

EEN STABIELE LASER MET INSTELBARE FREQUENTIE

door

C.W. Lamberts^{*}

INLEIDING

Gaslasers worden veelvuldig gebruikt bij experimenten, waarbij hoge eisen aan de coherentie-eigenschappen van de lichtbron gesteld worden. Wanneer echter een uitgezonden vermogen van enkele mW noodzakelijk is, dan is werking in meerdere longitudinale modes onvermijdelijk. Het optreden van meerdere longitudinale modes betekent zowel een ernstige beperking van de coherentielengte ¹⁾ als het aanwezig zijn van door mode-competitie veroorzaakte ruis ²⁾ in de bundel.

Het is echter mogelijk om, met een klein verlies in uitgezonden vermogen, van een dergelijke multi-mode laser een single-mode laser te maken. Dit houdt in, dat de laser tot werking in één mode, zowel transversaal als longitudinaal, te dwingen is. Het gevolg hiervan is, dat een aanzienlijke vermindering van de ruis verkregen wordt en tevens een vergroting van de coherentielengte mogelijk is, aangezien deze nu alleen bepaald wordt door de - gedurende een zeker tijdsinterval - optredende frequentiefluctuaties. Bij optische heterodyne experimenten is het in sommige gevallen bovendien wenselijk om de frequentie van het laserlicht te kunnen variëren.

MODE SELECTIE

Een eenvoudige methode om van een multi-mode laser (in het vervolg steeds He-Ne bij golflengte 633 nm) een single-mode laser te maken bestaat uit het introduceren van een planparallelle kwartsplaat tussen de gasontladingsbuis en een van de spiegels ³⁾.

De transmissie van een planparallelle kwartsplaat, met dikte d en intensiteits reflectiecoëfficiënt R , voor een bundel gecollimeerd coherent licht is, tengevolge van interferentie tussen multiple inwendige reflecties, frequentie afhankelijk en kan in benadering (voor niet verspiegelde oppervlakken) geschreven worden als:

$$I_T = I_0(1-2R) (1+2R \cos \delta) \quad \text{met} \quad \delta = \frac{4\pi v n d \cos \alpha}{c} \quad (1)$$

Hierin stellen I_0 en I_T de intensiteiten van de opvallende resp. doorgelaten bundel voor; v de frequentie van het licht ($4.75 \cdot 10^{14}$ Hz); c de lichtsnelheid; n de brekingsindex van het kwarts bij frequentie v en α de hoek in het kwarts tussen de normaal op het oppervlak en de voortplantingsrichting van de bundel.

Wanneer de frequentie, behorende bij een transmissie maximum, samenvalt met de frequentie van een van de modes van de oorspronkelijk multi-mode laser (en de absorptie- en verstrooiingsverliezen zijn niet te groot) dan zal oscillatie op die frequentie optreden.

Wanneer bovendien echter geldt, dat de transmissie voor de frequenties van de naburige resonator modes zoveel minder is, dat op die frequenties geen laserwerking mogelijk is, dan is het gestelde doel bereikt.

Voor opeenvolgende longitudinale modes bedraagt het frequentieverschil Δv_m , als L de resonatorlengte voorstelt:

$$\Delta v_m \approx c/2L \quad (2)$$

* Fysisch Laboratorium TNO
Postbus 2864
's-Gravenhage

Experimenteel is gebleken, dat een verlies van ongeveer 0,2% per doorgang t.o.v. het transmissie maximum reeds voldoende is om oscillatie in de naburige modes volledig te onderdrukken.

Voor een laser met een resonatorlengte van 50 cm betekent dit een minimale dikte van de kwartsplaat van 1,3 cm, corresponderend met een afstand tussen opeenvolgende transmissie maxima van 8 GHz. De maximale toegestane dikte wordt bepaald door de eis, dat niet meer dan één transmissie maximum binnen het frequentiegebied van mogelijke laserwerking (met een breedte van ongeveer 1,2 GHz) mag voorkomen.

Wordt de hoek θ tussen de normaal op de plaat en de opvallende bundel veranderd, dan volgt uit de voor kleine hoeken geldende relatie $\theta = n\alpha$ en vgl. (1), dat de frequentie van een transmissie maximum eveneens verandert (fig. 1) volgens:

$$\Delta\nu = \nu\theta^2/2n^2 \quad (3)$$

Hierin stelt $\Delta\nu$ de frequentie verandering voor, gerekend t.o.v. de frequentie voor $\theta = 0$. Aangezien het toevallig zou zijn, wanneer een transmissie maximum zich bij $\theta = 0$ al in het frequentiegebied van laserwerking bevindt, zal om dit te bereiken de plaat i.h.a. gekanteld moeten worden.

Behalve absorptie- en verstrooiingsverliezen en verliezen t.g.v. het niet volmaakt evenwijdig zijn van de oppervlakken, wordt door het kantelen van de plaat een extra verlies geïntroduceerd, wanneer de opvallende bundel een eindige diameter D bezit. De in de kwartsplaat herhaaldelijk gereflecteerde bundels zullen elkaar dan niet meer volledig overlappen, waardoor de waarde van het transmissie maximum zal dalen.

Een laser, werkend in de TEM_{00} mode, vertoont een Gaussisch intensiteitsverloop in de bundel:

$$I(x,y) = I_0 \exp(-8(x^2 + y^2)/D^2),$$

waarin x en y cartesische coördinaten in een vlak loodrecht de voortplantingsrichting zijn.

Rekening houdend met deze intensiteitsverdeling wordt - wederom in benadering voor kleine hoeken - het "kantelverlies" L gegeven door:

$$L = R(4d\theta/nD)^2 \quad (4)$$

Het verloop van dit kantelverlies als functie van θ wordt in fig. 2 geïllustreerd.

Stellen P_{mm} en P_{sm} het door de laser uitgezonden vermogen zonder resp. mét kwartsplaat voor, dan kan een conversie efficiëntie E gedefinieerd worden als:

$$E = P_{sm}/P_{mm} \quad (5)$$

Aangezien het uitgezonden vermogen mede bepaald wordt door de in de resonator optredende verliezen, zal de conversie efficiëntie afnemen met toenemende kantelhoek.

Fig. 3 toont het spectrum van een multi-mode laser met een totale output van 5 mW. Het spectrum van dezelfde laser, na introductie en optimalisatie van een onverspiegelde planparallelle kwartsplaat, is in fig. 4 weergegeven. De output bedraagt hier 4,6 mW, zodat (5) $E = 0,92$.

AFSTEMMING

Van de mogelijkheid om de frequentie van een transmissie maximum van de kwartsplaat - volgens (3) - te variëren kan een nuttig gebruik gemaakt worden.

Kleine hoekveranderingen maken het mogelijk om eenzelfde transmissie maximum in frequentie te laten samenvallen met opeenvolgende modes van de oorspronkelijk multi-mode laser. Het resultaat is single-mode werking op verschillende frequenties, met een in benadering constant verschil - gegeven door (2) - tussen opeenvolgende waarden, zodat een discrete frequentie-instelling gerealiseerd is.

Wanneer de hierbij optredende variatie in het reeds aanwezige kantelverlies - volgens (4) -, bij de zeer kleine hoekveranderingen waar het hier om gaat, verwaarloosd wordt, worden de relatieve intensiteiten op de verschillende frequenties bepaald door het fluorescentie profiel van de betrokken overgang.

Een beschrijving van het analoge verschijnsel bij Argon-ionen lasers wordt in ref. 4) gegeven.

Om de frequentie-instelling continu te maken zullen de frequenties ν_m van de longitudinale modes zelf instelbaar moeten zijn.

Deze frequenties hangen van de resonatorlengte af volgens:

$$\nu_m = mc/2n_t L \quad (6)$$

In deze uitdrukking bevat n_t de brekingsindex van alle media in de resonator en is m het aantal halve golflengtes van de staande golf tussen de spiegels.

Door de resonatorlengte continu instelbaar te maken is het dus mogelijk om een van de mode frequenties te laten samenvallen met iedere willekeurige frequentie in het van belang zijnde gebied.

Wanneer tenslotte kwartsplaat kanteling gecombineerd wordt met resonatorlengte-instelling, dan is single-mode werking in frequentie instelbaar geworden.

Fig. 5 is een samengestelde opname, waarin na elkaar op verschillende frequenties, over een gebied van 1 GHz, single-mode werking, met een output van meer dan 2 mW, gerealiseerd werd. Het totale afstembereik bedraagt ongeveer 1,2 GHz en is principieel beperkt door de Doppler breedte van het Neon fluorescentie profiel.

CONSTRUCTIE

Aangezien de resonatorlengte een van de belangrijkste factoren is, die de uiteindelijke frequentiestabiliteit bepalen - zie de betreffende paragraaf - zijn, vanwege de gunstige thermische eigenschappen, voor de resonatoropbouw "Invar" staven als lengte bepalende elementen gebruikt. Fig. 6 toont de laser zonder de stofdichte afscherming.

Tussen de spiegels, op een afstand van 50 cm van elkaar, is een met een mengsel van Helium en Neon gevulde gasontladingsbuis (Spectra-Physics model 120, voeding: stroom gestabiliseerd) geplaatst. Aangezien deze een ongewenste warmtebron vertegenwoordigt is zorg gedragen voor een goede stralings- en convection-afscherming.

Eén van de spiegels is in een houder - uiterst rechts in fig. 6 - geplaatst, waarmee magnetostrictief de resonatorlengte maximaal $1 \mu m$ veranderd kan worden ($0,5 \mu m/A$; voeding: stroom gestabiliseerd).

De kwartsplaat, die voor de mode selectie zorg draagt, is in een houder - links in fig. 6 - geplaatst, die op piëzo-elektrische wijze (voeding: spanning gestabiliseerd) over maximaal 20 mr te kantelen is. De dikte van de plaat bedraagt 1,28 cm en de oppervlakken zijn binnen 1 bgsec evenwijdig. De geringe dikte impliceert een vlak verloop van de transmissie-frequentie curve (1) bij de maxima, waardoor het mogelijk is om, behalve single-mode werking (fig. 4), werking in twee longitudinale modes tegelijk te verkrijgen. Daartoe wordt de frequentie van een transmissie maximum midden tussen twee opeenvolgende mode frequenties ingesteld, zie (2) en (3).

Een niet snel met de frequentie verlopende verlies curve heeft bovendien het voordeel, dat de mode selectie weinig gevoelig is voor kleine hoekveranderingen (vibraties) en dikte veranderingen (thermische effecten), hetgeen resulteert in een goede stabiliteit in het uitgezonden vermogen. Zónder de kwartsplaat treedt oscillatie in vier modes op (fig. 3).

STABILITEIT

De frequentiestabiliteit S wordt gedefinieerd als:

$$S(T) = \Delta v_0(T)/v_0$$

Hierin is v_0 de (gemiddelde) laserfrequentie en $\Delta v_0(T)$ de veranderingen in frequentie, gedurende de waarnemingstijd T .

Voor $T = 1$ sec spreekt men van "Short-term" Stabiliteit (STS).

Voor $T = 1$ uur of langer spreekt men van "Long-Term" Stabiliteit (LTS).

Uit (6) volgt:

$$|\Delta v_m/v_m| = |\Delta L/L + \Delta n_t/n_t| \quad (7)$$

Variaties in de resonatorlengte kunnen optreden t.g.v. thermische effecten en vibraties. Thermische effecten geven vooral aanleiding tot frequentievariëatie op langere termijn en zijn in vele gevallen zelfs bepalend voor de uiteindelijke LTS van de laser. "Invar" is wat dit betreft aanzienlijk gunstiger dan Aluminium (700 MHz/°C tegenover 11500 MHz/°C). Vibraties daarentegen doen hun invloed vooral op de STS gelden; hun bijdrage is sterk afhankelijk van de laser constructie.

De bijdrage in (7) t.g.v. n_t kan op de volgende wijze gesplitst worden:

$$\Delta n_t/n_t = 1/L(x_1 \Delta n_1/n_1 + x_2 \Delta n_2/n_2 + x_3 \Delta n_3/n_3)$$

Hierin staan de indices 1, 2 en 3 voor resp. lucht, kwarts en het actieve medium, terwijl x_k dat deel van de ruimte in de resonator aangeeft, dat door de betrokken stof ($k = 1, 2$ of 3) ingenomen wordt, zodat geldt:

$$x_1 + x_2 + x_3 = L.$$

De brekingsindex van lucht is van de temperatuur, druk en vochtigheid afhankelijk en variaties daarin geven aanleiding tot frequentie veranderingen - met $x_1/L = 0,28$ - van resp. 122 MHz/°C, 48 MHz/Torr en 7,6 MHz/Torr (zie ook ref. 5)). De brekingsindex van kwarts is alleen van de temperatuur afhankelijk en veroorzaakt - met $x_2/L = 0,025$ - een verschuiving van 120 MHz/°C. De variaties, gedurende perioden van 1 uur, in de gemiddelde brekingsindex van het actieve medium spelen t.o.v. de hier beschouwde geen rol van betekenis.

Voor het meten van de frequentiestabiliteit, wanneer de laser eenmaal op een bepaalde frequentie is ingesteld, is gebruik gemaakt van een verschijnsel, dat alleen kan optreden in een multi-mode laser. Onder bepaalde voorwaarden (opgelegd aan de ontladingsstroom, resonatorverliezen en -lengte e.d.) treedt natuurlijke "mode-locking" ⁶⁾ op, hetgeen betekent, dat een tijdsafhankelijk faze verband bestaat tussen de verschillende modes. Dit verschijnsel uit zich in het spectrum door het met de tijd constant zijn van de mode intensiteiten en treedt slechts op, wanneer de modes zich in een scherp begrensd frequentiegebied bevinden. Buiten dit frequentiegebied fluctueren de intensiteiten van de modes sterk (variëaties van 25% van de gemiddelde intensiteit zijn niet ongebruikelijk) met frequenties van enkele kHz tot 100 kHz ²⁾.

Op grond van de 3^e orde Lamb theorie ⁷⁾ kan de breedte en positie van het mode-lock gebied berekend worden, waardoor een analyse van de frequentiestabiliteit van het grenspunt mogelijk is. Uit deze analyse volgen de experimentele condities, noodzakelijk om gedurende een uur een stabiliteit

van $1 : 10^9$ voor dat grenspunt te verkrijgen. Is daaraan voldaan, dan ligt iedere keer, dat een mode-frequentie het grenspunt passeert - door resonatorlengte-instelling te verwezelijken (6) en in het spectrum te constateren - de bijbehorende waarde met bovenvermelde stabiliteit vast. Wanneer nu tegelijk, via één en dezelfde spectrum analyser (Spectra, model 470), het spectrum van deze "referentie" laser en dat van de single-mode laser waargenomen wordt, dan is de LTS van de laatste t.o.v. het mode-lock grenspunt van de referentielaser te bepalen. Voor de meting van de STS is de spectrum analyser zelf, dankzij een eenvoudige temperatuurregeling, stabiel genoeg.

RESULTATEN

De behaalde resultaten zijn in onderstaande tabel samengevat:

Output (lin. gepolariseerd)	: 3 - 4,6 mW
Drift (intens., 1 min.)	: 0,1 %
Aantal modes	: 1
Brom (rms)	: 0,36 %
Ruis, 1 kHz - 100 kHz (rms)	: 0,007 %
LTS (1 uur)	: $6:10^8$
STS (1 sec, rms)	: $1,75:10^{10}$
Afstembereik (3 dB punten)	: 1 GHz

Alle metingen zijn op een trillings-ongevoelige tafel (maximum amplitude 4 nm, eigenresonantie 4 Hz) verricht na een opwarmtijd van 5 uur.

De bij de multi-mode lasers sterke radio-frequente componenten in de output ⁸⁾, veroorzaakt door zwevingen tussen de verschillende longitudinale modes, zijn bij een single-mode laser uiteraard geheel afwezig.

De ruis is, zoals verwacht, bijzonder laag in vergelijking met de 0,25% tot 1%, welke geldt voor multi-mode lasers in het algemeen.

De frequentiestabiliteit (zowel de LTS als de STS) is ongeveer een factor 100 beter, dan bij verkrijgbare multi-mode He-Ne lasers met vergelijkbare output, zodat een overeenkomstige verbetering van de coherentielengte verkregen is.

REFERENTIES

- 1) E.F. Erickson en R.M. Brown, J. Opt. Soc. Am. 57, 367 (1967)
- 2) T. Suzuki, J. Appl. Phys. 41, 3904 (1970)
- 3) H.P. Barber, Appl. Opt. 7, 559 (1968)
- 4) M. Hercher, Appl. Opt. 8, 1103 (1969)
- 5) K.D. Mielenz e.a., J. Opt. Soc. Am. 56, 156 (1966)
- 6) L. Allen en D.G.C. Jones, Progress in Optics Vol. IX, ed. E. Wolf (North-Holland Publishing Co., Amsterdam) Hst. V, p. 181 (1971)
- 7) W.E. Lamb, Jr. Phys. Rev. 134, 1429 (1964)
- 8) D.R. Herriott, J. Opt. Soc. Am. 52, 31 (1962)

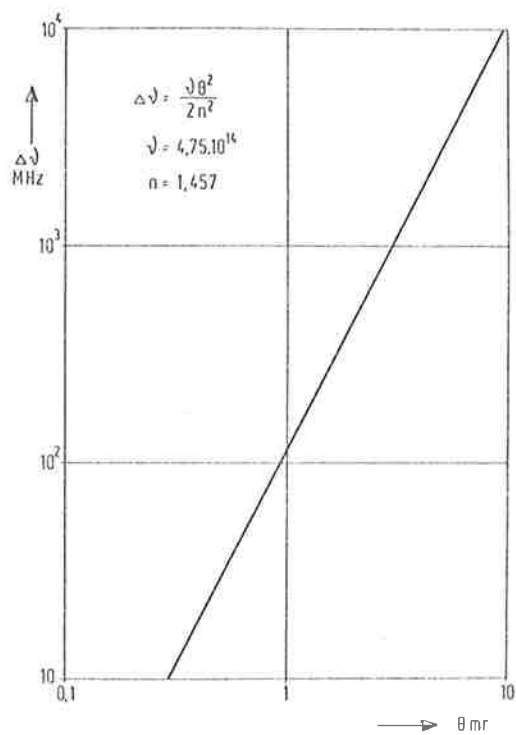


fig. 1

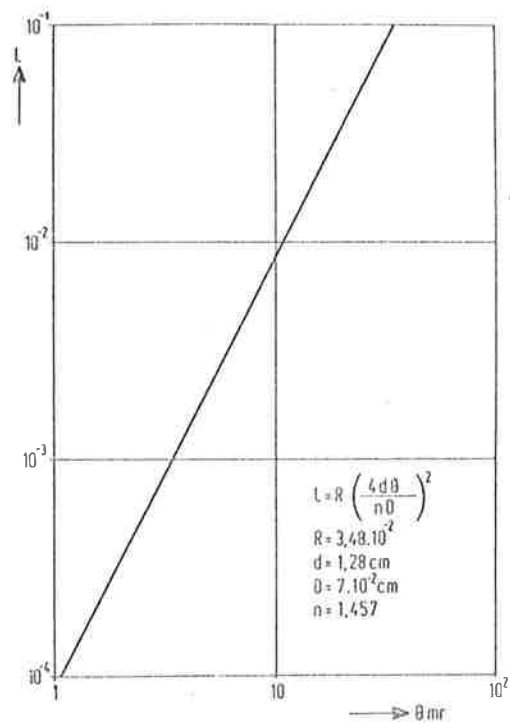


fig. 2

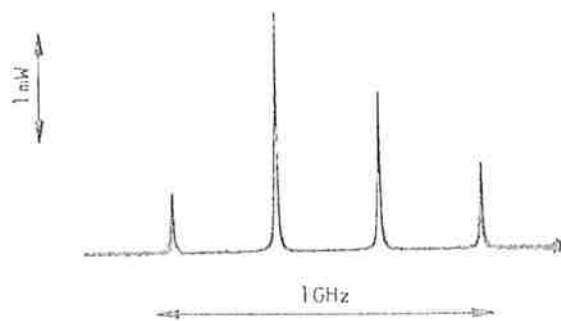


fig. 3

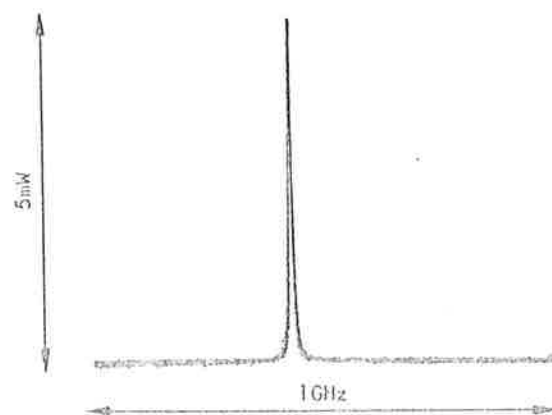


fig. 4

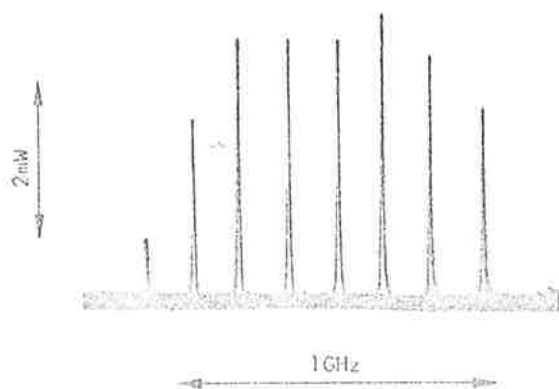


fig. 5



fig. 6