles. Le très petit effet Stark de la raie $F_1^{(2)}$ a été observé récemment par Uehara⁽²⁰⁾. Le déplacement dû à l'effet Stark est seulement de 0,01 Hz, soit 10^{-16} , pour un champ de 10 V/cm. On a étudié les effets de déplacement dus à la puissance du laser, à la température et à la pression du gaz. L'effet Doppler du second ordre, l'effet de recul, l'effet Stark et le déplacement dû à la pression ont été examinés. On a évalué ces déplacements en absorption linéaire dans une cuve externe et en absorption saturée dans une cuve interne. Une étude récente de l'effet de la structure hyperfine magnétique en absorption saturée a montré un déplacement notable de la fréquence en fonction de la puissance du laser et de la pression du gaz.

Le déplacement dû à la pression est plus grand en absorption linéaire, tandis que les autres types de déplacements sont plus importants en absorption saturée. Ainsi, on peut s'attendre à ce que l'asservissement par absorption linéaire dans une cuve externe fournisse un meilleur étalon de fréquence et de longueur d'onde en infrarouge, avec une exactitude de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-15} (21)

(19) SHIMODA (K.), Ultimate stability of methane-stabilized lasers, *Japan J. Appl. Phys.*, 12, 1973, pp. 1222-1226 (voir le résumé à l'Annexe M 21).

(20) UEHARA (K.), Stark effect of the $F_1^{(2)}$ line of methane at 3.39 μm observed by the method of inverted Lamb-dip, *J. Phys. Soc. Japan*, 34, 1973, pp. 777-780.

(21) SHIMODA (K.), Frequency shifts in methane-stabilized lasers, *Japan J. Appl. Phys.*, 12, 1973, pp. 1393-1402 (voir le résumé à l'Annexe M 20).

QUESTIONS 2.4 et 2.5

Résultats obtenus depuis 1970 concernant les radiations de lasers asservis sur des raies d'absorption saturée, utilisables comme étalons secondaires de longueur d'onde :

2.4. la mesure de leurs longueurs d'onde par rapport à l'étalon de longueur ou par comparaisons entre lasers ;

2.5. la mesure de leur fréquence.

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

2.4.1. Comparaisons méthane-krypton.- Barger et Hall⁽²²⁾ ont mesuré la longueur d'onde du laser asservi sur le méthane par rapport à celle de la radiation étalon du krypton 86 au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry ; ils ont obtenu pour la longueur d'onde de la raie du méthane :

$\lambda = 3\,392,231\,376$ nm en admettant que la longueur d'onde de la radiation du krypton corresponde au centre de gravité de son profil spectral,

ou $\lambda = 3\,392,231\,404$ nm si l'on admet que la longueur d'onde de la radiation du krypton correspond au sommet du profil spectral.

On pense que l'incertitude est de $3,5 \times 10^{-9}$.

2.4.2. Comparaisons iode-krypton.- Schweitzer, Kessler, Deslattes, Layer et Whetstone⁽³⁾ ont mesuré la longueur d'onde de la radiation 632,8 nm du laser He-Ne asservi sur la raie d'absorption k de l'iode 129. La longueur d'onde publiée, mesurée par rapport à celle de la radiation étalon du krypton, est :

$\lambda = 632,991\,267\,0$ nm en admettant que la valeur de définition corresponde au centre de gravité du profil spectral de la radiation étalon,

ou $\lambda = 632,991\,275\,8$ nm en admettant que la valeur de définition corresponde au sommet du profil spectral.

L'incertitude est $\pm 2,5$ fm.

(22) BARGER (R.L.) and HALL (J.L.), Wavelength of the 3.39 μ m laser-saturated absorption line of methane, *Appl. Phys. Letters*, 22, no. 4, 1973, pp. 196-199.

2.4.3. *Comparaisons iode-méthane.*— Deslattes, Layer et Schweitzer⁽¹⁵⁾ ont comparé la longueur d'onde du laser asservi sur le méthane à celle du laser asservi sur la raie d'absorption k de l'iode 129 mentionnée en 2.4.2. ; ils ont obtenu le résultat suivant : $\lambda(\text{CH}_4)/\lambda(^{129}\text{I}_2, \text{k}) = 5,359\,049\,258$; la précision d'une série de mesures est $\sigma = \pm 2 \times 10^{-10}$, mais les résultats se groupent autour des deux valeurs 5,359 049 260 4 et 5,359 049 255 5, indiquant un effet systématique résiduel.

Si l'on combine la valeur du rapport des longueurs d'onde ci-dessus et les valeurs de la longueur d'onde de l'iode du paragraphe 2.4.2., on obtient les valeurs suivantes pour la longueur d'onde du méthane :

$\lambda = 3\,392,231\,380$ nm avec la convention "centre de gravité",
et $\lambda = 3\,392,231\,427$ nm avec la convention "sommet du profil".

2.4.4. *Autres raies de l'iode.*— Schweitzer, Kessler, Deslattes, Layer et Whetstone⁽³⁾ ont aussi mesuré la fréquence de deux lasers asservis sur la raie i de $^{127}\text{I}_2$ et sur la raie B de $^{129}\text{I}_2$, par rapport au laser asservi sur la raie k de $^{129}\text{I}_2$ mentionnée en 2.4.2.

1. La fréquence des battements entre le laser à He- ^{22}Ne asservi sur la composante B de $^{129}\text{I}_2$ et le laser asservi sur la composante k est $892,467 \pm 0,083$ MHz, d'où :
 $\lambda = 632,990\,074\,2 \pm 0,000\,002\,5$ nm (référence :
centre de gravité pour ^{86}Kr).

2. La fréquence des battements entre le laser à He- ^{20}Ne asservi sur la composante i de $^{127}\text{I}_2$ et le laser asservi sur la composante k est $96,039\,9 \pm 0,009\,8$ MHz, d'où :
 $\lambda = 632,991\,395\,4 \pm 0,000\,002\,5$ nm (référence :
centre de gravité pour ^{86}Kr).

2.5.— La fréquence du laser à He-Ne asservi sur le méthane a été mesurée par Evenson *et al.* ^(23,24) et trouvée égale à $88,376\,181\,627 \times 10^{12}$ Hz, avec un écart-type de 50 unités du dernier chiffre, ce qui correspond à 6×10^{-10} . Une nouvelle mesure de cette fréquence est en cours et on s'attend à une

(23) EVENSON (K.M.), WELLS (J.S.), PETERSEN (F.R.), DANIELSON (B.L.), DAY (G.W.), BARGER (R.L.) and HALL (J.L.), Speed of light from direct frequency and wavelength measurements of the methane-stabilized laser, *Phys. Rev. Letters*, 29, 1972, pp. 1346-1349.

(24) EVENSON (K.M.), WELLS (J.S.), PETERSEN (F.R.), DANIELSON (B.L.) and DAY (G.W.), Accurate frequencies of molecular transitions used in laser stabilisation : The $3.39\ \mu\text{m}$ transition in CH_4 and the $9.33\ \mu\text{m}$ and $10.18\ \mu\text{m}$ transitions in CO_2 , *Appl. Phys. Letters*, 22, no. 4, 1973, pp. 192-195.

amélioration de l'exactitude d'au moins un ordre de grandeur.

On connaît^(23,24) la fréquence de deux raies du spectre d'absorption de CO_2 à environ 8×10^{-10} près et on compte améliorer cette exactitude d'un ordre de grandeur. De nouvelles mesures des intervalles de fréquence entre les raies d'absorption de CO_2 dans les bandes à 9 et 11 μm sont en cours ; on utilise pour ces mesures des lasers asservis sur l'absorption saturée. On pense qu'un grand nombre de fréquences de CO_2 devraient ainsi être déterminées avec une incertitude d'environ 1×10^{-10} .

Une nouvelle expérience est en cours pour essayer de comparer directement les fréquences du laser à He-Ne à 3,39 μm asservi sur le CH_4 et du laser à He-Ne à 0,632 8 μm asservi sur I_2 .

Bay et Luther⁽²⁵⁾, à Washington, ont utilisé une technique de modulation en micro-ondes sur un laser à He-Ne à 0,632 8 μm asservi sur le "Lamb-dip" pour obtenir sa fréquence. Leur résultat est $473\ 612\ 166 \pm 29$ MHz.

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (N.P.L.), Teddington

2.4.- Des mesures de la longueur d'onde du laser à He-Ne asservi sur la composante d de $^{127}\text{I}_2$ ont été faites au moyen de l'interféromètre de Perot-Fabry à balayage par pression en usage au N.P.L. La lampe à krypton 86 fonctionnait dans les conditions recommandées et on a utilisé pour la radiation étalon le nombre d'onde nominal, sans correction pour l'extrapolation aux conditions non perturbées, pour la dissymétrie et pour la variation radiale de l'effet Doppler. La valeur de la longueur d'onde mesurée est $\lambda_{\text{vide}}(d) = 632\ 991\ 178,3$ fm avec une incertitude statistique $3\sigma = 0,8$ fm, soit $\Delta\lambda/\lambda = \pm 1,2 \times 10^{-9}$.

A l'aide des battements entre deux lasers asservis, on a mesuré les intervalles de fréquence entre un certain nombre de composantes de $^{127}\text{I}_2$ avec une exactitude de ± 20 kHz. Ces mesures d'intervalles peuvent être utilisées pour déterminer les longueurs d'onde des diverses composantes avec pratiquement la même exactitude que pour la composante d. En particu-

(25) BAY (Z.), LUTHER (G.G.) and WHITE (J.A.), Measurement of an optical frequency and the speed of light, *Phys. Rev. Letters*, 29, 1972, pp. 189-192.

lier, on obtient pour la longueur d'onde de la composante i : $\lambda_{\text{vide}}(i) = 633\ 991\ 399,0 \pm 0,8$ fm, valeur qui est très voisine de celle qui a été déterminée au N.R.C. (voir *J. Physics E : Sci. Instrum.*, 6, 1973, p. 647).

Des mesures sont en cours pour déterminer la longueur d'onde de la radiation du laser à CO_2 asservi sur la fluorescence saturée dans une cuve à CO_2 extérieure au laser. Les mesures sont faites sur la composante à 679 nm produite par mélange ("up-conversion") dans la proustite avec la radiation visible d'un laser à He-Ne de 10 mW ; on utilise un interféromètre de Perot-Fabry et on prend comme étalons la lampe à krypton 86 et un laser asservi sur l'iode.

Un interféromètre est en cours de construction pour mesurer la longueur d'onde du laser asservi sur le méthane en fonction de celle de lasers asservis sur $^{127}\text{I}_2$; il sera du type Perot-Fabry avec des distances entre miroirs allant jusqu'à 1 m.

2.5.- La mesure de la fréquence de lasers fait partie du projet du N.P.L. pour mesurer la vitesse de la lumière⁽²⁶⁾. Nous sommes actuellement en train de mesurer la fréquence de la radiation $\lambda = 9,3$ μm d'un laser à CO_2 asservi en utilisant la saturation de l'émission à 4,3 μm dans une cuve à absorption externe remplie de CO_2 . La fréquence est mesurée par une méthode de mélange d'harmoniques avec des lasers à HCN et H_2O comme oscillateurs intermédiaires entre un klystron stabilisé et le laser à CO_2 . Des diodes à pointe métal-isolant-métal (MIM) sont utilisées comme mélangeurs d'harmoniques pour les étapes HCN- H_2O et H_2O - CO_2 . Un mélangeur à jonction Josephson est employé pour la comparaison de la fréquence du laser à HCN avec celle du klystron.

Un laser à HCN a été asservi en fréquence sur une raie d'absorption dans le difluorure d'éthylène ; la fréquence mesurée est 890 759,60 \pm 0,08 MHz⁽²⁷⁾.

Un laser à H_2O a été asservi sur le "Lamb-dip" à 28 μm ; on a trouvé pour la fréquence d'asservissement 10 718 068,71 \pm 0,03 MHz⁽²⁸⁾.

(26) BRADLEY, EDWARDS, KNIGHT, ROWLEY and WOODS, *Phys. Bull.*, 23, 1972, pp. 15-18.

(27) BRADLEY, KNIGHT and McGEE, *Electronics Letters*, 7, 13, 1971, pp. 381-2.

(28) BLANEY, BRADLEY, EDWARDS and KNIGHT, à paraître dans *Phys. Letters*.

Nous espérons, dans l'avenir, mesurer la fréquence du laser asservi sur le méthane ($\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) par une extension des techniques actuelles et étudier les possibilités d'étendre les mesures de fréquence jusqu'aux radiations visibles.

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY (N.R.L.M.), Tokyo

2.4.- Un interféromètre à deux ondes sera bientôt disponible pour les mesures de longueur d'onde de lasers à He-Ne ($\lambda = 0,633 \mu\text{m}$ et $3,39 \mu\text{m}$) asservis respectivement sur des raies d'absorption saturée de l'iode 127 et du méthane (voir Annexe M 12).

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

2.4.- On a mesuré la longueur d'onde des radiations d'un laser asservi sur le méthane, et de plusieurs lasers asservis sur l'iode 127.

2.4.1. *Rappel des conditions d'emploi de la radiation étalon du krypton pour les mesures de longueur au B.I.P.M.* - Toutes les mesures de longueur (longueurs d'ondes, étalons à traits ou à bouts, accélération due à la pesanteur) sont faites depuis 1960 par comparaison à la radiation $2p_{10}-5d_5$ d'une lampe à krypton 86 du type Engelhard (diamètre intérieur du capillaire 2 mm, longueur 70 mm) observée en bout du côté de l'anode ; les longueurs mesurées sont déduites de l'ordre d'interférence des franges d'un interféromètre à deux ondes de Michelson pour deux différences de marche égales (375 mm), l'une positive, l'autre négative ; aucune correction n'est appliquée à l'ordre d'interférence observé, c'est-à-dire qu'on s'abstient de tenir compte de la dissymétrie du profil spectral de la radiation du krypton.

Le nombre d'ondes attribué à cette radiation au B.I.P.M. est celui qui résulte de l'étude exposée en 1962 au C.C.D.M. ⁽⁴⁾ cette étude donne le nombre d'ondes σ de la radiation étalon pour diverses valeurs de la densité de courant J dans le capillaire et de la température T_A de l'extrémité anodique du capillaire. En particulier pour

$$J = 0,33 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2} \text{ et } \begin{cases} T_A = 63,0 \text{ K} & \sigma = 1\,650\,763,735\,7 \text{ m}^{-1} \\ T_A = 63,15 \text{ K (P.T. de N}^2) & \sigma = \quad\quad\quad,735 \text{ 2 m}^{-1} \end{cases}$$

2.4.2. *Longueur d'onde de la radiation de CH_4 .* - Les mesures ont été faites à la différence de marche de $\pm 375 \text{ mm}$, avec

$J = 0,33 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}$, $T_A = 63,15 \text{ K}$ et $\sigma = 1\,650\,763,735\,2 \text{ m}^{-1}$ (sans tenir compte de la dissymétrie du profil spectral).

Le B.I.P.M. dispose d'un laser He-Ne asservi sur la raie ($\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) du méthane par absorption saturée ; ce laser a été construit au N.B.S. (Boulder) et apporté en 1970 par R.L. Barger. Les premières mesures de longueur d'onde publiées⁽³⁰⁾ ont donné le résultat moyen $\lambda = 3\,392\,231\,376 \pm 17 \text{ fm}$. L'écart-type de la moyenne de seize séries de mesures était 4 fm, soit 1×10^{-9} ; les incertitudes des erreurs systématiques étaient estimées à 2×10^{-9} et l'incertitude sur la réalisation de la radiation étalon à 2×10^{-9} également. L'étude des erreurs systématiques a été particulièrement poussée, en utilisant par exemple des diaphragmes limitant de diverses façons la surface éclairée des miroirs de l'interféromètre, ou l'ouverture qui isole le centre des anneaux d'interférence ; on n'a pas décelé d'effet imprévu supérieur à 1×10^{-9} .

En 1973, seize nouvelles séries de mesures ont été effectuées (en même temps que des mesures de $\lambda(^{127}\text{I}_2)$, voir plus loin) ; leur résultat moyen est $\lambda = 3\,392\,231\,399 \pm 17 \text{ fm}$, avec un écart-type de la moyenne de 4 fm, et les mêmes incertitudes sur les erreurs systématiques⁺.

Le résultat final moyen de toutes ces mesures est

$$\lambda(\text{CH}_4) = 3\,392\,231\,388 \pm 17 \text{ fm}$$

par comparaison à la radiation étalon du krypton dans les conditions indiquées plus haut.

2.4.3. *Longueur d'onde des radiations de $^{127}\text{I}_2$* .— Le B.I.P.M. dispose de plusieurs lasers à He-Ne de sa fabrication, avec asservissement sur les composantes de la raie de $^{127}\text{I}_2$ par absorption saturée dans une cuve placée à l'intérieur de la cavité du laser ; en avril 1973, deux autres lasers semblables construits au N.P.L. ont été apportés au B.I.P.M. par J.A. Wallard. Tous ces lasers émettent des radiations dont la longueur d'onde est indiscernable par nos mesures interférométriques ; en effet, la fréquence des battements entre deux

(30) GIACOMO (P.), Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, Teddington, 1971, Plenum Press, London- New York, 1972, pp. 348-354.

+ La différence entre les deux valeurs moyennes de 1970-1971 et de 1973 dépasse nettement ce qu'on pourrait attendre de la reproductibilité des mesures dans chaque groupe. Aucune explication satisfaisante de cette différence n'a encore pu être mise en évidence ; elle peut être due au vieillissement soit du laser lui-même, soit des divers appareils auxiliaires.

lasers est inférieure à 200 kHz lorsqu'ils sont asservis sur la même composante hyperfine.

Des mesures de longueur d'onde ont été faites sur la composante g d'un laser BIPM ; on a mesuré aussi, par la différence d'ordre d'interférence, les différences de longueur d'onde entre les composantes d à j : les résultats sont en accord avec les différences de fréquence, plus précises, mesurées par battements, et publiées par plusieurs laboratoires. Des mesures de longueur d'onde ont été faites en avril 1973 sur la composante d de l'un des lasers NPL (en même temps que sur le laser asservi sur l'absorption de CH_4). En utilisant les valeurs connues des différences de fréquence entre les composantes, on peut, sans erreur appréciable, rapporter toutes ces mesures à la composante i ; le résultat moyen de ces mesures de longueur d'onde est $\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\,991\,399,4$ fm, par comparaison à la radiation du krypton dans les conditions indiquées plus haut.

La précision relative des comparaisons de longueur d'onde I_2 -Kr est meilleure que pour CH_4 -Kr.

Les conditions expérimentales sont beaucoup plus voisines pour la comparaison I_2 -Kr : longueurs d'onde voisines, même récepteur, écran diffusant sur le faisceau laser. Les écarts-types relatifs sont trois ou quatre fois plus faibles ($0,3$ fm ou $0,5 \times 10^{-9}$ sur la moyenne de seize séries) et l'incertitude sur les erreurs systématiques peut être estimée inférieure à 1×10^{-9} . Le terme principal de l'incertitude provient vraisemblablement de la réalisation de la radiation étalon (1 à 2×10^{-9}).

On a estimé l'incertitude résultante à $\approx 2 \times 10^{-9}$, ce qui conduit à

$$\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\,991\,399,4 \pm 1,2 \text{ fm.}$$

2.4.4. *Recherche de l'accord entre les longueurs d'onde mesurées au B.I.P.M. et ailleurs ; calcul de l'influence de la dissymétrie du profil spectral de la radiation du krypton.*— Des résultats de mesures de longueur d'onde ont été obtenus dans divers laboratoires avec des incertitudes inférieures à 10^{-8} ; pour pouvoir les comparer il faut convenir de conditions uniformes d'emploi de la radiation étalon du krypton. Les conventions qui nous semblent les plus commodes dans ce but sont d'attribuer le nombre d'ondes de la définition du mètre ($\sigma = 1\,650\,763,73 \text{ m}^{-1}$) au centre de gravité ou au sommet du profil spectral de la radiation émise conformément à la recommandation (1960) du C.I.P.M. avec $J = 0,3 \text{ A/cm}^2$ et $T_A = 63,15 \text{ K}$.

Les valeurs des longueurs d'onde mesurées au B.I.P.M. doivent être modifiées afin qu'elles soient conformes à ces conventions, c'est-à-dire qu'il faut leur appliquer deux corrections : l'une à cause de la valeur légèrement différente attribuée à σ (Kr), l'autre pour que le nombre d'ondes de définition soit attribué, soit au centre de gravité, soit au sommet du profil spectral de la radiation du krypton. Le calcul de cette seconde correction est facile dans le cas de l'interféromètre de Michelson en adoptant le modèle de profil spectral déterminé au B.I.P.M. par W.R.C. Rowley et J. Hamon⁽¹⁾, c'est-à-dire un doublet comprenant une composante forte d'intensité 1 et une composante faible d'intensité 0,06, plus rouge, située à $\Delta\sigma = -0,70 \text{ m}^{-1}$ de la composante forte. La méthode exposée à l'Annexe M 16 permet également de calculer cette correction dans le cas plus complexe d'un interféromètre de Perot-Fabry.

D'après les mesures interférométriques effectuées au B.I.P.M.⁺, les longueurs d'onde λ_{cg} rapportées au centre de gravité et λ_s rapportées au sommet du profil spectral de la radiation du krypton sont :

	λ_{cg}	λ_s
CH ₄ [BIPM]	3 392 231 370 fm	3 392 231 413 fm(± 17 fm)
¹²⁷ I _{2,i} [BIPM]	632 991 396,0 fm	632 991 404,0 fm(± 1,2 fm)

Ces résultats sont directement comparables à ceux dont nous avons connaissance d'après les rapports présentés par le N.B.S. à cette session (Document CCDM/73-12) :

	λ_{cg}	λ_s
CH ₄ [NBS(Gaith.)]	3 392 231 365 fm	3 392 231 410 fm
CH ₄ [NBS(Boulder)] 376 fm 404 fm
¹²⁷ I _{2,i} [NBS(Gaith.)]	632 991 395,3 fm	632 991 403,8 fm

Les écarts entre ces résultats sont de l'ordre de 2×10^{-9} .

Nous ne possédons pas de renseignements suffisamment détaillés, concernant la fonction instrumentale des interféromètres employés au N.R.C. et au N.P.L., pour déduire λ_{cg} et λ_s des valeurs publiées par ces deux laboratoires :

$$\lambda(^{127}\text{I}_{2,i}) \text{ [NRC]} = 632\,991\,398 \pm 3 \text{ fm}$$

$$\text{et } \lambda(^{127}\text{I}_{2,i}) \text{ [NPL]} = 632\,991\,399 \pm 0,8 \text{ fm.}$$

+ On n'a pas ajouté d'incertitude correspondant à l'incertitude du modèle choisi.

QUESTION 3

Résultats obtenus depuis 1970 concernant d'autres radiations étalons secondaires de longueur d'onde.

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

Radiations de lasers asservis sur le "Lamb-dip".— A la suite des études sur la reproductibilité de la longueur d'onde, on a trouvé que la longueur d'onde du laser à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) dépend considérablement de la configuration de la décharge⁽³¹⁾ : la longueur d'onde peut différer de plus d'un ordre de grandeur uniquement à cause de la valeur du volume de gaz près de l'anode, tous les paramètres des tubes à décharge étant les mêmes. C'est, probablement, la cause de la médiocre reproductibilité des longueurs d'onde des lasers mentionnés dans⁽³²⁾.

Les résultats de nos expériences permettent de penser que la reproductibilité de la longueur d'onde des lasers de ce type pourra être améliorée d'au moins deux ordres de grandeur.

Il est rationnel d'adopter comme source de radiation étalon secondaire le laser à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) asservi sur le "Lamb-dip" et fabriqué selon les spécifications suivantes :

Diamètre du capillaire	2 mm
Longueur du capillaire	200 mm
Composition du mélange ³ He et ²⁰ Ne	7/1
Pression du mélange ³ He et ²⁰ Ne	240 Pa (1,8 Torr)
Courant continu de décharge dans le gaz	10 à 15 mA
Paramètres du résonateur	non spécifiés

La longueur d'onde dans le vide est $\lambda = 632,991\,44 \text{ nm}$ et sa reproductibilité de 1×10^{-8} .

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY (N.R.L.M.), Tokyo

Deux lasers à He-Ne asservis sur le méthane par la méthode d'absorption linéaire dans une cuve externe ont été construits.

(31) KALININE (N.A.), LATYCHEVA (E.I.), EFREMOV (J.P.), *Optika i Spektroskopia*, 29, 1970, p. 1020.

(32) MIELENZ (K.D.), NEFFLEN (K.F.), ROWLEY (W.R.C.), WILSON (D.C.), ENGELHARD (E.), *Appl. Opt.*, 7, 1968, p. 289.

La stabilité est estimée à la fois d'après l'analyse du spectre de bruit du signal d'erreur (a), et d'après la dérive du signal d'erreur (b) :

- a) les fluctuations de fréquence $\delta\nu/\nu$ par unité d'intervalle de fréquence sont inférieures à 3×10^{-11} dans un domaine de fréquence de 1 à 10 Hz ;
- b) la dérive de fréquence est de $\pm 6 \times 10^{-12}$ par heure et $\pm 2 \times 10^{-11}$ par jour.

(voir Annexe M 13).

K. SHIMODA (Université de Tokyo), Tokyo

Voir à Questions 2.1, 2.2 et 2.3.

NATIONAL STANDARDS LABORATORY (N.S.L.), Chippendale

De juin 1967 à décembre 1972, on a fait des comparaisons de la longueur d'onde dans le vide de la raie verte d'une lampe à mercure 198 sans électrodes à celle de l'étalon primaire du krypton 86. Cette lampe, fabriquée au N.B.S., contenait 1 mg de ^{198}Hg et de l'argon sous une pression nominale de 400 Pa ; elle était toujours excitée à 100 MHz, refroidie à 10 °C et utilisée à la puissance minimale. On a obtenu pour la longueur d'onde dans le vide les valeurs suivantes :

	λ_{vide}
juin 1967	546,227 050 nm
novembre 1969	052
décembre 1972	062

L'écart-type pour environ vingt mesures est de 0,000 002 à 0,000 003 nm. Cette lampe s'est donc avérée être un excellent étalon secondaire.

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (P.T.B.), Braunschweig

On a construit quatre-vingts lampes à cadmium 114 et trente lampes à mercure 198 du type Osram. Les conditions de fonctionnement de ces lampes et les longueurs d'onde émises sont en accord avec les recommandations faites par le C.C.D.M.

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

Le B.I.P.M. possède trois lasers à He-Ne asservis sur le "Lamb-dip" (Spectra-Physics 119). Deux ont été suivis depuis quatre ans, le troisième depuis deux ans. On a observé une variation lente et parallèle de leur longueur d'onde d'environ $+ 1 \times 10^{-8}$ par an, variation qui semble s'accélérer avec l'âge du tube (fig. 2).

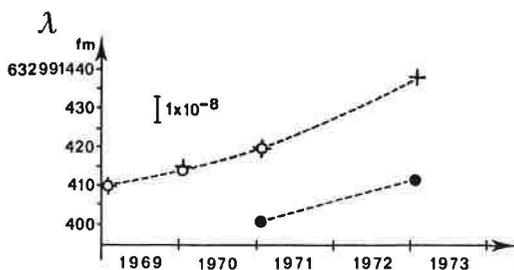


Fig. 2.- Evolution de la longueur d'onde de trois lasers à He-Ne Spectra-Physics 119.

QUESTION 4

Résultats obtenus depuis 1970 concernant des comparaisons internationales de longueur d'onde ou de fréquence.

CONSEIL NATIONAL DE RECHERCHES (N.R.C.), Ottawa

Des lasers portables asservis sur l'iode et sur le méthane sont en cours de construction dans le but de comparaisons directes de leurs fréquences avec des lasers similaires dans d'autres laboratoires.

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

Pour élucider la question concernant la reproductibilité absolue des longueurs d'onde et des fréquences de lasers, il serait utile d'effectuer en 1974 des comparaisons directes des longueurs d'onde et des fréquences de lasers à He-Ne

($\lambda = 0,633 \mu\text{m}$ et $3,39 \mu\text{m}$) asservis à l'aide de cellules d'absorption intérieures et extérieures.

La longueur d'onde des lasers présentés devrait être déterminée par rapport à celle de la radiation orangée du ^{86}Kr . Etant donné que la longueur d'onde de la raie d'absorption du néon est fonction de la construction du tube à décharge, il serait rationnel de convenir d'une construction unique.

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

Barger (N.B.S., Boulder) et Giacomo (B.I.P.M.) ont entrepris une série de mesures de la longueur d'onde de la radiation de lasers asservis sur le méthane (mis au point et construits à Boulder) par rapport à celle de la radiation étalon du krypton. Les mesures ont été faites au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry à Boulder (voir Question 2.4.1) et d'un interféromètre de Michelson au B.I.P.M.. Les résultats sont les suivants :

$$\lambda(\text{CH}_4)$$

N.B.S. (Boulder) $\left\{ \begin{array}{l} 3\,392,231\,376 \text{ nm (avec } \lambda\text{Kr au centre de gravité du profil)} \\ 404 \text{ (avec } \lambda\text{Kr au sommet du profil)} \end{array} \right.$

B.I.P.M. $3\,392,231\,376 \text{ nm (sans correction de dissymétrie, mais avec correction pour l'extrapolation à l'atome non perturbé).}$

Deslattes *et al.* ⁽³⁾ ont comparé, en mesurant la fréquence des battements, la longueur d'onde de la composante k de l'iode 129 à celle de la composante i de l'iode 127 utilisée par Hanes, Baird et DeRemigis au N.R.C. En se basant sur la valeur $\lambda(^{129}\text{I}_2, k) = 632,991\,267\,0 \text{ nm}$, on a trouvé $\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632,991\,395\,4 \text{ nm}$.

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

On a déjà mentionné (voir Question 2.4) qu'un laser à He-Ne avec sa cuve d'absorption d'iode et son électronique d'asservissement a été transporté du N.P.L. au B.I.P.M. en avril 1973 ; la fréquence des battements entre le laser NPL et le laser BIPM a été mesurée. On a trouvé une fréquence de battements de 200 kHz due à la différence des pressions d'iode (pression de la vapeur saturante à 21 °C et 14 °C respectivement) ; la fréquence des battements est réduite à 20 kHz lorsque les deux

pressions d'iode sont égales. On a mentionné aussi que le B.I.P.M. dispose d'un laser à He-Ne asservi sur le méthane ; on espère prochainement faire des battements avec un laser semblable construit par Hartmann (Laboratoire de l'Horloge Atomique, Orsay).

QUESTION 5

La vitesse de la lumière :

- 5.1. utilisation de mesures de fréquence ou de temps et de la vitesse de la lumière pour la mesure des longueurs ;*
- 5.2. utilisation de la vitesse de la lumière pour une éventuelle re-définition de l'unité de longueur.*

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

5.2.- Il est nécessaire de conserver les deux unités de longueur et de temps en tant qu'unités de base SI.

Il n'y a pas d'objections de principe contre la définition de l'unité de longueur à l'aide d'une des constantes physiques fondamentales : la vitesse de la lumière (c) ; mais dans le but de l'adoption de la valeur la plus probable de c , il serait désirable de recevoir la confirmation des résultats obtenus au N.B.S., par des résultats d'autres laboratoires nationaux.

Il serait extrêmement commode, pour les mesures de grandes distances en astronomie et en géodésie, de définir le mètre à l'aide de la distance que la lumière parcourt dans un laps de temps donné ; mais cette définition serait très incommode pour les mesures des longueurs de l'ordre du mètre ou moins, et surtout pour réaliser le transfert de la dimension de l'unité de longueur aux étalons secondaires matériels (étalons à bouts et à traits) avec une haute précision, dépassant celle qui existe actuellement.

Définir le mètre comme étant la longueur d'onde de la radiation électromagnétique dont la valeur numérique de la fréquence (en hertz) est égale à la valeur numérique de la vitesse de la lumière (en mètres par seconde), est également prématuré à cause de l'impossibilité du transfert, actuellement, avec une précision suffisante de cette longueur d'onde aux

étalons secondaires de longueur à bouts et à traits.

Il serait plus rationnel de définir le mètre dès à présent à l'aide de la longueur d'onde dans le vide d'une radiation de laser à gaz, dont l'erreur de reproductibilité n'est pas supérieure à 10^{-10} .

Si la reproductibilité de la longueur d'onde (et de la fréquence) de la radiation choisie était meilleure que la reproductibilité de l'unité de temps d'après la définition existante, et si l'on trouvait des moyens de raccorder cette fréquence avec les radiofréquences, alors il serait possible de créer des étalons de longueur et de temps, utilisant le même rayonnement.

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

En combinant la mesure de la fréquence de la raie 3,392 nm du méthane faite par Evenson *et al.* (Question 2.5) avec les mesures de la longueur d'onde du méthane par rapport au krypton (référence centre de gravité du profil) faites par Barger et Hall (Question 2.5), on obtient pour la vitesse de la lumière la valeur $c = 299\,792\,456,2 \pm 1,1$ m/s⁽²³⁾.

Les résultats de Bay et Luther (Question 2.5) sur la mesure de la fréquence d'un laser à He-Ne asservi sur le "Lamb-dip" et une mesure (non publiée) de sa longueur d'onde : $\lambda = 632,991\,47 \pm 0,000\,01$ nm, donnent $c = 299\,792\,462 \pm 18$ m/s.

Lorsqu'on combine le rapport des fréquences du méthane et de l'iode publié par Deslattes, Layer et Schweitzer⁽¹⁵⁾ (Question 2.4.3) avec les mesures de la fréquence du méthane faites par Evenson *et al.*⁽²⁴⁾ (Question 2.5), on obtient pour la fréquence de la composante k de $^{129}\text{I}_2$ la valeur 473,612 310 57 THz. En combinant enfin cette valeur avec celle de la longueur d'onde de cette composante mesurée par Schweitzer *et al.*⁽³⁾ (Question 2.4.2), en rapportant la définition de la raie du krypton au centre de gravité du profil, on obtient $c = 299\,792\,456,5$ m/s ± 1 m/s.

5.1.- Les astronomes, utilisant des techniques du radar, mesurent les distances de la Terre aux planètes et à la Lune en multipliant le temps de propagation de la radiation laser par la vitesse de la lumière. Les incertitudes sur les mesures de temps sont d'environ 4×10^{-10} et l'on prévoit que d'ici à un an elles seront améliorées d'un ordre de grandeur. En conséquence, les astronomes ont, arbitrairement, fixé la valeur de

c à 299 792,50 km/s pour leurs conversions de temps en distance.

La technique des mesures géodésiques fait des progrès significatifs dus à l'amélioration des mesures de l'indice de réfraction de l'air. On pense réduire leur incertitude à environ 3×10^{-8} . Comme ces mesures sont également déduites d'un temps de propagation, il serait souhaitable, ici aussi, de fixer une valeur de la vitesse de la lumière.

5.2.- Puisqu'il existe plusieurs lasers très stables dont les fréquences peuvent être mesurées directement (laser à CO_2 de 9 à 11 μm , laser à He-Ne à 3,39 μm et, probablement, lasers visibles dans le proche avenir), il est possible de définir le mètre de telle façon que la valeur de la vitesse de la lumière soit fixée. Cela peut être fait avec un étalon unique de la manière suivante :

- a) La définition actuelle de la seconde est maintenue.
- b) Le mètre est la distance parcourue par la lumière en $1/c_0$ seconde, où c_0 est la valeur fixée de la vitesse de la lumière dans le vide, choisie pour maintenir au mieux la continuité de la valeur de c et la grandeur du mètre.

La longueur d'onde des divers lasers asservis qui seraient utilisés comme étalons secondaires de longueur serait obtenue en divisant c_0 par la valeur mesurée de leur fréquence. On peut vraisemblablement faire des mesures de fréquence d'une façon aussi exacte que le permet la stabilité de la fréquence des oscillateurs ; il n'en résulterait donc aucune incertitude due à l'emploi de ce type d'étalon secondaire de longueur.

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (N.P.L.), Teddington

5.1. *Utilisation de la vitesse de la lumière pour les mesures de longueur.* - Les travaux sur le "Mekometer" du N.P.L., appareil de mesure du type électro-optique, à haute résolution, utilisant la lumière modulée par polarisation sont terminés ; l'appareil est maintenant disponible dans le commerce.

N'abandonnant pas notre but d'améliorer la précision des mesures, nous appliquons les enseignements tirés de l'utilisation pratique du Mekometer au projet de construction d'appareils de même résolution pour la mesure de distances plus grandes, en particulier pour des applications géophysiques. "Georan I" est destiné à être utilisé avec un réflecteur actif comme cible ;

il éliminera la réfraction de l'atmosphère par des mesures de phase de la modulation avec deux ou de préférence plusieurs couleurs. On pense que "Georan I" pourra être soumis aux essais préliminaires sur le terrain en 1973. "Georan II" est destiné à la mesure des distances les plus grandes relevant des procédés optiques (par exemple 100 km) ; c'est un système à répondeur optique où le "pilote" et le "répondeur" sont des sources lasers virtuellement identiques, la phase de la modulation du pilote étant renvoyée par le répondeur vers le pilote. Comme cette méthode n'utilise que des trajets simples, elle permet de mesurer les distances les plus grandes. L'ensemble "pilote" est presque terminé et on pense le soumettre aux essais sur le terrain à la fin de 1973.

5.2. *La vitesse de la lumière pour définir l'unité de longueur.* - Le succès des mesures des fréquences émises par des lasers asservis dans l'infrarouge rend beaucoup plus réaliste d'envisager une définition de l'unité de longueur fondée, de quelque manière, sur la vitesse de la lumière. Si de telles mesures devaient être étendues dans la région visible, l'opportunité d'une telle redéfinition serait alors renforcée. Cependant, même sans un tel progrès une définition fondée sur la vitesse de la lumière peut être envisagée si les résultats des mesures qui sont en cours dans divers laboratoires conduisent à un accord satisfaisant avec les résultats déjà obtenus.

La rédaction d'une définition nécessitera néanmoins un examen attentif, en ne perdant pas de vue la position fondamentale de la longueur dans le système des unités SI. Bien qu'une définition de la longueur fondée sur le temps de parcours de la lumière soit immédiatement utilisable pour ceux qui mesurent des distances extraterrestres, elle ne serait pas nécessairement avantageuse pour les mesures de précision en général. L'une des principales raisons de souhaiter un changement de définition du mètre dans le proche avenir est de tirer profit des propriétés de stabilité et de cohérence de la radiation laser pour accroître l'exactitude et la commodité des mesures de longueur au laboratoire. On devrait donc être certain qu'une définition fondée sur la vitesse de la lumière ne limiterait pas de façon significative l'exactitude des mesures de laboratoire par rapport à l'exactitude actuelle des comparaisons interférentielles.

NATIONAL STANDARDS LABORATORY (N.S.L.), Chippendale

Le concept d'un système de mesures fondé sur un étalon de fréquence et une valeur définie de c est séduisant, mais un certain nombre de points demandent à être soigneusement examinés avant que l'on prenne une décision pratique

- a) On ne devrait pas décider de la valeur attribuée à c avant qu'un certain nombre de laboratoires dans le monde ne soient d'accord sur une valeur de c compatible avec l'incertitude que l'on attribue à l'actuel étalon de longueur.
- b) Il est important que le "mètre" soit disponible au niveau des mesures en laboratoire (où les étalons de longueurs d'onde optiques visibles sont les plus commodes et les mieux appropriés) avec une incertitude ne dépassant pas celle de l'étalon actuel : la longueur d'onde du krypton 86. Davantage de comparaisons de fréquences et de longueurs d'onde de radiations de lasers sont nécessaires dans les domaines respectifs de 9,2 GHz à 474 THz et 0,6 μm à 10 μm , avant de décider, par exemple, de définir le "mètre" en fonction de c et de la seconde actuelle.
- c) On peut bien soutenir qu'un "mètre" exact et hautement reproductible est directement disponible pour la métrologie des longueurs à partir d'un laser asservi sur une raie d'absorption et que la valeur de c , maintenant disponible avec une précision bien meilleure, satisfait les exigences des étalons électriques, de la géodésie et de l'astronomie. Néanmoins, il y a beaucoup d'avantages à avoir une base de mesure fondée sur c et sur un étalon de fréquence. La fréquence est la grandeur physique mesurable avec la plus grande exactitude et elle est plus fondamentale que la longueur d'onde puisqu'elle est directement reliée aux niveaux d'énergie atomiques.

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (P.T.B.), Braunschweig

On n'a jamais déterminé à la P.T.B. une longueur par mesure de fréquence ou de temps, ni au moyen de la vitesse de la lumière.

En ce qui concerne le problème de relier d'une façon ou

d'une autre l'unité de longueur à la fréquence du césium, il y a à la P.T.B. différentes opinions.

Les personnes qui travaillent dans le domaine des fréquences sont d'accord en principe ; elles pensent toutefois que les déterminations de fréquence dans le domaine optique faites jusqu'ici doivent être confirmées par davantage de mesures avant qu'une décision soit prise. D'un autre côté, les experts des mesures de longueur sont plus que réservés quant à la possibilité d'utiliser une nouvelle définition de ce genre. L'argument décisif est que, manifestement, une unité de longueur fondée sur la fréquence du césium ou, en d'autres termes, dépendant de c , donnerait la priorité aux mesures de longues distances pour autant que celles-ci sont déduites de mesures d'intervalles de temps. Cependant, ces mesures sont peu nombreuses et peu importantes si on les compare aux mesures de longueur de l'ordre du mètre ou moins effectuées dans les laboratoires. Ces dernières mesures ne peuvent pas être déduites d'une fréquence ou d'un intervalle de temps, mais elles s'effectuent aisément à partir d'une longueur d'onde. Il n'y aurait pas place pour un étalon primaire de longueur d'onde dans un système d'unités où, de quelque manière, une valeur de c conventionnelle serait fixée.

Si cela devait être fait, la longueur d'onde devrait être déduite de la fréquence du césium, en utilisant la valeur de c , par un processus trop difficile pour être pratiqué lors d'une mesure de longueur.

Ainsi, la spécification d'un étalon de longueur d'onde devrait réapparaître sous forme d'une recommandation. En fait, dès que cela serait décidé, on aurait deux étalons de longueur comme ce fut le cas après l'adoption en 1927 de la longueur d'onde de la raie rouge du cadmium. On peut se demander si le bénéfice qu'en tireraient les mesures de grandes distances justifierait cette situation déplorable.

En réalité, un examen plus approfondi montre que ce bénéfice est très limité. En ce qui concerne les mesures terrestres (dans l'air), on peut dire que la précision de c importe peu parce que les incertitudes dues aux conditions ambiantes sont trop grandes. Le cas décisif semble être celui des mesures de distances extra-terrestres, par exemple celle de la distance de la Terre à la Lune, où le signal lumineux se propage dans le vide. Cependant, dans ce cas particulier, on peut se demander si la distance de la Terre à la Lune doit être nécessairement connue en mètres. Si la réponse est non, elle rend sans valeur un argument important en faveur de la nouvelle définition du mètre suggérée ; si la réponse est oui, on peut se poser une

autre question : la meilleure valeur de c actuellement connue, que l'on assure exacte à 1×10^{-9} environ, ne satisfait-elle pas à toutes les exigences raisonnables concernant l'exactitude de la conversion en mètres des mesures faites à partir de c ? ou, en d'autres termes : la distance de la Terre à la Lune telle qu'on la mesure est-elle suffisamment bien définie pour justifier une plus grande exactitude de c ? Même s'il en était ainsi, on répondrait encore que la valeur de c pourra être déterminée avec une plus grande exactitude lorsque l'étalon primaire actuel de longueur d'onde, qui est le facteur limitatif, sera remplacé par un étalon plus précis comme on s'y attend en général.

On peut répondre de même à un autre argument : une valeur de la vitesse de la lumière plus précise que ne le permet l'étalon de longueur actuel serait dit-on souhaitable, parce que c est impliqué dans les relations fondamentales de la physique comme, par exemple, dans la relation entre les unités électrostatiques et électromagnétiques. Considérant l'incertitude des mesures, il est difficile de croire qu'une valeur de c exacte à 1×10^{-9} ou peut-être davantage, ne serait pas plus que suffisante.

On a dit aussi que l'un des avantages d'un mètre lié à c ou à une fréquence serait que les mesures de longueur et de temps reposeraient toutes les deux sur la même transition d'un seul et même atome. Actuellement, les mesures de longueur sont fondées sur les atomes de krypton, de mercure, de cadmium et d'autres éléments ; dans l'avenir, il est possible qu'elles soient fondées sur la molécules d'iode ou de méthane ou sur quelque autre particule. Le nombre des déterminations de longueur faites au moyen de mesures de temps et reposant ainsi réellement sur l'atome de césium est presque négligeable. Dans ces conditions, ne serait-ce pas une illusion de croire qu'avec une unité de longueur déterminée en fonction de c ou en fonction d'une fréquence, la longueur et le temps seraient mesurés avec le même atome ?

Que cela soit vrai ou non, s'orienter vers un étalon commun pour la longueur et le temps pourrait être considéré comme déraisonnable. Aussi longtemps que les mesures de longueur ne seront pas faites par observation d'intervalles de temps, des techniques différentes seront nécessaires pour les mesures de longueur et les mesures de temps. Il est peu probable qu'un même atome se prête aux deux techniques.

En conclusion, le sentiment prévaut que, du point de vue

de la métrologie des longueurs, les arguments en faveur d'un mètre déterminé à partir de c ou d'une fréquence ne sont pas convaincants. Sous cette forme, le mètre serait une unité astronomique comme le mètre initial était une unité géodésique. Cependant il ne conviendrait pas pour la quasi-totalité des mesures de longueur qui doivent être faites au moyen des longueurs d'onde. La priorité revient donc aux longueurs d'onde. Un étalon primaire de longueur d'onde est absolument nécessaire pour maintenir l'uniformité des mesures de longueur. Mais fixer une valeur de c et en outre une valeur de longueur d'onde, ou vice-versa, même sous la forme d'une recommandation, conduirait en pratique à une ambiguïté du système des mesures de longueur.

Au contraire, un système d'unités avec une longueur d'onde et une unité de temps, sans valeur conventionnelle de c , est tout à fait cohérent. Relier la longueur et le temps en fixant une valeur de c impliquerait une limitation inutile de liberté. Il est intéressant de noter que la vieille idée de Huyghens de choisir comme étalon naturel de longueur le pendule battant la seconde fut finalement abandonnée par les créateurs du système métrique - après des efforts considérables pour déterminer cette longueur particulière - principalement parce que la longueur et le temps se seraient ainsi trouvés fâcheusement mélangés.

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

5.2.- Dans l'hypothèse où, à l'avenir, le C.C.D.M. recommanderait de redéfinir le mètre par l'attribution d'une valeur conventionnelle à la vitesse de la lumière, il serait nécessaire qu'une telle définition soit discutée par le Comité Consultatif des Unités. Des échanges de vues préliminaires ont déjà été engagés ; il semble que le C.C.U. estime qu'il faudra conserver intacte la structure formelle du Système International d'Unités ; en particulier, il faudra maintenir le mètre comme l'une des unités de base. La fréquence de la transition hyperfine de ^{133}Cs étant déjà fixée par convention par la définition de la seconde, on pourrait par exemple fixer aussi par convention la longueur d'onde de la radiation correspondante ; on aurait ainsi à la fois une nouvelle définition du mètre et une valeur conventionnelle assignée à la vitesse de la lumière.

K. SHIMODA (Université de Tokyo), Tokyo

Mon opinion au sujet de l'emploi de la vitesse de la lumière pour une nouvelle définition du mètre est, dans son principe, la même que celle qui a été exprimée en 1970⁽³³⁾. Du fait du progrès théorique et expérimental dans l'asservissement en fréquence des lasers durant ces toutes dernières années, le moment viendra bientôt où le C.C.D.M. devra adopter soit une définition de la vitesse de la lumière, soit une nouvelle définition du mètre fondée sur la raie du méthane à 3,39 μm .

- a) Si la stabilité à court terme et à long terme, de même que la reproductibilité de la raie du méthane étaient toutes supérieures à celles de l'étalon de fréquence à césium ou à hydrogène, nous aurions là un étalon unique de longueur et de temps. Dans ce cas la vitesse de la lumière serait définie. Il va sans dire que la valeur numérique de la vitesse de la lumière doit être cohérente avec les valeurs observées en prenant comme base les étalons actuels du mètre et de la seconde.
- b) Si le césium est un meilleur étalon de fréquence que le méthane, la seconde est définie par le césium et on définira soit le mètre, soit la vitesse de la lumière à partir du méthane.
- c) Dans le cas où ni le césium, ni le méthane ne présente véritablement une supériorité, l'adoption d'une nouvelle définition du mètre doit être ajournée et de nouvelles recherches doivent être entreprises.

(33) SHIMODA (K.), Commentaires sur les perspectives d'une nouvelle définition du mètre, *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, 4^e session, 1970, p. M 72.

QUESTION 6

Résultats obtenus depuis 1970 concernant les étalons à bouts, les étalons à traits et les mesures de déplacements :

- 6.1. méthodes et instruments ;
- 6.2. comparaisons internationales.

AMT FÜR STANDARDISIERUNG, MESSWESEN UND WARENPRÜFUNG
(A.S.M.W.), Berlin

6.1.1. *Comparateur pour la vérification des étalons à bouts.*-

A l'A.S.M.W., la comparaison des étalons à bouts jusqu'à 1,2 m de longueur nominale au moyen des longueurs d'onde lumineuses se fait avec un comparateur interférentiel horizontal du type Kösters. En plus de la disposition bien connue de Kösters on utilise un second double prisme interférentiel pour la mesure de l'indice de réfraction de l'air. Le réfractomètre interférentiel est disposé sous l'interféromètre proprement dit. Il est ainsi possible de vérifier dans le comparateur des étalons à bouts dont la section atteint jusqu'à 80 x 80 mm². L'exactitude des mesures que l'on peut obtenir correspond à celle que l'on peut atteindre avec d'autres comparateurs de ce type. Un article de J. Suska sur le réfractomètre interférentiel a paru dans *Experimentelle Technik der Physik*, 17, 1969, p. 6.

6.1.2. *Comparateurs pour la vérification des étalons à traits.*- La mesure des étalons à traits de grande précision, de longueur nominale l pouvant atteindre 1 m, se fait actuellement avec un comparateur interférentiel à microscope photoélectrique pour étalons à bouts et à traits ; l'exactitude des mesures est $\pm(0,1 \mu\text{m} + 2 \times 10^{-7} l)$. O. Hartmann, W. Schenke et J. Suska ont rendu compte de la construction et de la méthode de mesure dans *Jenaer Rundschau*, 16, 1971, p. 2.

Un comparateur interférentiel est en construction pour la vérification automatique des étalons à traits jusqu'à 2 m de longueur nominale. On utilisera dans ce comparateur un interféromètre de Michelson modifié avec un triple prisme ; pour la mesure de l'indice de réfraction de l'air on prévoit un réfractomètre interférentiel avec affichage continu de la valeur mesurée.

Sur ces sujets voir :

- H. Pieleles, Verfahren zur Erzeugung elektrische Signale für eine interferentielle Längenmessmaschine (Symposium international INSYMET 1972, Bratislava).

- O. Hartmann, Verfahren der automatischen Korrektur des Einflusses der Brechzahlmessung und der Temperatur bei der Messung von Strichmassstäben hoher Genauigkeit (JUREMA 1973, Zagreb). Automatischer Interferenzkomparator zum Anschluss von Strichmassstäben bis 2 m Länge an Wellenlängennormale (IMEKO VI 1973, Dresden).

CONSEIL NATIONAL DE RECHERCHES (N.R.C.), Ottawa

Un étalon à traits de 1 m appartenant au N.R.C. a été mesuré au N.R.C. par rapport à l'étalon du krypton 86 en 1967, 1969 et 1972. Entre 1970 et 1972 il a été mesuré au N.S.L., au B.I.P.M. et à la P.T.B., et il est actuellement mesuré au N.B.S. Des dispositions sont prises pour que des mesures soient également faites au Japon et au N.P.L. Lorsque les mesures seront terminées, les résultats en seront publiés pour montrer la reproductibilité de telles mesures d'un laboratoire à l'autre⁽³⁴⁾.

Le N.R.C. est prêt à entreprendre une comparaison semblable pour des étalons à bouts de grande longueur.

INSTITUT DE METROLOGIE D.I. MENDELEEV (I.M.M.), Leningrad

6.1.- Pour la reproduction de l'unité de longueur selon la définition de 1960 et pour le transfert de l'étalon primaire aux étalons secondaires, il existe en U.R.S.S. un ensemble d'appareils de mesure, sanctionné par le Gosstandard de l'U.R.S.S. comme "Etalon d'Etat", qui comprend :

- un tube à décharge à krypton 86,
- un interféromètre étalon avec réfractomètre,
- un spectro-interféromètre étalon.

L'écart-type du résultat des mesures de la longueur des étalons à traits à l'aide de l'interféromètre ne dépasse pas

(34) HART (K.H.), SAWABE (M.), Recent measurements on metre bars on the NRC comparator, *Metrologia*, 4, 1968, p. 154.

0,02 à 0,03 μm ^(35,36).

Pour mesurer les petits déplacements on a créé et étudié un interféromètre d'une sensibilité élevée à réflexions multiples ^(37,38).

6.2.- Dans les conditions où la reproduction de l'unité de longueur est possible dans n'importe quel laboratoire, les comparaisons des installations interférentielles de ces laboratoires acquièrent une signification particulière pour assurer l'unification des mesures. L'I.M.M. effectue régulièrement les comparaisons des interféromètres des Instituts métrologiques de l'U.R.S.S., où on effectue des mesures interférentielles absolues, à l'aide des étalons de comparaison ^(38,39). L'écart admissible des résultats des mesures d'un même étalon à bouts de 100 mm n'est pas supérieur à $\pm 0,04 \mu\text{m}$.

Nous avons effectué des comparaisons internationales auxquelles les laboratoires des Instituts métrologiques des pays membres du Conseil d'Assistance Economique Mutuelle ont pris part ^(39,40).

A notre avis, il est rationnel d'organiser au B.I.P.M. des comparaisons internationales tant des mesures de longueur à bouts que des mesures de longueur à traits jusqu'à 1 m.

(35) BRJEZINSKY (M.L.), EFREMOV (Ju.P.), KAÏAK (L.K.), Mise en pratique d'une nouvelle définition du mètre dans les mesures linéaires, *Izmeritelnaia Tekhnika*, 1960, N° 9.

(36) BRJEZINSKY (M.L.), KOLIMAGUINA (T.V.), MARGOLINA (G.M.), SIMAKHINA (G.V.), *Trud. Metrolog. Institutov C.C.C.P.*, 101(151), 1968, p. 5.

(37) KARTACHEV (A.I.) et ETZINE (I.Ch.), *U.F.N.*, 106, N° 4, 1972.

(38) BRJEZINSKY (M.L.), SIMAKHINA (G.V.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, N° 5, 1972, p. 44.

(39) ALEXEEVA (E.P.), CHOCHINA (O.Ju.), Comparaisons des installations interférentielles des Instituts du Comité, *Trud. Institutov Komiteta*, 47(107), 1961, pp. 63-79.

(40) EFREMOV (Ju.P.), KAÏAK (L.K.), LATICHEVA (E.I.), Les travaux de la Commission Permanente de la Normalisation du Conseil d'Assistance Economique Mutuelle dans le domaine des mesurages linéaires, *Izmeritelnaia Tekhnika*, N° 5, 1972, pp. 10-11.

NATIONAL BUREAU OF STANDARDS (N.B.S.), Washington

Etudes sur l'exactitude d'un modèle pour les étalons à bouts.— Dans le modèle généralement utilisé pour les étalons à bouts, il y a deux paramètres caractéristiques : la perte de phase par réflexion sur les surfaces et l'épaisseur de la couche d'adhérence entre les surfaces en contact. Depuis que l'importance de ces paramètres a été mise en évidence par Pérard et Maudet⁽⁴¹⁾, des tentatives ont été faites pour mesurer leur ordre de grandeur⁽⁴²⁾. Cherchant à organiser une comparaison internationale d'étalons à bouts⁽⁴³⁾, le N.B.S. a fait une étude critique de ce qui a été publié sur ce sujet. Il s'avère que notre connaissance de ces deux paramètres est défectueuse : les travaux anciens, lorsqu'ils donnent des détails suffisants, ne font pas la preuve d'un degré de contrôle statistique suffisant pour appuyer les valeurs publiées. Grâce aux récents progrès des comparaisons mécaniques "point à point" utilisant les méthodes interférométriques et les lasers, grâce aussi à de très nombreuses séries de mesures, on peut maintenant attribuer des limites statistiquement défendables à la variation d'épaisseur des couches d'adhérence et à l'écart maximal par rapport à π de la perte de phase par réflexion⁽⁴⁴⁾.

NATIONAL PHYSICAL LABORATORY (N.P.L.), Teddington

6.1.- Le comparateur pour étalons à bouts qui était en construction en 1970 a été achevé et est en cours d'essai. Cet

(41) PÉRARD (A.) et MAUDET (L.), *Travaux et Mémoires du B.I.P.M.*, vol. XVII, 1927, pp. 1-95. English translation : R. Bach, NBS Report 10, p. 929.

(42) Par exemple :

ROLT (E.H.) and BARRELL (H.), *Proc. Roy. Soc.*, 122, 1929 ; 116, 1927, p. 401.

THWAITE (E.G.) and LESLIE (R.T.), *Brit. J. Appl. Phys.*, 14, 1963, p. 711.

BRUCE (C.F.) and THORNTON (B.S.), *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 853.

DEXTER (A.M.), *ASTE*, 59, Tech. Paper 195, 1959.

THORNTON (B.S.), *J. Opt. Soc. Am.*, 49, 1959, p. 479.

LU CH'AO-TSENG and AKHMATOV (A.S.), *Izmeritelnaia Tekhnika*, N° 10, 1960, p. 19.

SIDDAL (G.J.) and WILLEY (P.C.T.), *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 3, 1970, p. 8.

(43) Rapport du Comité Consultatif pour la Définition du Mètre, 4^e session, 1970.

(44) PONTIUS (P.), BEERS (J.), TUCKER (C.) and SIMPSON (J.A.), Limits on the precision and accuracy of gage block calibrations, *NBS Report* (sous presse).

instrument utilise un laser asservi sur le "Lamb-dip" et un interféromètre à comptage de franges. Les résultats obtenus jusqu'à maintenant donnent à penser que ce comparateur fonctionnera avec l'exactitude désirée de 3×10^{-7} . Une brève description de cet instrument a été publiée dans *Physics Bulletin*, 22, 1971, p. 397.

La base murale de 50 m pour l'étude des rubans qui avait été modifiée pour être utilisée avec un système de comptage de franges et un laser n'est pas encore en fonctionnement de routine. Une brève description en est donnée dans l'article ci-dessus, mais un rapport plus complet sera publié prochainement.

Le fonctionnement de l'interféromètre automatique pour la mesure d'étalons à traits est décrit à l'Annexe M 7.

NATIONAL RESEARCH LABORATORY OF METROLOGY (N.R.L.M.), Tokyo

6.1.- On a achevé un nouveau comparateur interférentiel pour la mesure des étalons à traits jusqu'à 2 m de longueur. Les traits de l'étalon sont détectés par un microscope photoélectrique associé à un système optique sur un chariot mobile qui se déplace à une vitesse uniforme. Des franges produites par deux trièdres réflecteurs dans l'interféromètre sont transformées en un train d'impulsions électriques qui mesure la translation du chariot mobile ; l'unité de comptage est le seizième de longueur d'onde. Ces impulsions sont comptées successivement par un compteur qui produit un signal électrique chaque fois qu'il a accumulé un nombre d'impulsions correspondant à la longueur nominale à mesurer. Le nombre d'impulsions qui sépare le signal du compteur et le signal du microscope photoélectrique est enregistré ; il correspond à l'erreur de graduation.

6.2.- Nous pouvons faire des mesures interférentielles d'étalons à traits jusqu'à 2 m et d'étalons à bouts jusqu'à 1 m. Nous pouvons donc prendre part à la comparaison internationale.

NATIONAL STANDARDS LABORATORY (N.S.L.), Chippendale

Un réfractomètre a maintenant été installé dans l'interféromètre du N.S.L. pour étalons à traits de 1 m. Nous donnons ci-après le résumé des résultats des étalonnages du Mètre N° 20

en platine iridié effectués au N.S.L. (1967 et 1970) et au B.I.P.M. (1969):

Intervalle	Ecart par rapport à la valeur nominale		BIPM-NSL
	Moyenne NSL	BIPM	
AM (0,5 m)	0,85 μm	0,88 μm	+ 0,03 μm
BM (0,5 m)	0,69	0,68	- 0,01
AM+BM (1 m)	1,54	1,56	+ 0,02
AB (1 m)	1,50	1,56	+ 0,06
CM (0,5 yard)	0,82	0,81	- 0,01
DM (0,5 yard)	- 0,15	- 0,22	- 0,07
CM+DM (1 yard)	0,66	0,59	- 0,07
CD (1 yard)	0,64	0,58	- 0,06
Ecart-type de la moyenne	{ BIPM 0,006 μm { NSL 0,010		

PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (P.T.B.), Braunschweig

On a construit une machine pour la mesure automatique de règles à traits jusqu'à 1 m de longueur. C'est un comparateur de déplacement de très haute précision comportant des microscopes photoélectriques et un interféromètre à comptage de franges. La source de lumière est un laser à He-Ne asservi, dont la longueur d'onde est mesurée par rapport à la radiation étalon du krypton 86.

On a mis au point une méthode interférentielle pour mesurer des distances de l'ordre de 100 m. Fondamentalement on utilise un interféromètre à laser, mais avec un laser à He-Ne à deux modes. Quand l'un des modes est éliminé à l'aide d'un polariseur, l'interféromètre fonctionne comme un interféromètre à laser habituel. Toutefois, avec les deux modes on obtient des battements d'environ 60 cm de longueur d'onde. Par mesure de la phase des battements on peut positionner le miroir mobile de l'interféromètre.

BUREAU INTERNATIONAL DES POIDS ET MESURES (B.I.P.M.), Sèvres

6.1.1. *Mètres prototypes en platine iridié.*— On a mesuré avec la radiation étalon du krypton le Mètre prototype international $\overset{m}{\text{M}}$ et quatre Mètres prototypes du B.I.P.M. Ces mesures

peuvent être utilement rassemblées avec les mesures de divers prototypes nationaux effectuées depuis 1965. On a trouvé entre les anciennes valeurs, ramenées à 20 °C, et les nouvelles valeurs à 20 °C dans l'E.I.P.T.-68, les différences suivantes :

Prototypes	(Nouvelle valeur) — (Ancienne valeur)
\mathcal{M} - - - - -	+ 0,256 μm
Moyenne des N ^{os} 19,26,13,T3(BIPM) - - - - -	+ 0,242
Moyenne des N ^{os} 6C,11,T4,3C,2,20 - - - - -	+ 0,32

Lorsqu'un même prototype comporte deux intervalles (1 m à 0 °C et 1 m à 20 °C), on a pris la moyenne des différences déterminées à partir de ces deux intervalles.

Ces différences peuvent être considérées comme représentatives de la différence entre l'ancienne et la nouvelle définition du mètre. Elles peuvent être influencées par l'incertitude sur la dilatation pour les intervalles définis à 0 °C et par la différence entre les échelles thermométriques pour les intervalles définis à 20 °C.

6.1.2. *Comparateur photoélectrique et interférentiel.* — On a déjà mentionné à la précédente session du C.C.D.M. (1970), l'installation sur le comparateur du B.I.P.M. d'un dispositif de comptage des franges d'un laser à hélium-néon asservi. Ce dispositif, décrit en détail dans *Metrologia*, 8, 1972, pp 72-82, est en service permanent depuis 1970. Ses caractéristiques principales sont les suivantes :

- Possibilité d'associer et de comparer les mesures utilisant la radiation étalon du krypton et celles utilisant le comptage des franges du laser ; la précision des deux méthodes est de l'ordre de 10 nm pour un étalon de bonne qualité ; à condition d'étalonner de temps en temps la longueur d'onde du laser, on n'observe aucun écart significatif entre les deux méthodes.

- Simplification des mesures : on n'a plus besoin d'utiliser les coïncidences d'excédents fractionnaires.

- Rapidité, principalement pour les étalonnages de règles divisées.

- Mesure directe de règles et de calibres à bouts plans jusqu'à 1 m de longueur.

6.1.3. *Interféromètre pour la mesure des calibres à bouts plans jusqu'à 250 mm.* — Grâce à la générosité du Gouvernement japonais et de la Société Tsugami Works (Japon), le B.I.P.M. a pu acquérir un interféromètre, du type Michelson, pour la mesure des calibres jusqu'à 250 mm de longueur. On utilise comme source une

lampe à mercure 198 que nous avons étalonnée par rapport à la radiation étalon du krypton. L'indice de réfraction de l'air est mesuré par comparaison interférentielle d'un même trajet dans le vide et dans l'air. Les franges sont pointées visuellement. Pour un calibre de bonne qualité, la précision est de l'ordre de 15 nm. L'exactitude, de l'ordre de 30 nm, est limitée en majeure partie par les effets communs à toutes les mesures de calibres : mise en adhérence sur le plan de base, perte de phase à la réflexion, correction de dilatation, etc.

6.2.- Comparaisons internationales

Depuis 1970, la mesure de trois règles a été effectuée au B.I.P.M. et dans un ou plusieurs laboratoires. Bien que ces mesures n'aient pas été effectuées avec les précautions qu'impliqueraient des comparaisons internationales, on peut en tirer quelques enseignements pour les futures comparaisons.

Mètre prototype N° 20 en platine iridié (Australie).- La comparaison des mesures effectuées au B.I.P.M. et au N.S.L. sur deux intervalles (1 m et 1 yard) conduit aux écarts respectifs + 0,05₅ et - 0,06 μm.

Règle de 1 m N° 12925 en acier nickelé (Canada).- Cette règle a été mesurée au N.R.C., au N.S.L. et au B.I.P.M. ; sa mesure est actuellement en cours à la P.T.B.

Les résultats obtenus au B.I.P.M. s'écartent de ceux du N.R.C. (*Metrologia*, 4, 1968, p. 159) de + 0,11 μm pour l'intervalle 0-1000 mm et de - 8 nm seulement pour la position du trait 500 mm par rapport au milieu de l'intervalle précédent. Un désaccord de + 0,43 x 10⁻⁶ K⁻¹ apparaît pour le coefficient de dilatation. (+)

Règle de 400 mm N° 4002 en acier (N.R.L.M., Japon).- Les valeurs provisoires des mesures aller et retour au N.R.L.M. de cette règle (qui ne possède pas de lignes de foi), diffèrent de 0,37 μm pour l'intervalle 0-400 mm. La mesure du B.I.P.M. diffèrent de la moyenne de + 0,02 μm seulement.

(+) Une lettre du N.R.C. du 15 août 1973 a attiré notre attention sur le fait que les résultats de ce laboratoire ont été obtenus en utilisant l'E.I.P.T. de 1948 et ceux du B.I.P.M. en utilisant l'E.I.P.T. de 1968. La différence d'environ 0,007 K entre ces deux échelles à 20 °C entraîne pour les résultats du N.R.C. une correction de + 0,08 μm ; la valeur ainsi corrigée ne diffère plus de celle du B.I.P.M. que de 0,03 μm ; l'accord est donc excellent. D'autre part, de nouvelles mesures du coefficient de dilatation effectuées au N.R.C. ont confirmé la valeur obtenue au B.I.P.M.

Ces exemples confirment que les résultats des comparaisons sont très difficiles à exploiter si les étalons voyageurs ne sont pas d'excellente qualité (planéité de la surface gravée, régularité des traits, stabilité). Une étude préliminaire très précise paraît indispensable. Le coefficient de dilatation, par exemple, doit être étudié avec un soin particulier.

Le B.I.P.M. possède une règle de 1 m en acier nickelé, de bonne qualité (section en H, 24 mm x 24 mm), divisée en millimètres ; il a commandé récemment une règle divisée de 500 mm (même section), à traits "vibrés", dont la qualité devrait être excellente si l'on en juge d'après un échantillon examiné précédemment. Ces règles pourraient éventuellement servir d'étalons voyageurs si le C.C.D.M. estime utile d'organiser une comparaison avec de tels étalons.

QUESTIONS DIVERSES

CONSEIL NATIONAL DE RECHERCHES (N.R.C.), Ottawa

Afin d'éviter autant que possible d'introduire une discontinuité de la grandeur de l'unité de longueur lors d'une future redéfinition et de prévenir l'accumulation de résultats rapportés à des étalons incompatibles entre eux, il est proposé que le C.C.D.M. fasse les recommandations suivantes :

- a) A l'avenir, les longueurs d'onde (ou les fréquences) des lasers asservis devraient être mesurées par référence aux lasers asservis sur I_2 ou CH_4 (confirmant ainsi la recommandation M 2 (1970) du C.C.D.M.).
- b) Les longueurs d'onde suivantes devraient être adoptées provisoirement pour ces lasers :
 CH_4 , raie P(7) de la bande ν_3 : $\lambda = 3,392\ 231\ 39\ \mu\text{m}^+$
 $^{127}I_2$, raie R(127) de la bande 11-5 : $\lambda = 0,632\ 991\ 398\ \mu\text{m}^+$.
- c) La valeur recommandée pour la vitesse de la lumière dans le vide est : $c = 299\ 792\ 457\ \text{m/s}^+$.
- d) Lorsque le mètre sera redéfini, il devrait l'être de façon à conserver la valeur de c ci-dessus avec ses neuf chiffres significatifs.

+ Ces valeurs sont cohérentes avec tous les résultats publiés lorsqu'ils sont rapportés à la longueur d'onde d'une radiation intermédiaire entre le sommet et le centre de gravité du profil spectral de la radiation étalon du krypton 86 émise par la lampe recommandée par le C.C.D.M. en 1960.

ANNEXE M 3

Influence de la structure hyperfine sur les lasers asservis sur une raie du méthane

Par J. L. HALL et C. BORDÉ

Joint Institute for Laboratory Astrophysics (États-Unis d'Amérique)

(Traduction du Document CCDM/73-20)

Résumé

A très basse pression, le pouvoir de résolution accessible en spectroscopie d'absorption saturée dans l'infrarouge est limité par la durée d'interaction finie des molécules avec le faisceau de lumière [1]. En augmentant le diamètre de ce faisceau il a été possible de réduire la largeur de raie au-dessous de 6 kHz dans le cas de la composante de Coriolis $F_2^{(2)}$ de la raie P(7) de la bande ν_3 du CH_4 qui peut être étudiée à l'aide du laser He-Ne à 3,39 μm . A ce niveau de résolution ($\approx 10^{-10}$) la structure hyperfine magnétique de la raie est nettement résolue. Outre les raies qui correspondraient à un spectre linéaire, on trouve des "croisements de niveaux dus à l'effet Doppler" caractéristiques des spectres d'absorption saturée dans lesquels deux transitions ont un niveau commun. L'interprétation du spectre complet permet de vérifier la structure hyperfine de l'état fondamental, que l'on peut calculer à partir d'expériences de résonance magnétique, et d'étudier la structure hyperfine de l'état vibrationnel excité. La saturation différentielle des diverses composantes spectrales hyperfines conduira, à plus faible résolution, à un déplacement apparent du centre de la raie dépendant de l'intensité.

Pour notre laser de référence actuel avec agrandisseur de faisceau incorporé et dans ses conditions habituelles de fonctionnement ($\Delta\nu = 50$ kHz), des estimations numériques préliminaires donnent un déplacement vers le rouge de 10^{-12} pour une augmentation de l'intensité de 10 %. La reproductibilité de la fréquence de (3×10^{-14}) indiquée dans [2] exige apparemment une stabilité de l'intensité de 0,2 %.

BIBLIOGRAPHIE

1. HALL (J.L.), in "Atomic Physics 3", Ed. S.J. Smith and G.K. Walters, Plenum Press, N.Y., 1973, p. 615.
 2. BAGAEV (S.N.) and CHEBOTAYEV (V.P.), ZhETF Pis. Red., 16, 1972, p. 614. (JETP Lett., 16, 1972, p. 433).
-

ANNEXE M 4

Propositions du National Bureau of Standards

PROPOSITION I

Dans la mesure où la métrologie moderne s'appuie de plus en plus sur les avantages pratiques des lasers asservis et où la comparaison de tels lasers entre eux peut être faite beaucoup plus facilement et avec beaucoup plus de précision que les comparaisons avec l'étalon de longueur (krypton 86), nous proposons que le C.C.D.M. recommande des valeurs provisoires pour les longueurs d'onde émises par plusieurs lasers asservis par absorption moléculaire saturée.

Nous proposons les valeurs de longueurs d'onde suivantes :

1. Pour la raie 3,39 μm du laser He-Ne asservi sur la raie P(7) de la bande ν_3 de CH_4 :

$$\lambda_{\text{vide}} = 3\,392,231\,4 \text{ nm.}$$

2. a) Pour la raie 633 nm du laser He-²⁰Ne asservi sur la composante k du spectre de $^{129}\text{I}_2$:

$$\lambda_{\text{vide}} = 632,991\,27 \text{ nm.}$$

b) Pour la raie 633 nm du laser He-²²Ne asservi sur la composante b du spectre de ¹²⁹I₂ :

$$\lambda_{\text{vide}} = 632,990\ 07\ \text{nm.}$$

c) Pour la raie 633 nm du laser He-²⁰Ne asservi sur la composante i du spectre de ¹²⁷I₂ :

$$\lambda_{\text{vide}} = 632,991\ 40\ \text{nm.}$$

Nous sommes persuadés que d'autres raies convenables seront utilisables et mesurées dans l'avenir et nous demandons instamment au B.I.P.M. de les présenter aux membres du C.C.D.M. pour approbation, le moment venu.

PROPOSITION II

La valeur de la vitesse de la lumière étant utilisée dans des branches de la science aussi diverses que la métrologie, la spectroscopie, la géodésie et l'astronomie, il semble désirable de recommander aussi une valeur provisoire pour cette importante constante. Des mesures de fréquence d'une exactitude meilleure que 1×10^{-9} ont déjà été faites pour des lasers de grande stabilité dans le proche infrarouge et l'emploi, dans le calcul des longueurs d'onde de ces sources, d'une valeur commune de c simplifierait la comparaison des résultats obtenus dans les différents laboratoires. Il paraît vraisemblable que les déterminations géodésiques de distance, fondées sur des mesures de temps de transit optique et corrigées pour l'indice de réfraction de l'air, atteindront ou dépasseront bientôt l'exactitude de 1×10^{-7} . Des mesures astronomiques de temps de transit d'impulsions, utilisant des micro-ondes entre la Terre et d'autres planètes ou des ondes optiques entre la Terre et la Lune, ont déjà atteint, respectivement, une exactitude de quelques 10^{-9} et quelques 10^{-10} qui sera probablement améliorée dans l'avenir. Il est souvent souhaitable de convertir en mètres les temps de transit astronomiques ou géodésiques mesurés et, dans ce cas, l'emploi d'une valeur commune de c serait utile.

Jusqu'ici une valeur de c a été recommandée par l'Union Astronomique Internationale (U.A.I.) pour l'emploi en astronomie et par l'Union Géodésique et Géophysique Internationale (U.G.G.I.) pour l'emploi en géodésie. Cependant, cette valeur

diffère de $1,5 \times 10^{-7}$ des déterminations récentes les plus précises et il est peu vraisemblable qu'elle puisse être utilisée dans les travaux futurs en métrologie et en spectroscopie. Afin d'encourager dès maintenant l'utilisation d'une valeur commune de la vitesse de la lumière en métrologie et en spectroscopie, et d'améliorer les chances pour que la même valeur soit adoptée par l'U.A.I. et l'U.G.G.I. si dans l'avenir ces organisations désirent modifier leur valeur recommandée, nous proposons que la valeur $c = 299\,792\,456$ m/s soit recommandée par le C.C.D.M. pour l'utilisation dans les domaines de la science où l'on n'a pas encore adopté une autre valeur.

La valeur de c ci-dessus est donnée avec neuf chiffres significatifs parce que l'arrondi au huitième chiffre ferait apparaître un désaccord d'environ $1,3 \times 10^{-8}$ avec les récentes mesures de longueur d'onde de laser faites au B.I.P.M. et ailleurs lorsqu'on les rapporte au centre de gravité de la raie du krypton. Ce désaccord serait plus grand que l'incertitude avec laquelle les mesures de longueur d'onde peuvent être faites par comparaison à l'étalon de longueur. Les valeurs proposées des longueurs d'onde des lasers asservis sur le méthane et sur l'iode sont cohérentes, au nombre de chiffres significatifs donné, avec les fréquences mesurées et avec la valeur de c proposée.

PROPOSITION III

La principale cause d'incertitude dans notre connaissance des longueurs d'onde des divers lasers est l'ambiguïté de la définition de la radiation étalon du krypton due à la dissymétrie de son profil spectral. Pour définir le centre du profil, K.M. Baird suggère de prendre la moyenne entre le centre de gravité et le sommet. Une telle définition a l'avantage de la simplicité et assure au mieux, autant que nous le sachions, la continuité de la réalisation pratique de l'unité de longueur.

Raie d'absorption du méthane

Dés documents reçus avant cette réunion, nous pouvons tirer les résultats suivants rapportés au centre de gravité ou au sommet du profil spectral de la radiation du krypton :

	Centre de gravité	Sommet	Moyenne
BIPM	3 392 231,370	,413	,392 ($\pm 0,017$) pm
NBS Boulder	,376	,404	,390 ($\pm 0,012$)
NBS Washington	,380	,427	,404 ($\pm 0,013$)

Si nous prenons la moyenne des trois résultats moyens, nous avons :

$$\lambda = 3\ 392\ 231,395\ \text{pm.}$$

Si l'on donne à chacune de ces trois valeurs un poids inversement proportionnel à son incertitude, on obtient :

$$\lambda = 3\ 392\ 231,395\ \text{pm.}$$

Nous avons aussi deux déterminations faites par le B.I.P.M. sans correction d'asymétrie :

$$\text{BIPM(1970)} \lambda = 3\ 392\ 231,376 \pm 0,017\ \text{pm}$$

$$\text{BIPM(1973)} \lambda = \quad ,399 \pm 0,017\ \text{pm.}$$

Du N.R.C. nous avons :

$$\lambda = 3\ 392\ 231,39\ \text{pm.}$$

La moyenne de ces trois dernières valeurs est :

$$\lambda = 3\ 392\ 231,388\ \text{pm.}$$

Si nous calculons la moyenne des six valeurs, nous obtenons :

$$\lambda = 3\ 392\ 231,392\ \text{pm.}$$

L'accord entre toutes ces valeurs dépasse ce que l'on pouvait attendre des incertitudes indiquées.

Vitesse de la lumière

La mesure la plus exacte dont on dispose est celle de la fréquence de l'émission du laser asservi sur une raie du méthane :

$$f = (88\ 376\ 181\ 627 \pm 50)\ \text{kHz.}$$

Si l'on multiplie cette valeur par la valeur de la longueur d'onde $\lambda = 3\ 392\ 231,392\ \text{pm}$, nous obtenons pour la vitesse de la lumière :

$$c = 299\ 792\ 457,62\ \text{m/s.}$$

Ce résultat, compte tenu de l'incertitude de la définition du centre de la raie du krypton, ne diffère pas de façon significative de :

$$c = 299\ 792\ 457,6\ \text{m/s}$$

et nous proposons cette valeur pour la vitesse de la lumière.

Si $c = 299\ 792\ 457,6\ \text{m/s}$ exactement et

$f = (88\ 376\ 181\ 627 \pm 50)\ \text{kHz}$, alors

$$\lambda(\text{CH}_4) = 3\ 392\ 231,391\ 8 \pm 0,001\ 9\ \text{pm.}$$

Raie de l'iode

Puisque les intervalles de fréquence entre les diverses composantes de l'iode peuvent être mesurés avec exactitude, toutes les valeurs, dans les expériences de comparaison, peuvent être exprimées en fonction de la composante i de ($^{127}\text{I}_2$, ^{20}Ne), par rapport à la moyenne des valeurs correspondant au centre de gravité et au sommet du profil spectral de la radiation étalon :

BIPM	632 991,400 0 ± 0,001 2 pm
NBS Washington	,399 8 ± 0,000 9
	<hr/>
Moyenne	632 991,399 9 pm

On dispose aussi de trois déterminations non corrigées pour la dissymétrie du profil du krypton :

BIPM	632 991,399 4 ± 0,001 2 pm
NRC	,398 ± 0,003
NPL	,399 0 ± 0,000 8
	<hr/>
Moyenne	632 991,398 8 pm

La moyenne générale de ces cinq valeurs est :

$$\lambda = 632\ 991,399\ 2\ \text{pm.}$$

Si l'on pondère ces valeurs en tenant compte des incertitudes indiquées, on obtient :

$$\lambda = 632\ 991,399\ 4\ \text{pm.}$$

Puisqu'un certain nombre d'intervalles de fréquence ont été mesurés, nous pouvons en déduire les longueurs d'onde des autres composantes suivantes, en partant de la valeur :

$$\lambda(i) = 632\ 991,399\ 4\ \text{pm.}$$

Pour la composante k de ($^{129}\text{I}_2$, ^{20}Ne), on a obtenu au N.B.S. Washington :

$f(i-k)$	$\Delta\lambda$	$\lambda(k)$
- 96,039 9 ± 0,009 8 MHz	0,128 359 ± 0,000 013 pm	632 991,271 0 pm

Le rapport calculé $\lambda(\text{CH}_4)/\lambda(^{129}\text{I}_2, ^{20}\text{Ne}, k) =$
 3 392 231,392/632 991,271 0 =

$$5,359\ 049\ 244$$

est en accord avec le rapport des longueurs d'onde de ces deux radiations mesuré au N.B.S. Washington :

5,359 049 258.

Pour la composante B de ($^{129}\text{I}_2$, ^{22}Ne), on a obtenu de même au N.B.S. Washington :

$f(k-B)$	$\Delta\lambda$	$\lambda(B)$
- 892,467 ± 0,083 MHz	1,192 80 ± 0,000 11 pm	632 990,078 2 pm

Pour les composantes h, g, f, e, d de ($^{127}\text{I}_2$, ^{20}Ne) on dispose des résultats suivants :

$f(i-h)$	$f(i-g)$	$f(i-f)$
NPL - 21,938	- 125,677	- 138,865 MHz
NRC <u> ,919</u>	<u> ,690</u>	<u> ,845</u>
Moy. - 21,928 5	- 125,683 5	- 138,855
$\Delta\lambda = 0,029 31$	0,167 98	0,185 58 pm
$\lambda(h) = 632 991,370 1$	$\lambda(g) = 632 991,231 4$	$\lambda(f) = 632 991,213 8$ pm

$f(i-e)$	$f(i-d)$
NPL - 152,225	- 165,107 MHz
NRC <u> ,214</u>	<u> ,060</u>
Moy. - 152,219 5	- 165,083 5
$\Delta\lambda = 0,203 44$	0,220 64 pm
$\lambda(e) = 632 991,196 0$	$\lambda(d) = 632 991,178 8$ pm

**Étude des performances
de lasers à He-Ne asservis sur l'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$**

Par W. R. C. ROWLEY et A. J. WALLARD

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction)

Deux lasers asservis sur l'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$ ont été étudiés au N.P.L. pendant plus d'une année. Leurs caractéristiques générales ont déjà été publiées [1,2].

Afin d'atteindre une bonne reproductibilité et de s'affranchir de l'influence de la pente du fond provenant de la variation de l'intensité émise par le laser en fonction de sa fréquence, on a utilisé une technique d'asservissement sur le troisième harmonique [2]. Les mesures de reproductibilité ont été faites avec un système de comptage réversible des battements qui permet d'obtenir un compte exact des périodes correspondant à la différence de fréquence entre deux lasers, même si leur fréquence est modulée indépendamment sur un large domaine. Trois cellules à iode différentes ont été utilisées dans des conditions expérimentales variées de température de la cellule et de puissance du laser ; la forme des cavités et les systèmes électroniques ont constamment été modifiés et améliorés.

Vingt-huit mesures ont été faites de la différence de fréquence entre les deux lasers asservis sur la même composante de l'iode. Chaque mesure était la moyenne d'au moins cinquante observations, la durée du comptage étant de une seconde. La différence de fréquence moyenne (en négligeant le signe) est 20 kHz, ce qui correspond à une reproductibilité

de 4×10^{-11} . On n'a observé aucune corrélation de la différence de fréquence avec les variations de la puissance du laser ou de la température de la cellule à iode.

La reproductibilité était limitée probablement par les effets électroniques suivants :

a) Dérive de la polarisation des amplificateurs du système d'asservissement.

b) Ondulation résiduelle à la fréquence du troisième harmonique, transmise par le système d'asservissement, qui module la longueur de la cavité.

c) Distorsion harmonique due à des effets de non-linéarité électroniques ou mécaniques.

Nous prenons grand soin maintenant d'éviter toute distorsion harmonique dans la modulation de la cavité.

La stabilité de la fréquence, définie comme la variation de la fréquence des battements entre deux lasers, est illustrée par la figure 1 ; la variance d'Allan caractérise les

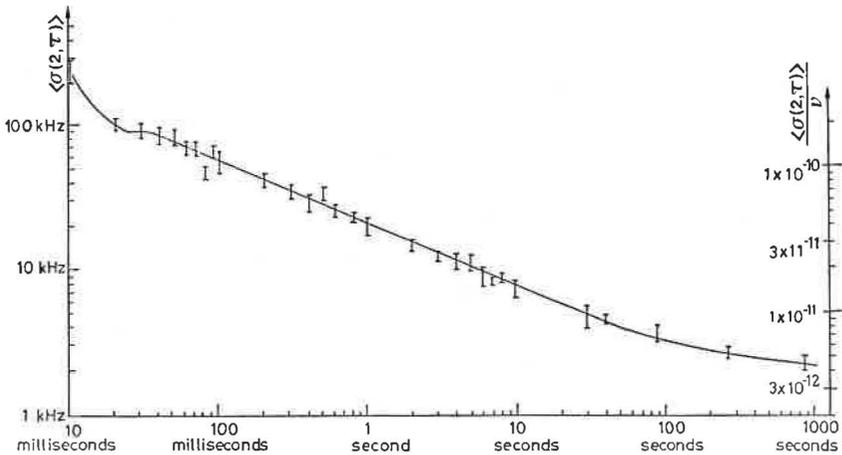


Fig. 1

variations de la fréquence des battements pour différentes durées de comptage.

La stabilité à plus long terme est illustrée à la figure 2 où sont reportées les mesures faites sur une durée de cinq jours. Chaque mesure a été obtenue par comptage des battements pendant 900 secondes. L'origine de l'échelle des fréquences est arbitraire, les lasers étant asservis sur des composantes différentes de l'iode. On ne modifie aucun réglage durant toute l'expérience qui se termine lorsqu'un des lasers atteint la limite de fonctionnement de son système d'asservissement de longueur. La dérive de fréquence est due à un changement de la tension de polarisation à l'entrée d'un amplificateur dans

l'un des systèmes d'asservissement.

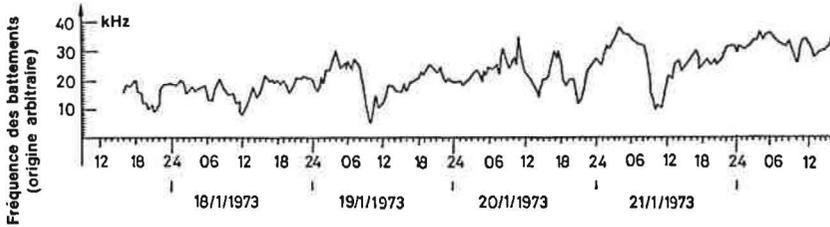


Fig. 2.- Variations de la fréquence des battements pendant 5 jours.
Enregistrement des valeurs moyennes intégrées pendant 900 s.

Des études de l'élargissement de la raie en fonction de la pression ont été effectuées au début de 1972 et furent probablement affectées sérieusement par la contamination de la cellule à iode par la vapeur d'eau : à cette époque on n'avait pas encore pris de sévères précautions pour éliminer l'humidité des cellules. On a mesuré un coefficient d'élargissement voisin de 80 kHz/Pa, soit environ quatre fois plus élevé que celui qui a été observé par d'autres auteurs [3]. Des expériences sont actuellement en cours pour obtenir des échantillons d'iode dont la teneur en eau est au plus de 10^{-4} . Des mesures d'élargissement en fonction de la puissance ont aussi été effectuées pour des puissances à l'intérieur de la cavité variant de 1 mW à 50 mW.

L'élargissement dû à la modulation n'est qu'apparent ; il se produit seulement lorsque, pour observer la dérivée de la courbe d'absorption, on module la fréquence du laser. L'amplitude de la modulation nécessaire pour obtenir un bon rapport signal/bruit peut être suffisamment grande pour élargir d'une façon significative l'enregistrement observé. C'est en particulier le cas pour la méthode de détection utilisant le troisième harmonique qui ne convient donc pas pour les mesures de largeur de raie.

Les mesures d'élargissement faites par détection du premier harmonique donnent le résultat suivant : la largeur de raie à pression nulle est 3,8 MHz (largeur à mi-intensité) ; les différentes contributions à cette largeur sont :

1. la durée de vie naturelle : 390 kHz ;
2. l'élargissement dû à la puissance : 2,2 MHz ;
3. l'élargissement dû à la modulation : 170 kHz ;
4. la durée d'interaction : 240 kHz.

La largeur observée reste inexplicquée pour environ 1 MHz. Un compte rendu plus complet de ces mesures de largeur de raie et d'élargissement est en préparation.

BIBLIOGRAPHIE

1. WALLARD (A.J.), Ph. D. Thesis, University of St. Andrews, 1972.
 2. WALLARD (A.J.), *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 5, 1972, pp. 926-930.
 3. SHOTTON (K.C.) and CHAPMAN (G.D.), *J. Chem. Phys.*, 56, 1972, pp. 1012-1013.
-

ANNEXE M 6

Valeurs de longueurs d'onde du laser à 633 nm asservi sur l'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$

Par W. R. C. ROWLEY et A. J. WALLARD

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

Résumé de l'article publié

dans *Journal of Physics E : Sci. Instrum.*, 6, 1973, pp. 647-652.

On a mesuré les intervalles de fréquence entre quelques pics d'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$ utilisés pour asservir le laser He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$). Les fréquences ont été mesurées avec des incertitudes voisines de 10 kHz par une méthode de comptage de battements ; on a utilisé des lasers asservis sur les pics d'absorption à l'aide du troisième harmonique et ayant des stabilités de 10 kHz ($\delta\nu/\nu = 2 \times 10^{-11}$) pour une durée d'observation de 10 secondes. On a mesuré, au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry à balayage, la longueur d'onde d'un laser stabilisé sur le pic "d", en utilisant comme référence une lampe à krypton 86. On a obtenu la valeur $\lambda_{\text{vide}} = 632\,991\,178,3 \text{ fm}$ avec une incertitude statistique de $\pm 0,8 \text{ fm}$, ($\delta\lambda/\lambda = \pm 1,2 \times 10^{-9}$). En combinant cette valeur avec les mesures d'intervalles de fréquence, on obtient une valeur de la longueur d'onde du laser stabilisé sur le pic d'absorption "i" qui est en accord à 2×10^{-9} près avec celle qui a été obtenue au N.R.C. (Canada), malgré une incertitude systématique de 1×10^{-8} due à la source de référence (^{86}Kr).

ANNEXE M 7

Performances d'un interféromètre automatique pour la mesure d'étalons à traits

Par P. ANDERTON

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction)

Ce bref rapport concerne la précision théorique et pratique de l'interféromètre à laser utilisé au N.P.L. pour la mesure des étalons à traits. Cet appareil est habituellement utilisé pour les mesures de routine et ses performances sont donc limitées par la qualité des étalons.

Comme exemple de répétabilité des mesures faites à différentes époques, le tableau I indique les valeurs de quelques intervalles d'une règle en nickel de 1 mètre, obtenues sur une période de quatre ans. Des mesures antérieures ont montré que cette règle est presque stabilisée, mais il est possible qu'elle se raccourcisse encore légèrement. Les valeurs des intervalles sont les écarts par rapport à la valeur nominale et ramenés à 20 °C avec le coefficient de dilatation $\alpha = 12,8 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$. Chaque valeur est la moyenne de quatre mesures, la règle étant retournée bout pour bout pour deux d'entre elles.

Des mesures faites à l'aide d'un comparateur à microscopes visuels par comparaison au Prototype de Grande-Bretagne en platine iridié ont donné, pour l'intervalle 0-1000 mm, des écarts par rapport à la valeur nominale de - 1,46 μm en octobre 1970 et - 1,52 μm en août 1972. La différence entre ces mesures visuelles et celles du tableau I est due, au moins

TABLEAU I

Ecart par rapport à la valeur nominale à 20 °C

Intervalle (en mm)	Mars 1969	Sept. 1970	Août 1971	Mars 1973
	(Unité : μm)			
0-200	- 0,26	- 0,20	- 0,27	- 0,17
200-400	+ 0,17	+ 0,17	+ 0,21	+ 0,18
200-600	- 0,30	- 0,32	- 0,27	- 0,30
200-800	- 0,51	- 0,48	- 0,49	- 0,55
200-1000	- 1,39	- 1,38	- 1,46	- 1,46
0-1000	- 1,65	- 1,58	- 1,63	- 1,63

partiellement, à la différence de mise au point : pour les mesures visuelles qui concernent seulement les traits 0 et 1000 mm, la mise au point est faite sur ces traits extrêmes ; dans l'appareil automatique qui mesure tous les intervalles de la règle, une mise au point "moyenne" est obtenue en réglant la mise au point à l'aplomb des deux points de support de la règle.

Lorsque les règles ont des défauts de planéité, il peut se produire des erreurs importantes imprévisibles avec l'appareil automatique. Dans les régions de planéité médiocre, on observe une différence entre les mesures faites avant et après retournement bout pour bout de la règle, différence qui n'est pas entièrement éliminée en faisant la moyenne de ces mesures. Pour la règle ci-dessus, il y a un défaut de planéité équivalent à un déplacement de la surface de la règle de 10 μm vers l'objectif du microscope au voisinage du trait 30 mm par rapport au plan de mise au point. La longueur de cet intervalle semble changer de $\pm 0,15 \mu\text{m}$ quand la règle est retournée. Cette différence ne semble pas provenir directement du défaut de verticalité du microscope et de son éclairage. L'étude de cet effet est en cours.

Le tableau II donne une analyse des erreurs systématiques pour la mesure d'une règle de 1 mètre au moyen de l'interféromètre automatique.

TABLEAU II

Cause d'erreur	Base d'estimation	Erreur δ (en μm)	δ^2
Incertitude due à la stabilisation du laser sur le "Lamb-dip"	$\pm 2 \times 10^{-8}$	$\pm 0,02$	0,000 4
Calcul de l'indice de réfraction de l'air (formule d'Edlén)	$\pm 5 \times 10^{-8}$	$\pm 0,05$	0,002 5
Etalonnage du baromètre	$\pm 0,1$ mbar	$\pm 0,02$	0,000 4
Mesure de la t de l'air	$\pm 0,010$ °C	$\pm 0,01$	0,000 1
Thermomètre à résistance de platine (retard ; réalisation de l'E.I.P.T.-68)	$\pm 0,005$ °C	$\pm 0,06$ (acier)	0,003 6
Température de la règle rapportée au thermomètre de platine par thermocouples	$\pm 0,005$ °C	$\pm 0,06$ (acier)	0,003 6
Coefficient de dilatation de la règle	$\pm 0,5 \times 10^{-6}/\text{°C}$ (acier)	$\pm 0,01$	0,000 1
Dérive thermique du trajet optique de référence pendant la mesure	$+ 0,005$ °C	$+ 0,00$ $- 0,01$	0,000 1
Défaut de verticalité du microscope et de son éclairage	erreur angulaire 1/1000	$\pm 0,03$	0,000 9
Défaut d'alignement du faisceau laser avec l'axe de déplacement du chariot (cosinus)		$\pm 0,01$	0,000 1
Inclinaison du chariot et non-coïncidence des axes	5" et 1 mm	$\pm 0,02$	0,000 4
			$\Sigma \delta^2 = 0,012 2$
			$\sqrt{\Sigma \delta^2} = \pm 0,11 \mu\text{m}$

Il y a en outre pour une seule mesure une erreur aléatoire de $\pm 0,12 \mu\text{m}$ sur l'estimation de la position de l'axe des traits. Cependant, par suite des erreurs dues aux défauts de planéité, la longueur d'une règle de 1000 mm est habituellement donnée avec une incertitude de $\pm 0,4 \mu\text{m}$.

ANNEXE M 8

Incertitude des mesures de la dissymétrie de ^{86}Kr

Par W. R. C. ROWLEY

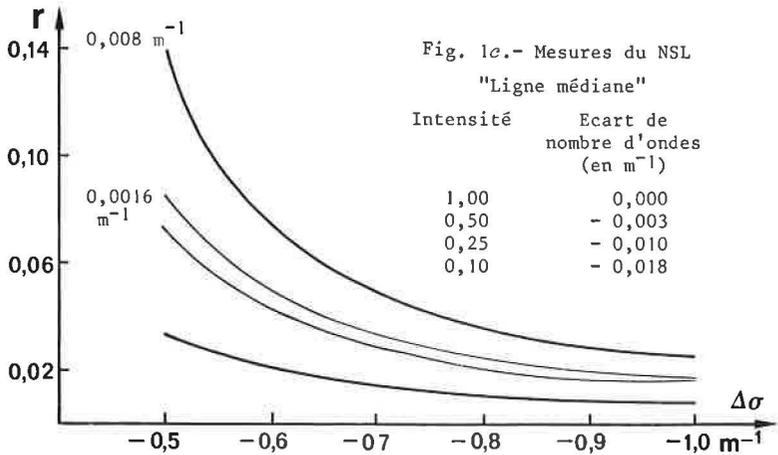
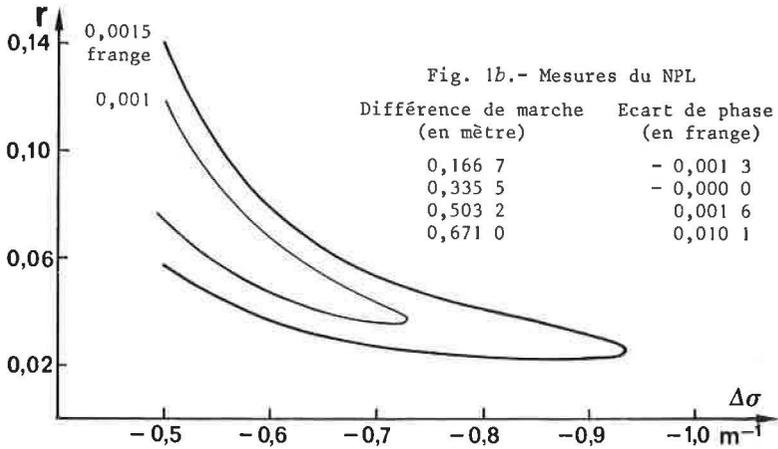
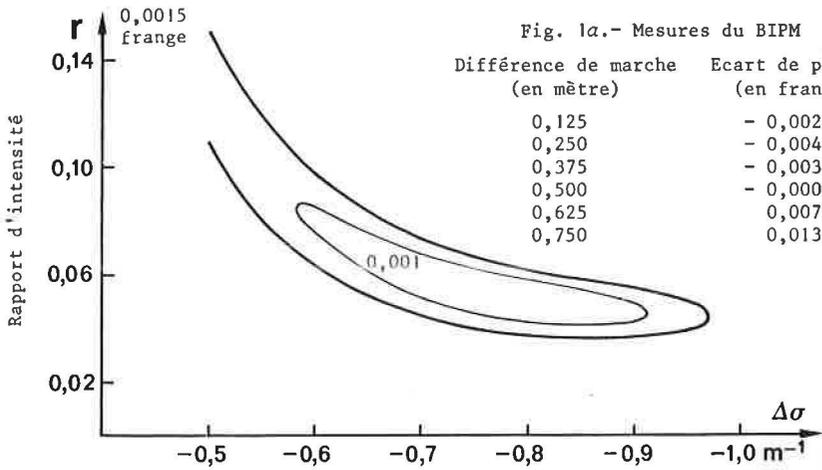
National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction du Document CCDM/73-23)

Pour appliquer aux mesures de longueur d'onde les corrections résultant du défaut de symétrie du profil spectral de la radiation étalon émise par les lampes à krypton 86, le plus commode est de représenter le profil spectral comme la somme de deux composantes ayant chacune le même profil symétrique mais d'intensité différente. Si l'on admet un tel modèle de dissymétrie à deux composantes, il n'est pas trop difficile d'en déduire les termes correctifs pour rendre cohérentes des mesures de longueurs d'onde faites avec des appareils différents et à des différences de marche diverses. A cet égard, d'autres représentations de la dissymétrie sont moins commodes. Il faut souligner que ce modèle n'a pas, nécessairement, de signification physique profonde. Néanmoins, compte tenu de l'incertitude des diverses mesures de la dissymétrie du profil du krypton 86, une telle représentation à deux composantes est en accord satisfaisant avec les observations.

La figure 1 donne les domaines de valeurs des paramètres caractéristiques de la dissymétrie : rapport r des intensités et intervalle de nombre d'ondes $\Delta\sigma$, compatibles avec les incertitudes expérimentales de trois groupes différents d'observations :

- La figure 1a donne les contours à écart-type constant pour comparer les mesures des écarts de phase ϕ_D



$\Delta\sigma$, Intervalle entre les composantes.

Fig. 1.- Contours d'incertitude.

faites au B.I.P.M. [1] avec les valeurs calculées d'après l'équation

$$\tan 2\pi(\phi_D + KD) = \frac{\sin(2\pi D\Delta\sigma)}{1/r + \cos(2\pi D\Delta\sigma)},$$

dans laquelle D est la différence de marche et K est ajusté pour rendre minimal l'écart-type. Pour le contour extérieur, l'écart-type correspond à l'incertitude expérimentale de 0,001 5 frange.

- La figure 1b donne les mêmes contours pour les observations du N.P.L. [2].

- La figure 1c donne les contours d'incertitude correspondant aux mesures publiées par le N.S.L. [3]. Dans ce cas, la dissymétrie était représentée par la "ligne médiane" du profil spectral et non par des mesures de phase. Pour déterminer les contours d'incertitude à partir de ces résultats, on a calculé la "ligne médiane" correspondant aux profils spectraux reconstruits pour différentes valeurs des paramètres de la représentation à deux composantes. Ces "lignes médianes" calculées ont été systématiquement comparées avec les résultats des mesures. Le contour extérieur correspond à l'incertitude indiquée de $0,008 \text{ m}^{-1}$ (soit 5×10^{-9}) pour les valeurs dans la région des pieds du profil.

Discussion

Les contours de la figure 1 montrent les limites des valeurs possibles de r et $\Delta\sigma$ d'après trois séries de mesures indépendantes. Les contours des figures 1b et 1c indiquent clairement une dissymétrie moins importante, avec des valeurs plus faibles des deux paramètres, que celles de la figure 1a. Néanmoins, compte tenu de la nature imprécise des estimations des incertitudes expérimentales, ces trois résultats sont compatibles avec les valeurs $r = 0,06$ et $\Delta\sigma = -0,7 \text{ m}^{-1}$ qui s'adaptent bien aux résultats de la figure 1a. De même, les valeurs $r = 0,06$ et $\Delta\sigma = -0,8 \text{ m}^{-1}$ de Barger et Hall [4] sont en bon accord avec les résultats précédents.

La conclusion est que la dissymétrie de la radiation étalon du krypton 86 est déterminée d'une façon plutôt imprécise par les diverses observations publiées, mais que les paramètres de dissymétrie du B.I.P.M. : $r = 0,06$ et $\Delta\sigma = -0,7 \text{ m}^{-1}$ donnent une représentation satisfaisante.

BIBLIOGRAPHIE

1. *Revue d'Optique*, 42, 1963, pp. 519-531.
 2. *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, 4^e session, 1970, p. M 30, et les mesures de phase non publiées.
 3. *Ibid.*, p. M 30-31.
 4. *Appl. Phys. Lett.*, 22, 1973, pp. 196-199.
-

ANNEXE M 9

Mesure de la dissymétrie de ^{86}Kr

Par W. R. C. ROWLEY

National Physical Laboratory (Royaume-Uni)

(Traduction du Document CCDM/73-28)

Une mesure du profil spectral de la radiation étalon du ^{86}Kr a été faite récemment au N.P.L. en utilisant la méthode de déconvolution de Fourier qui a été brièvement exposée à la 4^e session (1970) du C.C.D.M. [2]. Le résultat correspond à un degré de dissymétrie nettement plus faible que celui qui a été donné par la mesure précédente. La figure 1 montre les valeurs des différences de phase qui ont été obtenues, le lieu des "meilleures" valeurs et le domaine des valeurs des paramètres de dissymétrie r et $\Delta\sigma$ compatibles avec l'incertitude des observations. Cette incertitude est telle qu'elle n'exclut pas l'absence de dissymétrie.

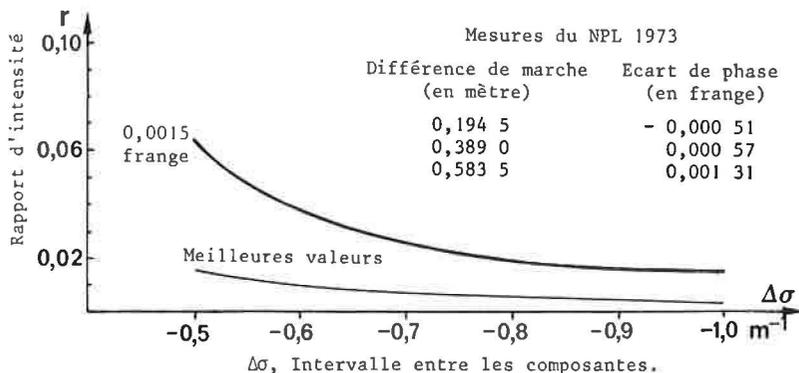


Fig. 1.- Mesure de la dissymétrie du profil spectral de la radiation du ^{86}Kr . Lieu des meilleures valeurs des paramètres et contour pour une incertitude de $\pm 0,001 5$ frange.

Ce résultat est compatible avec celui du N.P.L. publié en 1970, mais seulement à la limite des deux incertitudes. Rapproché du résultat du N.S.L., il suggère néanmoins que les valeurs des paramètres de dissymétrie du profil du krypton sont sensiblement plus faibles que celles qui ont été déterminées au B.I.P.M. [1] : $r = 0,06$ et $\Delta\sigma = - 0,7 \text{ m}^{-1}$.

Il est tout à fait possible que la dissymétrie effective du profil spectral du krypton dépende du système optique à travers lequel on observe la source. Sous l'influence de la décharge, il se produit un courant axial d'atomes qui est compensé par un courant de sens contraire le long des parois du capillaire. Des déplacements Doppler correspondants, il peut fort bien résulter des variations du profil spectral qui dépendent de la façon dont la lampe est observée.

Quoique les mesures faites au B.I.P.M. [1] et au N.B.S. (Boulder) [4] conduisent à une valeur un peu plus forte de la dissymétrie, la majorité des observations sont compatibles avec les valeurs des paramètres de dissymétrie : $r = 0,06$ et $\Delta\sigma = - 0,5 \text{ m}^{-1}$. Ces valeurs sont en accord satisfaisant avec les résultats du N.P.L. (fig. 1), avec ceux qui ont été précédemment publiés par le N.P.L. [2] et le N.S.L. [3] et avec les résultats des mesures récentes du N.B.S. [5].

BIBLIOGRAPHIE

1. *Revue d'Optique*, 42, 1963, pp. 519-531.
 2. *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, 4^e session, 1970, p. M 29-30.
 3. *Ibid*, p. M 30-31.
 4. *Appl. Phys. Lett.*, 22, 1973, pp. 196-199.
 5. Document CCDM/73-12 (voir ce volume Annexe M 2).
-

ANNEXE M 10

Lasers à He-Ne asservis sur une raie d'absorption saturée du méthane

Par M. OHI, Y. AKIMOTO et T. TAKO

National Research Laboratory of Metrology (Japon)

(Traduction du Document CGDM/73-6)

Abstract.— Studies on stabilization of the 3.39 μm He-Ne lasers on a methane line with the method of saturated absorption are in progress. Two stabilized lasers are made and beat signal between them is observed. Long term stability of about $\pm 2 \times 10^{-10}/\text{h}$ is estimated from the error signal under the operation of proportional feedback.

I. INTRODUCTION

Ainsi qu'il a été exposé à la 4^e session (1970) du C.C.D.M. [1], l'asservissement des lasers He-Ne à 3,39 μm sur une raie d'absorption du méthane a été entreprise, au N.R.L.M., en utilisant l'absorption linéaire dans une cellule extérieure refroidie à l'azote liquide ; les progrès théoriques [2] et expérimentaux [3] sont décrits ailleurs.

Parallèlement, on a commencé en 1971 à travailler sur l'asservissement des lasers He-Ne à 3,39 μm par la méthode d'absorption saturée dans une cellule intérieure au laser. Ce document expose l'état actuel et donne quelques résultats préliminaires de ce travail.

II. APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL

Deux lasers asservis ont été construits. Chaque cavité est composée de quatre tiges en invar d'environ 55 cm de long ; elle peut être modulée et accordée par un transducteur piézo-

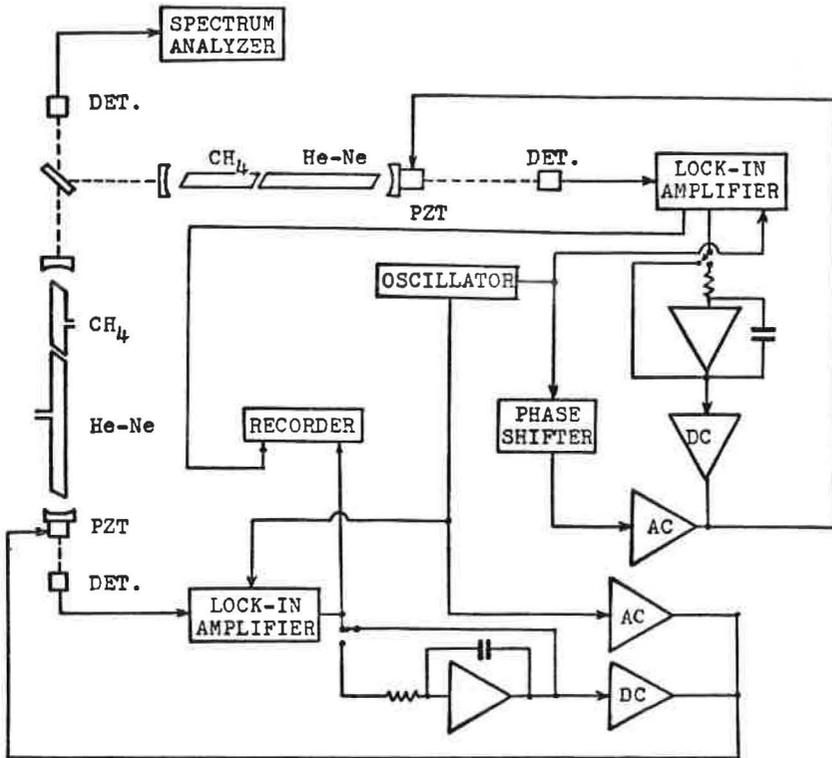


Fig. 1.- Schéma synoptique de l'appareillage expérimental.

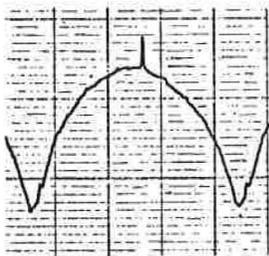


Fig. 2.- "Lamb-dip inverse" au sommet de la courbe de la puissance de sortie.



Fig. 3.- Dérivée première du "Lamb-dip" inverse.

électrique. L'un des lasers comporte une cellule à méthane scellée sous une pression de 3 Pa et un tube laser rempli avec un mélange $^3\text{He}-^{20}\text{Ne}$ dans la proportion de 9 à 1 et scellé sous une pression de 780 Pa. Pour l'autre laser, la cellule à méthane et le tube laser sont connectés à un banc de remplissage.

Le schéma synoptique de l'appareillage est donné à la figure 1. On peut utiliser un système de contre-réaction proportionnelle et un système de contre-réaction avec intégration.

III. RÉSULTATS OBTENUS

Le "Lamb-dip" inverse observé au sommet de la courbe de la puissance de sortie est visible sur la figure 2 ; sa hauteur correspond à environ 1,5 % de la puissance de sortie. La figure 3 montre la dérivée première de ce "Lamb-dip", obtenue avec une amplitude de modulation d'environ 2 MHz.

Dans l'état actuel, les deux lasers sont asservis seulement avec la contre-réaction proportionnelle et sont exposés à l'air libre de la pièce sans protection. Les fluctuations de la fréquence sont estimées à partir de l'enregistrement du signal d'erreur à la sortie de la détection synchrone. La stabilité à long terme obtenue de cette manière est d'environ $\pm 2 \times 10^{-10}$ par heure.

Pour observer directement les fluctuations de la fréquence on examine, à l'aide d'un analyseur de spectre, le signal des battements entre les deux lasers fonctionnant dans diverses conditions ; pour le moment, l'égalisation des amplitudes et des phases de la modulation des deux lasers n'est pas encore réalisée d'une façon satisfaisante. La stabilité à court terme n'a donc pas encore été étudiée.

IV. DISCUSSION

D'après les résultats obtenus jusqu'à maintenant, la stabilité à long terme avec la contre-réaction proportionnelle est du même ordre que celle qui est obtenue par la méthode d'absorption linéaire avec la contre-réaction proportionnelle [1]. Nous pensons qu'avec l'emploi du système de contre-réaction avec intégration et en protégeant l'appareil d'une façon efficace contre les variations de température

et les courants d'air de la salle, la stabilité à long terme peut être améliorée jusqu'à 10^{-12} .

(9 avril 1973)

BIBLIOGRAPHIE

1. TAKO (T.), OHI (M.), AKIMOTO (Y.), SUGIYAMA (A.) and SHIMODA (K.),
Stabilisation de la fréquence du laser $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ sur une raie
du CH_4 , *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, 4^e session,
1970, p. M 77.
 2. Ce volume, Annexes M 21 et M 20.
 3. Ce volume, Annexe M 13.
-

Étude sur l'asservissement des lasers à He-Ne utilisant l'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$

Par K. TANAKA, T. SAKURAI et T. KUROSAWA

National Research Laboratory of Metrology (Japon)

(Traduction des Documents CCDM/73-7 et 7 bis)

Abstract.— A pair of He-Ne lasers, which is to be stabilized on saturated absorption lines of an isotope of iodine $^{127}\text{I}_2$ has been made. The 33 cm long cavity is tuned by a piezo-electric transducer and an auxiliary mechanical scanning device, which expands the dynamic range of the servo system up to 200 μm in variation of the cavity length. By this laser, first and third derivatives of seven components, d, e, f, g, h, i, j, (Hanes and Dahlstrom, 1969), were detected. To estimate the final stability of the stabilized laser and to design an electronic feedback system, frequency fluctuation of freely running laser was measured by using a narrow pass-bands Fabry-Perot interferometer. The experimental results show frequency fluctuation of 4×10^{-10} for 1 second and 8×10^{-10} for 5 seconds in terms of peak to peak value.

I. INTRODUCTION

Conformément à la recommandation du C.C.D.M. (1970), l'étude de l'asservissement de la fréquence des lasers à He-Ne utilisant l'absorption saturée de l'iode $^{127}\text{I}_2$ a été entreprise au début de 1971. Hanes et Dahlstrom [1], qui ont été les premiers à employer cette méthode, utilisaient un laser de 180 cm avec un sélecteur de mode Fox-Smyth. Wallard [2] a construit une cavité courte, de 32 cm de long, et a asservi un laser à 633 nm en utilisant le troisième harmonique ; il a obtenu une variance d'Allan de 6 kHz pour des durées d'observation de 100 s et une reproductibilité de 20 kHz entre lasers [3].

Cette Note expose l'état actuel de notre étude de l'asservissement sur l'iode 127 du laser à He-Ne ($\lambda = 633 \text{ nm}$) envisagé comme étalon de longueur et comme instrument de métrologie pratique.

II. LASER ET DÉTECTION DES RAIES D'ABSORPTION SATURÉE

Le tube laser en silice fondue de 13 cm de long a un capillaire de 1,2 mm de diamètre et une cathode froide ; il contient un mélange de He et Ne naturels dans le rapport de 5 à 1 et est scellé sous une pression totale de 280 Pa. La cellule d'absorption en silice fondue de 10 cm de long possède un appendice renfermant l'iode ; l'extrémité de cet appendice plonge dans un bain thermorégulé qui permet de régler la pression de vapeur de l'iode à des valeurs variées.

La cavité optique est composée d'un miroir plan ($\tau = 0,04 \%$) et d'un miroir concave ($\tau = 0,1 \%$) de 60 cm de rayon de courbure. La monture mécanique est composée de deux plaques en acier inoxydable séparées par quatre tiges d'invar de 33 cm de long, et d'un système mécanique de précision permettant une translation de l'un des miroirs. Le miroir plan est monté sur un transducteur piézoélectrique qui permet de moduler la fréquence du laser avec une amplitude comprise entre 310 kHz et 5 MHz à la fréquence de modulation de 20 kHz. Le miroir concave étant monté sur le système mécanique de translation, l'exploration en fréquence peut être effectuée soit électriquement, soit mécaniquement.

Les courbes de la première et de la troisième dérivées de l'absorption saturée de sept composantes de $^{127}\text{I}_2$ (pics d, e, f, g, h, i, j de Dahlstrom) ont été nettement résolues dans le domaine de température de la cellule compris entre 4 °C et 19,5 °C ; finalement, la cellule a été scellée à 10 °C pour des raisons pratiques d'utilisation. Avec cette cellule, la puissance de sortie du laser sur un mode était de 110 μW . La figure 1 reproduit la courbe de la dérivée première fournie par la tension de sortie du détecteur synchrone avec une constante de temps de 10 ms et une exploration électronique en fréquence à raison de 2 MHz/s. Les courbes typiques de la dérivée troisième ont aussi été enregistrées avec le système mécanique d'exploration à raison de 17 MHz/s.



Fig. 1.

III. SYSTÈME D'EXPLORATION MÉCANIQUE

Le système mécanique de précision pour l'exploration a été construit pour étendre le domaine dynamique de l'asservissement. Il est composé d'une vis micrométrique de 25 mm de course (finesse de lecture 2 μm), d'un double levier à articulation élastique et d'un parallélogramme à ressorts équilibré supportant l'un des miroirs du laser. La vis micrométrique est commandée par un petit servo-moteur monté sur rotule et le déplacement axial de la vis est transmis au parallélogramme à ressorts, avec une démultiplication dans le rapport 1/100, par l'intermédiaire du double levier. Ce système d'exploration, de 200 μm de course maximale, a été utilisé avec succès pour observer les courbes de la dérivée troisième et il sera utilisé dans la boucle de contre-réaction du laser asservi. La figure 2 montre le laser avec le système mécanique d'exploration.

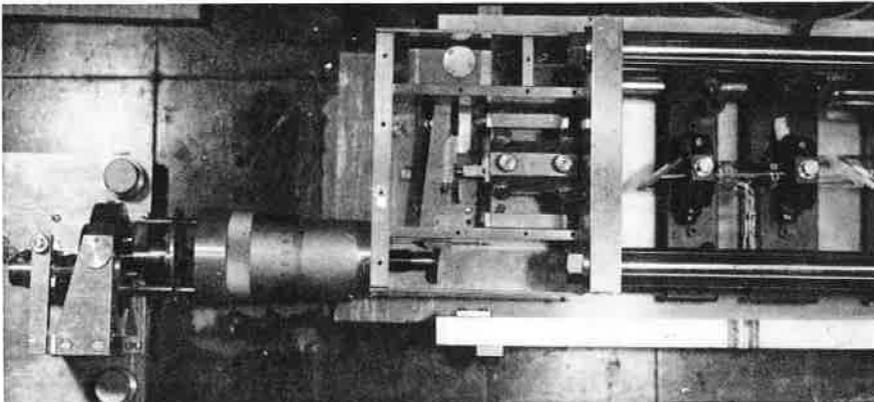


Fig. 2.

IV. FLUCTUATIONS DE LA FRÉQUENCE D'UN LASER NON ASSERVI

Afin de construire un système de contre-réaction et d'estimer la stabilité finale d'un laser asservi, on a mesuré les fluctuations de la fréquence d'un laser non asservi au moyen d'un interféromètre de Perot-Fabry. L'interféromètre a une bande passante de 7,5 MHz à mi-hauteur. Le laser a tout d'abord été accordé de façon qu'il ait le maximum de puissance de sortie en monomode au centre de la courbe de gain Doppler. L'interféromètre a été ensuite réglé de telle sorte que l'intensité transmise s'abaisse à 74 % de sa valeur maximale. Cette valeur correspond à un point d'inflexion du profil de transmission ; si l'intensité fluctue entre 64 % et 82 % du maximum de transmission, ce qui correspond dans le domaine des fréquences à une largeur de 1,1 MHz, les fluctuations de la fréquence sont proportionnelles à celles de l'intensité. Dans ce cas, l'erreur de linéarité est inférieure à 5 %. La figure 3 est un exemple d'enregistrement des fluctuations de la fré-

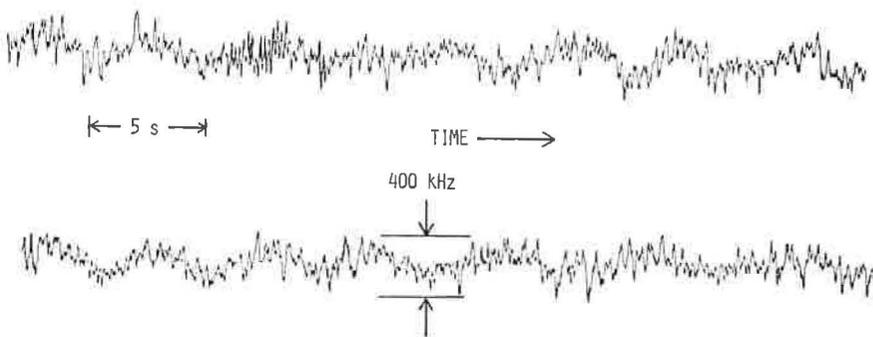


Fig. 3.- Fluctuations de la fréquence optique.

quence ; l'échelle des ordonnées a été calculée d'après les résultats expérimentaux et la courbe théorique de transmission. Cet exemple montre des fluctuations inférieures à 400 kHz pendant 5 s.

Le même enregistrement pendant 80 s a été analysé par l'emploi d'une fonction d'autocorrélation et d'une transformée de Fourier. La figure 4 montre la fonction d'autocorrélation qui a été calculée avec une fréquence d'échantillonnage de 125 Hz et un nombre total de 10240 échantillons ; la figure 5 représente le spectre de puissance. Il est possible que le pic visible à environ 6 Hz soit produit par des vibrations de la table anti-vibratoire de béton dont la fréquence de résonance est voisine de 6 Hz.

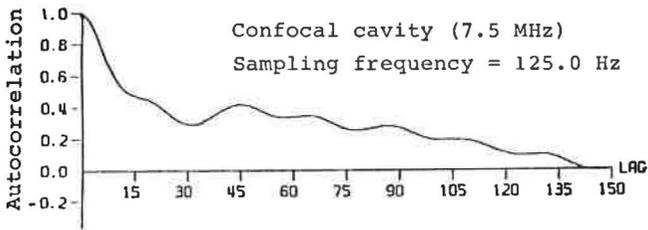


Fig. 4.

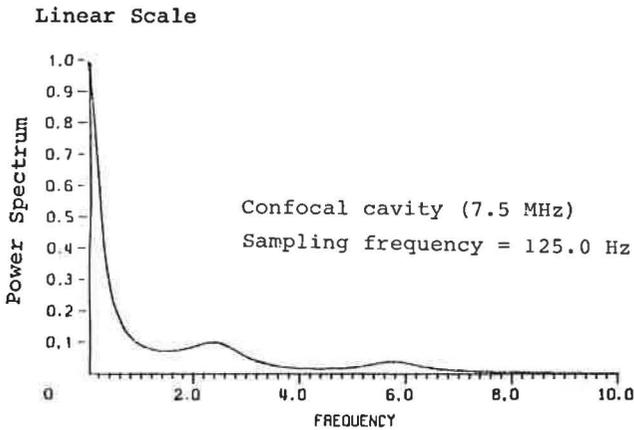


Fig. 5.

Tenant compte de ces résultats, on a construit un système électronique de contre-réaction et l'étude de la stabilité du système d'asservissement a été effectuée.

V. STABILITÉ A LONG TERME DU LASER ASSERVI⁽⁺⁾

La stabilité à long terme d'un laser à He-Ne asservi sur une raie de l'iode a été déterminée par des mesures de battements. Les résultats ont montré que la variance d'Allan pour des durées d'observation de 10 s est environ 7 à 10 kHz, ce qui correspond à un défaut de stabilité de $1,6 \times 10^{-11}$ (fig. 6).

(+) Ce paragraphe correspond au Document CCDM/73-7bis.

Le trait continu est obtenu par un système analogique de mesures et les points sont les valeurs obtenues à partir du comp-

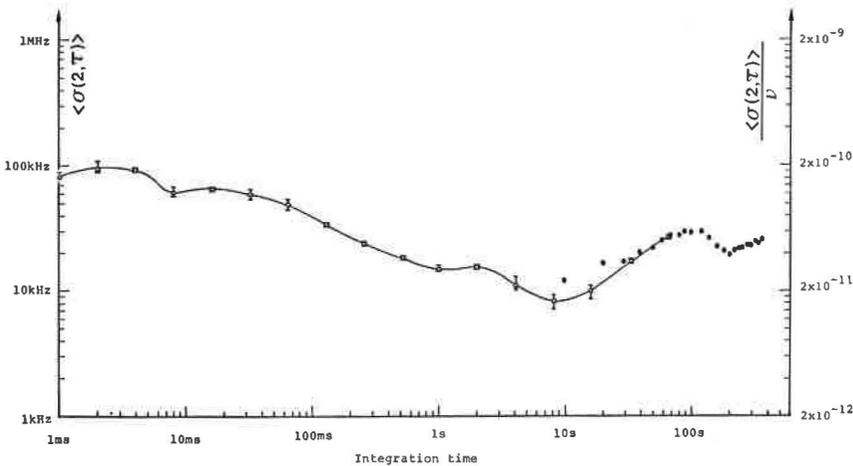


Fig. 6.- Variance d'Allan et stabilité de fréquence relative en fonction du temps d'intégration pour les mesures de battements entre deux lasers asservis sur l'iode.

ge numérique des battements. L'écart-type des fluctuations de fréquence, calculé à partir des résultats des comptages de battements pendant cinq heures et demie, est de 96 kHz ce qui correspond à un défaut de stabilité de 2×10^{-10} . Lors de la mesure, l'un des lasers est asservi sur la composante i de $^{127}\text{I}_2$ et l'autre laser sur la composante h. Le premier laser est asservi par un système à contre-réaction double composé d'une boucle de contre-réaction proportionnelle et d'une boucle de contre-réaction avec intégration ; le second laser est asservi seulement par une boucle de contre-réaction proportionnelle.

Les fluctuations de la fréquence des battements entre les deux lasers ont été enregistrées par deux méthodes : enregistrement de la sortie analogique d'un convertisseur fréquence-tension, et enregistrement numérique à l'aide d'un compteur de fréquence (fig. 7). Bien qu'on puisse s'attendre à une rapide augmentation de la variance lorsque le temps d'intégration diminue, le sommet aplati de la courbe de la variance du côté des courts temps d'intégration est dû à un filtre passe-bas à 1 kHz qui est utilisé pour prélever les fluctuations de fréquence des battements à la sortie du convertisseur fréquence-tension. Une comparaison des signaux d'erreur enregistrés à la

sortie des détecteurs synchrones des deux lasers asservis montre une nette amélioration de la stabilité de la fréquence

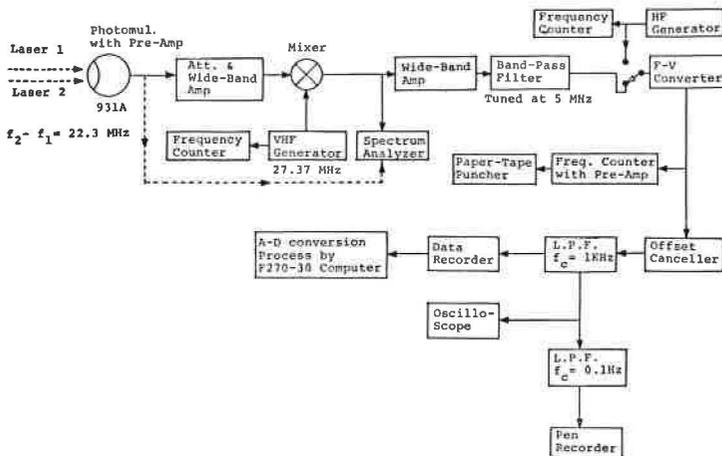


Fig. 7.- Schéma synoptique de la mesure de battements entre les lasers asservis sur l'iode.

lorsqu'on utilise l'asservissement avec intégration. Nous sommes en train d'améliorer la stabilité du système d'asservissement actuel avant de faire des mesures de reproductibilité.

(9 avril et 8 juin 1973)

BIBLIOGRAPHIE

1. HANES (G.R.) and DAHLSTROM (C.E.), *Appl. Phys. Lett.*, 14, 1969, pp. 362-364.
HANES (G.R.) and BAIRD (K.M.), *Metrologia*, 5, 1969, pp. 32-33.
2. WALLARD (A.J.), *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 5, 1972, pp. 926-930.
3. Communication personnelle.

**Mesure de la longueur d'onde
de lasers à He-Ne (0,633 μm et 3,39 μm)
asservis sur des raies d'absorption saturée**

Par T. MASUI, S. ASAMI et N. ITO

National Research Laboratory of Metrology (Japan)

(Traduction du Document CCDM/73-8)

Abstract.— Preparations are being made for the wavelength measurement of 0.633 μm and 3.39 μm lasers, which are stabilized on the saturated absorption lines, using a Möbius-band type Michelson interferometer, which has been designed for the near-infrared lines as well as for the visible. The fractional parts of the interference orders are analyzed from the variation in intensity of the interference fringes for the scan of the atmospheric pressure of an airtight chamber set inside the interferometer.

Des préparatifs sont en cours pour mesurer la longueur d'onde de lasers He-Ne asservis sur des raies d'absorption saturée de l'iode ($\lambda = 0,633 \mu\text{m}$) ou du méthane ($\lambda = 3,39 \mu\text{m}$), par comparaison à la longueur d'onde de la radiation étalon primaire de longueur. L'appareillage et la méthode de mesure sont exposés ci-dessous.

L'installation de mesure est schématisée sur la figure 1. Les faisceaux provenant de la lampe à krypton LA et du laser LB (0,633 μm ou 3,39 μm) entrent dans le monochromateur S, puis dans l'interféromètre MI après avoir été rendus parallèles par le miroir parabolique P_1 . A la sortie de l'interféromètre, les faisceaux sont focalisés par un autre miroir parabolique P_2 sur les photorécepteurs DA ou DB. Un miroir M_1 permet d'envoyer dans l'interféromètre le faisceau provenant soit de LA soit de LB, et un autre miroir M_2 permet la foca-

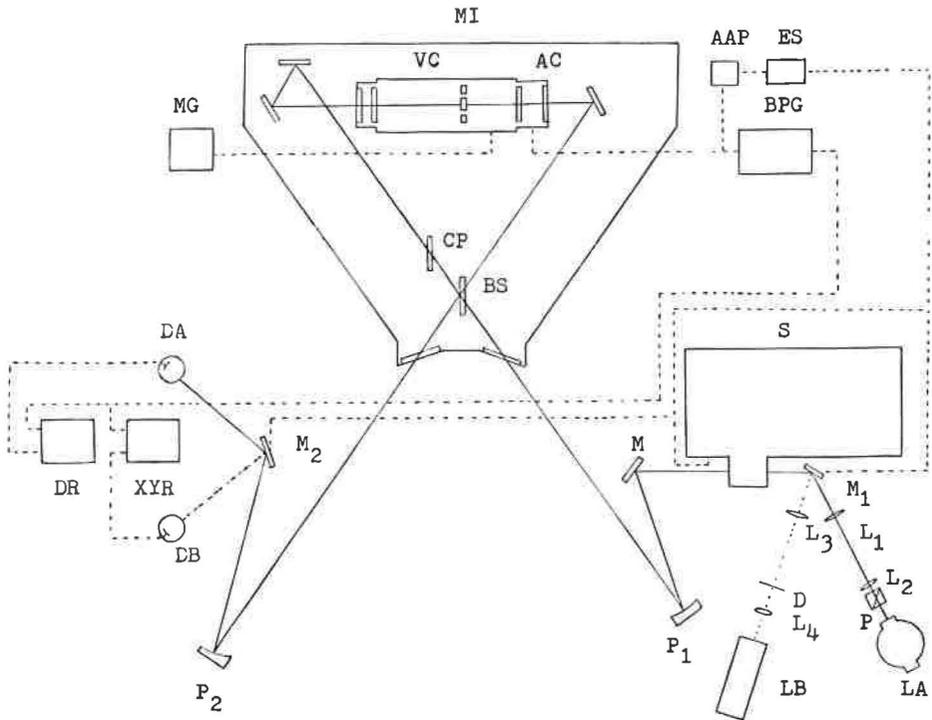


Fig. 1.- Installation de mesure.

LA, LB, Sources de lumière ; P, Polariseur ; L₁, L₂, L₃, L₄, Lentilles ; D, Diffuseur ; M₁, M₂, Miroirs ; S, Monochromateur ; P₁, P₂, Miroirs paraboliques ; MI, Interféromètre de Michelson ; BS, lame séparatrice ; CP, lame compensatrice ; AC, chambre étanche ; VC, chambre à vide, AAP, Appareil pour mesurer les variations de la pression de l'air dans la chambre étanche ; BPG, Manomètre de Bourdon ; ES, Système électrique de commande des miroirs M₁ et M₂, des obturateurs du monochromateur S et de l'appareil AAP ; MG, Jauge de McLeod ; DA, DB, Photorécepteurs ; XYR, Enregistreur X-Y ; DR, Enregistreur numérique.

lisation de ce faisceau soit sur DA soit sur DB. Les commandes de M_1 et M_2 sont couplées entre elles et avec celles des obturateurs placés dans le monochromateur pour isoler la partie utile des faisceaux.

L'interféromètre est un interféromètre de Michelson du type à ruban de Möbius ; il est placé à l'intérieur d'une enceinte calorifugée qui assure la stabilité de la température et supprime les mouvements d'air ; l'ensemble est monté sur des plaques de caoutchouc isolant l'appareil des vibrations du sol. En outre, les lames séparatrice BS et compensatrice CS, ainsi que les fenêtres du monochromateur et de l'interféromètre sont en silice fondue pour permettre les mesures de la raie $3,39 \mu\text{m}$.

Pour une différence de trajet optique donnée, les valeurs des longueurs d'onde sont calculées à partir des ordres d'interférence déterminés par la méthode des coïncidences. La partie fractionnaire de l'ordre d'interférence est obtenue par analyse des variations d'intensité des franges d'interférence en fonction de la pression de l'air dans une chambre étanche placée à l'intérieur de l'interféromètre. Plus précisément, la variation de la pression de l'air dans la chambre est mesurée par un manomètre de Bourdon dont le signal est envoyé sur l'entrée X d'un enregistreur X-Y, l'entrée Y recevant le signal des photorécepteurs ; les mesures ainsi enregistrées sont exploitées par un ordinateur.

(9 avril 1973)

Lasers à He-Ne asservis sur le méthane en utilisant la méthode d'absorption linéaire

Par Y. AKIMOTO, M. OHI, T. TAKO

National Research Laboratory of Metrology (Japon)

et K. SHIMODA

Département de Physique, Université de Tokyo

(Traduction du Document CCDM/73-9)

Abstract.- Better stability was obtained for the methane-stabilized laser with the method of linear absorption in an external cell by improvements of the control system. One of the method for improvements is to use a Miller type integrator, and the other is to use a double servo system for high and low frequency components of the error signal. From the analysis of noise spectrum of the error signal, frequency fluctuation was estimated to be smaller than 3×10^{-11} in the frequency range of 1-10 Hz. Long term stability was obtained from the drift of the error signal to be $\pm 6 \times 10^{-12}/h$.

I. INTRODUCTION

Nous avons exposé, à la session précédente (1970) du C.C.D.M., nos travaux sur l'asservissement du laser He-Ne à $3,39 \mu\text{m}$ sur une raie du méthane en utilisant l'absorption linéaire dans une cellule extérieure refroidie à l'azote liquide ; la variation de la fréquence alors indiquée était de 8×10^{-11} par heure [1]. Ultérieurement, des améliorations ont été apportées au système d'asservissement du laser afin d'obtenir une meilleure stabilité à court terme et à long terme.

A cet effet, deux méthodes ont été employées. L'une consiste à introduire dans le système d'asservissement un intégrateur de Miller pour réduire la dérive de fréquence ; l'autre méthode consiste à employer un système d'asservissement double constitué d'une première boucle d'asservissement

avec un servomoteur comme élément intégrateur pour supprimer les composantes de basse fréquence des fluctuations et d'une deuxième boucle pour supprimer les composantes de haute fréquence des fluctuations produites par les vibrations mécaniques et le bruit électrique.

II. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

La figure 1 donne le schéma synoptique du système d'asservissement équipé avec l'intégrateur de Miller. Le laser est placé dans un champ magnétique atteignant jusqu'à 5600 A/m pour obtenir un aplatissement du sommet de la courbe de gain. La cavité, d'environ 33 cm de longueur, est modulée et accordée par un transducteur piézoélectrique. Le tube laser, avec fenêtres sous l'angle de Brewster, est rempli du mélange

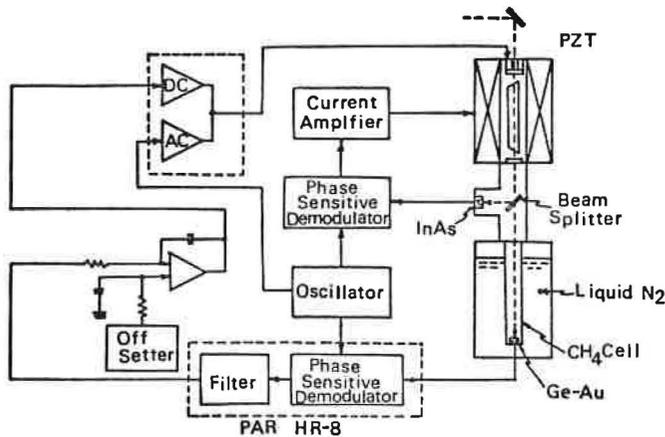


Fig. 1.- Système d'asservissement avec intégrateur de Miller.

$^3\text{He}-^{22}\text{Ne}$ sous une pression totale de 270 Pa. Le faisceau laser traverse la cellule à méthane de 20 cm de longueur, maintenue au point triple de l'azote ou à la température de l'azote liquide, puis est détecté par un récepteur à Ge-Au. Le système d'asservissement comprend un détecteur synchrone, un compensateur de phase, un intégrateur de Miller et un amplificateur à courant continu de haute tension.

La figure 2 donne le schéma synoptique du système d'asservissement double. Le signal d'erreur qui sort du détecteur synchrone est envoyé sur des filtres passe-haut et passe-bas et est divisé en composantes de haute et basse fréquence. La composante du signal d'erreur traversant le filtre passe-haut

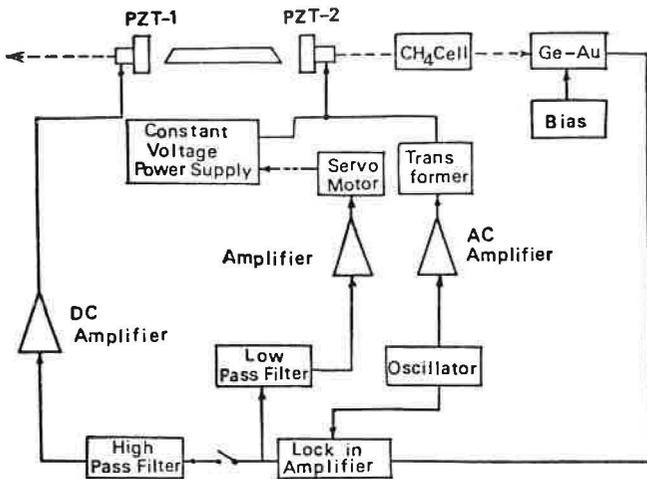


Fig. 2.- Asservissement par l'emploi d'un système double.

est amplifiée et utilisée directement pour commander la tension du PZT-1, tandis que la composante de basse fréquence traversant le filtre passe-bas sert à la commande d'un servomoteur qui règle le point de fonctionnement d'une alimentation stabilisée en tension connectée à PZT-2.

III. ANALYSE DU SIGNAL D'ERREUR

Pour analyser les possibilités du système d'asservissement double dans un large domaine de fréquence du signal d'erreur, on a examiné la densité du spectre de puissance. En boucle fermée, le signal d'erreur à la sortie du détecteur synchrone était envoyé à la fois sur un enregistreur et sur un analyseur de fréquences, ce dernier permettant d'observer le spectre de fréquences du signal d'erreur. Après une conversion alternatif-continu, on a calculé la fonction d'auto-corrélation des données enregistrées, puis sa transformée de Fourier qui donne le spectre de puissance du signal d'erreur.

IV. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

1. Boucle simple avec intégrateur de Miller

Le signal d'erreur à la sortie du détecteur synchrone est enregistré en fonction du temps ; la figure 3 reproduit deux parties d'un enregistrement qui a duré plus de 24 h. Le saut

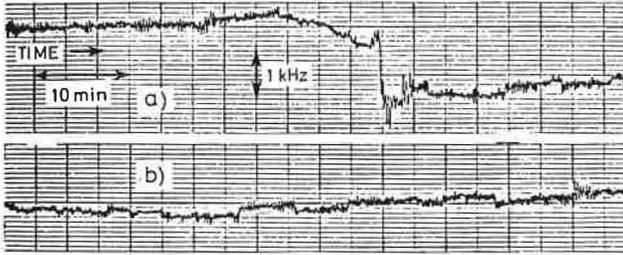


Fig. 3.- Enregistrements du signal d'erreur en fonction du temps.

de fréquence visible au milieu de l'enregistrement *a* se produit au moment du remplissage du cryostat avec l'azote liquide. Dans un tel cas qui correspond à un bruit extérieur intense, le saut de fréquence est réduit à moins de 2 kHz. Dans le cas de l'enregistrement *b*, en l'absence de bruit extérieur intense, on a estimé que les variations de fréquence sont de $\pm 6 \times 10^{-12}$ par heure.

2. Système d'asservissement double

Le spectre de puissance du signal d'erreur est obtenu après le traitement statistique décrit ci-dessus. Sur la figure 4, le tracé *a* a été obtenu avec la boucle de basse

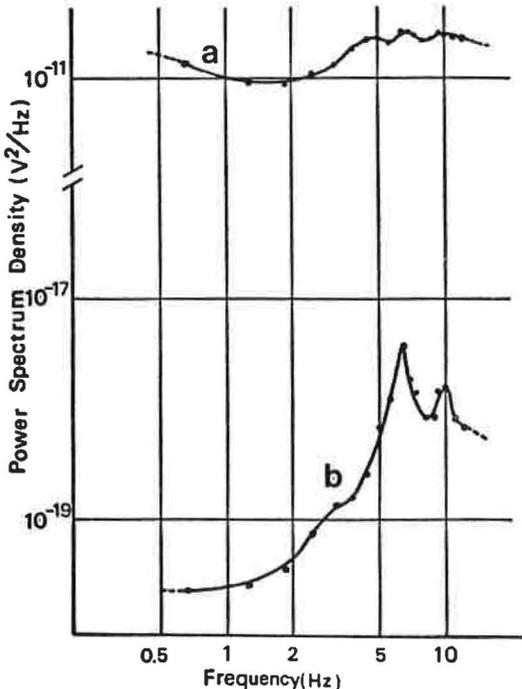


Fig. 4.- Densité du spectre de puissance du signal d'erreur.

fréquence fermée mais avec la boucle de haute fréquence ouverte. D'après le spectre de puissance, on estime que les fluctuations de fréquence sont de quelques 10^{-8} dans le domaine de fréquence de 1 à 10 Hz. Le tracé *b*, obtenu avec les deux boucles fermées, montre l'amélioration de la stabilité du laser obtenue avec la boucle de haute fréquence. Dans le domaine de fréquence de 1 à 10 Hz, la valeur maximale de la densité de puissance est $4 \times 10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$ à 6 Hz, ce qui correspond à des fluctuations de fréquence de l'ordre de 3×10^{-11} .

V. CONCLUSION

Une stabilité à long terme de 10^{-12} par heure peut être atteinte par l'introduction de l'élément intégrateur dans le système d'asservissement. Une stabilité à court terme de 10^{-11} est, en même temps, rendue possible par l'emploi d'un système d'asservissement double pour les composantes de haute et de basse fréquence du signal d'erreur. D'autres études par l'observation du signal de battements entre lasers sont en cours. Une meilleure stabilité sera obtenue avec une plus grande puissance du laser [2] aussi bien que par l'amélioration du système d'asservissement.

BIBLIOGRAPHIE

1. TAKO (T.), OHI (M.), AKIMOTO (Y.), SUGIYAMA (A.) and SHIMODA (K.), Stabilisation de la fréquence du laser $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ sur une raie du CH_4 , *Comité Consultatif pour la Définition du Mètre*, 4^e session, 1970, p. M 77.
2. Ce volume, Annexes M 21 et M 20.

(9 avril 1973)

ANNEXE M 14

Laser du N.S.L. asservi sur l'iode

Par J. B. COLE

National Standards Laboratory (Australie)

(Traduction du Document CGDM/73-4)

Abstract.— The saturated-absorption laser to be described uses the He-Ne/iodine-129 line coincidence at 633 nm. Attention will be drawn to some innovations which are embodied in its construction, in the laser cavity configuration, and in the servo-control circuitry.

Résumé.— Le laser décrit, asservi sur une raie d'absorption saturée, utilise la coïncidence des raies à 633 nm de He-Ne et de l'iode. On insiste sur quelques innovations qui caractérisent la construction de ce laser et de sa cavité, et sur son système d'asservissement.

CONSTRUCTION

Le laser (*fig. 1*) est du type thermiquement stable décrit par Bruce dans *J. Appl. Opt.*, 10, 1971, pp. 880-883 ; il consiste essentiellement en un cylindre plein en silice fondue percé suivant son axe pour recevoir un tube à décharge de 100 mm de longueur dont le capillaire a 1 mm de diamètre. Des bras latéraux soudés sur le cylindre contiennent les électrodes et complètent l'enveloppe étanche. Au laser de Bruce est fixée une courte cellule à iode en silice fondue. Dans la cellule est incorporé un élément en céramique piézoélectrique (*fig. 2*) qui permet de faire varier de 1 μm la longueur de l'ensemble.

Les extrémités du tube laser, de la cellule, et les faces de la fenêtre intermédiaire en silice sont polies optiquement, planes et parallèles. Les composants sont mis en adhérence

optique les uns avec les autres ; ainsi, l'alignement de la cavité laser est assuré sans réglage extérieur.

Outre sa stabilité mécanique, cette construction a l'avantage qu'aucune partie de la cavité optique n'est ouverte à l'atmosphère et qu'il n'y a pas de ciment exposé à l'attaque chimique de la vapeur d'iode.

CAVITÉ LASER À TROIS MIROIRS

Les miroirs des extrémités et la fenêtre semi-réfléchissante placée entre le tube à plasma et la cellule à iode constituent une cavité laser à trois miroirs. Il est important de noter que le laser oscille sur un mode unique du fait de sa longueur et des pertes par diffraction des modes transverses autres que le mode fondamental, et que le but de la configuration à trois miroirs n'est pas de permettre une sélection de mode, mais de fournir un moyen de faire varier l'interaction de l'absorbeur avec le mode oscillant.

On peut admettre, dans le cas présent, que la valeur de l'absorption pour une traversée de l'iode est petite par rapport à l'unité et que les autres pertes dans la cellule à iode peuvent être négligées. Quand la longueur de la cellule est ajustée pour obtenir le minimum de réflexion à une fréquence donnée, la présence du réflecteur central (facteur de réflexion ρ) augmente le facteur apparent d'absorption non saturée à cette fréquence et diminue le paramètre de saturation apparent de l'iode, vus du milieu amplificateur, du même facteur approximativement égal à $(1 + \sqrt{\rho}) / (1 - \sqrt{\rho})$. Réciproquement, quand la longueur de la cellule est ajustée au maximum de réflexion pour la fréquence choisie, le facteur d'absorption apparent diminue et le paramètre de saturation apparent croît d'un facteur identique. Puisque le facteur d'absorption peut être modifié indépendamment au moyen de la pression de vapeur, l'expérimentateur peut faire varier, entre ces valeurs extrêmes, le paramètre de saturation.

Dans le système actuel, on a trouvé avantageux de se maintenir au voisinage d'un maximum de réflexion pour la cellule à iode de façon que le laser puisse fonctionner bien au-dessus du seuil sans produire d'élargissement significatif du "Lamb-dip" inverse par effet de puissance. Les lasers ont fonctionné avec des valeurs de ρ comprises entre 4 % et 50 % ; il semble que l'optimum soit atteint près du maximum de réflexion avec $\rho \approx 20$ %, et avec le réservoir d'iode maintenu à 4 °C.

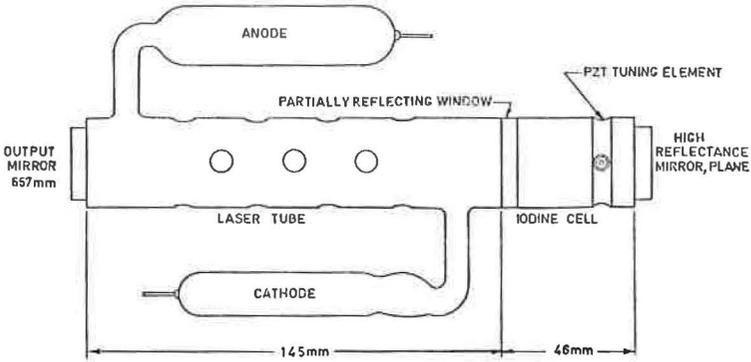


Fig. 1.- Ensemble du laser.

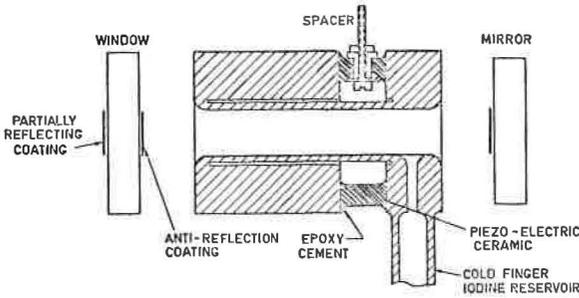


Fig. 2.- Cellule à iode.

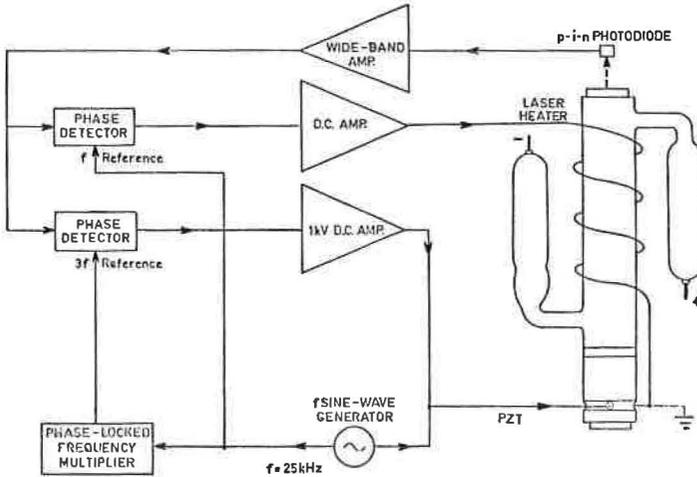


Fig. 3.- Schéma synoptique du système d'asservissement double.

SYSTÈME D'ASSERVISSEMENT DOUBLE (fig. 3).

Le laser est modulé en fréquence en appliquant à l'élément piézoélectrique un signal sinusoïdal à une fréquence f de 25 kHz par exemple. Le signal d'erreur du système d'asservissement principal est obtenu par détection synchrone, à la fréquence $3f$, du signal de sortie d'une photodiode éclairée par le laser. Le signal d'asservissement est appliqué à l'élément piézoélectrique. Ainsi que l'a remarqué A.J. Wallard (*J. Phys. E*, 5, 1972, pp. 926-930), l'emploi du troisième harmonique supprime efficacement l'effet du fond provenant de la courbe d'accord du laser et des réflexions parasites de la lumière dans la cavité laser, et réduit notablement les effets d'attraction de chaque composante hyperfine par ses voisines proches.

Un système auxiliaire d'asservissement, beaucoup plus lent, qui utilise comme signal d'erreur le fondamental du signal de modulation, est utilisé pour commander le courant dans une petite bobine de chauffage enroulée autour du tube laser. La modulation d'amplitude du faisceau de sortie du laser, correspondant aux variations de la longueur de la cellule à iode, provient principalement des variations du facteur d'absorption apparent, avec de plus faibles contributions provenant des variations du gain du laser et de l'absorption de l'iode en fonction de la fréquence. Ainsi, en ramenant la modulation fondamentale à zéro, le système d'asservissement auxiliaire maintient la longueur de la cellule très voisine de celle qui donne un maximum de réflexion pour la fréquence du laser ; cela suppose, premièrement, que le système soit connecté pour répondre dans le sens correct et, deuxièmement, que le système primaire plus rapide maintienne la fréquence du laser constante au centre de l'une des composantes hyperfines.

Ce système d'asservissement double présente certains avantages pratiques par comparaison aux systèmes à asservissement simple qui fonctionnent avec le troisième harmonique. Les changements de température du tube laser constituent la source la plus importante de la dérive que le système d'asservissement est appelé à compenser. Le système d'asservissement auxiliaire élimine cette dérive à la source. Ainsi, l'élément piézoélectrique n'a plus à compenser que la seule dérive de la longueur optique de la cellule qui n'est pas très fortement chauffée par la décharge du laser. En conséquence, le domaine d'asservissement demandé à l'élément piézoélectrique est réduit. Comme le signal à la fréquence f est maintenu à une

amplitude voisine de zéro, il n'est jamais nécessaire d'amplifier des signaux importants à cette fréquence dont la distorsion ferait apparaître un signal parasite à la fréquence $3f$. Le signal résiduel, relativement faible, est principalement à la fréquence $2f$. En outre, le système filtre efficacement les signaux parasites aux fréquences harmoniques de l'excitation de l'élément piézoélectrique.

TRAVAIL EN COURS

Des mesures de stabilité utilisant les battements entre deux lasers asservis indépendamment sont en cours, ainsi que des mesures de longueur d'onde des composantes hyperfines par comparaison avec la radiation étalon primaire de longueur.

Distribution radiale de l'effet Doppler dans une lampe à krypton 86

Par F. BAYER-HELMS

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (Rép. Féd. d'Allemagne)

La lampe à krypton 86 utilisée était conforme aux recommandations (*Procès-Verbaux C.I.P.M.*, 28, 1960, pp. 71-72). L'anode était remplacée par une deuxième cathode chaude. Les mesures ont été faites au moyen d'un interféromètre Perot-Fabry de 50 mm de longueur. La lampe à deux cathodes permettait la mesure de la différence du nombre d'ondes de la radiation émise côté cathode et côté anode en évitant tous les inconvénients découlant de l'emploi de deux lampes. Le diamètre du capillaire était de 2 mm, mais on n'utilisait qu'une ouverture virtuelle de 0,6 mm de diamètre sur l'extrémité du capillaire ; cette ouverture était soit centrée sur l'axe, soit tangente au bord du capillaire.

La figure 1 donne les résultats des mesures de la différence des nombres d'ondes $\Delta\sigma = \sigma(T, J)_{\text{Anode}} - \sigma(T, J)_{\text{Cathode}}$, obtenus soit avec l'ouverture centrée sur le capillaire (points noirs), soit avec l'ouverture excentrée (croix). Les incertitudes sont estimées à $0,003 \text{ m}^{-1}$ environ.

En admettant une variation quadratique de $\Delta\sigma$ en fonction du décentrement r de l'ouverture et en tenant compte aussi de l'ellipticité de l'image du capillaire, on peut calculer la valeur moyenne de $\Delta\sigma$ pour la section totale : les valeurs obtenues sont indiquées par des cercles. Ces valeurs confirment

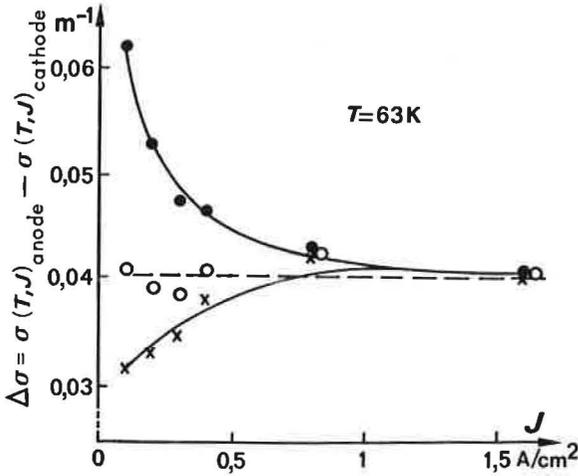


Fig. 1.- Effet Doppler en fonction de la densité de courant J dans le capillaire.

Résultats obtenus avec la lumière provenant : du centre du capillaire ● ; du bord du capillaire X
Effet moyen calculé ○

des résultats antérieurs (*Rev. Opt.*, 39, 1960, p. 11) montrant que le déplacement Doppler à température constante ne dépend pas de la densité de courant, à condition d'utiliser le diamètre entier du capillaire.

Pour la densité de courant $J = 0,3 \text{ A/cm}^2$, la différence des valeurs mesurées avec le diaphragme de 0,6 mm au centre et au bord est $0,013 \text{ m}^{-1}$ et, en extrapolant à diamètre nul pour ce diaphragme, on trouve :

$$\left[\sigma(63 ; 0,3)_{\text{Anode}} - \sigma(63 ; 0,3)_{\text{Cathode}} \right]_{r = 0 \text{ mm}}$$

$$- \left[\sigma(63 ; 0,3)_{\text{Anode}} - \sigma(63 ; 0,3)_{\text{Cathode}} \right]_{r = 1 \text{ mm}} = 0,026 \text{ m}^{-1}.$$

Si l'on admet que la variation du nombre d'ondes du centre au bord est la même en valeur absolue pour les deux directions d'observation, la différence de nombre d'ondes observée côté anode est : $\sigma_{\text{centre}} - \sigma_{\text{bord}} = + 0,013 \text{ m}^{-1}$.

**Dissymétrie du profil spectral
et nombre d'ondes apparent
de la radiation étalon du krypton en interférométrie**

Par P. GIACOMO

Bureau International des Poids et Mesures

(Document CCDM/73-15b)

1. POSITION DU PROBLÈME

Dans un interféromètre de Michelson, on observe une légère variation de la longueur d'onde apparente de la radiation étalon du krypton en fonction de la différence de marche des faisceaux interférents : les franges d'interférence ne sont pas rigoureusement équidistantes en fonction de l'épaisseur. Cette variation indique une légère dissymétrie du profil spectral. Les résultats expérimentaux fournissent, par transformation de Fourier, un profil spectral qui s'interprète de façon satisfaisante comme celui d'un doublet non résolu [1] ; les deux composantes de ce doublet, de même profil spectral, ont un rapport d'intensité $r \ll 1$ et des nombres d'onde σ_1 (composante forte) et σ_2 (composante faible) voisins : Rowley et Hamon [1] ont trouvé que le doublet doit correspondre à $r(\Delta\sigma)^2 \approx 0,03 \text{ m}^{-2}$ avec un optimum (peu pointu) pour $r \approx 0,06$ et $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1 \approx -0,7 \text{ m}^{-1}$.

Lorsqu'on utilise un interféromètre de Perot-Fabry, l'effet de la dissymétrie du profil se traduit de même par une variation de la longueur d'onde apparente en fonction de l'épaisseur ; cette variation se prête mal au calcul, dans la mesure où, même pour un doublet, elle dépend du profil spectral de chacune des composantes et des divers effets d'élar-

gissement instrumentaux (diamètre du diaphragme explorateur, défauts de planéité des miroirs). Dans une publication récente, Barger et Hall [2] ont utilisé pour ce calcul un profil spectral gaussien pour chacune des composantes, et une fonction d'Airy pour la transmission du Perot-Fabry. Ils trouvent ainsi que la meilleure interprétation de leurs résultats correspond à $r = 0,005$ et $\Delta\sigma = -0,8 \text{ m}^{-1}$.

Le point important pour nous n'est pas de déterminer les caractéristiques de ce doublet hypothétique. L'essentiel est de pouvoir comparer les mesures de longueur et de longueur d'onde effectuées avec les deux types d'interféromètre, donc de savoir comment varie la longueur d'onde apparente du krypton dans les deux cas. Si l'on utilise des fonctions analytiques pour représenter le profil spectral et la fonction instrumentale, le choix de ces fonctions risque d'influencer le résultat.

Nous avons donc cherché un procédé semi-empirique qui permette, à partir d'un nombre très réduit d'hypothèses, de connaître les variations de la longueur d'onde apparente dans un interféromètre quelconque.

2. HYPOTHÈSES DE DÉPART

Nous admettons que le profil spectral du krypton est correctement représenté par un doublet non résolu dont les deux composantes ont le même profil spectral, symétrique, et un rapport d'intensité $r \ll 1$. Ce modèle représente en effet correctement les informations les plus précises que nous ayons sur le profil spectral [1].

Nous n'avons besoin d'aucune hypothèse supplémentaire concernant le profil ou la fonction instrumentale. Nous utilisons par contre une approximation essentielle. L'interférogramme $I(T)$, variation de l'intensité transmise I en fonction de l'épaisseur T , résulte de l'addition des deux interférogrammes $I_1(T)$ et $I_2(T)$ relatifs aux deux composantes σ_1 et σ_2 . Nous admettons que $I(T)$ donne avec une approximation suffisante la forme de l'interférogramme que l'on obtiendrait pour l'une ou l'autre de ces composantes prise isolément.

3. IMPORTANCE DE LA MÉTHODE DE POINTÉ DES FRANGES

Avec l'interféromètre de Michelson, $I(T)$ est une fonction sinusoïdale pratiquement parfaite, dans un petit domaine de T , quelles que soient les conditions expérimentales. La longueur

d'onde apparente est donc indépendante de la méthode utilisée pour pointer les franges.

Il n'en est pas de même pour un interféromètre de Perot-Fabry ; les franges n'étant pas symétriques, leur position dépend de la méthode de pointé utilisée.

Nous avons étudié deux types de méthodes pour lesquelles le calcul, très différent, conduit à des résultats qualitativement voisins.

La première consiste à pointer le sommet des franges par palpage électronique par exemple [2]. La seconde consiste à rechercher le "centre" de la frange (position moyenne du milieu des n cordes parallèles à l'axe des T dont les n ordonnées équidistantes sont distribuées uniformément entre deux valeurs I_1 et I_n) [3].

Il est commode pour le calcul de repérer la position des franges réelles par rapport à celles que donnerait la composante σ_1 seule. Bien que ce soit la référence la plus évidente pour le calcul, son nombre d'ondes ne peut pas être déterminé expérimentalement avec précision et sa réalité physique elle-même ne peut pas être considérée comme solidement établie. On doit donc la considérer seulement comme un paramètre commode, sans plus.

4. POINTÉ DU SOMMET DES FRANGES

L'interférogramme $I(T)$ peut se mettre sous la forme

$$I(T) = I_0 (2T\sigma_1) + r I_0 (2T\sigma_2).$$

L'interféromètre a une épaisseur T . On la fait varier très légèrement pour relever l'interférogramme ; on repère les variations d'épaisseur par les variations d'ordre d'interférence q' à partir d'un maximum de transmission : q' varie d'une unité entre deux maximums successifs de l'intensité transmise $J(q')$, maximale pour $q' = 0$. Le déplacement des franges par rapport à celles de σ_1 seule est repéré par la variation d'ordre d'interférence δp correspondante ($p_1 + \delta p$ est l'ordre d'interférence pour σ_1 lorsqu'on observe pour la radiation globale la frange homologe de celle que donnerait σ_1 seule à l'ordre p_1). Un calcul différentiel simple montre que δp s'exprime avec une très bonne approximation sous la forme [4] :

$$\delta p \approx -r \frac{\frac{dJ}{dq'} (2T\Delta\sigma)}{\frac{d^2J}{dq'^2} (0)}$$

Si l'on a enregistré $J(q')$ avec un interféromètre d'épaisseur approximative T , on dispose de tous les éléments nécessaires pour évaluer δp correspondant à r et $\Delta\sigma$ donnés. Nous verrons plus loin que l'on peut aisément comparer, à partir des δp , les mesures effectuées dans des conditions différentes.

5. POINTÉ DU "CENTRE" DES FRANGES

Un calcul différentiel à peine plus délicat permet de mettre le déplacement des franges sous la forme [4]

$$\delta p_m \approx \frac{r}{2\Delta I} \left[\int_{q_n''+\Delta p}^{q_1''+\Delta p} I(q) dq - \int_{q_1'+\Delta p}^{q_n'+\Delta p} I(q) dq \right],$$

où $\Delta p = 2T\Delta\sigma$ et $\Delta I = I_n - I_1$ qui est l'intervalle en ordonnées sur lequel on prend les milieux des cordes de l'interférogramme $I(q)$, cordes dont les extrémités correspondent aux ordres d'interférence q_1' et q_1'' pour I_1 et q_n' et q_n'' pour I_n .

Ici encore, lorsqu'on a enregistré avec un interféromètre d'épaisseur T l'interférogramme $I(q)$ et déterminé les abscisses q_i' , q_i'' correspondant aux intensités I_i , nécessaires pour pointer le "centre" de la frange, on dispose de tous les éléments nécessaires pour le calcul de δp_m correspondant à r et $\Delta\sigma$.

6. VARIATIONS DE δp

Pratiquement, on travaille toujours avec une série de valeurs T_i de T largement différentes (autour desquelles on explore un très petit domaine d'épaisseur, couvrant un ou quelques ordres d'interférence). Pour les différentes épaisseurs T_i , la forme de $J_i(q')$ ou de $I_i(q)$ change en général notablement (sauf pour un interféromètre à deux ondes).

On est donc conduit à construire pour chaque épaisseur T_i une courbe différente, $\frac{\delta p_i}{r}(2T\Delta\sigma)$ ou $\frac{\delta p_{m,i}}{r}(2T\Delta\sigma)$, sur laquelle on localise le point correspondant à l'abscisse $2T_i\Delta\sigma$ (fig. 1)*.

* La similitude des deux cas considérés nous dispensera dans la suite de distinguer δp et δp_m .

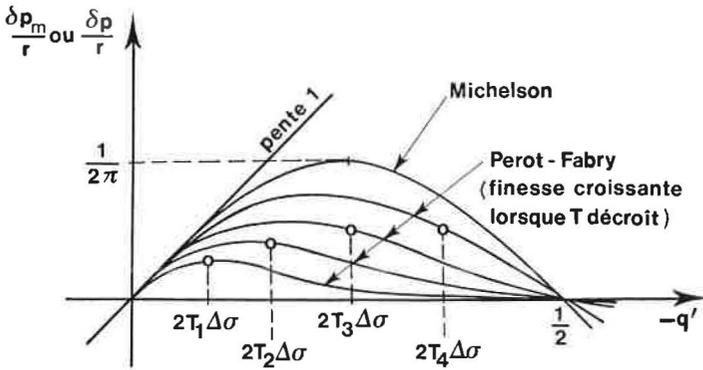


Fig. 1.

$\Delta\sigma$ étant négatif, il est commode de prendre pour abscisse $-q'$.

Ces courbes ont quelques propriétés simples :

- elles sont périodiques, de période $2T\Delta\sigma = 1$;
- δp s'annule pour $2T\Delta\sigma = 0$ et $2T\Delta\sigma \approx \frac{1}{2}$;
- à l'origine la pente de $\frac{\delta p}{x}(2T\Delta\sigma)$ est égale à -1 , elle est positive et ≤ 1 pour $2T\Delta\sigma \approx \frac{1}{2}$;

- pour un interféromètre à deux ondes (Michelson), les courbes $\frac{\delta p}{x}(2T\Delta\sigma)$ se réduisent à une sinusoïde unique d'amplitude $\frac{1}{2\pi}$, ce que l'on peut montrer par des procédés plus élémentaires. Pour un interféromètre de Perot-Fabry, elle dépend à la fois de la fonction instrumentale (qui peut être dissymétrique) et du profil spectral (commun) des composantes σ_1 et σ_2 .

L'interféromètre de Perot-Fabry donne toujours, pour une valeur donnée de $2T\Delta\sigma$, un $|\frac{\delta p}{x}|$ inférieur à celui de l'interféromètre de Michelson.

7. COMPARAISON DES MESURES EFFECTUÉES DANS DES CONDITIONS DIFFÉRENTES

Pour une épaisseur T de l'interféromètre utilisé, le nombre d'ondes apparent de la radiation du krypton est

$$\sigma_{\text{app}} = \sigma_1 - \frac{\delta p}{2T}$$

Si l'on veut comparer des mesures faites dans des conditions différentes A et B,

$$\sigma_A - \sigma_B = \left(\frac{\delta p}{2T}\right)_B - \left(\frac{\delta p}{2T}\right)_A$$

ne fait plus intervenir σ_1 .

En revanche, lorsque $2T\Delta\sigma \rightarrow 0$, $\sigma_{app} \rightarrow \sigma_1 + r\Delta\sigma$; σ_{app} tend donc vers le nombre d'ondes σ_{cg} du centre de gravité (cg) de σ_1 et σ_2 quelles que soient les conditions expérimentales (on a négligé r devant 1 pour ne pas alourdir la présentation, mais on trouve en toute rigueur que $\frac{\delta p}{r} \rightarrow \frac{2T\Delta\sigma}{1+r}$, donc $\sigma_{app} \rightarrow \sigma_{cg}$).

On peut déduire des résultats précédents l'allure de la variation de σ_{app} du krypton en fonction de la différence de marche $2T$ dans les interféromètres (Fig. 2).

$$\begin{aligned} \sigma_{app} &\rightarrow \sigma_{cg} \text{ lorsque } 2T \rightarrow 0 \\ \sigma_{app} &\rightarrow \sigma_1 \text{ lorsque } 2T\Delta\sigma \rightarrow \infty \\ \sigma_{app} &= \sigma_1 \text{ pour } 2T\Delta\sigma = k \text{ (} k \text{ entier)} \\ &\text{et pour } 2T\Delta\sigma \approx k + \frac{1}{2} \end{aligned}$$

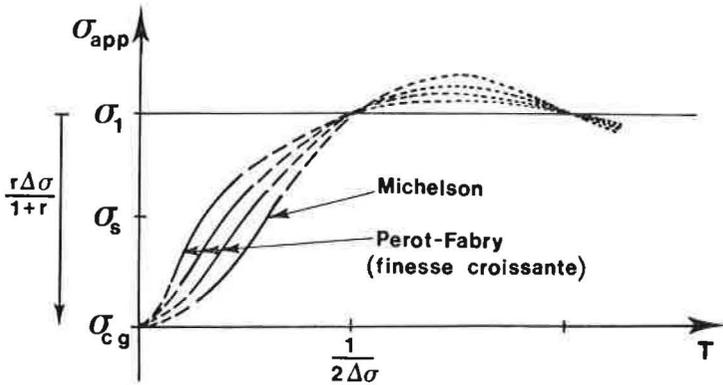


Fig. 2.- Allure de la variation du nombre d'ondes apparent de la radiation étalon en fonction de l'épaisseur T de l'interféromètre.

On notera que :

1) σ_{app} dépend des caractéristiques de l'interféromètre dans le cas du Perot-Fabry, mais non dans le cas du Michelson. La courbe relative à l'interféromètre de Michelson résulte directement de l'expérience. Dans l'hypothèse du doublet c'est (en première approximation) une courbe en $\sigma_{app} = \sigma_1 + \frac{r\Delta\sigma}{1+r} \frac{\sin u}{u}$, avec $u = 4\pi \cdot T\Delta\sigma$.

2) σ_{app} est toujours $\geq \sigma_{cg}$, compte tenu de ce que, expérimentalement, on a trouvé $\Delta\sigma < 0$.

3) La précision relative des mesures décroît lorsque $T \rightarrow 0$;

elle décroît également (par diminution de la visibilité ou de la finesse et du contraste des franges) lorsque l'épaisseur devient grande : la région pratiquement utile de ces courbes correspond à environ $2T = 0,4$ m pour le Michelson et, pour le Perot-Fabry, à des épaisseurs inférieures qui décroissent lorsque la finesse croît.

8. NOMBRE D'ONDES APPARENT ET PROFIL

Sur la figure 2, on voit que σ_{cg} peut se déduire directement des mesures par extrapolation à épaisseur nulle. On a également indiqué le nombre d'ondes σ_s qui correspond au sommet du profil spectral (calculé par transformation de Fourier). Il n'y a aucune relation simple entre σ_s et les courbes $\sigma_{app}(2T)$. On notera toutefois que la région utile se trouve "quelque part" entre σ_{cg} et σ_s .

BIBLIOGRAPHIE

1. ROWLEY (W.R.C.) et HAMON (J.), *Rev. Opt.*, 42, 1963, pp. 519-531.
 2. BARGER (R.L.) et HALL (J.L.), *Appl. Phys. Lett.*, 22, 1973, pp. 196-199.
 3. ROWLEY (W.R.C.), Communication personnelle.
 4. Ces calculs sont développés dans deux rapports BIPM-73/2 et BIPM-73/3, disponibles sur demande, qui seront publiés dans le *Recueil de Travaux du B.I.P.M.*, volume 4.
-

ANNEXE M 17

Proposition du Bureau International des Poids et Mesures

(Document CCDM/73-17)

Conformément aux Recommandations du C.C.D.M. (1970) approuvées par le C.I.P.M., le Bureau International s'est efforcé de faire progresser l'étude coopérative des radiations produites par des lasers stabilisés sur une raie d'absorption de l'iode ou du méthane. Des physiciens des laboratoires nationaux ont séjourné au B.I.P.M., et réciproquement ; des lasers stabilisés ont été transportés et étudiés comparativement, avec des techniques interférométriques différentes. Les résultats connus jusqu'à présent, concernant la fréquence (étalon ^{133}Cs) de ces radiations, leur longueur d'onde (étalon ^{86}Kr), et en conséquence la vitesse de la lumière, sont résumés ci-après. Ils permettent de suggérer des valeurs à considérer en vue d'une recommandation.

Longueur d'onde : accord des résultats expérimentaux

Pour rendre comparables les résultats des mesures de longueur d'onde de plusieurs laboratoires, il est commode d'admettre que le nombre d'ondes $1\,650\,763,73\text{ m}^{-1}$ est attribué, soit au sommet, soit au centre de gravité du profil spectral de la radiation de ^{86}Kr , émise conformément à la Recommandation du C.I.P.M. (1960), mais avec des tolérances plus étroites, sur $T = 63,15\text{ K}$ et $J = 0,3\text{ A/cm}^2$. Les calculs nécessaires sont faits dans chaque laboratoire, d'après leur

modèle de profil spectral (un doublet, légèrement différent d'un laboratoire à l'autre), pour la radiation ($\lambda = 3,39 \mu\text{m}$) du méthane (NBS-Boulder, NBS-Gaithersburg, BIPM), et pour la composante $i^{(1)}$ de la radiation ($\lambda = 0,633 \mu\text{m}$) de $^{127}\text{I}_2$ (NBS-Gaithersburg, BIPM).

Les résultats figurent aux deux tableaux suivants :

	$\lambda(\text{CH}_4)/\text{fm}$	
	Sommet	Centre de gravité
NBS-Boulder	3 392 231 404	3 392 231 376
NBS-Gaithersburg	410	365
BIPM	413	370
Moyenne	<u>409</u>	<u>370</u>

	$\lambda(^{127}\text{I}_2, i)/\text{fm}$	
	Sommet	Centre de gravité
NBS-Gaithersburg	632 991 403,8	632 991 395,3
BIPM	404,0	396,0
Moyenne ⁽²⁾	<u>403,9</u>	<u>395,6</u>

La comparaison de ces résultats révèle un accord compatible avec l'incertitude estimée par chaque laboratoire ; il semble donc qu'il n'y ait pas d'erreur systématique appréciable.

Longueur d'onde $\lambda(^{127}\text{I}_2, i)$: choix d'une valeur susceptible d'être recommandée

Cette comparaison des résultats étant faite, il n'y a plus de raison de donner une importance particulière au sommet ou au centre de gravité du profil spectral de la radiation ^{86}Kr . Dans la plupart des mesures interférentielles de longueur avec cette radiation, les résultats bruts (sans correction de dissymétrie) sont ceux qu'aurait donnés une radiation strictement monochromatique situé entre le sommet

(1) D'autres composantes, ou des composantes de $^{129}\text{I}_2$, ont aussi été étudiées, mais on peut calculer la longueur d'onde $\lambda(^{127}\text{I}_2, i)$ à partir d'une composante quelconque, sans dégrader la précision, car la fréquence des battements est suffisamment bien connue.

(2) De nouveaux résultats provisoires de réduction au sommet et au centre de gravité, reçus à la dernière minute par une lettre personnelle de W.R.C. Rowley (N.P.L.), diminueraient ces deux valeurs moyennes de 2×10^{-9} environ, en valeur relative.

et le centre de gravité, à un emplacement variable selon l'interféromètre et la différence de marche des ondes interférentes.

Le choix d'une valeur à recommander ne doit pas introduire de discontinuité dans les mesures interférentielles de longueur les plus précises, faites dans divers laboratoires, avec des radiations visibles, et avec les conventions et les pratiques en usage jusqu'à présent. Les résultats bruts des mesures de $\lambda(^{127}\text{I}_2, i)$, mesures faites récemment et soigneusement dans les conditions qui viennent d'être indiquées, conviennent le mieux pour ce but ; nous connaissons les résultats suivants :

NRC	$\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\ 991\ 398\ \text{fm}$
NPL	399
BIPM	<u>399,4</u>
Moyenne 398,8

La valeur à recommander est donc

$$\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\ 991\ 398,8\ \text{fm}.$$

Elle est intermédiaire entre les valeurs moyennes correspondant au sommet et au centre de gravité du profil spectral de ^{86}Kr ; plus précisément, elle suppose que l'on attribue le nombre d'ondes $1\ 650\ 763,73\ \text{m}^{-1}$ à un point de ce profil qui partage l'intervalle entre le sommet et le centre de gravité dans le rapport 0,62/0,38 (plus près du centre de gravité).

Fréquence de la radiation du méthane

La dernière valeur publiée de la fréquence de la radiation du méthane ($\lambda = 3,39\ \mu\text{m}$), obtenue au NBS-Boulder, est

$$\nu(\text{CH}_4) = (88\ 376\ 181\ 627 \pm 50)\ \text{kHz}.$$

L'incertitude relative est 6×10^{-10} ; on ne connaît pas d'autre résultat de précision comparable.

Longueur d'onde $\lambda(\text{CH}_4)$ et vitesse de la lumière

Si l'on adopte la valeur $\nu(\text{CH}_4)$ ci-dessus, la vitesse de la lumière c et $\lambda(\text{CH}_4)$ sont liés par la relation

$$c = 88,376\ 181\ 627 \times 10^{12} \times \lambda(\text{CH}_4)\ \text{m/s}.$$

Pour des raisons de continuité dans la mesure interférentielle des longueurs, on a déjà choisi un point de référence sur le profil spectral de la radiation de ^{86}Kr . Dans le cas du méthane, ce point de référence conduit à

$$\lambda(\text{CH}_4) = 3\ 392\ 231\ 385\ \text{fm.}$$

Un autre argument de plus grand poids en faveur de cette valeur est la mesure très précise (incertitude $0,5 \times 10^{-9}$) du rapport entre $\lambda(\text{CH}_4)$ et $\lambda(\text{I}_2)$ faite au NBS-Gaithersburg par comparaison directe, sans passer par $\lambda(^{86}\text{Kr})$; avec la valeur admise $\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\ 991\ 398,8\ \text{fm}$, ce rapport mesuré conduit à

$$\lambda(\text{CH}_4) = 3\ 392\ 231\ 384\ \text{fm.}$$

Ces valeurs sont en accord suffisant avec la valeur brute mesurée au B.I.P.M. qui est $3\ 392\ 231\ 388\ \text{fm}$: la continuité est encore satisfaite. Enfin, par un hasard heureux, la valeur $3\ 392\ 231\ 385\ \text{fm}$ a l'avantage pratique (non scientifique, mais non négligeable) que son produit par $v(\text{CH}_4)$ donne un nombre entier presque exact ; ce produit est en effet $c = 299\ 792\ 457,02\ \text{m/s}$. La valeur $c = 299\ 792\ 457\ \text{m/s}$ est à notre avis la plus recommandable. Il serait souhaitable que cette valeur de c , si elle est recommandée, ne soit pas changée ultérieurement.

CONCLUSION

Le B.I.P.M. suggère que l'on considère, en vue d'une éventuelle recommandation, les valeurs suivantes qui s'accordent au mieux avec les résultats expérimentaux :

$$\begin{aligned}c &= 299\ 792\ 457\ \text{m/s}, \\ \lambda(^{127}\text{I}_2, i) &= 632\ 991\ 398,8\ \text{fm} \text{ (que l'on pourrait sans} \\ &\text{grand inconvénient arrondir à } 632\ 991\ 399\ \text{fm)}, \\ \lambda(\text{CH}_4) &= 3\ 392\ 231\ 385\ \text{fm.}\end{aligned}$$

(15 mai 1973)

ANNEXE M 18

Sur la vitesse de la lumière

Par J. TERRIEN

Bureau International des Poids et Mesures

(Document CCDM/73-24)

L'opinion assez générale est que le moment n'est pas encore venu pour le C.C.D.M. de proposer de changer la définition du mètre de 1960 ; c'est aussi mon avis. Mais il s'établit en ce moment une certaine confusion sur la valeur à adopter pour la vitesse de la lumière ; c'est pourquoi je suis fortement d'avis qu'il faut fixer dès maintenant une valeur conventionnelle de la vitesse de la lumière.

Le choix de la meilleure valeur de c dépend surtout de la valeur que l'on attribue à la *longueur d'onde* de certaines radiations (par exemple CH_4 ou CO_2). Lorsqu'une valeur de c aura été choisie, il serait souhaitable qu'elle ne soit pas changée plus tard, et qu'elle reste cohérente avec l'éventuelle future définition du mètre. Il faut donc considérer les répercussions sur les *mesures interférentielles de longueur*. Pour ces raisons, le C.C.D.M. est le plus compétent pour choisir une valeur de c .

La valeur la plus souvent citée, à la suite des publications remarquables de K.M. Evenson, R.L. Barger, J.L. Hall, etc., est $c = 299\,792\,456,2$ m/s ; on oublie presque toujours d'expliquer que le symbole m ne désigne pas le mètre⁽¹⁾ défini par la C.G.P.M. en 1960, mais l'une des deux réalisations

(1) Voir aussi les considérations pertinentes plus générales dans : Ch. PAGE, Ambiguities in the use of units names, *Science*, 179, 2 March 1973, pp. 873-875.

particulières de ce mètre, choisies par Barger et Hall ; l'autre conduit à $c = 299\,792\,458,7$ m/s (selon que le nombre d'ondes de définition est attribué au centre de gravité ou au sommet du profil spectral de la radiation étalon). Or, il est vraisemblable que la future définition du mètre ne correspondra ni à l'une, ni à l'autre de ces deux interprétations. Il est donc dangereux de laisser se répandre la valeur déjà trop souvent citée.

Dans les documents préliminaires CCDM/73, plusieurs propositions sont présentées :

$c = 299\,792\,457$ m/s	(NRC, Doc. 11)
456	(NBS, Doc. 12)
500	(USNO, UAI-31, Doc. 16)
457	(BIPM, Doc. 17)

Il est urgent de prendre une décision, avant que des valeurs mal choisies soient implantées dans les recueils de constantes, dans l'enseignement, ou dans des recommandations officielles de l'U.A.I., de l'U.G.G.I., de l'U.R.S.I., etc.

Le choix d'une valeur de c contient implicitement une nouvelle définition du mètre : une responsabilité essentielle du C.C.D.M. est d'assurer que ce nouveau mètre implicite soit à l'intérieur de la marge d'indétermination du mètre actuel. Le "mètre actuel" à considérer n'est pas un mètre idéal, c'est la longueur qui est réalisée en ce moment avec les techniques en usage pour mesurer une longueur par comparaison à la radiation étalon d'une lampe à krypton 86 ; c'est par exemple le mètre qui est représenté par les longueurs d'ondes étalons secondaires recommandées par le C.C.D.M. en 1962 (^{86}Kr , ^{198}Hg , ^{114}Cd), les longueurs d'ondes certifiées de lasers, les étalons à bouts et à traits certifiés par le B.I.P.M. et les laboratoires nationaux, etc. On peut estimer cette marge d'indétermination à $\pm 0,5 \times 10^{-8}$, peut-être $\pm 1 \times 10^{-8}$. Les déterminations expérimentales les plus précises que l'on puisse utiliser actuellement pour obtenir la valeur de c , et qui comportent par conséquent des observations sur la fréquence du césium et sur la longueur d'onde du krypton, ont les incertitudes suivantes d'après leurs auteurs (en valeur relative) :

$$\left. \begin{array}{l} \nu(\text{CH}_4)/\nu(\text{Cs}) \\ \pm 6 \times 10^{-10} \\ \lambda(\text{CH}_4)/\lambda(\text{I}_2) \\ \pm 5 \times 10^{-10} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{En fonction de } \nu(\text{Cs}) \text{ et } \lambda(\text{I}_2), \\ c = \nu(\text{CH}_4) \times \lambda(\text{CH}_4) \\ \pm 8 \times 10^{-10} \text{ à } \pm 11 \times 10^{-10} \end{array}$$

Il reste à choisir la valeur à attribuer au rapport $\lambda(I_2)/\lambda(Kr)$ pour lequel on dispose d'une marge d'arbitraire de $\pm 50 \times 10^{-10}$ à $\pm 100 \times 10^{-10}$ à cause de l'indétermination de la définition de $\lambda(Kr)$.

La largeur de cette marge d'indétermination permettra à l'avenir de donner au mètre une nouvelle définition qui soit compatible avec une valeur de c fixée dès maintenant et avec le "mètre actuel", s'il est vrai (et c'est probablement vrai) que les erreurs systématiques insoupçonnées des déterminations expérimentales ci-dessus n'atteignent pas environ dix fois les incertitudes estimées actuellement.

En conclusion (et compte tenu aussi d'autres résultats moins précis mais concordants), je crois que le C.C.D.M. dispose de données suffisamment sûres pour choisir une valeur de c fixée définitivement.

Cette responsabilité me semble bien plus importante que des tentatives pour diminuer l'indétermination des réalisations actuelles du mètre par une lampe à ^{86}Kr .

(29 mai 1973)

ANNEXE M 19

**Sur le choix
de la valeur de la vitesse de la lumière**

Par J. TERRIEN

Bureau International des Poids et Mesures

(Document CCDM/73-27)

Le choix de la valeur de c doit préserver le "mètre actuel", tel qu'il est réalisé par *les techniques interférentielles en usage depuis 1960* dans les laboratoires qui mesurent des longueurs avec la radiation du krypton. La représentation la plus précise du "mètre actuel" est la valeur de $\lambda(I_2)$ mesurée récemment avec soin en "mètre actuel" :

BIPM	$\lambda(^{127}I_2, i) = 632\ 991\ 399,4$	fm
NRC		398
NPL		399,0

(A) Moyenne = 632 991 398,8 fm

Je prends cette valeur (A) comme point de départ pour préserver la continuité du mètre actuel.

Ensuite, cherchons la valeur du rapport $\lambda(CH_4)/\lambda(I_2)$ d'après toutes les expériences connues, *quelles que soient les techniques employées.*

1° Comparaison directe de $\lambda(CH_4)$ et $\lambda(I_2)$ dans un même interféromètre

$$\text{NBS (Gaithersburg)} \quad \frac{3\ 392\ 231\ 404}{632\ 991\ 399,8} = \frac{\dots\dots 399}{\dots\dots 398,8}$$

$$\text{BIPM} \quad \frac{\dots\dots 399}{\dots\dots 399,4} = \frac{\dots\dots 396}{\dots\dots 398,8}$$

2° Mesures séparées de $\lambda(\text{CH}_4)$ et de $\lambda(\text{I}_2)$ par référence au milieu de l'intervalle (centre de gravité-sommet) du profil spectral de la radiation du krypton

$$\text{BIPM} \quad \frac{\dots\dots 392}{\dots\dots 400,0} = \frac{\dots\dots 386}{\dots\dots 398,8}$$

3° Technique non précisée

$$\text{NRC} \quad \frac{\dots\dots 39}{\dots\dots 398} = \frac{\dots\dots 394}{\dots\dots 398,8}$$

4° Utilisation des mesures du N.B.S. (Boulder) rapportées au centre de gravité et au sommet du profil spectral de la radiation du krypton. La valeur (A) de $\lambda(\text{I}_2)$ se rapporte à un point intermédiaire du profil⁽¹⁾, qui partage l'intervalle centre de gravité - sommet dans la proportion 0,47/0,53 ; pour ce point intermédiaire, la valeur de Boulder est

(B) $\lambda(\text{CH}_4) = 3\ 392\ 231\ 391\ \text{fm.}$

5° Puisque le but visé est le maintien du mètre actuel, il est légitime d'utiliser, en plus des cinq valeurs ci-dessus, la valeur de $\lambda(\text{CH}_4)$ mesurée au B.I.P.M. par comparaison au krypton dans les conditions des mesures habituelles, le seul changement étant l'adaptation à l'infrarouge ; cette valeur est 3 392 231 388 fm.

Faisons la moyenne des six valeurs :

$$\begin{aligned} \lambda(\text{CH}_4) &= 3\ 392\ 231\ 399\ \text{fm} \\ &\qquad\qquad\qquad 396 \\ &\qquad\qquad\qquad 386 \\ &\qquad\qquad\qquad 394 \\ &\qquad\qquad\qquad 391 \\ &\qquad\qquad\qquad 388 \end{aligned}$$

(C) $\text{Moyenne} = 3\ 392\ 231\ 392\ \text{fm}$

(1) Mesures de $\lambda(^{127}\text{I}_2, i)$ rapportées au centre de gravité (cg) et au sommet (s) :

NBS (Gaith.)	632 991 395,4 (cg) 404,2 (s)
BIPM	396	404,0
NPL	391,8	399,9
Moyenne	632 991 394,4 (cg) 402,7 (s)
Moyenne (A) 398,8 398,8
Différence	- 4,4	+ 3,9

Mesure de $\lambda(\text{CH}_4)$

NBS (Boulder)	3 392 231 376 (cg) 404 (s)
Valeur (B) 391 391
Différence	- 15	+ 13

CONCLUSION

D'après le raisonnement qui précède, la valeur (C) de $\lambda(\text{CH}_4)$ est celle qui préserve au mieux la continuité du "mètre actuel". De son côté, K.G. Kessler (Annexe M 4, proposition III), en utilisant les mêmes données, mais par un raisonnement différent, conclut en faveur de la même valeur de $\lambda(\text{CH}_4)$.

Avec la valeur précise (malheureusement unique) de $v(\text{CH}_4)$ et la valeur (C) de $\lambda(\text{CH}_4)$, la valeur de la vitesse de la lumière est

$$c = 299\,792\,457,6 \text{ m/s.}$$

Comme le remarque justement K.G. Kessler "The agreement between all of these values is better than one would expect from the stated uncertainties". Le chiffre décimal 6 est tout à fait incertain. Cependant, on fausserait exagérément le résultat si l'on arrondissait à ... 457 ou ... 458 ; il faut même éviter que les utilisateurs soient tentés d'arrondir à ... 458 parce que le chiffre décimal est 6. Ma proposition est donc que le C.C.D.M. recommande

$$c = 299\,792\,457,5 \text{ m/s}$$

(avec les valeurs provisoires de longueurs d'onde $\lambda(\text{CH}_4) = 3\,392\,231,39 \text{ pm}$ et $\lambda(^{127}\text{I}_2, i) = 632\,991,399 \text{ pm}$).

(10 juin 1973)

Variations de la fréquence des lasers asservis sur le méthane

Par K. SHIMODA

Département de Physique, Université de Tokyo

Résumé de l'article publié
dans *Japanese Journal of Applied Physics*, 12, 1973, pp. 1393-1402.

Il est bien connu que l'effet Stark et l'effet Zeeman sont très faibles pour la raie $3,39 \mu\text{m}$ du méthane. D'autres causes de variations de fréquence liées à la puissance du laser, à la température et à la pression du gaz sont étudiées. L'effet Doppler du deuxième ordre, l'effet de recul, l'effet Stark optique et le déplacement dû à la pression sont considérés. On évalue ces déplacements dans le cas de l'absorption linéaire dans une cellule extérieure et dans le cas de l'absorption saturée dans une cellule intérieure. Une étude récente de la structure hyperfine magnétique en absorption saturée a montré un déplacement important de la fréquence qui dépend de la puissance du laser et de la pression du gaz.

Le déplacement dû à la pression est plus grand pour l'absorption linéaire, tandis que les autres types de déplacements sont plus importants pour l'absorption saturée. On peut donc s'attendre à ce que l'asservissement utilisant l'absorption linéaire dans une cellule extérieure fournisse

un meilleur étalon de fréquence et de longueur d'onde dans
l'infrarouge, avec une exactitude de l'ordre de 10^{-14} à 10^{-15} .

(14 février 1973)

**Stabilité ultime
des lasers asservis sur le méthane**

Par K. SHIMODA

Département de Physique, Université de Tokyo

Résumé de l'article publié

dans *Japanese Journal of Applied Physics*, 12, 1973, pp. 1222-1226

Les fluctuations aléatoires de fréquence des lasers He-Ne à 3,39 μm asservis sur une raie d'absorption du méthane sont examinées du point de vue théorique. On calcule et l'on compare entre elles les limites des variations détectables de la fréquence dans le cas de la méthode utilisant l'absorption linéaire dans une cellule extérieure et dans le cas de la méthode utilisant l'absorption saturée dans une cellule intérieure. La méthode utilisant l'absorption saturée dans une cellule intérieure sous une pression de 1 Pa nécessite une puissance de quelques milliwatts dans un faisceau de 1 mm de rayon. On a trouvé que les fluctuations de fréquence minimales détectables pour l'absorption saturée sont presque égales à celles pour l'absorption linéaire avec une puissance de 1 mW à travers la cellule. Avec un récepteur idéal dont l'efficacité quantique serait de 100 %, la stabilité calculée pour l'une ou l'autre des deux méthodes est $\pm 7 \times 10^{-15} t^{-1/2}$, où t est le temps d'intégration en secondes. En utilisant une plus grande puissance à travers une cellule extérieure, des stabilités encore meilleures seront atteintes si le gaz et le récepteur sont maintenus à basse température.

(14 décembre 1972)

Sur les possibilités de remplacer l'unité de longueur par une unité de « distance »

Par G. M. R. WINKLER

U.S. Naval Observatory (États-Unis d'Amérique)
(Traduction du Document CCDM/73-16)

I. INTRODUCTION

Pour améliorer la définition actuelle du mètre (11^e Conférence Générale des Poids et Mesures, 1960), on pourrait recommander l'une ou l'autre des deux idées directrices suivantes :

- A) Remplacement de la transition optique de définition par une transition "laser" qui peut être reliée à la seconde (étalon de fréquence).
- B) Définition de la vitesse de la lumière dans le vide.

On peut aujourd'hui envisager ces deux possibilités, les techniques actuelles permettant de déterminer les valeurs d'étalons secondaires à partir de telles définitions [1]. Cependant, la signification réelle et les conséquences pratiques de ces deux propositions sont très différentes : la première (A) ne diffère de la définition actuellement en usage que par la précision avec laquelle on peut réaliser le mètre ; la seconde (B) implique un changement radical de concept.

II. AVANTAGES

Les avantages de l'amélioration proposée sont de trois ordres :

- a) Accroissement de la précision des mesures.
- b) Introduction de nouvelles techniques dans les procédés d'étalonnage primaire, rendant l'étalon plus accessible, plus commode, mieux adapté à l'automatisation, etc.
- c) Possibilité d'un système de mesures plus cohérent si la proposition B était adoptée.

L'intérêt du point a) semble limité, pour les mesures terrestres, du fait des difficultés fondamentales liées aux conditions matérielles des mesures et au milieu ambiant dans la plupart des applications pratiques. Ce point est néanmoins de grande importance en Astronomie et dans les sciences de l'espace : l'unité astronomique pourrait en effet être connue en fonction du mètre (par l'intermédiaire de la vitesse de la lumière c) avec une exactitude cent fois meilleure si le mètre et c étaient mieux connus [2]. On ne doit pas perdre de vue qu'aujourd'hui toutes les mesures de distances astronomiques sont basées sur c . Les mesures par échos de radars et de lasers sont effectivement fondées sur la valeur admise pour c . Pour cette raison et pour d'autres encore (c est relié aussi à la constante d'aberration et à d'autres constantes "dérivées"), l'Union Astronomique Internationale (U.A.I.) a adopté c comme constante *primaire* (12^e Assemblée Générale de l'U.A.I., Hambourg, 1964) en utilisant la valeur recommandée à cette époque par l'Union Internationale de Physique Pure et Appliquée :

$$c = 299\,792,5 \times 10^3 \text{ m/s [3], [4].}$$

Il est clair que l'adoption simultanée de c et d'une unité de longueur est une nécessité pratique mais ne peut pas conduire à un système de constantes astronomiques vraiment cohérent. Un tel système devient possible seulement par l'adoption d'une unité de "distance-lumière" (*définition* de c).

Cette proposition B est également la seule méthode pratique et cohérente du point de vue de la relativité. Milne, dans *Kinematic Relativity*, a explicitement utilisé ce concept pour la mesure des distances. Presque toutes les versions de la théorie de la relativité considèrent c comme une constante universelle d'importance primordiale. L'unité de longueur définie par une "règle rigide" est non seulement une abstraction irréalisable, mais vraiment un concept superflu. Toutes les formules utilisent en fait $c \cdot t$ comme "dimension" de la distance.

Un autre aspect du choix à faire (A ou B) est que la

relation de l'étalon de longueur avec les unités électriques deviendra fixe et cohérente si c est défini, ce qui est un avantage considérable pour réaliser certaines unités électriques.

De ce point de vue, il semble désirable de recommander *dès maintenant*, sans autre délai, une valeur appropriée de la vitesse de la lumière comme définition de la longueur et de la "distance". Considérant la somme importante de travaux scientifiques déjà fondés sur la valeur actuelle $c = 299\,792,5$ km/s, on devrait aussi examiner cette valeur elle-même : son adoption conduirait à une diminution effective du mètre d'environ $1,5 \times 10^{-7}$ d'après les récentes déterminations [1]. A mon avis, cela peut être tout à fait négligeable pour les expériences pratiques terrestres, mais d'autres auteurs peuvent ne pas être d'accord avec cette opinion [6].

III. OBJECTIONS

Plusieurs objections à un tel étalon unique pour la longueur et pour le temps ont été exprimées par de nombreux scientifiques pour des raisons philosophiques. On doit, cependant, se rendre à l'évidence que le pas décisif a déjà été fait dans la définition adoptée par la 11^e Conférence Générale des Poids et Mesures. Le mètre actuel n'est plus fondé sur le concept de la "règle rigide", mais sur la *fréquence* de la transition $2p_{10}-5d_5$ de l'atome de krypton 86 en liaison avec une vitesse de la lumière que l'on admet, tacitement, constante. Aucun changement systématique ou cosmologique de la valeur de c , en admettant qu'un tel effet puisse exister, ne pourrait jamais être mis en évidence avec la définition actuelle du mètre.

La valeur de c *tacitement* admise comme constante dans l'actuelle définition du mètre est la vitesse de phase de la lumière. La proposition qui suit repose sur l'égalité de la vitesse de phase et de la vitesse de groupe, supposition valable en milieu non dispersif et certainement vraie dans le vide.

Une autre question que l'on peut soulever est de savoir si l'on ne devrait pas inverser le rôle des étalons de longueur et de temps pour remplacer l'étalon à césium qui définit l'unité de temps par un meilleur étalon commun de longueur et de temps fondé sur la fréquence d'un laser. Il semble que ce serait, pour le futur prévisible, une sérieuse erreur. La nécessité de

disposer d'un étalon de la plus haute exactitude existe dans les mesures de temps et de fréquence, mais non dans les mesures de longueur (ou de longueur d'onde). En prenant la stabilité comme critère de comparaison, le maser à hydrogène a une stabilité de fréquence de quelques 10^{-15} pour des durées de mesure de 1 s à 1000 s, tandis que la stabilité indiquée pour les meilleurs lasers est de quelques 10^{-14} ; de plus, le maser à hydrogène est le plus commode lorsqu'il s'agit de le comparer ou de le combiner avec un étalon à césium en fonctionnement qui est, actuellement, le seul étalon permettant une *exactitude* de 1×10^{-13} . Pour les étalons primaires, ce n'est pas la stabilité à court terme qui est nécessaire mais l'exactitude, c'est-à-dire la possibilité de réaliser le même étalon avec des appareils construits indépendamment.

Enfin, du point de vue des conditions de fonctionnement, la considération précédente concernant l'exactitude est en fait fondée sur des problèmes fondamentaux. Les atomes intervenant dans un circuit résonnant de contre-réaction et contenus dans un gaz à température élevée ne peuvent pas rivaliser, à effort technique égal, avec un lourd atome de césium se propageant librement dans un appareil à faisceau passif, pour produire une "constante naturelle". Il n'y a, probablement, qu'une résonance nucléaire à Q élevé et "sans recul" (effet Mössbauer) qui pourrait offrir de meilleures garanties en ce qui concerne les effets parasites, bien qu'actuellement les problèmes de translocation de fréquence soient insurmontables.

Eu égard à ce qui précède et à la rapidité des progrès scientifiques actuels, le besoin des améliorations proposées de la définition du mètre est urgent.

Les brillants travaux des différents laboratoires, offrant de nouvelles possibilités technologiques dans la mesure de la fréquence des transitions optiques, prennent maintenant un intérêt pratique immense. Ces possibilités ne seront plus utilisées pour mesurer la vitesse de la lumière en fonction d'un étalon de longueur "inconsistant", mais serviront à la réalisation d'un "nouveau Mètre" grandement amélioré.

IV. PROPOSITION DE RECOMMANDATION

Le C.C.D.M.,

CONSIDÉRANT

a) que de nouvelles techniques, éprouvées dans plusieurs laboratoires,

permettent des mesures précises des fréquences de transitions de lasers (optiques) ;

- b) que la mesure de la fréquence de ces transitions peut être faite avec une exactitude plus grande que les mesures de longueurs d'onde ;
- c) que la seconde est reproductible d'une façon plus exacte que n'importe quelle autre unité de base ;
- d) que les applications les plus exigeantes de l'étalon de longueur reposent sur la mesure du temps de propagation d'un signal électromagnétique ;
- e) qu'un étalon unique pour la longueur et pour le temps permet une meilleure cohérence des systèmes scientifiques de mesures ;
- f) qu'un nombre considérable de données scientifiques reposent sur la valeur admise actuellement pour la vitesse de la lumière dans le vide :
299 792 500 m/s ;

RECOMMANDE de définir le mètre de la façon suivante : "Le mètre est la distance parcourue par la lumière, dans le vide, en 1/299 792 500 seconde."

(17 avril 1973)

BIBLIOGRAPHIE

- 1. a) EVENSON (K.M.), *et al.*, The speed of light, *Phys. Rev. Letters*, 29, n° 19, 1972, pp. 1346-1349.
- b) BAY (Z.), LUTHER (G.G.) and WHITE (J.A.), Measurement of an optical frequency and the speed of light, *Phys. Rev. Letters*, 29, n° 3, 1972, pp. 189-192.
- Pour des résumés importants des questions générales impliquées et pour plus d'information de base sur les *étalons de mesure*, voir les articles de J. Terrien, J. de Boer, P. Giacomo, *et al.* dans :
- c) *Recueil de Travaux du B.I.P.M.*, vol. 2, 1968-1970.
- 2. a) ASH (M.), SHAPIRO (I.) and SMITH (Wm.), Astronomical constants and planetary ephemerides deduced from radar and optical observations, *A.J.*, 72, n° 3, 1967, p. 348.
- b) ALLEY (C.O.), *et al.*, Laser ranging retroreflector, Continuing Measurements and Expected Results, *Science*, 167, 1970, p. 468.
- c) SILVERBERG (E.) and CURRIE (D.), Lunar laser ranging with decimeter accuracy, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 4, 1972, p. 219.
- d) En raison des exigences d'exactitude, le Jet Propulsion Laboratory a effectivement adopté le "temps-lumière" correspondant à une unité astronomique comme constante *primaire*, en même temps que la valeur de *c* adoptée par l'U.A.I. (voir Wm. Melbourne, J.D. Mulholland, *et al.*, Constants and Related information for Astrodynamical Calculations 1968, *JPL Technical Report 32-1306*, p. 35).
- 3. *Proceedings of the 12th General Assembly of the IAU*, Hamburg, 1964 (Adoption of the new IAU System of Constants).
- 4. La documentation sur l'histoire de la valeur de *c* de l'IUPAP et IAU peut être trouvée dans :
 - a) FROOME (K.D.) and ESSEN (L.), *The Velocity of Light and Radiowaves*, Academic Press, New York, 1969.

Les articles suivants sont importants en ce qui concerne les applications pratiques :

- b) EDLEN (B.), The refractive index of air, *Metrologia*, 2, 1966, pp. 71-80.
- c) BARRELL (H.) and SEARS (J.E.), The refraction and dispersion of air for the visible spectrum, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A-238, 1939, pp. 1-64.
- d) BORN (M.) and WOLF (E.), *Principles of Optics*, 1964 ; ou J. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York, sec. 5.17, 1941.
- e) BRILLOUIN (L.), *Wave Propagation and Group Velocity*, Academic Press, New York, 1960.
- f) ESSEN (L.) and FROOME (K.D.), The refractive indices and dielectric constants of air and its principal constituents at 24,000 Mc/s, *Proc. Phys. Soc. London*, B-64, 1951, pp. 862-875.
- g) SMITH (E.K.) and WEINTRAUB (S.), The constants in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies, *Proc. IRE*, 41, 1953, p. 1035.
- h) Smithsonian Institution, *Smithsonian Meteorological Tables*, 6th rev. ed., p. 280, 1951.
- i) TATARSKI (V.I.), *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill, New York, 1961.

5. Mesures géodésiques

- a) BAKKER (G.), *et al.*, Measurement of the base and base extension net 'AFSLUITDIJK', *Netherlands Geodetic Commission, Pubs on Geodesy*, New Series vol. 4, 4, Delft, 1972.

Excellente documentation et comparaison de la méthode des fils géodésiques et du "géodimètre".

- b) DENISON (E.W.), Report of IAG Special Study Group n° 19 on Electromagnetic distance measurement 1963-1967, *Travaux de l'AI de Géodésie*, 23, Paris, AIG, 1968, pp. 51-71.

6. *Note.* - L'adoption proposée de 299 792,5, au lieu de l'une des valeurs les plus récemment déterminées [1], aura pour effet d'adopter d'une façon formelle ce qui est déjà en usage. Ceci est vrai non seulement pour les applications spatiales, mais aussi pour un nombre rapidement croissant d'usages industriels. Voir par exemple :

"Laser length measurements", "Two frequency velocity compensation", etc. in *Hewlett Packard Journal*, August 1970.

Les mesures pratiques de longueurs les plus avancées seraient pénalisées par l'adoption d'une valeur de c différente. Le système est basé sur une transition atomique du néon et sur la vitesse de la lumière ..."
(p. 2). Même si l'étalonnage de tels instruments ne peut pas, en pratique, être réellement affecté, une recommandation différente de celle qui est proposée ici laisserait quand-même subsister une confusion et une incertitude en ce qui concerne c .

ANNEXE M 23

Recommandation de l'U.R.S.I. concernant la vitesse de la lumière

(Document CGDM/73-22)

La recommandation suivante a été adoptée par les Commissions I et VII de l'Union Radio-Scientifique Internationale (U.R.S.I.) lors de sa XVII^e Assemblée générale (Varsovie, août 1972)⁽¹⁾ :

VITESSE DE LA LUMIÈRE

Les Commissions I et VII,

considérant

a) l'importance croissante qu'il y a à connaître la vitesse de la lumière avec une précision dépassant celle qui peut être obtenue avec l'unité de longueur basée sur le mètre;

b) les développements notables intervenus récemment dans le domaine des lasers stabilisés et des chaînes de multiplicateurs de fréquence atteignant les fréquences optiques;

c) la possibilité offerte par ces développements de parvenir aux buts suivants : (i) définition des unités de longueur et de temps à partir d'une même transition atomique ou moléculaire avec, comme résultat, l'obtention d'une valeur fixe pour la vitesse de la lumière, (ii) mise au point d'un meilleur étalon de longueur,

recommandent

1. qu'afin d'atteindre les buts en c), une attention accrue soit consacrée au développement des dispositifs cités en b) et, en particulier, à la possibilité de leur utilisation aux fréquences dans la région visible;

2. qu'afin d'assurer la continuité des unités de longueur et de temps, un programme mondial soit organisé pour mesurer avec la plus grande précision possible les fréquences et longueurs d'ondes correspondant à un certain nombre de transitions atomiques et moléculaires appropriées.

(1) U.R.S.I. Bulletin d'Information, N° 186, mars 1973, p. 7.

TABLE DES MATIÈRES

COMITÉ CONSULTATIF POUR LA DÉFINITION DU MÈTRE

5^e Session (1973)

	Pages M
Notice historique sur les organes de la Convention du Mètre	5
Liste des membres	7
Ordre du jour	8
Rapport au Comité International des Poids et Mesures, par W. R. C. Rowley	9
L'étalon primaire de longueur: la radiation du ⁸⁶ Kr (Études de la dissymétrie de son profil spectral, des déplacements dus à l'effet Doppler, de la reproductibilité entre différentes lampes)	10
Lasers asservis et étalons secondaires de longueur d'onde (Asservissement sur l'iode, sur le méthane (par absorption saturée ou linéaire) et sur le gaz carbonique. Lampes à ¹⁹⁸ Hg et à ¹¹⁴ Cd)	12
Mesures de la longueur d'onde de radiations de lasers asservis (Problèmes préliminaires: incertitude de la réalisation pratique de la définition du mètre; sommet ou centre de gravité du profil spectral de la radiation étalon)	14
Résultats obtenus dans plusieurs laboratoires nationaux pour la longueur d'onde de lasers asservis sur l'iode, le méthane et le gaz carbonique. Adoption de la Recommandation M 1	15
Mesures de la fréquence de radiations de lasers asservis sur le gaz carbonique et sur le méthane	17
La vitesse de la lumière et la définition du mètre (Exposé des différents points de vue et particulièrement celui des astronomes. Fixation de la valeur de <i>c</i> à recommander. Discussion sur une éventuelle redéfinition de l'unité de longueur. Adoption des Recommandations M 2 et M 3)	18
Déclaration du C.C.D.M. au sujet de la valeur de <i>c</i>	21
Mesure des étalons à bouts, des étalons à traits et des déplacements (Nouveaux appareils. Comparaisons de règles de 1 m dans plusieurs laboratoires. Comparaison internationale projetée de deux règles (1 m et 0,5 m))	21
Questions diverses (Au sujet de la notation spectroscopique pour les raies moléculaires utilisées pour l'asservissement des lasers)	22

Recommandations présentées au Comité International des Poids et Mesures :	
<i>Recommandation M 1</i> (1973) (Longueurs d'onde des radiations des lasers à He-Ne asservis sur le méthane ou sur l'iode)	23
<i>Recommandation M 2</i> (1973) (Valeur de la vitesse de la lumière)	24
<i>Recommandation M 3</i> (1973) (Poursuite des mesures de fréquences et de longueurs d'onde optiques)	24
<i>Appendice</i> : Intervalles entre les raies d'absorption de I ₂ coïncidant avec les raies d'émission des lasers à He- ²⁰ Ne et He- ²² Ne ($\lambda \approx 633$ nm)	25

Annexes

M 1. <i>Documents de travail présentés à la 5^e session du C.C.D.M.</i>	27
M 2. <i>Consultation préalable par correspondance</i> (Réponses à un questionnaire du B.I.P.M.)	32
— Radiation étalon du krypton 86 : production, extrapolation à l'atome isolé, effets de déplacement, profil spectral (Questions 1.1 et 1.2 : pp. M 33 à M 38).	
— Radiations de lasers asservis utilisables comme étalons secondaires de longueur d'onde : stabilité à court et à long terme, largeur de la raie d'absorption, effets d'entraînement de fréquence, reproductibilité, effets de déplacement, mesure de la longueur d'onde et de la fréquence (Questions 2.1 à 2.5 : pp. M 39 à M 55).	
— Autres radiations étalons secondaires de longueur d'onde (Question 3 : pp. M 56 à M 58).	
— Comparaisons internationales de longueurs d'onde ou de fréquences (Question 4 : pp. M 58 à M 60).	
— Vitesse de la lumière : utilisation de <i>c</i> pour les mesures de longueur et pour une éventuelle redéfinition de l'unité de longueur (Questions 5.1 et 5.2 : pp. M 60 à M 68).	
— Mesures des étalons à bouts, des étalons à traits et des déplacements : méthodes et instruments, comparaisons internationales (Questions 6.1 et 6.2 : pp. M 69 à M 77).	
— Divers (p. M 77).	
M 3. J.I.L.A. (États-Unis d'Amérique). — <i>Influence de la structure hyperfine sur les lasers asservis sur une raie du méthane</i> , par J. L. Hall et C. Bordé (Résumé)	78
M 4. N.B.S. (États-Unis d'Amérique). — <i>Propositions I, II, III</i>	80
M 5. N.P.L. (Royaume-Uni). — <i>Étude des performances de lasers à He-Ne asservis sur l'absorption saturée de ¹²⁷I₂</i> , par W. R. C. Rowley et A. J. Wallard	86
M 6. N.P.L. (Royaume-Uni). — <i>Valeurs de longueurs d'onde du laser à 633 nm asservi sur l'absorption saturée de ¹²⁷I₂</i> , par W. R. C. Rowley et A. J. Wallard (Résumé)	90
M 7. N.P.L. (Royaume-Uni). — <i>Performances d'un interféromètre automatique pour la mesure d'étalons à traits</i> , par P. Anderton	91
M 8. N.P.L. (Royaume-Uni). — <i>Incertitude des mesures de la dissymétrie de ⁸⁶Kr</i> , par W. R. C. Rowley	94
M 9. N.P.L. (Royaume-Uni). — <i>Mesure de la dissymétrie de ⁸⁶Kr</i> , par W. R. C. Rowley	98
M 10. N.R.L.M. (Japon). — <i>Lasers à He-Ne asservis sur une raie d'absorption saturée du méthane</i> , par M. Ohi, Y. Akinoto et T. Tako.....	100

M 11.	N.R.L.M. (Japon). — <i>Étude sur l'asservissement des lasers à He-Ne utilisant l'absorption saturée de $^{127}\text{I}_2$</i> , par K. Tanaka, T. Sakurai et T. Kurosawa	104
M 12.	N.R.L.M. (Japon). — <i>Mesure de la longueur d'onde de lasers à He-Ne (0,633 μm et 3,39 μm) asservis sur des raies d'absorption saturée</i> , par T. Masui, S. Asami et N. Ito	111
M 13.	N.R.L.M. (Japon). — <i>Lasers à He-Ne asservis sur le méthane en utilisant la méthode d'absorption linéaire</i> , par Y. Akimoto, M. Ohi, T. Tako et K. Shimoda	114
M 14.	N.S.L. (Australie). — <i>Laser du N.S.L. asservi sur l'iode</i> , par J. B. Cole	119
M 15.	P.T.B. (République Fédérale d'Allemagne). — <i>Distribution radiale de l'effet Doppler dans une lampe à ^{86}Kr</i> , par F. Bayer-Helms	124
M 16.	B.I.P.M. — <i>Dissymétrie du profil spectral et nombre d'ondes apparent de la radiation étalon du krypton en interférométrie</i> , par P. Giacomo	126
M 17.	<i>Proposition du Bureau International des Poids et Mesures</i>	133
M 18.	B.I.P.M. — <i>Sur la vitesse de la lumière</i> , par J. Terrien	137
M 19.	B.I.P.M. — <i>Sur le choix de la valeur de la vitesse de la lumière</i> , par J. Terrien	140
M 20.	<i>Variations de la fréquence des lasers asservis sur le méthane</i> , par K. Shimoda (Résumé)	143
M 21.	<i>Stabilité ultime des lasers asservis sur le méthane</i> , par K. Shimoda (Résumé)	145
M 22.	U.S. Naval Observatory (États-Unis d'Amérique). — <i>Sur les possibilités de remplacer l'unité de longueur par une unité de « distance »</i> , par G. M. R. Winkler	146
M 23.	U.R.S.I. — <i>Recommandation concernant la vitesse de la lumière</i> ...	152



IMPRIMERIE DURAND
28600 LUISANT (FRANCE)

Dépôt légal, Imprimeur, 1974, n° 96
ISBN : 92-822-2030-3

ACHEVÉ D'IMPRIMER LE 1974-11-04

Imprimé en France

