

In deze aflevering vindt u een verslag van de voordracht van dr. G.A. Acket, gehouden op het zomercongres van de KNCV en de NNV. Het is identiek aan een artikel dat onlangs verscheen in het Philips Technisch Tijdschrift (nr. 7 van dit jaar) van de hand van G.A. Acket, W. Nijman, R.P. Tjiburg, P.J. de Waard (Philips Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven) en J.J. Daniele (Philips Laboratories, Briarcliff Manor, USA). Het volgt in zijn geheel hieronder.

HALFGELEIDER-LASERS VOOR OPTISCHE COMMUNICATIE

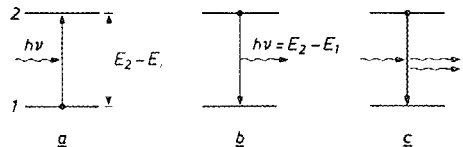
Inleiding

In het inleidende artikel ¹⁾ is reeds vermeld dat voor optische communicatie de halfgeleider-laser een aantrekkelijke lichtbron is, vanwege o.a. zijn geringe afmetingen (die redelijk passen bij die van een doorsnede van een optische glasvezel), het geringe energieverbruik en de relatief gemakkelijke moduleerbaarheid (direct via de instelstroom, dus zonder gebruik te maken van dure elektro-optische elementen). De halfgeleider-laser, van GaAs, is in principe reeds bekend sinds 1962 ²⁾ maar de aanvankelijke exemplaren hadden een zeer sterke instelstroom nodig om tot laseren te kunnen worden gebracht. Daardoor was continue werking bij kamertemperatuur onmogelijk. Sindsdien zijn echter veel verbeteringen aangebracht, voornamelijk door het gebruik van een meerlaagsstructuur, waardoor continue laser-werking bij kamertemperatuur thans wél mogelijk is. In dit artikel bespreken we ons werk aan een laser met dubbele heterostructuur, die slechts een zwakke instelstroom vereist. Aan de bespreking gaat een korte uiteenzetting vooraf over de werking van halfgeleider-lasers in het algemeen. Na de behandeling van de bouw en werking van de meerlaags-laser voor optische communicatie, wordt besproken hoe men deze moet dimensioneren en hoe deze lasers door middel van geavanceerde methodes van kristalgroei vervaardigd worden. Tenslotte wordt een hoofdstuk gewijd aan de effecten die de levensduur bepalen.

Laser-werking in halfgeleiders

De "klassieke" lichtbronnen, zoals gloeilampen en gasontladingslampen, zenden in-

coherente straling uit. De verschillende oppervlakte-elementen gedragen zich als onafhankelijke stralers, terwijl ook de golven die door één klein oppervlakte-element worden uitgezonden, in de tijd weinig of geen fasecorrelatie bezitten. Dit komt doordat al deze lichtbronnen berusten op spontane emissie van fotonen door geëxciteerde atomen of ionen. Sinds het begin van de jaren zestig bestaan er ook coherente lichtbronnen: de emissie vertoont over het stralende oppervlak een goed gedefinieerde fasecorrelatie, terwijl ook binnen redelijk grote tijdsintervallen fasecoherentie bestaat. Deze lichtbronnen, de lasers, berusten op **gestimuleerde** emissie. Spontane en gestimuleerde emissie kunnen met elkaar vergeleken worden aan de hand van de in **fig. 1** geschetste schema's, waarin stelt de lijn (1) het



Figuur 1.

Schematische voorstelling van elektronenovergang bij absorptie (a), spontane emissie (b) en gestimuleerde emissie (c). In het eerste geval doet een stralingsquantum waarvan de energie $h\nu$ gelijk is aan het energieverval $E_2 - E_1$ van de energieniveaus 1 en 2, een elektron overgaan van het lagere naar het hogere niveau. In de beide andere gevallen vindt de overgang plaats in de andere richting, onder uitzending van een quantum met energie $E_2 - E_1$. Bij gestimuleerde emissie gebeurt dit onder invloed van een invallend quantum van dezelfde energie. Bij gestimuleerde emissie zijn de invallende en de uitgaande golf in fase.

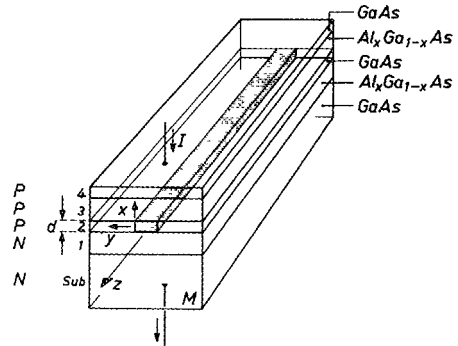
energieniveau voor van een elektron in zijn grondtoestand en (2) dat voor de aangeslagen toestand. Is het elektron in de grondtoestand (a), dan kan het door absorptie van een foton in toestand (2) worden gebracht, een elektron in toestand (2) kan terugvallen naar toestand (1) onder emissie van een foton hetzij *spontaan*, d. i. zonder wisselwerking met enig stralingsveld (b), of *gestimuleerd* door reeds aanwezige fotonen (c). In het laatste geval heeft het geëmitteerde foton dezelfde toestand als — in klassieke termen is in fase met — het foton dat de gestimuleerde emissie veroorzaakt. Via dit laatste mechanisme kunnen grote aantallen atomen in fase emitteren, en dus coherente straling afgeven, dit is het laser-effect. De gestimuleerde emissie zal de absorptie slechts overtreffen wanneer het aantal elektronen in de aangeslagen toestand groter is dan dat in de grondtoestand (populatie-inversie). Bovendien dient het nettooverschot van gestimuleerde emissie aanmerkelijk groter te zijn dan de spontane emissie, dat wil zeggen van een bepaald soort fotonen (lichtgolven) dient voldoende aanwezig te zijn om een voldoende sterke gestimuleerde emissie te veroorzaken. Bij de meeste lasers bereikt men dit door het aanbrengen van een stel spiegels, die lichtgolven die door gestimuleerde emissie zijn ontstaan, weer terugzenden in het actieve lasermedium, tussen de spiegels ontstaat dan een staande golf (optische resonator). Als een der spiegels enigszins transparant is, kan een deel van de straling uit treden en verkrijgt met een laser-bundel.

Bovenstaande principes liggen ten grondslag aan gas-lasers, kleurstof-lasers, halfgeleiderlasers en andere vastestof-lasers. In halfgeleiders bezetten de elektronen geen discrete niveaus, zoals in het voorgaande voorbeeld, maar energiebanden. Bij een isolator is de valentieband geheel gevuld, de geleidingsband geheel leeg. Bij een halfgeleider bevindt zich een aantal elektronen in de onderste niveaus van de valentieband. Men kan deze aantallen vergroten, en daarmee een gedeelte realiseren van de vereiste populatie-inversie, door niet met een homogene halfgeleider te werken maar met een diode (P-N-overgang) die in de doorlaatrichting is geschakeld en waardoor dus een stroom vloeit. Aan weers-

zijden van de overgang bevinden zich dan zowel extra elektronen als extra gaten, en bij een voldoende grote stroomsterkte treedt een toestand van populatie-inversie op.

De optische resonator kan men in halfgeleidermaterialen meestal relatief gemakkelijk realiseren door gebruik te maken van het feit dat kristallen preferente klieflvlakken hebben, die uiteraard zeer goed parallel zijn. Bij het materiaal dat wij gebruiken, GaAs, levert het brekingsindexverschil met lucht reeds een voldoende sterke reflectie, zodat geen spiegels behoeven te worden aangebracht.

De keus van GaAs als halfgeleider vloeit voort uit het feit dat deze stof een zg. directe halfgeleider is, dit in tegenstelling tot meer bekende halfgeleiders als silicium en germanium. In een directe halfgeleider kunnen gaten en elektronen rechtstreeks recombineren onder emissie van een foton, dit impliceert ook een grote kans op gestimuleerde emissie

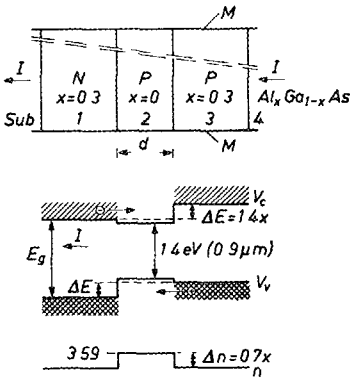


Figuur 2. Schematische voorstelling van een GaAs-laser met dubbele heterojunctie. De laser-werking vindt plaats in een smalle strook van de P-GaAs-laag (grijze tint). De vlakken M, klieflvlakken van het kristal, fungeren als spiegel. De straling treedt uit in de z-richting. De laser-werking komt tot stand onder invloed van een gelijkstroom die in de x-richting door het geheel wordt gezonden. De N-GaAs-laag Sub fungeert bij de productie als substraat, de lagen 1 t/m 4 worden daarop epitactisch aangebracht. De dikte d van de actieve laag bedraagt slechts ca. $0,3 \mu\text{m}$; de dikte van de andere lagen varieert van 1 tot $2 \mu\text{m}$.

De injectie-laser met dubbele heterojunctie

De door ons ontwikkelde injectielaser bestaat uit een aantal epitactisch gevormde lagen van het mengkristal $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x < 1$) op een substraat van GaAs. In fig. 2 ziet men een schematische voorstelling hiervan

De stroom I passeert achtereenvolgens drie lagen van geleidingstype P en tenslotte een laag van geleidingstype N . Bij het grensvlak van de lagen 2 en 1 worden elektronen in laag 2 geïnjecteerd, deze laag bestaat uit zuiver GaAs ($x = 0$).



Figuur 3.

Bandenschema van de door de lagen 1, 2 en 3 gevormde NPP-diode (ten opzichte van fig. 2 90° gedraaid). Als er een stroom I vloeit in de getekende richting, worden in laag 2 elektronen en gaten geïnjecteerd, die daaruit niet kunnen ontsnappen door de aanwezigheid van de sprong ΔE in de hoogte van de desbetreffende band, deze wordt veroorzaakt door de aanwezigheid van een zekere fractie aluminium in laag 1 en laag 3 ($\Delta E \approx 1,4x$ eV).

Het aluminium veroorzaakt ook een sprong Δn in de brekingsindex ter grootte van $0,7x$.

Fig. 3 geeft een vereenvoudigd bandenschema van het geheel. De bandafstand E_g in de lagen 1 en 3 is groter dan die in de laag 2. Dit wordt tussen 1 en 2 opgevangen met een stap ΔE in de valentieband en tussen 2 en 3 met een even grote stap in de geleidingsband. De grootte van de stap is ongeveer $1,4x$ eV. Deze stappen vormen potentiaalbarrières

voor respectievelijk gaten en elektronen die in de GaAs-laag worden geïnjecteerd, waardoor ze er niet meer uit kunnen ontsnappen. Er vindt recombinatie plaats onder uitzending van straling met een quantumenergie van ongeveer 1,4 eV, wat overeenkomt met een golflengte van 885 nm (het nabije infrarood dus). Om de opsluitende werking van de potentiaalbarrières te waarborgen moet de stap ΔE groot zijn ten opzichte van de thermische energie kT van de ladingdragers, wat in de praktijk betekent dat x groter dan 0,1 moet zijn.

De concentratie van ladingdragers n_{th} waarbij in de actieve GaAs-laag inversie en vervolgens versterking optreedt, bedraagt 1 à $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Hieruit is een schatting af te leiden voor de minimale stroomdichtheid j_{th} waarbij in een gegeven laser gestimuleerde emissie zal optreden. Tussen n_{th} , de elementaire lading e , de stroomdichtheid j_{th} , de levensduur τ van een elektron voor directe recombinatie en de dikte d van de GaAs-laag, die vrijwel homogeen door de elektronen en gaten wordt gevuld, bestaat de relatie

$$n_{th}e = j_{th}\tau/d. \quad (1a)$$

Daar τ ongeveer 5 ns bedraagt ³⁾, volgt hieruit

$$j_{th}/d \approx 5 \text{ kA/cm}^2 \mu\text{m} \quad (1b)$$

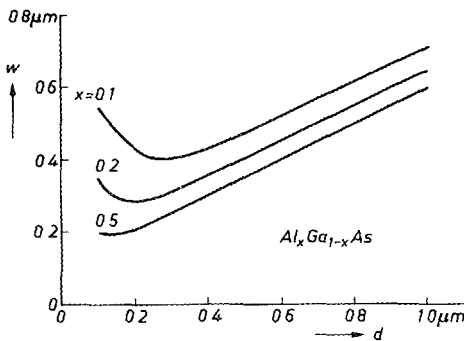
Voor een laser met "geschikte" afmetingen bedraagt de drempelstroom 100 à 200 mA, de werkspanning 2 à 3 V.

Bij de laser van fig. 2 wordt het licht in de x -richting niet opgesloten tussen buitenoppervlakken van het kristal, maar tussen de grensvlakken van laag 2 en de aangrenzende lagen. Doordat de fractie x in deze lagen ca. 0,3 bedraagt, verschillen ze ongeveer 0,2 in brekingsindex met laag 2, het verschil in brekingsindex is nl. ongeveer $0,7x$. Dit leidt tot een zó grote grenshoek voor totale reflectie, dat een voldoende groot deel van de straling binnen de actieve ruimte blijft. ⁴⁾ Op de consequenties van het feit dat hier de dikte van de laag waarin het licht wordt opgesloten vergelijkbaar is met de golflengte van het licht, komen we hieronder nog terug. De begrenzing in de y -richting geschiedt door

de lagen 3 en 4 op een centrale strook na, isolerend te maken door beschieting met protonen

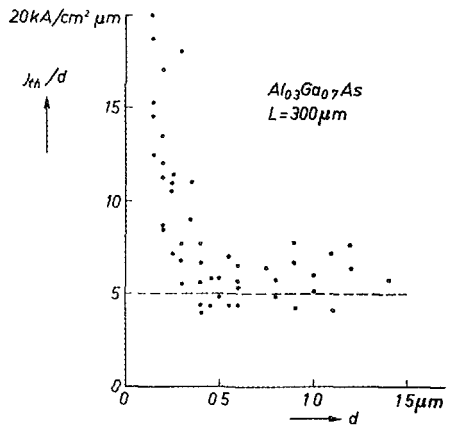
De injectie-laser als golfgeleider; keuze der parameters

Een laser van het hierboven geschetste type kan men opvatten als een dielektrische golfgeleider. Als wordt aangenomen dat het elektromagnetische veld niet van de coördinaat y afhangt (zie fig. 2), kunnen de vergelijkingen van Maxwell die dit veld beschrijven worden opgelost met een standaardmethode⁵⁾. Het blijkt dan dat er twee typen veldvormen (modi) kunnen optreden, waarvan er één, met de elektrische veldvector in het vlak van de junctie en loodrecht op de voortplantingsrichting, dominant is. Dit komt doordat de reflectie-coëfficiënt van de spiegels voor deze modus groter is dan voor die van het andere type⁶⁾. In de richting loodrecht op de actieve laag vertoont het elektromagnetische veld een cosinus-verdeling, buiten de laag neemt het exponentieel af. Een eenvoudige grootheid waarmee men deze veldvorm kan karakteriseren, is de 50%-breedte van het kwadraat van de elektrische veldsterkte, waarmee de intensiteit evenredig is. In fig. 4 is voor een aantal waarden van de Al-fractie x weergegeven hoe deze breedte afhangt van de dikte d van de actieve laag. Zoals men ziet, vertonen de curven een minimum, dat

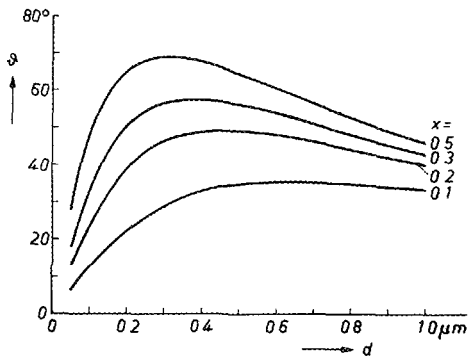


Figuur 4. De 50%-breedte w van de intensiteitsverdeling van de straling (in de x -richting; zie fig. 2) als functie van de dikte d van de laag (fig. 2 laag 2), voor drie waarden van de fractie aluminium (x) in de aangrenzende lagen (berekend).

des te lager is naarmate x groter is. Wanneer men d groot kiest (dus in de rechterhelft van de figuur), kunnen voor grote x — dus als de stap in de brekingsindex groot is — modi van hogere orde ontstaan. Het elektromagnetische veld krijgt dan meer maxima.



Figuur 5. Het quotiënt van de dichtheid j_{th} van de drempelstroom en de dikte d van de actieve laag van een aantal experimentele lasers (met $x = 0,3$ en een lengte van $300 \mu\text{m}$) als functie van d . Beneden ca. $0,3 \mu\text{m}$ neemt de drempelstroom sterk toe; daarboven is j_{th}/d ongeveer constant. De streeplijn geeft de benaderende theoretische waarde ($5 \text{ kA/cm}^2 \mu\text{m}$).



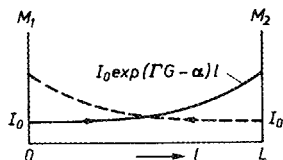
Figuur 6. De 50%-apertuur ϑ van de uittreedende laserbundel (in de richting loodrecht op de actieve laag) als functie van d voor vier waarden van de fractie aluminium (x) (berekend).

Om praktische redenen zijn deze modi vaak ongewenst. Als x klein is, neemt ook links van het minimum de breedte van het veld sterk toe. De opsluitende werking van de golfgeleider gaat dan verloren en een steeds kleiner deel T van het totale vermogen in de golf loopt in de actieve laag. De gemiddelde versterking van de golven door gestimuleerde emissie in de actieve laag neemt dan ook met deze factor T af, waardoor de dichtheid van de te injecteren stroom groter moet worden dan de eerder gevonden waarde $5dkA/cm^2$ (d in μm). Men ziet dit geïllustreerd in fig. 5 waarin voor een groot aantal diodes met $x = 0$ $x = 0,3$ de drempelstroom is uitgezet tegen d . (De meeste van deze diodes zijn gemaakt uit plakken die verkregen werden bij het optimaliseren van het productieproces, zie het volgende hoofdstuk).

Als het elektromagnetische veld in de laser bekend is, kan men ook de ruimtelijke intensiteitsverdeling van de uittredende straling berekenen ⁷⁾. In tegenstelling tot de situatie bij bijvoorbeeld gas-lasers, waarvan de uittreepopening groot is ten opzichte van de golflengte en de uittredende bundel zeer goed evenwijdig is, kan de apertuur van de uittredende bundel hier vele tientallen graden bedragen, zie fig. 6. Het feit dat men ook deze grootheid in zekere mate in de hand heeft, maakt het gemakkelijker bij een bepaald type glasvezel de beste laser te ontwerpen.

Van de opsluiting van het elektromagnetische veld in het vlak van de actieve laag — d.i. in de y -richting — geldt de hierboven geschetste theorie uiteraard evenzeer. Hier wordt de vereiste sprong in de brekingsindex gerealiseerd door middel van het genoemde protonenbombardement, wat tot een Δn van ca. 0,01 leidt. (Zoals gezegd, dringen de protonen daarbij niet door tot in de actieve laag zelf. De verandering van de brekingsindex is een effect dat samenhangt met de stroomverdeling in de actieve laag). Doordat Δn hier veel kleiner is dan in de x -richting, kan de breedte van de actieve strook in de y -richting groter zijn, zonder dat modi van hogere orde optreden (vgl. fig. 4). Wij werken met een breedte van ca. $5 \mu m$. Door deze grotere breedte is de apertuur van de bundel in het y,z -vlak veel kleiner dan die in het x,z -vlak

Ten slotte een enkel woord over de oscillatievoorwaarde waaraan voldaan moet zijn wil de laser werken, omdat hieruit blijkt welke lengte men moet kiezen en hoe men een lage instelstroomsterkte kan bereiken. Men kan de oscillatievoorwaarde direct opschrijven door na te gaan wat er met een van één van de twee spiegels vertrekkende golf gebeurt, zie fig. 7. Een golf ter sterkte



Figuur 7.

Ter illustratie van de voorwaarde waaronder een laser kan werken (oscillatievoorwaarde). $M_{1,2}$ spiegels, L lengte van de laser. De getrokken curve laat zien hoe een bij M_1 beginnende golf ter sterkte I_0 op zijn weg naar de andere spiegel exponentieel met de doorlopen weg l in sterkte toeneemt. De oscillatie blijft slechts in stand als de door M_2 gereflecteerde fractie weer ten minste de sterkte I_0 heeft. G versterking en α demping in de actieve laag per eenheid van weglengte. Γ is de door de actieve laag lopende fractie van het totale vermogen in de golf.

I_0 groeit op zijn weg naar de andere spiegel aan met de factor $\exp(\Gamma G - \alpha)l$. Hierin is G de versterking in de actieve laag (per eenheid van weglengte) — deze hangt lineair af van de stroomdichtheid —, α de demping die de golf ondervindt door de aanwezigheid van vrije ladingdragers en l de doorlopen afstand. Bij aankomst op de tweede spiegel ($l = L$) wordt een zekere fractie van de straling doorgelaten en de resterende fractie R gereflecteerd. (Voor vlakke golven die loodrecht invallen op het grensvlak GaAs/lucht is R ongeveer 0,32). Wil de oscillatie zichzelf onderhouden, dan moet de gereflecteerde golf weer ten minste de sterkte I_0 hebben, ofwel de oscillatievoorwaarde luidt:

$$R \exp(\Gamma G - \alpha) L = 1 \quad (2a)$$

Men kan dit ook schrijven als:

$$\Gamma G = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (2b)$$

De waarde G_{th} van G die aan deze voorwaarde voldoet, correspondeert met de drempelstroom. Zoals men ziet, is G_{th} kleiner naarmate de laser langer is. Dit is op zichzelf in geen dele een verrassend resultaat, maar de vergelijking maakt het mogelijk na te gaan boven welke waarde van L er geen grote winst meer te behalen is, deze waarde bedraagt ongeveer $300 \mu m$.

Als de stroom door de laser boven de drempelwaarde komt, recombineren nagenoeg alle extra geïnjecteerde ladingdragers gestimuleerd. Het rendement η_{int} van dit proces, het "interne" rendement, ligt tussen 60 en 100%. De gestimuleerde emissie verdeelt zich over de interne verliezen αL en de spiegelverliezen $\ln(R^{-1})$, zodat voor het externe differentieel quantumrendement η_{ext} per spiegel geldt

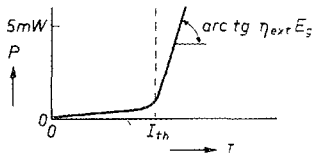
$$\eta_{ext} = \frac{\eta_{int}}{2} \frac{\ln(R^{-1})}{\alpha L + \ln(R^{-1})} \quad (3)$$

In fig. 8 ziet men hoe de sterkte van de uit-tredende lichtbundel varieert met de stroom door de diode. Boven de drempelstroom is het verband nagenoeg lineair, met hellings-coëfficiënt $E_g \eta_{ext}$

Behalve aan de vermogens-eis (2) moet natuurlijk óók voldaan zijn aan de optische eis dat L gelijk moet zijn aan een geheel aantal (m) halve golven (Fabry-Pérot)

$$m\lambda/2n = L \quad (4)$$

Uit de reeds vermelde waarden van L , n en λ volgt dat dit aantal ca. 2500 bedraagt. Daar het golflengtegebied waarin laser-verster-



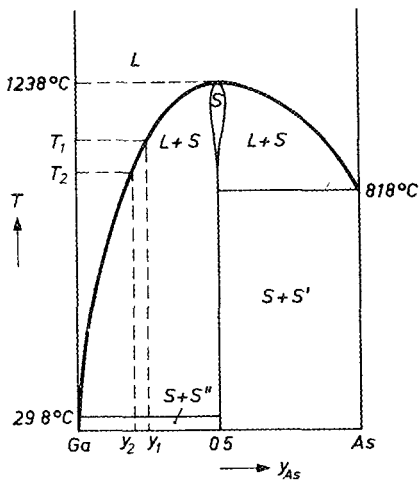
Figuur 8.
Licht-stroomkarakteristiek van een laser. Als de stroomsterkte groter is dan de drempelwaarde I_{th} voor laser-werking, neemt het uitgezonden vermogen P zeer veel sterker toe met I dan daar beneden. E_g bandafstand. η_{ext} differentieel quantumrendement per spiegel (zie verg. 3).

king mogelijk is, een zekere breedte heeft, zijn er bij een zó lange laser verscheidene golflengten waarvoor aan (4) voldaan is, maar één ervan domineert als de stroomdichtheid niet al te hoog is. Deze golflengten liggen ongeveer $0,3 \text{ nm}$ uiteen.

Vloeistof-epitaxie van lasers met dubbele heterojunctie

De lasers waarmee wij werken, worden vervaardigd met behulp van vloeistof-epitaxie (LPE, liquid-phase epitaxy). Met LPE wordt bedoeld de depositie uit de vloeibare fase van een dunne eenkristallijne laag, veelal slechts enkele μm 's dik, op een zorgvuldig geprepareerd eenkristallijn substraat. De kristalstructuur van het substraat bepaalt die van de epitactische laag. Men onderscheidt *homo*-epitaxie, waarbij de laag dezelfde chemische samenstelling heeft als het substraat (afgezien van de aard en concentratie van de dotingselementen), en *hetero*-epitaxie, waarbij de laag en het substraat een duidelijk verschil in samenstelling vertonen. Bij het maken van een geheel volgens fig. 2 hebben we dus met hetero-epitaxie te maken.

We zullen het principe van de LPE en de door ons toegepaste werkwijze illustreren aan het eenvoudigste geval, namelijk de epitactische groei van GaAs uit een Ga-rijke vloeibare fase op een GaAs-substraat. In fig. 9 is een vereenvoudigd fasendiagram van het binaire III-V-systeem Ga-As weergegeven. Het metallische Ga smelt bij ca. $29^\circ C$ en As bij ca. $818^\circ C$. De twee elementen vormen een verbinding, GaAs, die een zeer nauw existentiegebied heeft. De afwijking van stoichiometrie is zeer klein: $\delta y < 10^{-4}$. De LPE vindt nu plaats vanuit een vloeistof die in fig. 9 wordt gekarakteriseerd door het punt $y_1 T_1$. Een vloeistof van de samenstelling y_1 is te beschouwen als een oplossing van As in Ga. Bij de temperatuur T_1 is deze in evenwicht met vast GaAs. Verlaagt men nu de temperatuur tot T_2 , dan raakt de oplossing oververzadigd, want de bij T_2 behorende evenwichtconcentratie y_2 is kleiner dan y_1 . Het hangt van de grootte van $T_2 - T_1$ af wat er dan gebeurt. Bedraagt dit verschil $0,25^\circ C$ of nog minder, dan gebeurt er niets, tenzij men een plaatje GaAs in de



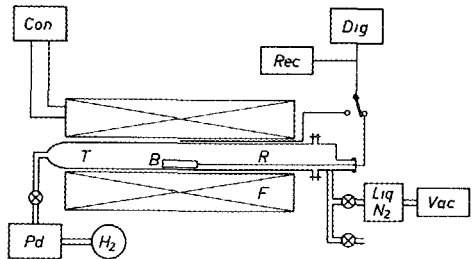
Figuur 9.
Fasediagram van het systeem gallium-arsenicum (schematisch). L vloeistof, S vaste stof. De verbinding GaAs heeft slechts een zeer smal existentiegebied ($\delta y < 10^{-4}$). De epitactische depositie vindt plaats door, uitgaande van de temperatuur T_1 waarbij het substraat van GaAs en de vloeistof (met samenstelling y_1) met elkaar in evenwicht zijn, de temperatuur met een geschikt gekozen, klein bedrag te verlagen tot T_2 . De vloeistof wordt dan oververzadigd ($y > y_2$) en er zet zich op het substraat een laagje GaAs af.

vloeistof brengt Alleen op dit plaatje zet zich dan een laag GaAs af, dit is de bedoelde epitactische afzetting. Bij grotere $T_2 - T_1$ vindt ook afzetting plaats op de wanden van de schuif die de vloeistof bevat, en bij nog grotere $T_2 - T_1$, b.v. 20°C , vindt nucleatie in de gehele vloeistof plaats. De laatste twee verschijnselen zijn uiteraard ongewenst.

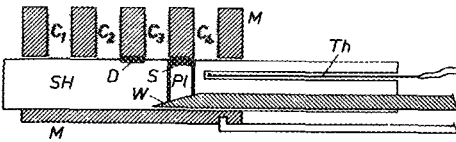
In fig. 10 is de opstelling waarin de meerlaags-epitaxie van GaAs/AlGaAs plaatsvindt, schematisch weergegeven. In een driezone-oven F bevindt zich een reactor T waardoor gezuiverd waterstofgas stroomt. In deze reactor bevindt zich de schuif B , waarin de epitactische afzetting plaatsvindt. Met de oven kunnen de temperaturen in het gewenste temperatuurprofiel zeer nauwkeurig worden ingesteld en ook kan een regelapparaat de temperatuur langzaam lineair met de

tijd doen dalen. Het waterstofgas bevat minder dan 1 ppm waterdamp, een zo laag gehalte is noodzakelijk omdat aluminium een grote affiniteit tot zuurstof heeft en het oxide stabiel is tot ver boven de temperatuur waarbij de afzetting plaatsvindt. De aanwezigheid van aluminium-oxide kan aanleiding geven tot kristaldefecten en tot nucleatiefouten.

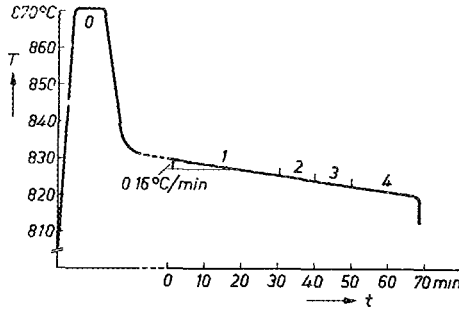
De schuif is niet een eenvoudig bakje, maar het gecompliceerde geheel waarvan in fig. 11 een schematische doorsnede is getekend⁸⁾. Een dergelijke "meercompartimentenschuif" (Engels multiple bin) maakt het mogelijk de lagen waaruit de laser bestaat, direct achtereen aan te brengen. Er zijn twee hoofdonderdelen. Het eerste is een blok grafiet M , waarin zich een aantal (hier vier) gaten C_i bevinden die als vat fungeren waarin zich



Figuur 10.
Opstelling voor vloeistof-epitaxie (LPE) voor het maken van GaAs-lasers, met dubbele heterojunctie. T buis waardoor waterstof stroomt, geleverd door de cilinder H_2 en de zuiveringsinstallatie Pd (met palladiumfilters), F driezone-oven waarmee het gewenste temperatuurprofiel kan worden ingesteld. De regelapparatuur Con houdt de temperatuur tot op $0,1^\circ\text{C}$ constant en kan tevens de temperatuur zeer langzaam lineair met de tijd doen dalen. Het epitaxieproces vindt plaats in de schuif B, die met de stang R bediend kan worden (zie fig. 11). Op verschillende plaatsen kan de temperatuur gemeten worden met thermo-elementen, die daartoe worden verbonden met de schrijver Rec en de digitale voltmeter Dig. Aan het rechtereinde van T bevinden zich, parallel geschakeld, een uitlaat voor het waterstofgas (onder) en een roterende vacuumpomp Vac met stikstofkoeler (liq N_2).



Figuur 11.
Schuif voor meerlaagse epitaxie (B in fig. 10). M blok grafiet met vier gaten $C_{1,4}$ waarin zich de te gebruiken vloeistoffen bevinden. SH tweede blok grafiet, dat de ruimten $C_{1,4}$ van andere afsplitst en waarmee het substraat S achtereenvolgens onder C_1 t/m C_4 gebracht kan worden. De hoogte van het substraat kan nauwkeurig worden ingesteld met de, van buiten af te bedienen, wig W met plunjier Pl. D plaatje GaAs (hulpsubstraat) dat vóór het substraat met de vloeistoffen in aanraking wordt gebracht om het effect van een mogelijk niet geheel corresponderen van T_1 en γ_1 (zie fig. 9) te elimineren. Th thermo-element.



Figuur 12.
Temperatuur-tijddiagram voor meerlaagse epitaxie met de opstelling van fig. 10. De vier lagen zijn achtereenvolgens aangebracht in de perioden 1 t/m 4. Periode 4 werd beëindigd door het substraat onder de laatste oplossing uit te trekken en de oven uit te schakelen; zie de scherpe daling van de temperatuur. Voordat de afzettingen plaatsvinden, wordt het geheel enige tijd op een wat hogere temperatuur gehouden, opdat de oplossingen goed homogeen worden (periode 0).

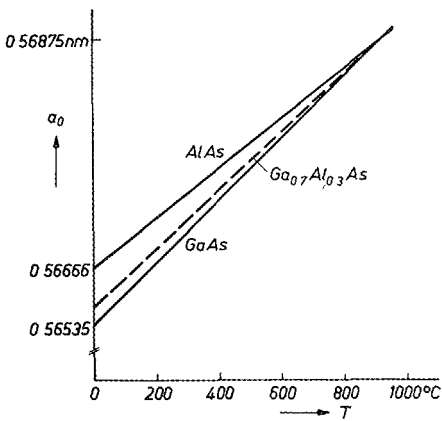
de diverse voor de produktie benodigde oplossingen bevinden. De bodem van deze vaten wordt gevormd door een tweede blok SH, dat onder het eerste verschoven kan worden. Dit blok fungeert als substraathouder, het substraat kan er successievelijk

mee onder C_1, C_2 enz. gebracht worden. Bij de meeste van onze schuiven zijn de grafietblokken bedekt met een dunne laag pyrolytisch grafiet⁹⁾

De tijd welke het substraat onder een bepaalde oplossing doorbrengt en de afkoelsnelheid zijn de voornaamste factoren die de dikte van de ontstaande laag bepalen. In fig. 12 ziet men een temperatuur-tijddiagram van een volledig groeiproces.

Meercompartimentschuiven zijn bij vele onderzoeken in de gehele wereld in gebruik, de details ervan verschillen echter en hangen af van het type werk dat men er mee doet. Voor het maken van een laser met lange levensduur dient de kristalperfectie zeer hoog te zijn — geen dislocaties. Ook moet men de samenstelling van de diverse lagen zeer nauwkeurig kunnen regelen en dient men de dikte van de lagen goed in de hand te hebben, omdat deze de waarde van een aantal essentiële grootheden bepalen, zoals de dichtheid van de drempelstroom, en de warmteverstand. Hierboven werd reeds uiteengezet dat de overgang van het P- naar het N-gebied zeer abrupt dient te zijn (binnen 50 nm), wat betekent dat er bij het doorschuiven van het substraat naar een volgend compartiment C_i nagenoeg geen vloeistof meegesleept mag worden. De grensvlakken tussen de lagen moeten bovendien goed vlak zijn (geen terrassen). Men moet daarom het oppervlak van het substraat zo goed mogelijk laten samenvalen met een kristalvlak. Bij onze substraten valt dit oppervlak binnen $0,4^\circ$ samen met een [001]-vlak. De dislocatiedichtheid in onze substraten is lager dan 5000 cm^{-2} .

Dat er thans lasers met lange levensduur gemaakt kunnen worden is niet alleen te danken aan de inrichting van de in fig. 10 en 11 beschreven LPE-apparatuur, maar mede aan de omstandigheid dat de kristalroosters van GaAs en GaAlAs goed op elkaar passen. Fig. 13 toont hoe de roosterconstanten van GaAs, AlAs en $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ van de temperatuur afhangen. Zoals men ziet, zijn de waarden bij de temperatuur waarbij de afzetting der lagen plaatsvindt, nagenoeg gelijk, een bijkans ideale situatie. Bij kamertemperatuur bedraagt het grootste verschil



Figuur 13. De roosterconstanten a_0 van GaAs, AlAs en $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ uitgezet tegen de temperatuur. In het temperatuurgebied waarin de epitactische afzetting plaatsvindt, zijn ze nagenoeg gelijk, bij kamertemperatuur bedraagt het verschil in relatieve maat niet meer dan ca. $1.4 \cdot 10^{-3}$. Mede aan de zeer gunstige omstandigheden is het te danken dat continu werkende GaAs-lasers met lange levensduur gemaakt kunnen worden.

(in relatieve maat) ca. 1.4×10^{-3} . Dit verschil is zo klein dat het in lagen van de dikte waarover het hier gaat, door elastische vervorming kan worden opgevangen, er ontstaan géén dislocaties door. Deze elastische spanning bedraagt ca. 3000 N/cm^2 . Wél moet men erop bedacht zijn dat de spanning die veroorzaakt wordt door de afmontage, de totale spanning niet zo hoog maakt dat er toch plastische deformatie optreedt.

De "mismatch" tussen de roosterconstanten van andere (ternaire of quaternaire) III-V-verbindingen die als laser materiaal zouden kunnen fungeren — bijvoorbeeld $Ga_{1-x}In_xAs_{1-y}P_y$ of $Ga_{1-x}Al_xAs_{1-y}Sb_y$ —, is een groot obstakel voor de productie van continu werkende lasers met lange levensduur van dergelijke materialen. Men kan er lasers mee maken met golf lengten van $0,7 - 1,7 \mu\text{m}$, vooral die met een golf lengte van ca. $1,1 \mu\text{m}$ zouden zeer aantrekkelijk zijn voor optische communicatie ¹⁰).

De elementen waarmee gedoteerd wordt om *N*- en *P*-materiaal te maken, zijn door-

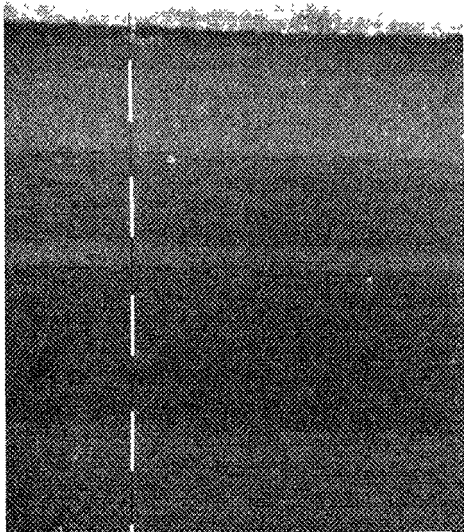
gaans tin (voor *N*) en germanium (voor *P*). Deze elementen zijn ook bij 800°C weinig vluchtig en diffunderen in de vaste stof uiterst langzaam. Ze zijn daardoor bijzonder geschikt voor het maken van zeer steile *P-N*-overgangen, zoals vereist wordt. Een praktisch voordeel is ook dat in het systeem Ga/GaAs de segregatiecoëfficiënt voor zeer veel elementen van de orde van grootte van slechts 10^{-3} is, zodat een geringe verontreiniging van de oplossing geen merkbaar nadelige invloed heeft op de zuiverheid van de afgezette laag.

Ook afgezien van toevallige afwijkingen zal de begintemperatuur van de oven in de praktijk niet altijd precies corresponderen met de gewichtsverhouding van de chemicaliën waarvan men uitgaat, hetzij b.v. door een afwijking van de thermospanning van de thermo-elementen die de oventemperatuur regelen, hetzij door kleine weegfouten. Daar de te vormen laag slechts enkele tiende μm dik moet worden, geeft een temperatuurafwijking van enkele tiende graden bij een vaste groeitijd reeds een relatief groot verschil in dikte.

Deze moeilijkheid wordt ondervangen door de vloeistof, voorafgaand aan de depositie op het laser-substraat, enige tijd in aanraking te brengen met een ander substraat van dezelfde samenstelling ¹¹). Indien samenstelling en temperatuur niet volkomen bij elkaar passen, zal er, al naar het teken van de afwijking, enig materiaal neerslaan of in oplossing gaan, tot zulks wél het geval is. Daarna wordt het laser-substraat met de vloeistof in aanraking gebracht. Met behulp van deze "twee-substratenmethode" (Engels: source seed technique) kunnen we de spreiding in de dikte van de actieve laag beperken tot $0,1 \mu\text{m}$. In fig. 14 ziet men een opname van een slijtvlak, loodrecht op de vier lagen.

Peltier-LPE

Behalve de hierboven beschreven methode van vloeistofepitaxie onderzoeken we ook wat een depositie-methode te bieden heeft waarbij de oven op een constante temperatuur blijft — en dus de vloeistof en het substraat eveneens. Bij deze methode wordt een gelijkstroom door het grensvlak van

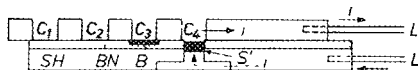


Figuur 14.
Opname met rasterelektronenmicroscop (PSEM 500) van een meerlaagssysteem volgens fig. 2, gemaakt met vloeistofepitaxie. De verticale witte strepen zijn ieder 1 μm lang.

vloeistof en substraat gezonden, die daar een afkoeling veroorzaakt ten gevolge van het Peltier-effect, en mogelijk nog enige andere effecten. Deze afkoeling brengt de afzetting op het substraat tweeweg. Eerder is deze methode reeds toegepast voor InSb, GaAs en GaAlAs¹²⁻¹⁵). De experimenten met GaAlAs hebben aangetoond dat men $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -lagen kan maken die zeer homogeen zijn (over een dikte van 60 μm was de spreiding in x minder dan 0,005¹⁴) en dat de groeisnelheid evenredig is met de stroomsterkte¹³⁻¹⁵).

Doordat de groeisnelheid alleen van de stroomsterkte afhangt, heeft men de dikte van ieder der af te zetten lagen goed in de hand. Bij de epitactische afzetting van GaAlAs hebben wij bovendien met zeer lage groeisnelheden kunnen werken¹⁴), doordat de afzetting bij een lagere temperatuur kan plaatsvinden (600 $^{\circ}\text{C}$) dan bij LPE gebruikelijk is. Ook dit is een voordeel, want het kan tot lagere puntdefectconcentraties leiden.

In fig. 15 ziet men een schematische doorsnede van de schuif voor Peltier-LPE, deze is gemaakt van grafiet en boriumnitride. Er wordt met vier vloeistoffen gewerkt en aan het substraat gaat ook hier een hulpsubstraat (source seed wafer) vooraf. Voor ieder van de vier lagen wordt er met een andere stroomsterkte gewerkt, zodat iedere laag met de gunstigste groeisnelheid wordt geformeerd. Een karakteristiek voorbeeld van een depositie bij 800 $^{\circ}\text{C}$ vindt men in tabel 1. Gewoonlijk ligt de werktemperatuur lager (700 - 800 $^{\circ}\text{C}$), waardoor de groeisnelheid aanzienlijk lager is.



Figuur 15.
Schuif voor LPE waarbij de voor de afzetting vereiste temperatuurverlaging tweeweg wordt gebracht door door het grensvlak van vloeistof en substraat een gelijkstroom i te doen vloeien (Peltier-LPE). De schuif bestaat o.a. hierin van die van fig. 11, dat zich om het blok SH een isolerende laag BN van boriumnitride bevindt. L roestvast stalen toe- en afvoerleiding voor de stroom. De overige symbolen hebben dezelfde betekenis als in fig. 11.

Controlemetingen

Zoals hierboven is uiteengezet, zie (1), zijn enige voor de laserwerking belangrijke materiaalparameters van meerlaagssystemen van $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs de dikte van de (toekomstige) actieve laag, het aluminiumgehalte van zowel de actieve laag als de twee aan-

Tabel 1.
Enige grootheden die karakteristiek zijn voor het aanbrengen van vier epitactische lagen (vgl fig 2) met Peltier-LPE bij 800 $^{\circ}\text{C}$

laag	dikte (μm)	stroom (A)	groeitijd (min)	groeisnelheid (nm/min)	luminescentiepiek (nm)
1	7,5	8,0	25	300	669
2	0,24	0,25	14	17	880
3	1,4	8,0	30	47	684
4	2,6	3,0	10	260	872

grenzende lagen en de levensduur τ voor spontane recombinatie van de minderheids-ladingdragers in de actieve laag

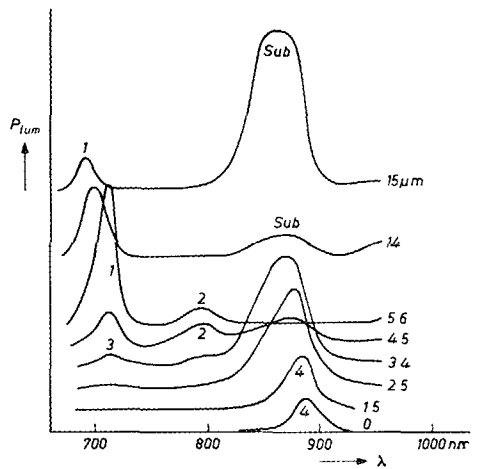
De dikte van de actieve laag kan gemeten worden met een rasterelektronenmicroscop. Het aluminium-gehalte van de verschillende lagen wordt bepaald met behulp van fotoluminescentie. Daar de door de opvallende kortgolvlige straling vrijgemaakte elektronen en gaten energieniveaus bezetten dicht bij de onderkant en de geleidingsband resp. de top van de valentieband, is de quantumenergie van de luminescentiestraling nagenoeg gelijk aan de bandafstand. Deze is op zijn beurt weer een maat voor het aluminiumgehalte.

Ten einde onze meerlaagssystemen met deze methode te kunnen onderzoeken worden onze plaatjes gekleefd volgens een loodrecht op de lagen staand vlak en belicht via een microscopobjectief, dat de bundel van een He-Ne-laser focuseert tot een uiterst klein lichtvlekje. Hiermee wordt op een aantal punten van het kliefvlak een volledig luminescentiespectrum opgenomen. Uit de plaatsen van de lichtvlek en de golflengte van de pieken in de spectra kan men de samenstelling van de lagen afleiden. In fig. 16 ziet men een op deze wijze verkregen schaar luminescentiespectra van een plaatje waarvan de actieve laag bestaat uit $Al_{0,1}Ga_{0,9}As$.

De levensduur τ wordt eveneens bepaald met behulp van fotoluminescentie. In dit geval wordt de laser met een hoge frequentie gemoduleerd. De corresponderende intensiteitsvariatie van de luminescentiestraling, die van τ afhangt, wordt geanalyseerd met een zeer snelle fotomultiplicatorbuis³⁾.

Vervaardiging van laser-diodes

Lasers voor optische communicatie moeten in het vlak van de $P-N$ -overgang niet groter zijn dan ca. $300 \mu m$ (lengte) bij ca. $5 \mu m$ (breedte). Omdat stukjes materiaal van deze dimensies slechts met de grootste moeite te hanteren zouden zijn, werken wij met stukjes van $300 \times 300 \mu m^2$. In de dwarsrichting gezien worden twee stroken van bijna $150 \mu m$ niet-geleidend gemaakt door ze te bombarderen met protonen van geschikte



Figuur 16.

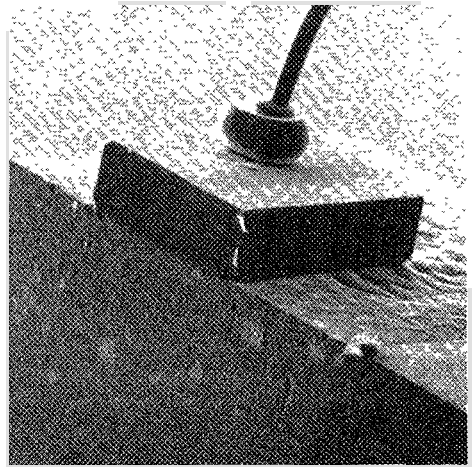
De samenstelling van de epitactische lagen wordt bepaald door meting van het fotoluminescentiespectrum bij excitatie met een sterk gefocuseerde HeNe-laserbundel op een aantal posities op een kliefvlak. De posities, gerekend vanaf het oppervlak van de bovenste laag, zijn bij de spectra vermeld. De luminescentiepieken zijn aangeduid met het symbool van de laag waaraan ze moeten worden toegeschreven (vgl. fig. 2). Uit de posities van een piek wordt de bandafstand van de desbetreffende laag afgeleid, die een maat is voor het aluminiumgehalte.

energie¹⁶⁾, daartussen wordt een strook van $5 \mu m$ intact gelaten, door deze tegen het bombardement te beschermen met een goudlaag. Er wordt uiteraard voor gezorgd dat deze strook loodrecht staat op de kliefvlakken die als reflectors moeten gaan fungeren

De elektrische contacten moeten niet alleen de doorgang van de elektrische stroom mogelijk maken maar evenzeer de afvoer van de ontwikkelde warmte, d.i. het overgrote deel van de toegevoerde energie. Om een nagenoeg weerstandsloze overgang van de metalen elektroden naar het GaAs te verkrijgen, zijn de toplaag en het substraat beide sterk gedoteerd. Daar het substraat in zijn geheel geleidend is en volledig met metaal is bedekt, volstaat daar een dotering van 10^{18} at/cm^3 . Aan de andere zijde, waar slechts een strook van $5 \mu m$ geleidend is, moet men krachtiger maatregelen treffen

Niet alleen is daar de Ge-dotering tweemaal zo sterk, maar de acceptorconcentratie wordt bovendien nog verhoogd (tot 10^{19} cm^{-3}) door bij 600°C zinkatomen in de laag te laten diffunderen

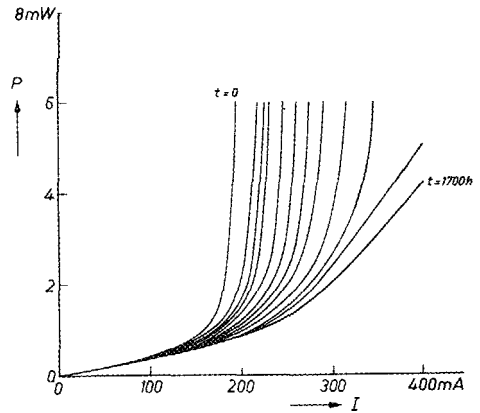
Om een zo goed mogelijke warmteafvoer te verkrijgen, wordt voor de contacten gebruik gemaakt van goud en wordt bovendien de laser met de epitactische lagen op een blokje koper gesoldeerd; aan deze zijde bevindt het blokje zich het dichtst bij de plaats waar de warmte wordt opgewekt. Op deze wijze wordt tussen de warmtebron en de omgeving een weerstand verkregen die voldoende laag is om continu werken van de laser mogelijk te maken. Goud heeft als contactmateriaal ook het voordeel dat het met een geschikte warmtebehandeling tamelijk zacht te maken is, zodat het verschil in uitzettingscoëfficiënt van contactmateriaal en GaAs geen al te grote mechanische spanningen in de laser veroorzaakt. Voor het solderen van de laser op het koperblok wordt indium gebruikt, dat eveneens zacht is. Fig. 17 toont een met een raster-elektronenmicroscop gemaakte foto van een op de hierboven beschreven wijze gemonteerde laser



Figuur 17. Experimentele GaAs-laser — substraat met vier epitactische lagen —, gesoldeerd op een koperblok voor afvoer van warmte. De vier lagen bevinden zich aan de zijde van het blok, omdat in deze positie de warmteontwikkeling het dichtst bij het blok plaatsvindt. In het substraatcontact is een strook uitgespaard voor observaties (zie fig. 19 en 20).

De levensduur van een continu werkende laser

Als met een GaAs-laser continu laat werken, veranderen sommige van zijn eigenschappen geleidelijk in ongunstige zin, de zg. degradatie. Deze veranderingen kunnen niet tenietgedaan worden en op den duur wordt de laser onbruikbaar. Het meest opvallende veranderingsverschijnsel is het toenemen van de drempelstroom. In fig. 18 ziet men een schaar licht/stroomkarakteristieken van één zelfde continu werkende laser, die met tussentijden van 100 à 200 uur zijn opgenomen. Na ca. 1700 uren kon deze laser niet meer continu werken. Verder kan met uit fig. 18 aflezen dat niet alleen de drempelstroom toeneemt maar dat de curven geleidelijk minder steil gaan lopen, ofwel dat η_{ext} afneemt. Beide effecten kunnen het gevolg zijn van een toeneming van de demping α , zie (2b) en (3) — G varieert lineair met f_{th} .

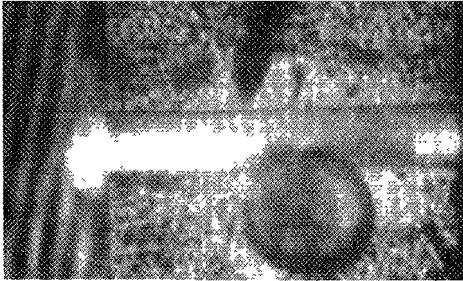


Figuur 18. Schaar licht/stroomkarakteristieken, genomen tijdens een levensduurproef met een der experimentele GaAs-lasers. Men ziet dat de drempelstroom I_{th} voor laserwerking (vgl. fig. 8) geleidelijk toeneemt en dat de helling van de curven in het lasergeheel geleidelijk kleiner wordt — i.e. dat het externe rendement daalt.

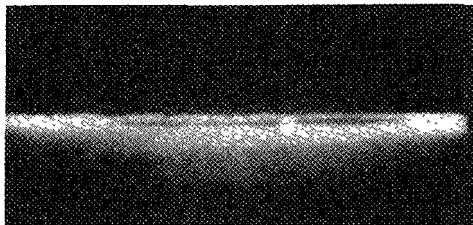
Het onderzoek naar de oorzaken van de de-

gradatie is tot nu toe in hoofdzaak van fenomenologische aard geweest. Wij hebben daarbij een goede indruk kunnen krijgen wat er in de verouderde laser gebeurt, maar een volledige verklaring van alle verschijnselen is nog niet te geven. Wel is de levensduur inmiddels opgevoerd tot ca. 5000 uur

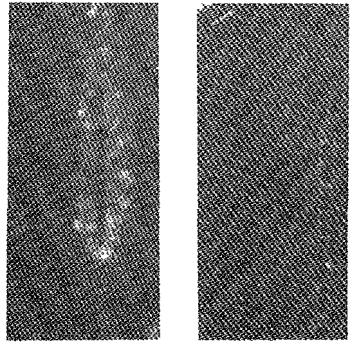
In fig. 19 en fig. 20 ziet men infrarood-opnamen van het inwendige van lasers die naar alle waarschijnlijkheid zijn gedegradieerd door de groei van dislocatienetwerken (17). In fig. 19 ziet men rechts van het midden, onder een hoek van ca. 60° met de lengte-as, een aantal evenwijdige donkere lijnen. Deze liggen in een der kristalvlakken, wat bij dergelijke donkere gebieden dikwijls het geval is. Dit is een der redenen om als oor-



Figuur 19.
Opname met infrarood-microscoop van de spontane luminescentie in de actieve laag van een inwendig beschadigde laser. Rechts van het midden ziet men een reeks evenwijdige donkere strepen, die hoogstwaarschijnlijk moeten worden toegeschreven aan de aanwezigheid van evenzovele dislocatienetwerken op kristalvlakken.



Figuur 20.
Als fig. 19. De donkere gebieden, in de lengterichting van de laser gelegen, zijn hier vermoedelijk te wijten aan dislocatienetwerken waarvan de oorsprong zich in een der epitactische lagen bevindt.



Figuur 21.
Links: opname van laserspiegel die door een te sterke instelstroom in zeer korte tijd is vernield. Men ziet een rij kraters (breedte ca. $0,5 \mu\text{m}$) die vermoedelijk is ontstaan door elektrische doorslag. Rechts: Beschadiging van een spiegel waarvan de kwaliteit in de loop van de tijd zeer geleidelijk is achteruitgegaan. De oorzaak van dit soort degradatie is nog niet ten volle duidelijk.

zaak ervan aan dislocatienetwerken te denken. Uit thermische metingen is gebleken dat in de donkere gebieden de temperatuur enige tientallen graden hoger is dan elders (18). Dit temperatuurverschil en de geringere emissie van straling zijn beide uit de aanwezigheid van dislocaties te verklaren. In de eerste plaats is er dus bij dislocaties een grotere kans op niet-stralende recombinatie, waardoor er ter plaatse minder straling en meer warmte wordt geproduceerd dan elders. Bovendien wordt bij dislocaties meer straling geabsorbeerd dan elders, wat nog extra bijdraagt tot de warmteontwikkeling.

De dislocatienetwerken in de laser van fig. 19 zijn vermoedelijk een gevolg van mechanische beschadiging tijdens de afmontage. De donkere gebieden in de laser van fig. 20 daarentegen worden veroorzaakt door dislocatienetwerken waarvan de oorsprong zich vermoedelijk in de epitactische lagen zelf bevond heeft. In beide gevallen breidt zo'n netwerk zich geleidelijk uit onder invloed van mechanische spanningen die het gevolg zijn van temperatuurverschillen.

Behalve door de in fig. 19 en 20 getoonde inwendige oorzaak, kan een laser ook achteruitgaan door beschadiging van de spiegels. In sommige lasers gaat de kwaliteit van de spiegels heel geleidelijk achteruit, door oorzaken die nog niet ten volle bekend zijn. Wel is het natuurlijk duidelijk dat men ervoor moet zorgen dat de spiegel niet in aanraking komt met stoffen die het GaAs aantasten, zoals b.v. waterdamp

Kiest men de instelstroom ver boven de drempelwaarde, dan kan het gebeuren dat de spiegels binnen enkele ogenblikken vernield zijn, hetzij door doorslag ten gevolge van een te hoge (optische) veldsterkte (> 20 kV/cm) hetzij door een te sterke plaatselijke temperatuurverhoging¹⁹⁾, er zijn temperaturen boven 1000°C waargenomen. In fig. 21 ziet men voorbeelden van dergelijke beschadigingen

- 4) De gedachte dat stappen in de brekingsindex kunnen worden benut voor het reduceren van de drempelstroom is afkomstig van G. Diemer en B. Bolger van ons laboratorium (Physica 29, 600, 1963).
- 5) W.W. Anderson, IEEE J. QE-1, 228, 1965.
- 6) M. J. Adams en M. Cross, Electronics Letters 7, 569, 1971
- 7) P. J. de Waard, Electronics Letters 11, 11, 1975
- 8) T.G.J. van Oirschot en W. Nijman, J. Crystal Growth 20, 301, 1973.
- 9) Zie b.v. W.F. Knippenberg, B. Lersmacher, H. Lydtin en A.W. Moore, Philips techn.T. 28, 133, 1967.
- 10) D.N. Payne en W.A. Gambling, Electronics Letters 11, 176, 1975
- 11) L.R. Dawson, J. Crystal Growth 27, 86, 1974.
- 12) M. Kumagawa, A.F. Witt, M. Lichtensteiger, H.C. Gatos, J. Electrochem. Soc. 120, 583, 1973.
- 13) J.J. Daniele en C. Michel in Gallium arsenide and related compounds, Proc. Conf. Deauville 1974 (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 24), blz 155
- 14) J.J. Daniele, Appl. Phys. Letters 27, 373, 1975
- 15) D.J. Lawrence en L.F. Eastman, J. Crystal Growth 30, 267, 1975
- 16) L.A. D'Asaro, J. Luminescence 7, 310, 1973
- 17) Deze verklaring is het eerst voorgesteld door P. Petroff en R.L. Hartman, Appl. Phys. Letters 23, 469, 1973.
- 18) T. Kobayashi, T. Kawakami en Y. Furukawa, Jap. J. appl. Phys. 14, 508, 1975
- 19) B.W. Hakki en F.R. Nash, J. appl. Phys. 45, 3907, 1974

- 1) K. Mouthaan, Ph. Techn. T. 36, no 7, blz 186
- 2) Zie b.v. R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys en R.O. Carlson, Phys. Rev. Letters 9, 366, 1962
- 3) G.A. Acket, W. Nijman en H. 't Lam, J. appl. Phys. 45, 3033, 1974

Ingezonden mededeling. Reacties kunt u de Landbouwhogeschool, de Rijkswaterstaat, de Rijks Geologische Dienst en het ITC

Voorts werden vruchtbare contacten onderhouden, zowel in binnen- als buitenland.

Sinds 1969 wordt in Nederland onderzoek gedaan naar mogelijke civiele toepassingen van Remote Sensing (ofwel teledetectie). Dit onderzoek wordt uitgevoerd door de NIWARS, de Nederlandse Interdepartementale Werkgemeenschap voor het Applicatie-onderzoek van Remote Sensing technieken. In deze NIWARS, een beleidsruimteproject met een beperkte looptijd (oorspronkelijk 5 jaar) en een budget van ca. f 10 miljoen, wordt samengewerkt tussen een aantal Ministeries en daarmee tussen een aantal organisaties en instituten, o.m.

Tijdens het NIWARS-onderzoek werd onder meer onderzocht

- de mogelijkheid om bij Remote Sensing gebruik te maken van de specifieke eigenschappen van warmtestraling, 'zichtbaar licht' en microgolfstraling
- mogelijke toepassingen van Remote Sensing t.b.v. geologie, landbouw, oceanografie, milieubeheer en bosbouw
- het gebruik van verschillende analoge, digitale en hybride systemen voor de verwerking van beelden die vanuit