

Theoretisch onderzoek naar de mogelijkheid om een jodiumcel in een externe passieve resonator te gebruiken als absolute frequentiereferentie

Citation for published version (APA):

Jansen, M. J. (1997). *Theoretisch onderzoek naar de mogelijkheid om een jodiumcel in een externe passieve resonator te gebruiken als absolute frequentiereferentie*. (TU Eindhoven. Fac. Werktuigbouwkunde, Vakgroep WPA : rapporten). Technische Universiteit Eindhoven.

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1997

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

Faculteit Werktuigbouwkunde

**Theoretisch onderzoek naar de mogelijkheid
om een jodiumcel in een externe passieve
resonator te gebruiken als absolute frequen-
tiefrequentie**

M. J. Jansen *Am 21 0079*

stageverslag

september 1997

Hoogleraar: Prof. dr. ir. P.H.J. Schellekens

Begeleider: Ir. S.F.C.L. Wetzels

Technische Universiteit Eindhoven

Faculteit Werktuigbouwkunde

Vakgroep WPA

Sectie Precision Engineering

Inhoudsopgave

Inhoudsopgave	2
Samenvatting	3
Symbolenlijst	4
1. Inleiding	5
1.1 De helium-neon-laser	6
1.2 De passieve resonator	8
2. Intensiteit criterium	10
3. Modelling	14
3.1 Modelling van de globale overdracht	15
3.2 Modelling van de absorptiedip	16
3.3 De totale overdracht	16
4. Stabilisatie	17
4.1 Fourier-analyse	18
4.2 Demodulatie met sinussignaal	20
5. Het SIMULINK simulatie model met regeling	21
5.1 Voorbeeld van de numerieke simulatie	23
5.2 Afwijkingen	24
5.3 Kalibratieprocedure	25
6 Conclusie	27
Literatuurlijst	28
BIJLAGE A	29

Samenvatting

Het is nu nog gebruikelijk een Helium-Neon-laser te kalibreren met behulp van een standaardlaser. Dit verslag geeft een theoretisch onderzoek naar de mogelijkheid om de standaardlaser als frequentiereferentie te vervangen door een jodiumabsorbtiecel in externe, passieve resonator.

Referentiepunten zijn gebaseerd op kleine absorbtievariëaties van de jodiumdamp. Bij zeer specifieke frequenties is er door absorbtieverzadiging van de jodiumatomen sprake van een dip in de absorbtie. Deze absorbtiedip resulteert in een meetbaar verhoogde lichtintensiteit binnen de resonator. In dit verslag wordt gekeken of voldaan kan worden aan de voorwaarden waaronder deze absorbtiedips zich voordoen. Een vereiste is dat er een voldoende hoge intensiteit gegenereerd kan worden tussen de spiegels van de passieve resonator. Alleen bij een voldoende hoge intensiteit treedt absorbtieverzadiging op.

Er wordt een vereenvoudigd model afgeleid voor de overdracht van de passieve resonator en er wordt een voor dit model geschikte regeling uitgewerkt om de frequentie te locken op een dipfrequentie en om de resonatoroverdracht te maximaliseren. Het model en de regeling worden achtereenvolgens met behulp van het softwarepakket SIMULINK getoetst. Een nabespreking volgt met een beschouwing over de verkregen resultaten.

Symbolenlijst

α_{127}	[-]	:	aandeel absorbtiecoëfficiënt van jodiumdamp
α_A	[-]	:	aandeel absorbtiecoëfficiënt van jodiumdamp
α_{HFS}	[-]	:	verzadigbaar aandeel van absorbtiecoëfficiënt van jodiumdamp
γ_{cav}	[rad]	:	halfwaardebreedte globale resonatoroverdracht
γ_{dip}	[MHz]	:	halfwaardebreedte absorbtiedip
Δf_l	[MHz]	:	halve modulatiebreedte
ω	[rad·s ⁻¹]	:	laserhoekfrequentie
ω_m	[rad·s ⁻¹]	:	modulatiehoekfrequentie
A_n	[-]	:	n ^e fouriër coëfficiënt (cosinus)
B_n	[-]	:	n ^e fouriër coëfficiënt (sinus)
c	[m·s ⁻¹]	:	lichtsnelheid 300·10 ⁶ [m·s ⁻¹]
E	[Vm ⁻¹]	:	(Amplitude van) de elektrische veldsterkte
ΔE	[eV]	:	energieverschil tussen twee energieniveaus
eV	[J]	:	energiehoeveelheid van 1.60217733·10 ⁻¹⁹ Joule, verandering van kinetische energie van een electron bij het doorlopen van een potentiaalverschil van 1 Volt.
f_l	[MHz]	:	laserfrequentie
f_{l0}, f_{l0}	[MHz]	:	initiële laserfrequentie bij een simulatie
g_{rt}	[-]	:	complexe rondgangverliezen van de passieve resonator
h	[Js]	:	constante van Plank, $h = 6.6260755 \cdot 10^{-34}$
I_0	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	intensiteitsmaximum in het midden van de laserbundel op
I_{cav}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	laserbundelintensiteit van de globale resonatoroverdracht
I_{circ}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	rondgaande laserbundelintensiteit binnenin de passieve resonator
I_{dip}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	aandeel van de absorbtiedip aan de uitgangintensiteit
I_{inc}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	de (constant veronderstelde) laserintensiteit
I_{sat}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	intensiteit waarbij juist absorbtieverzadiging mogelijk is
I_{trans}	[Nm ⁻¹ s ⁻¹]	:	de passieve resonator uittredende laserintensiteit, ($I_{cav} + I_{dip}$)
I_{trans}^x		:	x ^e afgeleide van I_{trans} , gedifferentieerd naar f_l
j		:	complexe operator: $\sqrt{-1} = j$
$K1$	[-]	:	versterking van de frequentieregellus
$K2$	[-]	:	versterking van de resonatorlengteregeklus
$K3$	[-]	:	compensatiefactor voor de verstoring van frequentieverandering op de resonatorintensiteitsoverdracht
l_J	[m]	:	lengte van de jodiumcel in de passieve resonator
p	[m]	:	2x de lengte van de passieve resonator
p_ϕ, p_0	[m]	:	2x de beginlengte van de passieve resonator bij een simulatie
P_J	[Nm ⁻²]	:	dampdruk van de jodiumdamp in de jodiumcel
r_1, r_2	[-]	:	reflectiecoëfficiënt van de resonatorspiegels
t_1, t_2	[-]	:	transmissiecoëfficiënt van de resonatorspiegels
t_B	[-]	:	transmissiecoëfficiënt van een Brewster-venster

1.1 Inleiding

Sinds 1983 vormt de jodiumgestabiliseerde He-Ne-laser de lengtestandaard in de wereld. Ten behoeve van de stabilisatie bevindt zich een jodiumcel in de resonator. Bij de ontwikkeling van een nieuw kalibratiesysteem met nanometernauwkeurigheid, een metrologische Fabry-Perot interferometer genaamd, wordt deze standaardlaser als referentie gebruikt. Door interferentie van de lichtbundel uit een volgasser en een standaardlaser ontstaat een variërend signaal met een beatfrequentie die gelijk is aan het frequentieverschil tussen de volgasser en de standaardlaser. Omdat de frequentie van de standaardlaser bekend is, kan de frequentie van de volgasser bepaald worden.

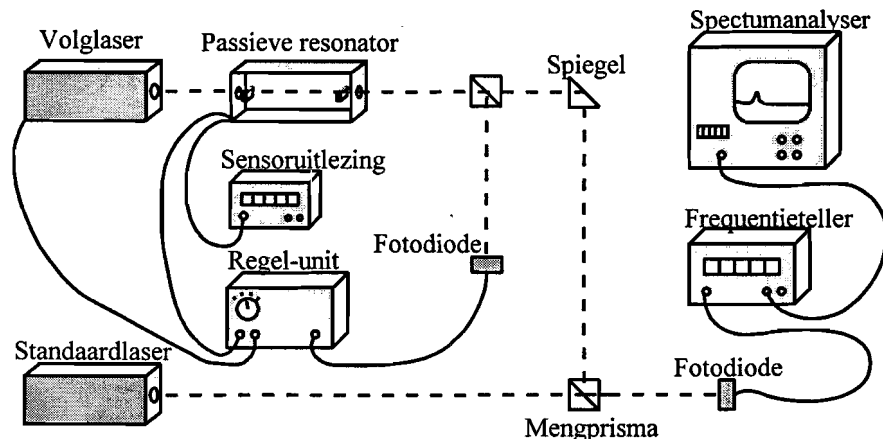


Fig 1.1 opstelling met standaardlaser als frequentiereferentie

Een standaardlaser is een kostbaar instrument en bovendien niet overal aanwezig. Indien een opstelling op verschillende plaatsen gebruikt gaat worden is het wellicht een voordeel als de opstelling met een eigen referentie is uitgerust, zodat geen standaardlaser meer nodig is. Een passieve resonator die is uitgerust met een jodiumcel kan mogelijk dienen als frequentiereferentie:

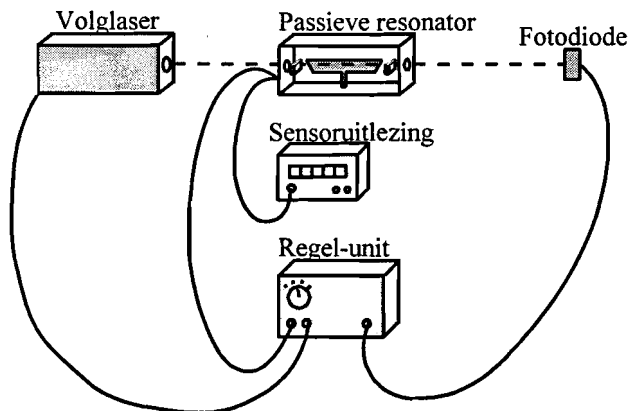


Fig 1.2 Opstelling waarbij een jodiumcel in een passieve resonator een referentiefrequentie genereert

Referentiepunten zijn gebaseerd op kleine absorptievariaties van de jodiumdamp. Bij zeer specifieke frequenties is er door absorptieverzadiging van de jodiumdamp sprake van een dip in de absorptie. Deze absorptiedip resulteert in een meetbaar verhoogde lichtintensiteit op de fotodiode.

In dit verslag wordt theoretisch onderzocht of de opstelling uit *fig 1.2* mogelijk is. Er wordt gekeken of er een voor absorptieverzadiging voldoende hoge intensiteit gegenereerd kan worden tussen de spiegels van de passieve resonator. Ook wordt een vereenvoudigd model afgeleid voor de overdracht van de passieve resonator. Er wordt een voor dit model geschikte regeling uitgewerkt om de frequentie te locken op een dipfrequentie en om de resonatoroverdracht te maximaliseren. Het model en de regeling worden achtereenvolgens getoetst met het softwarepakket SIMULINK, een uitbreidingspakket voor Matlab®. Een nabespreking volgt met een beschouwing over de verkregen resultaten.

1.1 De helium-neon-laser

Een laser is een lichtbron die een monochromatische lichtbundel uitzendt met een zeer lange coherentielengte. Uitgezonden fotonen hebben allemaal dezelfde frequentie, polariteit richting en fase. Twee belangrijke begrippen in de laserwerking zijn gestimuleerde emissie en populatie-inversie. Een atoom met een energieniveau ΔE boven grondniveau kan door een foton met frequentie $\Delta E/h$ te absorberen van de grondtoestand in een aangeslagen toestand belanden (*fig. 1.2*; bron: [Y&F]). h is hier de constante van Planck en heeft een waarde van $6.6260755 \cdot 10^{-34}$ [Js]. Het atoom blijft een bepaalde tijd in deze aangeslagen toestand. Indien een atoom ongebruikelijk lang in een aangeslagen toestand verblijft, dan wordt ook wel gesproken over een meta-stabiele toestand.

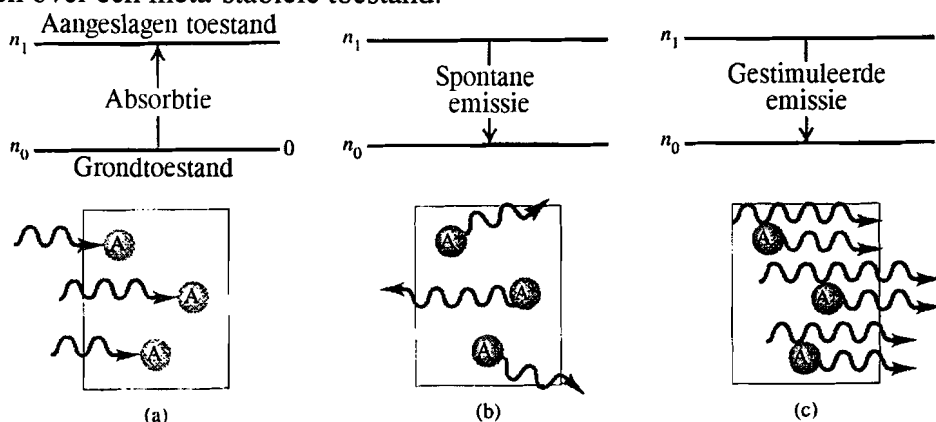


Fig 1.2 absorptie, spontane emissie en gestimuleerde emissie.

Een aangeslagen atoom kan weer terugvallen naar een lager energieniveau, onder uitzending van foton met de frequentie $\Delta E/h$. Wanneer een atoom vanzelf terugvalt naar een lager energieniveau is er sprake van spontane emissie. Indien de emissie wordt geïnitieerd door een ander foton, dan spreekt men van **gestimuleerde emissie**. Het daarbij ontstane foton heeft dezelfde frequentie, fase, richting en polarisatie als het foton dat de emissie initieerde. Indien meer dan de helft van alle atomen in een laser zich in een aangeslagen toestand bevinden, dan spreekt men van **populatie-inversie**: de kans dat een botsing van een foton met een atoom leidt tot gestimuleerde emissie is groter dan de kans dat het leidt tot absorptie. Het resultaat hiervan is dat het aantal fotonen drastisch toeneemt. Het rondgaande vermogen in een laserresonator kan dan ook erg hoog worden.

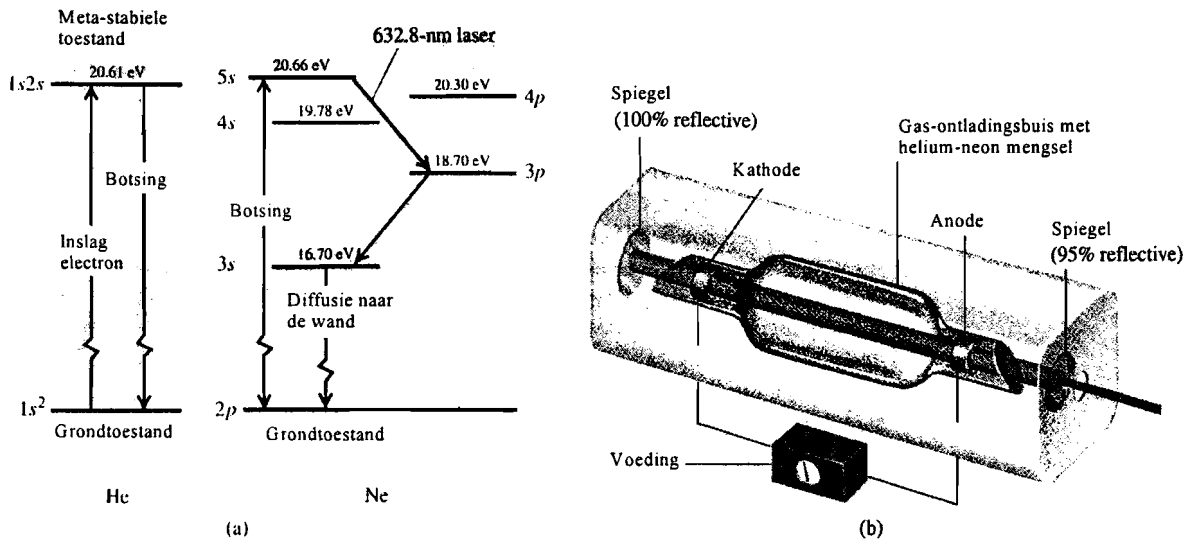


Fig 1.3 (a) energieniveaus helium- en neon-atoom; (b) helium-neon-laser; bron:[Y&F]

In het geval van de helium-neon laser wordt energie in het systeem gepompt door elektronen met een energie van 20.61[eV] te laten botsen met een helium-atoom. Bij botsing met een neon-atoom wordt deze energie plus 0.05[eV] aan kinetische energie overgedragen van een helium-atoom op een neon-atoom. In meerdere stappen valt dit atoom dan weer terug in zijn grondtoestand. Bij de eerste stap van 20.66[eV] naar 18.70[eV] ontstaat het foton met de voor de helium-neon laser karakteristieke golflengte van 632.8[nm] (fig. 1.3; Bron: [Y&F]).

1.2 De passieve resonator

De passieve resonator bestaat uit twee spiegels. Beide spiegels hebben een transmissiecoëfficiënt die groter is dan nul, waardoor er licht in kan vallen. Het ingevallen licht kan tussen de twee spiegels van de resonator heen en weer bewegen.

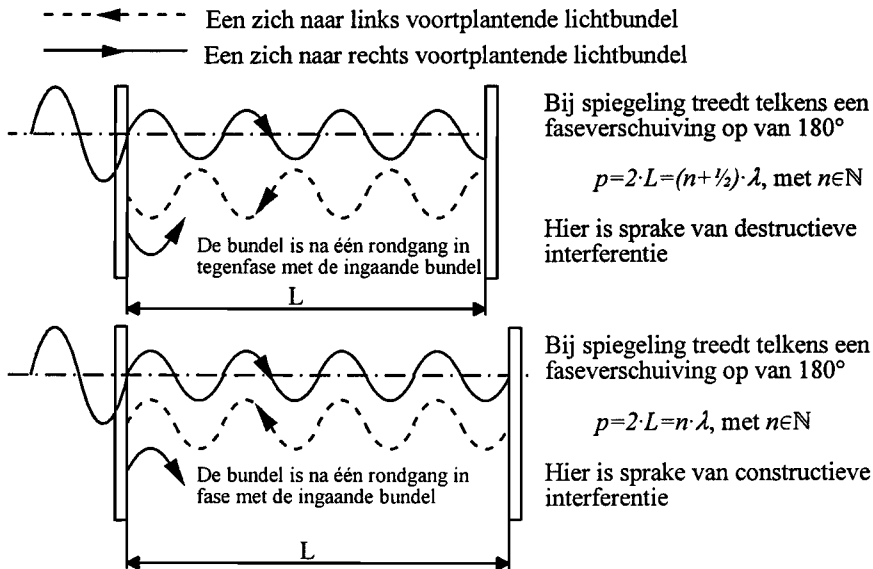


Fig 1.3 Destructieve interferentie en constructieve interferentie

De lichtintensiteit tussen de spiegels van de resonator hangt af van de afstand tussen de twee spiegels (L) en de golflengte (λ) van het ingevallen licht. Indien het ingevallen licht na één rondgang in tegenfase uitkomt met het licht dat op dat moment de resonator binnenkomt, dan is er sprake van destructieve interferentie. Indien de resonatorlengte nu een kwartgolflengte wordt veranderd, dan zal de rondgaande lichtbundel versterkt worden door de inkomende lichtbundel: beide bundels zijn precies in fase, er is sprake van constructieve interferentie. De lichtintensiteit tussen de resonatorspiegels kan door constructieve interferentie vele malen hoger worden dan de ingaande lichtintensiteit.

Een resonator kent altijd verliezen. De spiegels absorberen en verstrooien een gedeelte van het rondgaande vermogen. Ook lucht absorbeert een gedeelte van het rondgaande vermogen (in de modellering van de resonator zal absorptie door lucht echter verwaarloosd worden). Het rondgaande vermogen in de resonator wordt verlaagd door absorptieverliezen.

Er blijkt dus een bepaald verband te bestaan tussen de resonatorlengte p , de golflengte λ van het invallende licht met hoekfrequentie ω , de absorptieverliezen en het rondgaande vermogen in de passieve resonator.

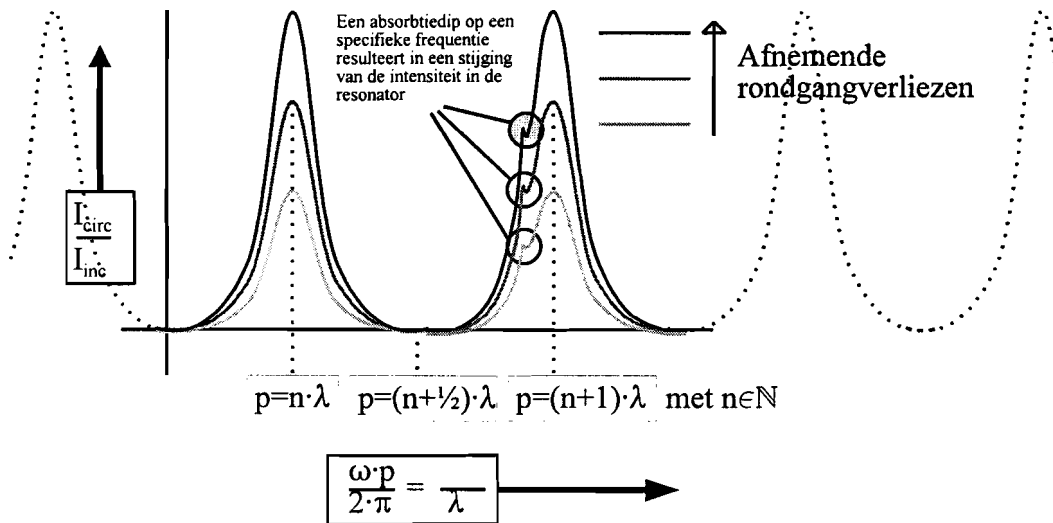


Fig 1.4 De lichtintensiteit in de resonator is afhankelijk van de resonatorlengte en de golflengte van het licht en de rondgangverliezen. Bij constructieve interferentie is de intensiteit maximaal, bij destructieve interferentie is de intensiteit minimaal

Een vereiste voor absorptieverzadiging van de jodiumdamp is dat het laserlicht van een voldoende hoge intensiteit is. Wanneer aan deze intensiteitsvoorwaarde voldaan is, dan treedt er bij zeer specifieke frequenties absorptieverzadiging van de jodiumdamp op. Indien een met jodiumdamp gevulde cel in de resonator geplaatst is, dan resulteert de absorptiedip in afnemende rondgangverliezen. Dit leidt tot een kleine verhoging van de lichtintensiteit tussen de spiegels van de resonator.

Samenvattend kan gesteld worden dat de intensiteit in de resonator in grote mate wordt beïnvloed door interferentie. Deze invloed is afhankelijk van de frequentie en de resonatorlengte. Verder in het verslag zal hiernaar gerefereerd worden met de term "globale resonatoroverdracht". Hiernaast is er nog een invloed die veroorzaakt wordt door de absorptiedips van de jodiumdamp. Deze invloed is veel kleiner en is alleen afhankelijk van de frequentie. De totale intensiteit in de resonator kan gerefereerd worden aan de intensiteit van de uitgaande bundel die op de foto-diode valt.

2. Intensiteit criterium

Alleen bij een voldoende hoge intensiteit treedt absorptieverzadiging op van de jodiumdamp. Er moet daarom onderzocht moeten worden of in de passieve resonator een voldoende hoge intensiteit bereikt kan worden waarbij absorptieverzadiging van de jodiumdamp optreedt. Hiervoor wordt een grove afschatting gemaakt van de verhouding van verzadigend en niet-verzadigend vermogen van de laserbundel in de passieve resonator.

Uit de literatuur [SCH86] volgt dat bij een gemiddelde jodiumdampdruk van 20 Pa de intensiteit waarbij verzadiging van de hyperfijnstructuur (HFS) optreedt gelijk is aan ca. 7900 W/m². Vanwege de voldoende lange verblijftijd van de aangeslagen toestand is deze vorm van absorptie gemakkelijk verzadigbaar. Alle andere absorptieverschijnselen worden ter vereenvoudiging constant verondersteld.

Om een duidelijk meetsignaal te verkrijgen is van belang dat een voldoende groot deel van de lichtbundel van de intensiteit is waarbij verzadiging kan optreden.

We beschouwen nu een doorsnede van de laserstraal in de resonator. Het intensiteitsverloop van de laserbundel binnen in een stabiele laserresonator is i.h.a. gaussisch van vorm [WET].

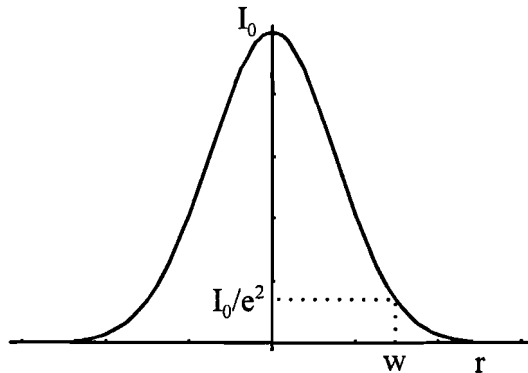


Fig 2.1 Intensiteitsverloop over de doorsnede van de lichtbundel

$$I_{circ}(r) = I_0 e^{-2\left(\frac{r}{w}\right)^2} \quad (2.1)$$

Het totale vermogen wordt door integratie over het bundeloppervlak berekend:

$$P_{circ} = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} I_{circ}(r) \cdot r \, d\varphi \, dr = \frac{I_0 \pi w^2}{2} \quad (2.2)$$

Van dit bundeloppervlak is echter een bepaald gedeelte van een onvoldoende hoge intensiteit om tot verzadigde absorptie te komen.

$$I_{circ}(r) < I_{sat}, \text{ voor } r > r_{sat}$$

$$r_{sat} = \sqrt{\frac{w^2}{2} \cdot \ln\left(\frac{\pi w^2 I_{sat}}{2 P_{circ}}\right)} \quad (2.3)$$

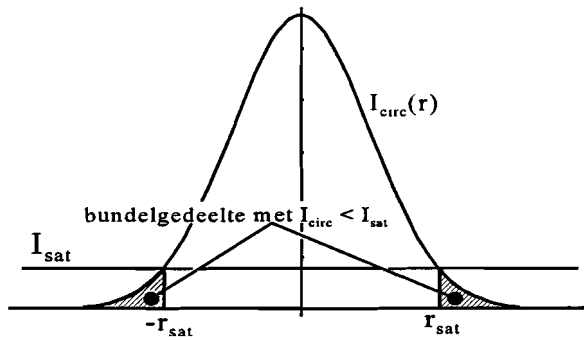


Fig 2.2 verzadigingsgrens I_{sat}

Voor het gedeelte van het totale bundeloppervlak waarvan de intensiteit groter is dan de verzadigingsgrensintensiteit geldt:

$$\frac{P_{sat}}{P_{circ}} = \frac{\int_{A_{I_{circ} > I_{sat}}} I_{circ} dA}{\int_A I_{circ} dA} = \frac{\int_0^{r_{sat}} \int_0^{2\pi} I_{circ}(r) \cdot r d\phi dr}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} I_{circ}(r) \cdot r d\phi dr} = 1 - \frac{I_{sat} \pi w^2}{2P_{circ}} \quad (2.4)$$

Na invullen van realistische waarden $w=0.31 \cdot 10^{-3}$ [m] en $I_{sat}=7900$ [W/m²] volgt uit vgl. (2.4) de volgende grafiek:

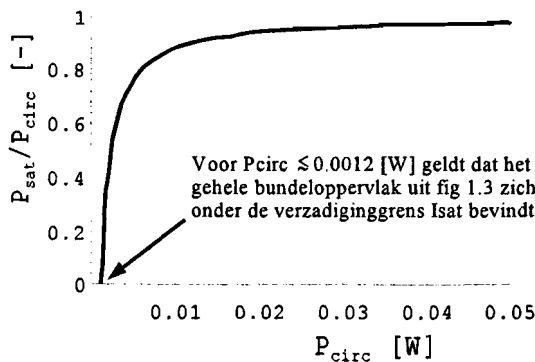


Fig 2.3 deel van P_{circ} waarbij $I_{circ} > I_{sat}$

Hieruit is af te leiden dat absorptieverzadiging van de jodiumdamp geheel onmogelijk wordt voor $P_{circ} \leq 0.0012$ [W]. Hierbij is de intensiteit in de gehele bundel lager dan de verzadigingsintensiteit van 7900 [W/m²]. Het benodigde rondgaande vermogen is dus groter dan 1.2 [mW] en bij voorkeur groter dan ca. 10 [mW], omdat dan een groot gedeelte van de laserbundel van voldoende grote intensiteit is om tot absorptieverzadiging van de jodiumdamp te komen.

We beschikken over een laserbron met een vermogen van 1 [mW]. Het is dus nu de vraag of het mogelijk is om met dit ingangsvermogen het gewenste rondgaande vermogen in de passieve resonator te bereiken. Om dit te onderzoeken doen we een eenvoudige analyse.

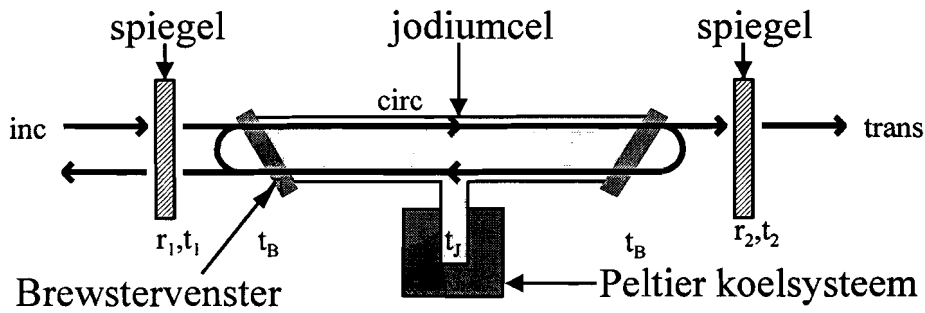


Fig. 2.4 passieve resonator

We bekijken hiervoor de passieve resonator-vergelijking volgens [SIE]:

$$\frac{\tilde{E}_{circ}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{jt_1}{1 - \tilde{g}_{rt}(\omega)} \quad (2.5)$$

\tilde{E}_{circ} en \tilde{E}_{inc} zijn hier de complexe elektrische veldsterkten van de lichtbundel en $\tilde{g}_{rt}(\omega)$ zijn de complexe rondgangsverliezen van de passieve resonator. Om de rondgangsverliezen van de resonator te berekenen beschouwen we eerst de absorptie van de jodiumdamp.

$$\alpha_J = \alpha_A + \alpha_{127} + \alpha_{HFS} \quad (2.6)$$

De absorptiecoëfficiënten uit literatuurwaarden zijn meestal vermogensabsorptiecoëfficiënten. Hiervoor geldt dat het intensiteitsverloop van het licht in het absorberende medium als functie van de afgelegde afstand in het medium (y) als volgt verloopt:

$$I(y) = I_0 \cdot e^{-\alpha y} \quad (2.7)$$

Het verband tussen amplitude van het E-veld en intensiteit ziet er als volgt uit:

$$I = |\tilde{E}|^2 \quad (2.8)$$

Met de bovenstaande formules (2.7) & (2.8) kan het verband tussen de amplitude van het E-veld en de afstand y waarover de lichtstraal het medium is binnengedrongen worden opgesteld:

$$\tilde{E}(y) = \tilde{E}_0 \cdot e^{-\frac{\alpha y}{2}} \quad (2.9)$$

Indien we de absorptieverliezen door lucht verwaarlozen, dan kan nu voor de rondgangsverliezen bij benadering geschreven worden:

$$\tilde{g}_{rt}(\omega) \approx r_1 r_2 t_B^4 e^{-\alpha \left(\frac{l_J}{c} P_J - j \frac{\omega p}{c} \right)} \quad (2.10)$$

p is de optische weglengte van één rondgang binnen de resonator en ω de hoekfrequentie van de lichtbundel. $r_{1,2}$ zijn de reflectiecoëfficiënten en $t_{1,2}$ zijn de transmissiecoëfficiënten van beide spiegels. t_B is de transmissiecoëfficiënt van een Brewster-venster. α_J is de vermogensabsorptiecoëfficiënt van de jodiumcel. l_J en P_J zijn respectievelijk de jodiumcellengte en de jodiumdampdruk.

M.b.v. de formules (2.5), (2.8) en (2.10) volgt voor I_{circ}/I_{inc} na substitutie van nevenstaande parameterwaardes de volgende grafiek:

$$r_1 = r_2 = \sqrt{0.989} [-]$$

$$t_1 = t_2 = \sqrt{0.008} [-]$$

$$t_B = \sqrt{0.995} [-]$$

$$\alpha_A = 3.75 \cdot 10^{-3} [\text{m}^{-1}\text{Pa}^{-1}]$$

$$\alpha_{127} = 2.9 \cdot 10^{-4} [\text{m}^{-1}\text{Pa}^{-1}]$$

$$\alpha_{\text{HFS}} = 3 \cdot 10^{-5} [\text{m}^{-1}\text{Pa}^{-1}]$$

$$\text{cellengte } l_J = 0.1 [\text{m}]$$

$$\text{dampdruk } P_J = 20 [\text{Pa}]$$

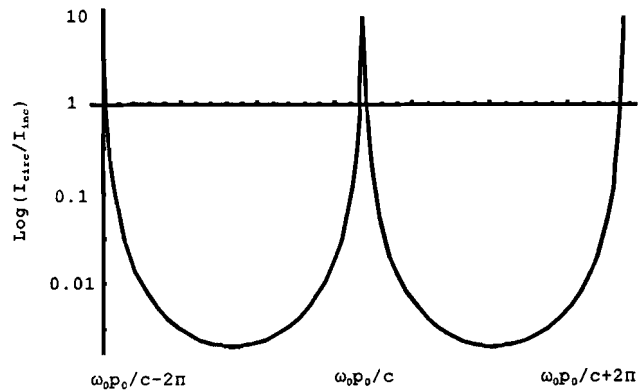


Fig 2.5 $I_{circ}(\omega,p)/I_{inc}$

Voor $\omega p/c = 2n\pi$ met $n \in \mathbb{N}$ geldt een maximum van $I_{circ}/I_{inc} \approx 9.6$, wat bij een ingangsvermogen van 1 [mW] leidt tot een maximum van 9.6 [mW] van het rondgaande vermogen in de passieve resonator. Dit is dus voldoende om tot absorptieverzadiging te leiden; de vereiste 1.2 [mW] wordt ruim overschreden. Met formule (2.4) kan een verhouding van P_{sat}/P_{circ} berekend worden van 0.88: circa 88% van het licht in het bundeloppervlak is van een voldoende hoge intensiteit om bij te dragen aan absorptieverzadiging.

3. Modelling

Om inzicht te krijgen in het dynamische gedrag bij regeling van de laserresonatorlengte en de passieve resonatorlengte wordt getracht een zo eenvoudig mogelijk model te maken. Hiermee kunnen simulaties gedaan worden met SIMULINK, een uitbereiding op het softwarepakket MATLAB®.

Als uitgangformule voor de resonatoroverdracht nemen we de volgende formule [Sie]:

$$\frac{\tilde{E}_{trans}}{\tilde{E}_{inc}} = \frac{-t_1 t_2}{1 - \tilde{g}_r(\omega)} \sqrt{\frac{\tilde{g}_r(\omega)}{r_1 r_2}} \quad \text{en} \quad \frac{I_{trans}(f_l, p)}{I_{inc}} = \frac{|\tilde{E}_{trans}|^2}{|\tilde{E}_{inc}|^2} \quad \text{met} \quad \omega = 2\pi f_l \quad (3.1)$$

Deze totale overdracht $I_{trans}(f_l, p)/I_{inc}$ wordt bepaald door (1) een globale overdracht van de passieve resonator, afhankelijk van de frequentie en de resonatorlengte, en door (2) een verstoring op deze globale overdracht door een lichte variatie in absorptie van de absorptiecel bij een specifieke frequentie:

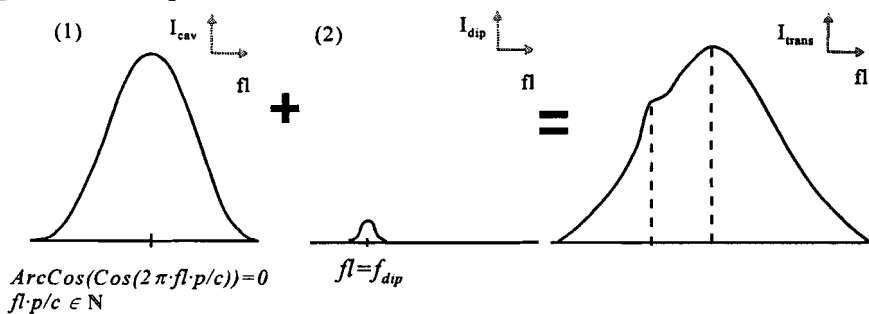


Fig 3.1 $I_{trans}(f_l, p)$ wordt opgebouwd uit $I_{cav}(f_l, p)$ en $I_{dip}(f_l, p)$

3.1 Modelling van de globale overdracht

De functie $I_{trans}(f,l,p)/I_{inc}$ heeft bij substitutie in vlg 3.1 van dezelfde parameters als bij fig. 2.5 een maximum van 0.076 en kan bij modellering vereenvoudigd worden tot een Lorentz-curve met halfwaardebreedte 0.03 [rad] (wat bij een constante passieve resonatorlengte van $L=0.15$ [m], $p=0.30$ [m] overeenkomt met circa 30 [Mhz]).

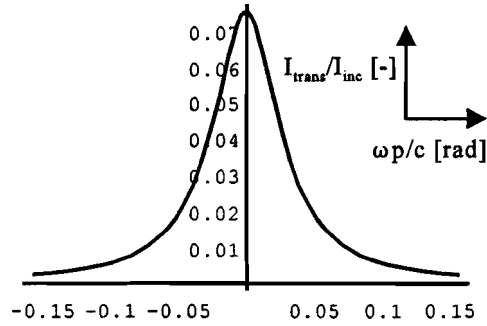


Fig 3.2 resonatorvergelijking

$$\frac{I_{trans}(\omega, p)}{I_{inc}}, \text{ ofwel } \frac{|\tilde{E}_{trans}|^2}{|\tilde{E}_{inc}|^2} \quad (3.2)$$

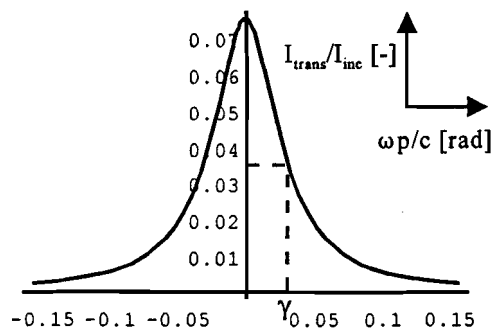


Fig 3.3 Lorentz-curve benadering

$$\text{Lorentz - curve: } I_{cav}(f,l,p) = \left[\frac{I_{trans}}{I_{inc}} \right]_{MAX} \cdot \frac{\gamma_{cav}^2}{\gamma_{cav}^2 + \left(\text{ArcCos} \left[\text{Cos} \frac{2\pi f l \cdot p}{c} \right] \right)^2} \quad (3.3)$$

met $\omega = 2\pi f l$

$$\gamma_{cav} = 0.0294$$

$$\left[\frac{I_{trans}}{I_{inc}} \right]_{MAX} = 0.076$$

3.2 Modelling van de absorptiedip

Ook voor de absorptie-dip van de jodiumcel bij specifieke frequenties moet een geschikte benadering gezocht worden om in het model toe te kunnen passen.

In de literatuur [SCH86] vinden we ook voor de absorptiedip een Lorentzcurve. De Lorentzcurve heeft een halfwaardebreedte van ongeveer 3 MHz [BRO]. De absorptie-dip wordt veroorzaakt door de absorptie in de Hyper-Fijn-Structuur [SCH86]. Een nadere beschouwing van de absorptie valt buiten de opzet van dit verslag. De intensiteitsverhoging van het totale uitgangssignaal, veroorzaakt door de absorptiedip, wordt gelijk genomen aan het aandeel van de absorptieverliezen die veroorzaakt worden door de hyperfijnstructuur. Dit aandeel is ongeveer 0.4 %. In deze verhouding zal de absorptiedip in het model worden verwerkt. De dip wordt dus als volgt in het model opgenomen:

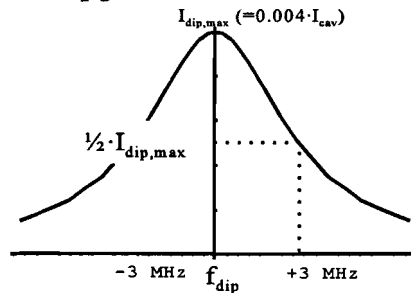


Fig 3.4 $I_{dip}(f)$

$$I_{dip}(f, p) = 0.004 \cdot I_{cav}(f, p) \cdot \frac{\gamma_{dip}^2}{\gamma_{dip}^2 + (f - f_{dip})^2} \quad \text{met } \gamma_{dip} = 3 \text{ [MHz]} \quad (3.4)$$

Er is bij meerdere frequenties sprake van een absorptiedip. In bijlage A zijn de frequenties van dip a t/m j gegeven. Elke dip kan afzonderlijk met formule (3.4) beschreven worden.

3.3 De totale overdracht

De totale overdracht van de cavity kan nu bij benadering beschreven worden als een sommatie van $I_{cav}(f, p)$ en $I_{dip}(f, p)$:

$$I_{totaal}(f, p) = I_{cav}(f, p) + I_{dip}(f, p) = 0.076 \cdot I_{inc} \cdot \left\{ \frac{\gamma_{cav}^2}{\gamma_{cav}^2 + (\text{ArcCos}(\text{Cos} \frac{2\pi \cdot fl \cdot p}{c}))^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{0.004 \cdot \gamma_{dip}^2}{\gamma_{dip}^2 + (f - f_{dip})^2} \right\} \right\} \quad (3.5)$$

met $\gamma_{cav} = 0.0294$ [rad]

$\gamma_{dip} = 3$ [MHz]

fl = laserfrequentie

f_{dip} = absorbtiedipfrequentie

4. Stabilisatie

Met het signaal van vgl (3.5) moet de laserfrequentie f_l naar f_{dip} toe geregeld worden. Bovendien in het gewent dat het I_{trans} zich op zijn maximum bevindt. Dit is het geval indien $f_l \cdot p/c \in \mathbb{N}$ en $ArcCos(Cos(2\pi f_l \cdot p/c))=0$. Er zijn twee beïnvloedbare parameters waarmee beide wensen voldaan kunnen worden:

f_l : de laserfrequentie kan ingesteld worden door de laserresonatorlengte te veranderen. Hiervoor geldt hetvolgende verband:

$$\frac{\delta f_l}{f_{l_0}} = - \frac{\delta l_{laserresonator}}{l_{0,laserresonator}} \quad (4.1)$$

p : 2x de passieve resonator-lengte;
hiermee kan, $ArcCos(Cos(2\pi f_l \cdot p/c))$ naar 0 geregeld worden zodat $f_l \cdot p/c \in \mathbb{N}$ en $I_{cav}(p, f_l)/I_{inc}$ maximaal is.

Uit het uitgaande signaal I_{trans} moeten dus twee regelsignalen afgeleid worden om én op de absorptiedipfrequentie én op het resonatoroverdrachtmaximum te locken.

Deze twee regelsignalen kunnen niet rechtstreeks herleid worden.

Om toch op het maximum van de dip en de resonatorcurve te kunnen positioneren, wordt de piëzoactuator van de spiegel in de laser sinusvormig gemoduleerd. Hierdoor fluctueert de laserfrequentie sinusvormig. Deze laserfrequentiemodulatie resulteert in een periodieke variatie van de signaalsterkte $I_{trans}(t)$.

De gebruikte modulatiefrequentie is om en nabij de 600Hz met een modulatiebreedte van ongeveer 6 Mhz. Deze modulatiebreedte is voldoende klein om te voorkomen dat twee absorptiedips bestreken worden.

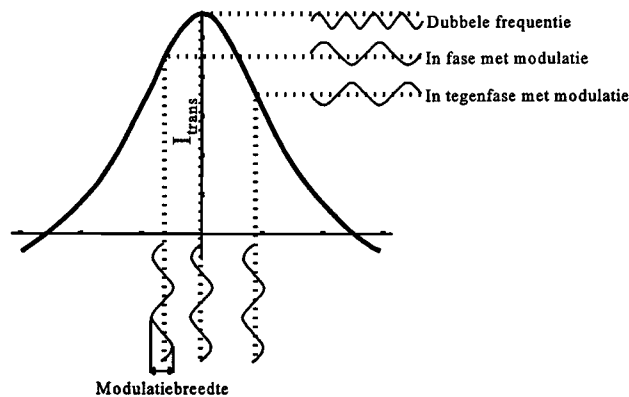


Fig. 4.1 frequentiemodulatie resulteert in een periodiek signaal $I_{trans}(t)$

Uit fig. 4.1 komt duidelijk naar voren dat de intensiteit $I_{trans}(t)$ op de linkerflank van de curve in fase is met het modulatiesignaal. Op de rechterflank is het uitgangssignaal in tegenfase met het modulatiesignaal, terwijl op het maximum een uitgangssignaal ontstaat met een frequentie gelijk aan twee maal de modulatiefrequentie.

4.1 Fourier-analyse

Door de modulatie met $f_l(t) = fl + \Delta fl \cdot \text{Cos}[\omega_m \cdot t]$ ontstaat een periodiek signaal $I_{trans}(t)$:

$$I_{trans}(t) = 0.076 \cdot I_{inc} \cdot \left\{ \frac{\gamma_{av}^2}{\gamma_{av}^2 + \left(\text{ArcCos} \left[\text{Cos} \left[\frac{2\pi \cdot \{ fl + \Delta fl \cdot \text{Cos}[\omega_m \cdot t] \} \cdot p}{c} \right] \right) \right)^2} \cdot \left[1 + \frac{0.004 \cdot \gamma_{dp}^2}{\gamma_{dp}^2 + \left(\{ fl + \Delta fl \cdot \text{Cos}[\omega_m \cdot t] \} - f_{dp} \right)^2} \right] \right\} \quad (4.2)$$

met:

f_l de gemiddelde laserfrequentie

Δfl de modulatieamplitude

ω_m de modulatiehoekfrequentie

Dit signaal is te beschrijven met een Fourier-reeks:

$$I_{trans}(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \text{Cos}[n\omega_m t] + B_n \text{Sin}[n\omega_m t] \right) \quad (4.3)$$

Voor de coëfficiënten A_n en B_n geldt:

$$A_n = \frac{1}{T} \int_0^T I_{trans}(t) \cdot \text{Cos} \left[\frac{2\pi n t}{T} \right] dt \quad (4.4)$$

$$B_n = \frac{1}{T} \int_0^T I_{trans}(t) \cdot \text{Sin} \left[\frac{2\pi n t}{T} \right] dt$$

$$\text{met } T = \frac{2\pi}{\omega_m}$$

Omdat het intensiteitssignaal een even functie is, zijn de B_n componenten allen gelijk aan nul. De reeksontwikkeling van $I_{trans}(t)$ ziet er dus als volgt uit:

$$I_{trans}(t) = A_0 + A_1 \text{Cos}(\omega_m t) + A_2 \text{Cos}(2\omega_m t) + A_3 \text{Cos}(3\omega_m t) + A_4 \text{Cos}(4\omega_m t) + \dots \quad (4.5)$$

Voor de even componenten A_{2n} geldt dat ze symmetrisch zijn rond $fl = f_{dip}$, waardoor deze ongeschikt zijn voor stabilisatie. De oneven coëfficiënten A_{2n+1} veranderen van teken bij $fl = f_{dip}$ of bij $\text{ArcCos}[\text{Cos}[2\pi fl \cdot p/c]] = 0$. Hierdoor zijn deze coëfficiënten mogelijk geschikt voor stabilisatie.

Een andere voorwaarde waaraan voldaan moet worden is dat een coëfficiënt overheersend beïnvloed moet worden door òf de absorptiedip waarbij geldt $fl = f_{dip}$, òf door het maximum waarbij geldt $\text{ArcCos}[\text{Cos}[2\pi fl \cdot p/c]] = 0$. Alleen dan kunnen beide effecten afzonderlijk geregeld worden.

Wanneer Δf_m voldoende klein is geldt voor de n -de afgeleide van $I(fl)$ -profiel [SCH86]:

$$\lim_{\Delta f_m \rightarrow 0} A_n \rightarrow I^{(n)}(fl) \quad (4.6)$$

We beschouwen nu de 1^e t/m de 5^e afgeleide van het $I_{trans}(f, p=constant)$ met op de linkerflank een absorptiedip, om een beeld te krijgen van de grootte van de fourier-coëfficiënten en de verhouding waarin ze veroorzaakt worden door de absorptiedip of de globale resonatoroverdracht.

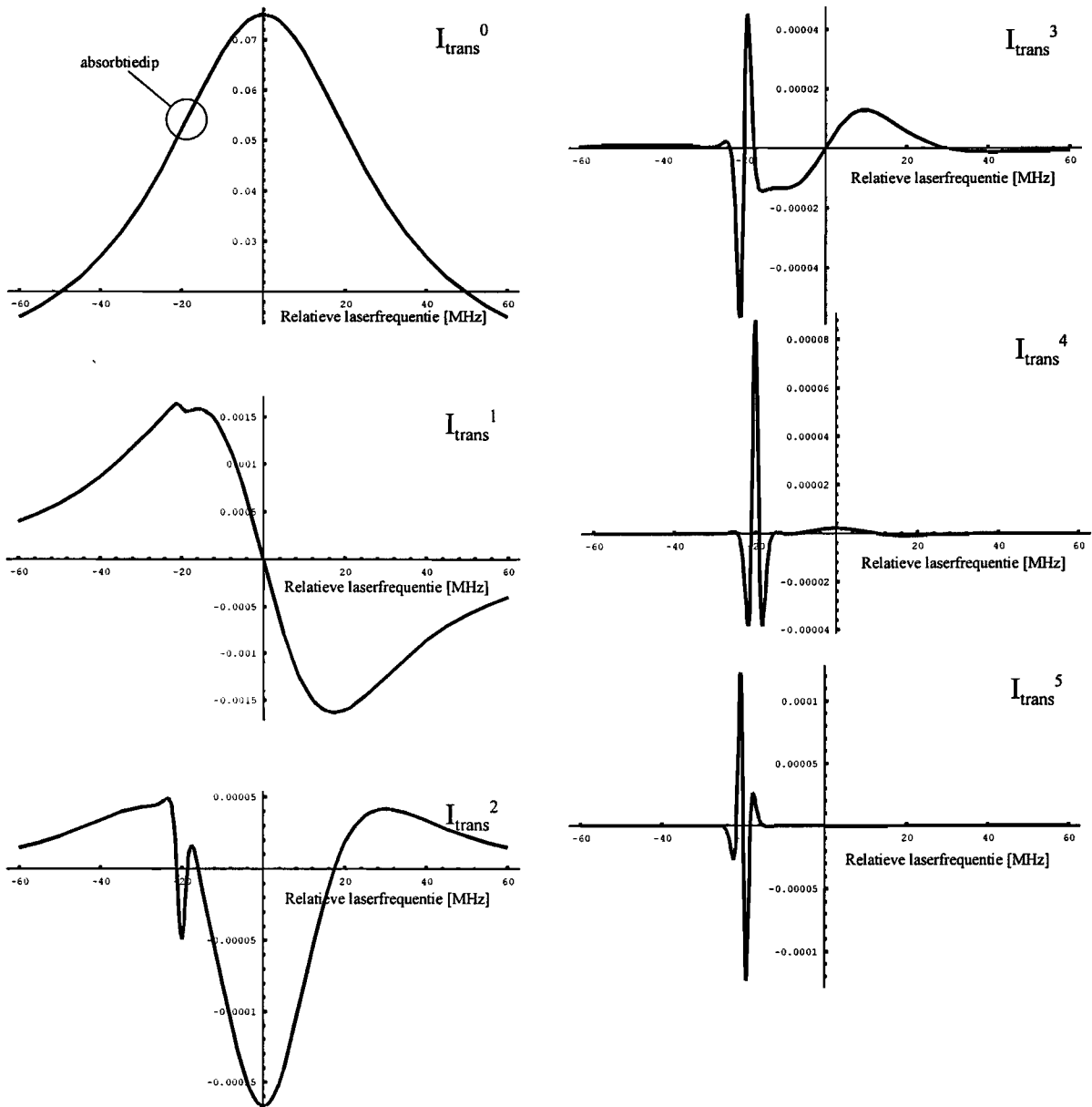


Fig 4.2 1^e t/m 5^e afgeleide van $I_{trans}(f)$

Uit bovenstaande figuren is op te merken dat bij de eerste afgeleide I_{trans}^1 de curve duidelijk overheerst wordt door de globale resonator-overdracht; de absorptiedip is slechts licht waarneembaar. Bovendien wisselt de curve van teken bij het maximum van de resonatoroverdracht, waardoor deze geschikt is om $ArcCos[\cos[2\pi f l \cdot p/c]]$ naar 0 te regelen en de overdracht te maximaliseren. Uit I_{trans}^2 blijkt dat I_{trans}^1 ongeacht de positie van de absorptiedip altijd een negatieve helling zal hebben wanneer I_{trans}^0 maximaal is. Dit betekent dat er bij de regeling geen off-set verwacht hoeft te worden.

De vijfde afgeleide I_{trans}^5 wordt overheersend beïnvloed door de absorptiedip. Deze curve wisselt eveneens van teken wanneer geldt dat $f=f_{dip}$. I_{trans}^5 is daarom geschikt om de laserfrequentie naar de dipfrequentie toe te regelen.

4.2 Demodulatie met sinussignaal

Om de amplituden A_n van de harmonischen uit het uitgangssignaal $I_{trans}(t)$ te ontlede wordt gebruik gemaakt van een demodulator. In de SIMULINK simulatie is een vereenvoudigde voorstelling gemaakt van de demodulator. Het principe van deze demodulatie is vrij eenvoudig: Het te ontlede uitgangssignaal wordt vermenigvuldigd met een sinus met een frequentie van k maal de modulatiefrequentie, waardoor na tijdsintegratie een regelsignaal ontstaat dat ongeveer evenredig is met de k -de afgeleide van $I_{trans}(t)$.

Zoals we eerder gezien hebben kan het door frequentiemodulatie verkregen signaal $I_{trans}(t)$ worden opgebouwd uit een reeks van cosinussen (vgl. 4.5):

$$I_{trans}(t) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos[n\omega_m t]) \quad (4.7)$$

Algemeen geldt voor $m, n \in \mathbb{N}$:

$$\int_{-L}^L \cos \frac{m\pi t}{L} \cos \frac{n\pi t}{L} dt = 0 \text{ voor } n \neq m$$

$$\int_{-L}^L \cos \frac{m\pi t}{L} \cos \frac{n\pi t}{L} dt \neq 0 \text{ voor } n = m \quad (4.8)$$

Met dit wiskundig principe kan elke coëfficiënt A_n van de Fourier-reeks van $I_{trans}(t)$ eenvoudig worden bepaald:

$$\int_{\frac{\pi}{\omega_m}}^{\frac{\pi}{\omega_m}} \underbrace{I_{trans}(t)}_{\substack{\text{signaal van} \\ \text{foto-diode}}} \cdot \underbrace{\cos[m\omega_m t]}_{\text{demodulatiesignaal}} dt = \int_{\frac{\pi}{\omega_m}}^{\frac{\pi}{\omega_m}} \left(A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (A_n \cos[n\omega_m t]) \right) \cdot \cos[m\omega_m t] dt = \frac{\pi}{\omega_m} \cdot A_{n=m} \quad (4.9)$$

In de regelkring gebruiken we een demodulatiesignaal van $1 \cdot \omega_m$ en $5 \cdot \omega_m$ om de coëfficiënten A_1 en A_5 te ontlede. Voor de simulatie gaan we er vanuit dat de gebruikte cosinussen ideaal zijn, waardoor eventuele verstoringen door andere harmonischen dan $5 \cdot \omega_m$ en $1 \cdot \omega_m$ worden uitgesloten. In de praktijk is het moeilijk realiseerbaar te demoduleren met een perfecte cosinus. Voor dit probleem zijn oplossingen voorhanden, maar deze vallen buiten de opzet van dit verslag.

5. Het SIMULINK simulatie model met regeling

We hebben in de voorgaande hoofdstukken een vereenvoudigd model voor de resonatoroverdracht afgeleid. Vervolgens is gekeken naar hoe twee zinvolle regelsignalen uit het door de foto-diode afgegeven signaal afgeleid kunnen worden; een signaal om maximale overdracht van de passieve resonator te bereiken en een signaal om de frequentie te locken op de frequentie waarbij de jodiumdamp een absorptiedip vertoont. Ook is aandacht besteed aan de manier waarop deze regelsignalen verkregen kunnen worden door demodulatie

Al deze elementen zijn verwerkt in een model van het softwarepakket SIMULINK. We bekijken stap voor stap hoe het model is opgebouwd.

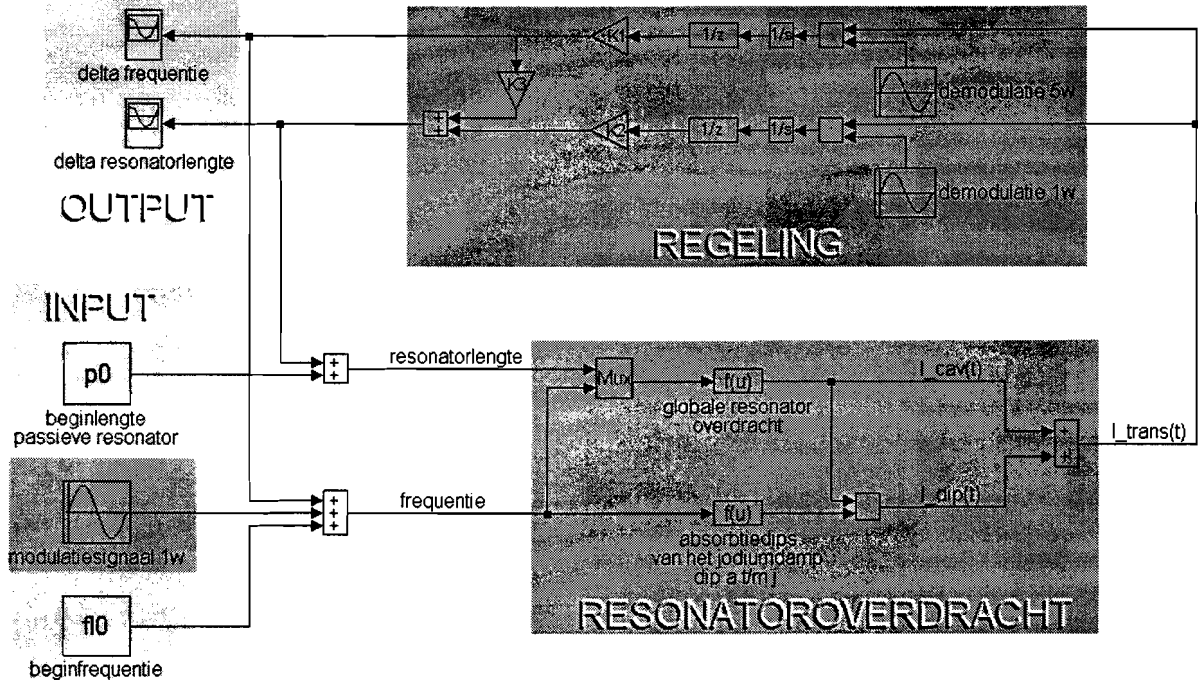


Fig 5.1 SIMULINK model

INPUT:

Allereerst is er natuurlijk een input. Deze bestaat uit: een beginfrequentie van de laser (f_0), een beginlengte van de passieve resonator (p_0 is $2x$ deze beginlengte), en het modulatiesignaal dat de laserfrequentie met met een frequentie van 500Hz laat variëren met een modulatiebreedte van circa 4 Mhz ($\Delta f \cdot \text{Cos}[\omega_m t]$).

RESONATOROVERDRACHT:

Als dan de absolute laserfrequentie en resonatorlengte “bekend” zijn, dan volgt aan de hand van vgl (4.2) de uitgaande intensiteit $I_{trans}(t)$. Deze wordt opgebouwd uit de globale resonatoroverdracht ($I_{cav}(t)$) en verstoringen veroorzaakt door de absorptiedips van de jodiumdamp bij hele specifieke frequenties ($I_{dip}(t)$).

REGELING:

Nu $I_{trans}(t)$ bekend is kunnen hieruit met behulp van vermenigvuldiging met een demodulatiesignaal ($\cos[1 \cdot \omega_m t]$ en $\cos[5 \cdot \omega_m t]$) en integratie ($1/s$) over de tijd de Fouriercoëfficiënten A_1 en A_5 bepaald worden. Uit vgl 4.9 blijkt dat het signaal na de integrator varieert en over een tijdsduur van $2\pi/\omega_m$ slechts *gemiddeld* gelijk is aan $\pi/\omega_m \cdot A_n$. Door het signaal te samplen ($1/z$) met een periode $2\pi/\omega_m$ wordt een signaal verkregen dat precies gelijk is aan $\pi/\omega_m \cdot A_n$. De sample-frequentie is dus gelijk aan de modulatiefrequentie.

- Met de coëfficiënt A_5 wordt getracht een regelsignaal te maken dat de laserfrequentie naar de absorptiedipfrequentie toe kan regelen. De versterking K1 zorgt voor voor een geschikte regelsterkte.

- Met de coëfficiënt A_1 wordt getracht een regelsignaal te maken dat de globale resonatoroverdracht $I_{cav}(f, p)$ maximaliseert. Dit gebeurt door de resonatorlengte p te regelen. De versterking K2 zorgt voor voor een geschikte regelsterkte. Een frequentieverandering heeft een storend effect op de regeling van de globale resonatoroverdracht. (Hierin is, zo zal blijken, grotendeels voorzien door ook terugkoppeling van de frequentieregeling op de resonatorlengte toe te passen.)

- Om de regeling van frequentie en resonatoroverdracht zo goed mogelijk gescheiden te houden kan de invloed van de frequentieregeling op de globale resonatoroverdracht worden gecompenseerd. De globale resonatoroverdracht wordt beïnvloed door $f \cdot p$. Door bij regeling van de frequentie het product $f \cdot p$ ongeveer constant te houden kan voorkomen worden dat de globale resonatoroverdracht mee verandert bij frequentievariatie. K3 moet de waarde $-p0/f10$ hebben om dit te realiseren. De waarde van K3 kan slechts met een eindige nauwkeurigheid ingesteld worden, waardoor de beide regelsignalen nooit helemaal gescheiden kunnen worden. Voor de regeling is dit helemaal niet zo erg, want de bovengenoemde compensatie met versterkingfactor K3 is geen vereiste: ook zonder deze compensatie zal de regeling erin slagen de frequentie met dezelfde nauwkeurigheid te locken en de resonatoroverdracht te maximaliseren. De tijd tot stabilisatie is bereikt zal met de compensatie verkort worden.

OUTPUT:

De output geeft de verandering van de frequentie en de resonatorlengte weer ten opzichte van respectievelijk de beginfrequentie en de beginlengte van de resonator.

Het hierboven beschreven model werkt alleen indien de gekozen beginwaarden in de buurt liggen van een absorptiedipfrequentie. In de praktijk zal dit betekenen dat de frequentie met een zwak signaal gestuurd moet worden waarbij de regeling vanzelf zal overnemen indien de frequentie in de buurt komt van een absorptiedipfrequentie. In het simulatiemodel blijkt dat de frequentiestabilisatie pas optreedt indien de absorptiedipfrequentie zich binnen het modulatiebereik bevindt.

5.1 Voorbeeld van de numerieke simulatie:

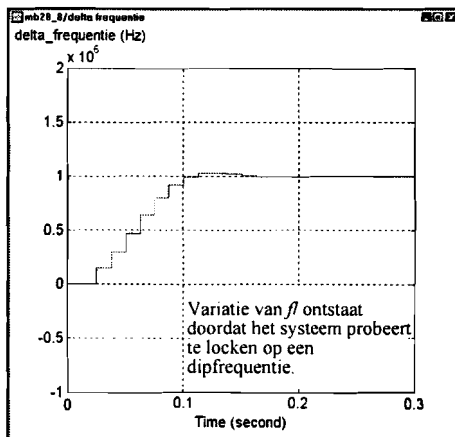
We laten een simulatie lopen met de volgende parameters:

$$\begin{aligned}
 p_0 &= 0.3 \text{ [m]} \\
 f_{l_0} &= 473612048.6841 \text{ [MHz]} \\
 f_{dip} &= 473612049.6841 \text{ [Mhz]}; \text{ de zgn. } d\text{-dip} \\
 \omega_m &= 500 \text{ [Hz]} \\
 \Delta f_l &= 2 \text{ MHz: de modulatiebreedte is } 4 \text{ [MHz]}
 \end{aligned}$$

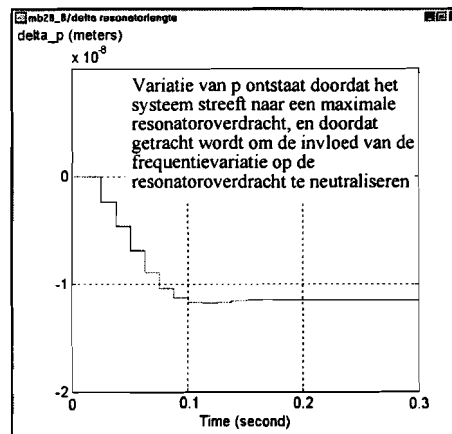
De frequentie zal dus nog 1 Mhz moeten stijgen om zich op de dipfrequentie te locken.

De resonatorlengte p zal zich in moeten stellen tot geldt dat $f_l \cdot p/c \in \mathbb{N}$.

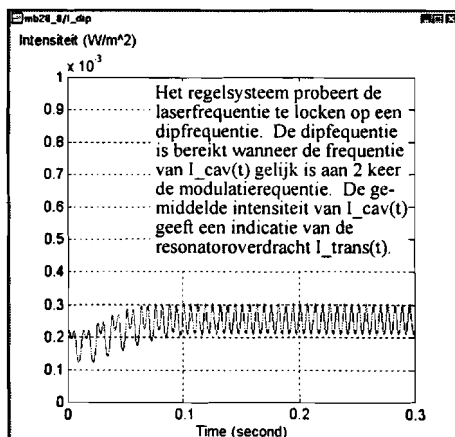
We bekijken het verloop van de simulatie:



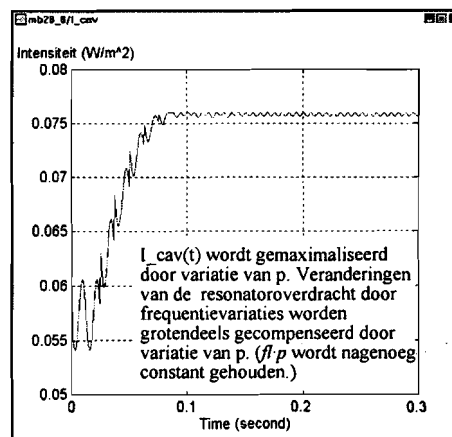
Figuur 5.2 verandering van f_l



Figuur 5.3 verandering van p



Figuur 5.4 $I_{dip}(t)$



Figuur 5.5 $I_{cav}(t)$

Uit fig. 5.2 blijkt dat de regeling de frequentie corrigeert met 1 MHz, zodat de laserfrequentie op de absorptiedipfrequentie gelockt wordt. De daar onderstaande fig. 5.4 stemt geheel in met fig. 5.2: de intensiteitsverstoring veroorzaakt door de absorptiedip bestaat na het instellen van een evenwicht uit een signaal met een frequentie 2x die van de modulatiefrequentie. Bij verwijzing naar fig. 4.1 uit paragraaf 4. blijkt dit er inderdaad op te duiden dat de laserfrequentie zich op de het maximum van de absorptiedip gelockt heeft.

Fig. 5.3 laat zien dat ook de resonatorlengte door de regeling is beïnvloed. De resonatorlengte werd geregeld om de globale overdracht van de resonator te maximaliseren. Uit fig. 5.5 blijkt dat ook dit maximum bereikt is. De intensiteit stabiliseert zich rond de $0.076 \text{ [Wm}^{-2}\text{]}$, het maximum dat we in het model hebben ingevoerd. De verandering van p uit fig 5.3 wordt voornamelijk beïnvloed door het niet maximaal zijn van de resonatoroverdracht. Omdat frequentieveranderingen ook invloed hebben de globale resonatoroverdracht wordt p ook door frequentieveranderingen beïnvloed. Bovendien laat fig. 5.5 een signaal zien met een frequentie 2x die van de modulatiefrequentie, wat ook hier duidt op een maximum (zie fig. 4.1 uit paragraaf 4.).

Een opmerking achteraf: fig. 5.4, $I_{dip}(t)$ en fig. 5.5, $I_{av}(t)$ zijn in de praktijk niet afzonderlijk meetbaar, maar vormen gesommeerd het wel meetbare signaal $I_{trans}(t)$ dat door de foto-diode wordt waargenomen. In de simulatie kunnen deze voor de duidelijkheid wel afzonderlijk weergegeven worden.

5.2 Afwijkingen

Verstoring door naburige absorptiedips:

- Het kan voorkomen dat de frequentie zich niet precies stabiliseert op de absorptiedip-frequentie. Dit wordt in het model veroorzaakt door invloeden van naburige absorptiedip-frequenties. De grootte van de afwijking is afhankelijk van het frequentieverschil tussen twee opeenvolgende absorptiedipfrequenties en van de modulatiebreedte van het modulatiesignaal. Naarmate de modulatiebreedte breder wordt gekozen en de afstand tot de volgende absorptiedip kleiner is, neemt de frequentie off-set toe. In een uiterste geval geeft dit in de simulatie een off-set van circa 5 kHz bij een modulatiebreedte van 6 MHz en een afstand tussen twee absorptiefrequenties van 9 Mhz. Een afwijking van 5 kHz is acceptabel.

Meetruiis:

Met behulp van het simulatiemodel is het erg moeilijk iets zinnigs te zeggen over de invloed van meetruiis op het regelgedrag in de praktijk. Er zullen hieronder kort enkele mogelijk meespelende factoren worden aangestipt:

- Het regelsysteem zoals dit gebruikt is in het simulatiemodel zal in de praktijk stuiten op bezwaren. De demodulator zal in de praktijk gecompliceerder zijn dan in het model. Ruis zal daardoor de regeling anders beïnvloeden.
- De maximale meetruiisintensiteit waarbij het model toch nog een goed regelgedrag vertoont wordt sterk beïnvloed door de grootte van de tijdsinrementen waarmee simulatie wordt uitgevoerd. Bij grote tijdsinrementen wordt slechts weinig ruis getolereerd, doordat de ruis bij een integrerende actie dan door slechts weinig integratiepunten wordt uitgemiddeld. Bij zeer kleine tijdsinrementen zijn de marges wat ruimer.
- De regellus die de globale resonatoroverdracht maximaliseert ondervindt nagenoeg geen invloed van meetruiis. De regellus die de frequentie van de laser probeert te locken op de absorptiedipfrequentie is daarentegen zeer gevoelig voor ruis, mede door het feit dat de dip een orde 10^3 kleiner is dan het uitgangssignaal.
- Uit vgl. (4.6) bleek dat er een rechtstreeks verband is tussen de n^e fouriër-coëfficiënt van het signaal $I_{trans}(t)$ (zie vgl. (4.2), (4.4)) dat bij frequentiemodulatie ontstaat en de n^e afgeleide van $I_{trans}(f,p)$ (zie vgl. (3.4)). De 5^e fouriër-coëfficiënt A is i.h.a. numeriek minder nauwkeurig te bepalen dan de 1^e fouriër-coëfficiënt A_1 .

5.3 Kalibratieprocedure

Hier volgt een globale weergave van een mogelijke kalibratieprocedure zoals deze in het theoretische model kan worden toegepast.

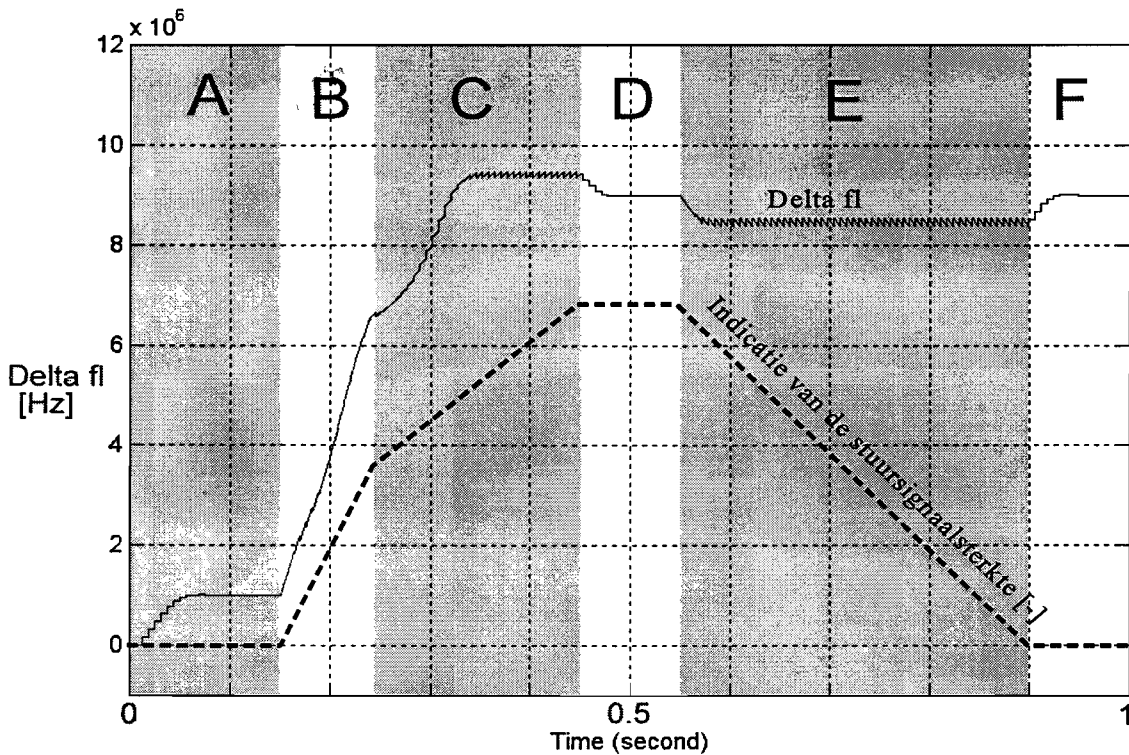


Fig 5.1 $\Delta f_l(t)$, beïnvloed door een extra verstoring op f_l . De extra verstoring wordt zo bijgestuurd dat het mogelijk wordt op een naburige absorptiedip te locken.

Er wordt een extra stuursignaal gezet op de frequentieregeling. Dit signaal wordt zo gevarieerd dat het mogelijk wordt om van een absorptiedip op $\Delta f_l = 1$ [MHz] over te gaan naar een naburige absorptiedip op $\Delta f_l = 9$ [MHz]. Verder gelden dezelfde condities als bij de simulatie van paragraaf 5.1.

- A: Het regelsysteem wordt geactiveerd. De regeling zorgt ervoor dat de globale resonatoroverdracht gemaximaliseerd wordt. De frequentie wordt gelockt op de meest nabije absorptiedipfrequentie. Δf_l is nu gelijk aan 1 [Mhz].
- B: Er wordt een verstoring op de frequentie aangebracht die lineair met de tijd toeneemt. Uit fig. 5.1 is te zien dat op $\Delta f_l \approx 2.5$ [Mhz] is de regelsterkte maximaal. De verstoring van het stuursignaal is ook dan nog te sterk voor de regelaar om ervoor te compenseren: De frequentie neemt toe ondanks de tegenwerking van de regelaar. Het resultaat van deze actie is dat de frequentieregeling buiten de invloedssfeer van de eerste absorptiedipfrequentie wordt gebracht. Er kan nu bij C met een zwak stuursignaal worden gezocht naar de volgende absorptiedipfrequentie

- C: Om op zoek te gaan naar een volgende absorptiedipfrequentie wordt de laserfrequentie geleidelijk met een zwak stuursignaal verschoven. Het stuursignaal mag niet te sterk zijn, zodat het regelsignaal het kan overstemmen op het moment dat de nabijheid van een absorptiedip gedetecteerd wordt. De frequentie wordt naar de eerstvolgende absorptiedipfrequentie geregeld. Door het zwakke stuursignaal ontstaat er een off-set.
- D: Het stuursignaal wordt “bevroren”. Het regelsysteem kan nu weer gewoon zijn werk gaan en de off-set wordt weggewerkt tot de frequentie zich stabiliseert op $\Delta f = 9$ [Mhz]. We hebben nu de naburige absorptiedipfrequentie bereikt.
- E: In de praktijk zal het handiger zijn het stuursignaal na het bereiken van de naburige absorptiedipfrequentie weer langzaam terug te brengen naar nul. Dit moet dan zo gebeuren dat de regeling in staat is gelockt te blijven op de naburige absorptiedipfrequentie. De invloed van een eventuele verstoring op het stuursignaal kan zo buiten beschouwing gelaten worden.
- F: Nadat het stuursignaal weer zijn oorspronkelijke sterkte (nul) heeft bereikt wordt de off-set weggeregeld.
Ons doel is bereikt: De frequentie is op een naburige absorptiedip gelockt en het stuursignaal is weer gelijk aan nul. Het systeem is gereed om op zoek te gaan naar een eventuele volgende absorbtiedip.

Uit de verschilfrequentie tussen twee dips kan bepaald worden welke absorptiedipfrequentie het betreft. De verschilfrequenties van dip a t/m j staan vermeld in bijlage A.

6 Conclusie

Theoretisch blijkt het mogelijk om de laserfrequentie gelockt te hebben op een absorptiedip terwijl ook de resonatoroverdracht gemaximaliseerd wordt door een regelactie. Met frequentiemodulatie ontstaat een periodiek uitgangssignaal van de resonator. Met de eerste fouriër-coëfficiënt A_1 van dit periodieke signaal kan de globale resonatoroverdracht geregeld worden terwijl de vijfde fouriër-coëfficiënt A_5 geschikt blijkt te zijn voor frequentiestabilisatie. Deze fouriër-coëfficiënten kunnen bepaald worden door demodulatie met een sinusvormig signaal. Een duidelijk beeld van de invloed van meetruis is niet verkregen. Wel is aangestipt welke mogelijke invloeden ruis kan hebben op het regelsysteem. De meetruis blijkt nauwelijks invloed te hebben op de regeling van de globale overdracht van de resonator, maar des te meer op de frequentiestabilisatie. Om een laser te kalibreren kan de frequentie van dip naar dip gestuurd worden: met het frequentieverschil kan afgeleid worden op welke dip gelockt is.

Literatuurlijst

- [SIE] Lasers,
door Anthonie E. Siegman
- [SCH86] Absolute Meetnauwkeurigheid van technische laserinterferometers,
door P.H.J. Schellekens
- [BRO] Afstudeerverslag : Verbetering van het elektronisch stabilisatiesysteem van een
jodium gestabiliseerde standaardlaser,
door D.S.G. Brouns
- [WET] Eindstudieverslag: Ontwikkeling van een meetlaser voor kalibraties in het
nanometergebied,
door S.F.C.L. Wetzels
- [Y&F] University Physics, 9e editie
door Hugh D. Young en Roger A. Friedman

BIJLAGE A AbsorptiefREQUENTIES

Verschilfrequenties

In de volgende tabel staan de verschilfrequenties (MHz) van de standaardlaser, gestabiliseerd op de absorptielijnen van $^{127}\text{I}_2$, overgang 11-5, R(127).

dip	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j
a	0	8.831	16.925	134.8151	147.676	161.039	174.237	277.992	299.931	321.496
b	8.831	0	8.094	125.984	138.845	152.208	165.406	269.161	291.100	312.665
c	16.925	8.094	0	117.890	130.751	144.114	157.312	261.067	283.006	304.571
d	134.815	125.984	117.890	0	12.861	26.224	39.422	143.177	165.116	186.681
e	147.676	138.845	130.751	12.861	0	13.363	26.561	130.316	152.255	173.820
f	161.039	152.208	144.114	26.224	13.363	0	13.198	116.953	138.892	160.457
g	174.237	165.406	157.312	39.422	26.561	13.198	0	103.755	125.694	147.259
h	277.992	269.161	261.067	143.177	130.316	116.953	103.755	0	21.939	43.504
i	299.931	291.100	283.006	165.116	152.255	138.892	125.694	21.939	0	21.565
l	321.496	312.665	304.571	186.681	173.820	160.457	147.259	43.504	21.565	0

Absolute frequentie i-dip: 473612214.8 MHz.

Noodzakelijke randvoorwaarden:

Modulatie amplitude: 3MHz.

Jodiumtemperatuur: 15°C.

Eénrichting bundelvermogen in de cavity: 15 ± 10 mW.