

nederlands tijdschrift voor

Natuurkunde

juni 2002 - jaargang 68 - nummer 6

Fotonische kristallen
Snelle metingen aan water
Chemische reacties
door een fysisch computervenster

Fotonische kristallen: oases van stilte in h

Wat is zo fascinerend aan de fonkelende twinkelingen van opalen? Voor een groeiende groep fysici ligt de fascinatie in meer dan de kleuren alleen. Zullen fotonische kristallen ooit de halfgeleiders van de optica worden? Recente experimenten van de auteurs laten zien dat fotonische kristallen licht inderdaad zo sterk buiten sluiten dat ze het uitzenden van licht door atomen en moleculen wezenlijk veranderen. De sterke onderdrukking van spontane emissie is een belangrijke stap naar complete controle over atomen en moleculen als lichtbronnen. Niet alleen de bouw van efficiënte miniatuurlasers, ook nieuwe quantumoptica ligt in het verschiet.

Femius Koenderink, Lydia Bechger en Willem Vos



A.F.Koenderink@tn.utwente.nl

Femius Koenderink (rechts) is oorspronkelijk vaste-stoffysicus (UU, 1998) en wiskundige (UU, 1999) en onderzoekt de optische eigenschappen van fotonische kristallen. De preparatie van deze materialen is het onderzoeksterrein

van Lydia Bechger (midden), die als organisch chemicus afstudeerde (1997) en werkte aan de VU. Dit onderzoek is begin jaren negentig door Willem Vos (links – van oorsprong hagedruk-fysicus, promotie 1991 UvA) opgezet in de

groep van Ad Lagendijk aan de UvA. Sinds maart 2002 is de hele onderzoeksgroep naar de Universiteit Twente verhuisd. Zie ook: www.photonicbandgaps.com.

In het proces van spontane emissie valt een atoom of molecuul dat aangeslagen is tot een hogere energietoestand, spontaan terug naar de grondtoestand onder het uitzenden van een foton. Volgens de quantummechanica is de typische tijdschaal via Fermi's Gouden Regel niet alleen verbonden met eigenschappen van het atoom [1]. Bij het toepassen van de Gouden Regel van Fermi wordt immers gesommeerd over alle beschikbare eindtoestanden in het vervalproces. Hierbij komen niet alleen de eindtoestanden van het atoom, maar ook die van het uitgezonden foton kijken. In principe kun je het stralend verval van een atoom dus beïnvloeden door de beschikbare dichtheid van toestanden voor het foton te veranderen. In vaktermen: stralend verval hangt af van de omgeving via de dichtheid van zogenaamde vacuümfluctuaties. Deze fluctuaties zijn de aandrijving voor allerlei fundamentele processen, waaronder het uitzenden van licht door aangeslagen atomen en moleculen. Het beheersen van vacuüm-

fluctuaties biedt niet alleen mogelijkheden tot het onderdrukken van spontane emissie, maar ook tot het manipuleren van het spectrum van zwarte stralers, en Casimir- en Van der Waalskrachten.

Spontane emissie wordt vaak beschouwd als storend voor de werking van lasers [2], omdat je bij lasers zoveel mogelijk gestimuleerde emissie beoogt. Het beheersen van spontane emissie leidt al tot de ontwikkeling van steeds kleinere laserbronnen. Ongeveer vijftien jaar geleden is door Canadese onderzoekers voorspeld dat spontane emissie geheel kan worden onderdrukt door de moleculen (of atomen) te plaatsen in zogenaamde fotonische materialen met een fotonische bandkloof [3].

FOTONISCHE BANDKLOOF

Fotonische kristallen zijn materialen waarvan de brekingsindex in alle drie dimensies varieert met een periodiciteit in de orde van de golflengte van licht. Het is moeilijk om zo'n composietstructuur te maken voor zichtbaar licht, dus met een periodiciteit van ongeveer 500 nm.

De eigenschappen van licht in 'fotonische kristallen' lijken op die van elektronen in halfgeleider-kristallen zoals silicium. Licht van bepaalde golflengten kan zich in bepaalde richtingen helemaal niet voortplanten. Dit is een gevolg van Bragg-diffractie, zoals uitgelegd in het kader 'Bragg-diffractie en fotonische bandkloof'. Deze Bragg-diffractie leidt tot de helder gekleurde reflecties bij opalen (dit zijn natuurlijk gevormde fotonische kristallen). Als de variatie van de brekingsindex groot genoeg is, planten sommige kleuren licht zich zelfs in geen enkele richting meer voort. Dit verschijnsel heet 'fotonische bandkloof'. Hier is een sterke analogie met de natuurkunde van elektronen in een halfgeleider. De eigenschappen van een halfgeleider

et ruisend vacuüm

worden bepaald door de elektronische bandkloof, een voor de elektronen verboden band van energieën. Naar analogie van de halfgeleiderfysica, zou een fotonische bandkloof een eerste stap kunnen zijn op weg naar optische schakelingen. Tot nu toe is echter niemand erin geslaagd een bandkloof voor licht aan te tonen.

De natuur maakt het ons hier lastig: de brekingsindex van de meeste optische materialen voor zichtbare golflengten

ligt rond de 1,5. Een fotonische bandkloof vereist echter een veel groter brekingsindexcontrast (dit is de verhouding tussen de brekingsindices). Afhankelijk van de kristalstructuur is een minimaal contrast nodig van bijvoorbeeld 2 voor een diamantrooster, of 2,8 voor fcc (vlakgecentreerd kubisch). Voor sommige andere kristalroosters is het nog veel moeilijker een fotonische bandkloof te bereiken. Eén van de weinige geschikte materialen voor

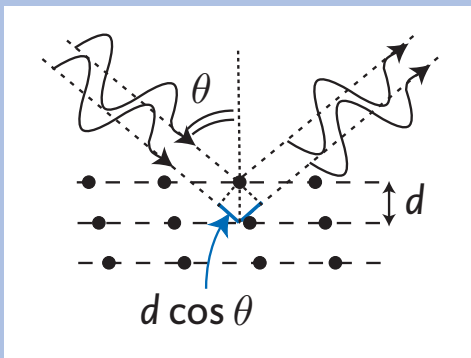
zichtbaar licht is titaandioxide ($n = 2,5 - 2,7$), de stof die verantwoordelijk is voor de witheid van bijvoorbeeld verf, papier en tandpasta.

LICHTBRONNEN

Recent hebben we spontane emissie van lichtbronnen in titaandioxide-luchtbolkristallen (zie het kader 'Preparatie van fotonische luchtbolkristallen') bestudeerd [5,6]. Hiertoe hebben we fluorescerende kleurstofmoleculen

Bragg-diffractie en de fotonische bandkloof

De verstrooiers in een fotonisch kristal zijn geordend, zoals in de bovenste figuur is aangegeven met stippen. Omdat de verstrooiers onderlinge afstanden van de orde van de golflengte λ van licht hebben, treedt er interferentie op tussen de verstrooide golven. De verstrooiers kunnen worden opgedeeld in kristal-



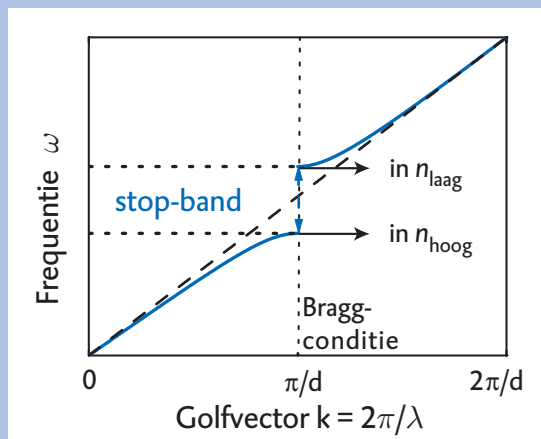
vlakken, aangegeven met stippellijnen. Bij verstrooiing aan opeenvolgende vlakken, ondervindt licht voor ieder dieper gelegen vlak een faseverschuiving vanwege de extra afgelegde weglengte van $2d \cos \theta$, met d de afstand tussen de vlakken en θ de verstrooihoek. Als de padlengte gelijk is aan een geheel aantal keren de golflengte ($\lambda = 2d \cos \theta$), dan treedt er constructieve interferentie op en treedt er een bundel uit het kristal die een hoek 2θ met de inkomende bundel maakt. De golflengte van Bragg-gereflecteerd licht verandert dus met de hoek van inval. Dit is Bragg-diffractie zoals die al lang bekend is onder andere uit de Röntgendiffractie.

De inkomende en de Bragg-verstrooide golven vormen staande golven in het kristal. Ten gevolge van de roostersymmetrie zijn

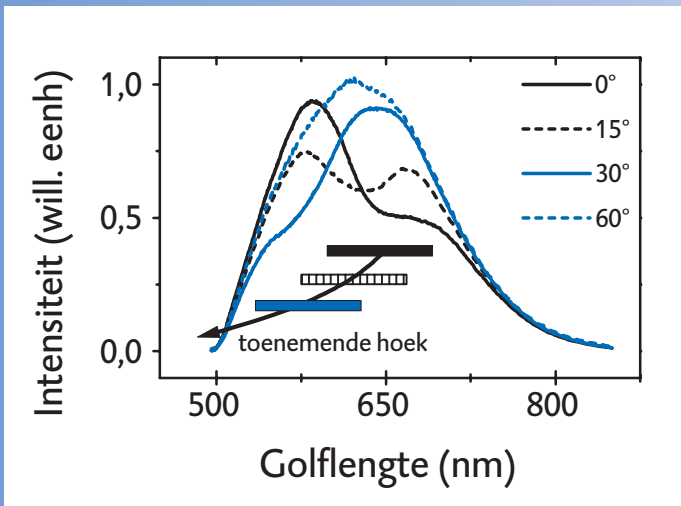
er twee verschillende staande golven mogelijk: met buiken voornamelijk in het lage brekingsindexmateriaal en aan de andere kant golven met buiken voornamelijk in het hoge brekingsindexmateriaal. Dit heeft consequenties voor de dispersierelatie tussen de hoekfrequentie ω en de golfvector $k = 2\pi/\lambda$. In homogene media met brekingsindex n is deze relatie $\omega/k = c/n$, met c de lichtsnelheid, zoals aangegeven in

de onderste figuur. De staande golven in het hoge-brekingsindexmateriaal hebben daarom bij gelijke golflengte (gegeven door de Bragg-diffractieconditie) een lagere frequentie dan de staande golven in het lage brekingsindexmateriaal. Het blijkt dat er zich geen golven kunnen voort-

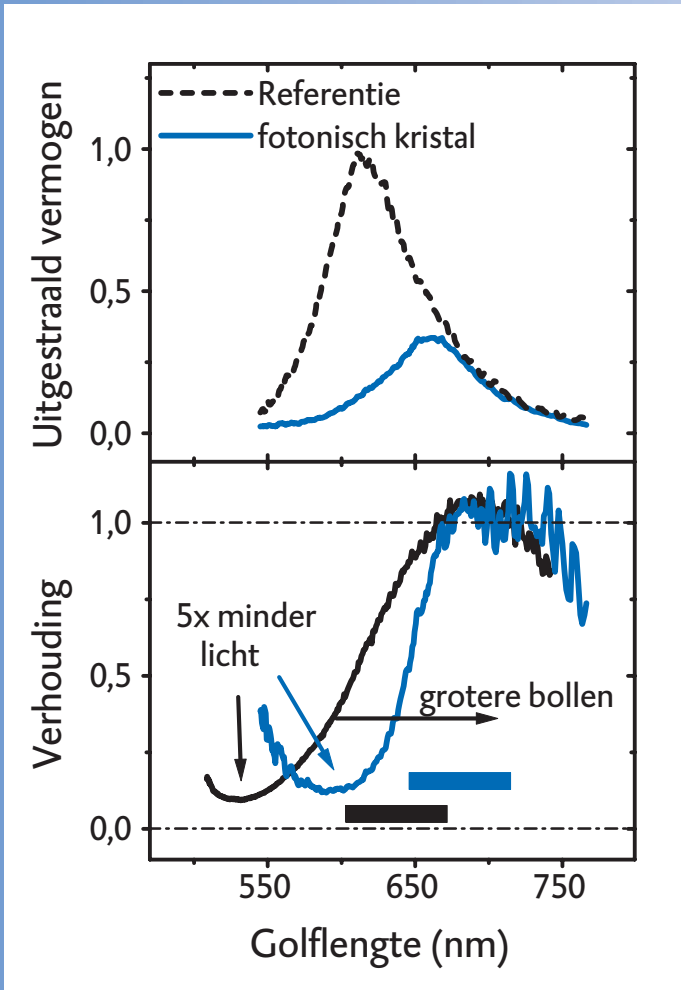
planten voor tussenliggende frequenties. Deze verboden frequentieband heet de stopband voor propagatie in een bepaalde richting. De relatieve bandbreedte van de stopband is een maat voor de sterkte van de wisselwerking tussen licht en een fotonisch kristal. Voor Röntgenstraling zijn de relatieve bandbreedtes van de orde 10^{-6} tot 10^{-4} . Voor licht in fotonische kristallen kunnen de stopbanden zo'n 10 à 20 % van de centrale frequentie in breedte zijn, als gevolg van de grote mogelijke brekingsindexvariëaties. Hoewel de stopbanden voor voortplanting in verschillende richtingen een verschillende centrale frequentie hebben (die samenhangt met de wet van Bragg), kunnen de stopbanden gaan overlappen. Dit gebeurt



bij toenemende wisselwerking, als de stopbanden breder en breder worden. Als er een frequentieband is waarvoor de stopbanden overlappen voor alle richtingen tegelijk in drie dimensies, dan is er sprake van de felbegeerde fotonische bandkloof.



Figuur 1 Spectra van de kleurstof R6G in een fotonisch kristal vertonen duidelijk een afhankelijkheid van de hoek met de normaal op de 111-roostervlakken. De onderdrukkingsbanden van de Bragg-reflectie zijn met balken aangegeven, en komen met de reflectiekleuren overeen.



Figuur 2 Bovenin: Het over alle hoeken uitgestraald vermogen van Nijl-Blauw in een fotonisch kristal (blauwe kromme) is sterk onderdrukt in de band 550–650 nm ten opzichte van de referentie (zwart). Onderin: De verhouding (blauw) laat zien dat de vijfvoudige onderdrukking blauwverschoven is ten opzichte van de reflectie (blauwe balk) bij 0°. Voor een kleinere roosterparameter verschuift de onderdrukking (zwarte curve) en de reflectie (zwarte balk) naar kortere golflengten. De zwarte kromme is overigens met een andere kleurstof (R6G) gemeten.

in de luchtballen van de kristallen ingebouwd door ze heel even in een verdunde oplossing van deze kleurstofmoleculen onder te dompelen en de kristallen vervolgens uit te spoelen en te drogen. Om zeker te zijn dat de lichtbronnen alleen binnenin zaten, zijn de lichtbronnen in de buitenste kristallagen met een intense laserbundel weggebrand. Metingen (figuur 1) laten zien dat het fotonisch kristal zorgt voor een sterke golflengte- en hoekafhankelijkheid van de emissiespectra [5]. Het spectrum genomen onder een hoek van 0° met de normaal op de 111-roostervlakken is bijvoorbeeld sterk onderdrukt in een golflengteband rond 680 nm. Deze band verschuift met de hoek kwalitatief volgens de wet van Bragg. Voor grote hoeken (zoals 60° in figuur 1) is de stopband links voorbij het spectrum geschoven. Door Bragg-reflectie kan uitgestraald licht onder de Bragg-conditie het kristal bijna niet uit, omdat het intern gereflecteerd wordt aan de roostervlakken. De stopbanden in figuur 1 komen dan ook precies overeen met de reflectiekleuren die je van buitenaf ziet.

ONDERDRUKT STRALEND VERVAL

Dit hoekafhankelijke effect heeft echter nog niets met spontane emissielevensduren te maken en kan ook gemeten worden voor lichtbronnen in heel zwak wisselwerkende fotonische kristallen (zie het kader 'Bragg-diffractie en de fotonische bandkloof'). Uit reflectiemetingen weten we echter dat voor sommige kleuren meer dan de helft van alle voortplantingsrichtingen verboden is in de luchtbolkristallen. Je zou dan ook verwachten dat een aangestlagen atoom of molecuul in zo'n kristal een twee keer zo lange levensduur heeft, omdat er twee keer minder elektromagnetische toestanden zijn waarin het foton weg kan.

Door een zorgvuldige analyse zijn we erin geslaagd om dit hoekafhankelijke effect als het ware uit te delen en zo het over alle uitstralingsrichtingen gemiddelde spectrum te meten. Dit spectrum is het door de kleurstofmoleculen in het fotonisch kristal uitgestraalde vermogen als functie van de golf-

lengte. Voor verschillende soorten kleurstofmoleculen hebben wij het uitgestraalde vermogen in fotonische kristallen met verschillende roosterparameters vergeleken met de emissie vanuit chemisch identieke, niet-fotonische referentiematerialen [6]. In vergelijking met het uitgestraalde vermogen in een referentiesysteem, blijkt dat de moleculen in een luchtbolkristal een heel ander spectrum hebben. In figuur 2 (bovenin) zie je het grote verschil in emissie voor de kleurstof Nijl-Blauw in referentie en fotonisch kristal. De verhouding (onderin) laat zien dat de moleculen tot wel vijf keer minder licht uitzenden in een frequentieband die blauw-verschoven is ten opzichte van de reflectiepiek. Bij deze

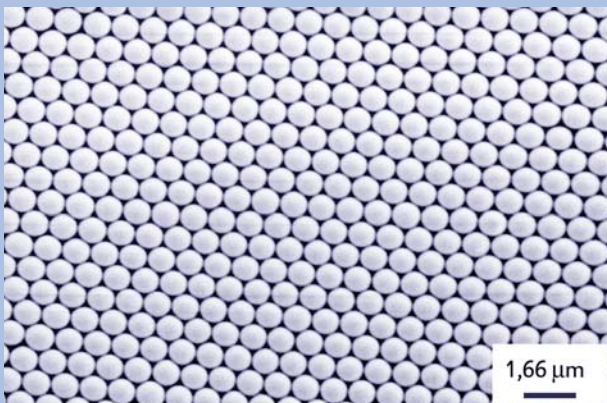
golflengten treedt over een heel groot hoekbereik Bragg-diffractie op, en zijn dus vele voortplantingsrichtingen tegelijk verboden. Voor de langere golflengten zijn de emissiespectra juist onveranderd. Voor deze golflengten is er geen enkele hoek waarvoor Bragg-reflectie optreedt, en zijn de kristallen effectief niet fotonisch. Door een kristal met een kortere roosterafstand te kiezen, kun je zowel de reflectiepiek als de vijfvoudige onderdrukking naar kortere golflengten schuiven, zoals ook in figuur 2 (onderin) te zien is. In een tijdsopgelost experiment zou de spectrale onderdrukking gelijk staan aan een vijfvoudige vertraging van de spontane emissie. Een subtiel punt is dat de lage quantumefficiëntie van de

kleurstofmoleculen (<5%) cruciaal blijkt voor het experiment. Omdat stralend verval in het fotonisch kristal vijf maal langzamer is dan in de referentie, heeft het kleurstofmolecuul veel meer tijd om z'n energie op een niet-stralende manier kwijt te raken. Zo leidt vertraging van stralend verval tot minder uitgestraalde fotonen in figuur 2. Als de moleculen heel efficiënt zijn, blijkt er geen effect te zijn op het uitgestraalde vermogen, maar wel op de stralende levensduur.

PERSPECTIEF

Een vergelijking met eerdere experimenten is hier op zijn plaats. Omdat een aangeslagen atoom zijn foton in alle drie dimensies kwijt kan, kan de

Preparatie van fotonische luchtbolkristallen

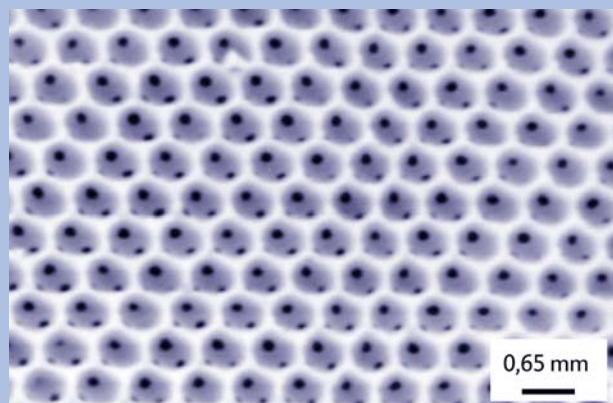


reflecties (zie ook kader 'Bragg-diffractie en de fotonische bandkloof'). De kleur van de reflectie is afhankelijk van de grootte van de bolletjes. Vervolgens willen we de structuur inverteren: wat lucht is moet vaste stof worden en vice versa. Dit doen we door de ruimte tussen de bolletjes in het opaal op te vullen met

een vaste stof en daarna de bolletjes te verwijderen. Voor het opvullen gebruiken we een vloeibare precursor die na reactie de vaste stof titaandioxide (TiO_2) vormt. Door het dichtheidsverschil tussen de vloeibare precursor en het vaste titaandioxide moeten we deze opvulling enige malen herhalen om genoeg materiaal tussen de bollen af te zetten. In de oven branden we de latex bolletjes weg en houden we een inverse opaal over, ook wel een luchtbolkristal genoemd [4]. Nu hebben we niet alleen een kristal met een hoger brekingsindexcontrast ($n_{\text{latex}}/n_{\text{lucht}} = 1,6$, $n_{\text{TiO}_2}/n_{\text{lucht}} = 2,5 - 2,7$) maar ook een kristal dat voor meer dan 80% uit lucht bestaat, hetgeen gunstig is om een fotonische bandkloof te creëren. In de onderste elektronenmicroscopafbeelding is een 111-kristalvlak van een luchtbolkristal te zien. Het witte materiaal is het titaandioxide en de zwarte punten zijn de raampjes in de luchtbollen. De raampjes verbinden de luchtbollen met elkaar en zijn ontstaan doordat de latexbolletjes in de mal elkaar aanraken en daar dus geen materiaal afgezet kan worden. Ook de luchtbolkristallen vertonen mooie Bragg-reflecties, afhankelijk van de gemiddelde brekingsindex en de diameter van de luchtholtes in het kristal. Deze reflecties hebben een veel grotere relatieve bandbreedte dan de reflecties van opalen.

Voor een fotonische bandkloof is een periodieke structuur nodig met een hoog brekingsindexcontrast. De opvulling van de repeterende eenheidscel is erg belangrijk; een hoge volumefractie van het lage-indexmateriaal is gunstig. Onze fotonische luchtbolkristallen worden gemaakt door gebruik te maken van een mal. Deze mal bestaat uit kleine latexbolletjes (circa 0,5 micrometer in diameter) die geordend gestapeld zijn in een fcc-structuur (zie bovenste elektronenmicroscop afbeelding). De mal kun je maken door een oplossing van kleine latexbolletjes in water te laten sedimenteren onder zwaartekracht. Na drogen van het gevormde colloïdaal kristal ontstaat een kunstmatig opaal. De periodiciteit in de brekingsindex is van de orde van grootte van de golflengte van licht en ten gevolge daarvan geven deze opalen veelal mooie

een vaste stof en daarna de bolletjes te verwijderen. Voor het opvullen gebruiken we een vloeibare precursor die na reactie de vaste stof titaandioxide (TiO_2) vormt. Door het dichtheidsverschil tussen de vloeibare precursor en het vaste titaandioxide moeten we deze opvulling enige malen herhalen om genoeg materiaal tussen de bollen af te zetten. In de oven branden we de latex bolletjes weg en houden we een inverse opaal over, ook wel een luchtbolkristal genoemd [4]. Nu hebben we niet alleen een kristal met een hoger brekingsindexcontrast ($n_{\text{latex}}/n_{\text{lucht}} = 1,6$,



levensduur alleen wezenlijk langer worden als de elektromagnetische modes over veel richtingen tegelijk verboden zijn. Experimenten met atomen tussen twee spiegels lieten dan ook slechts levensduurveranderingen zien die kleiner zijn dan 1%, en dan nog alleen onder speciale condities [7]. Dit komt doordat de ruimtehoek die bestreken wordt door de spiegels van zo'n trilholte erg klein is. Ook vergt zo'n experiment een nauwkeurige afstemming van de positie van het atoom en de kleur van de overgang ten opzichte van de staande golven in de trilholte.

Ons experiment is dan ook het eerste waarin zo een radicale beperking van de spontane emissie is waargenomen. Bovendien gebeurt dit voor verrassend veel kleuren tegelijk (van rood tot en

met groen). Volgens theoretische voorspellingen zal de relatieve bandbreedte van een volledige bandkloof uiteindelijk tot zo'n 15% zijn, dus ~100 nm in het zichtbaar. Bovendien treedt het effect door het hele volume van het kristal op, anders dan in de eerdere experimenten waar moleculen heel nauwkeurig tussen de spiegels geplaatst moesten worden.

Een volgende stap zal zijn om gecontroleerd roosterfouten in fotonische kristallen in te bouwen die kunnen dienen als miniatuurtrilholtes (volume λ^3) waarin licht letterlijk zit opgesloten. In zulke holtes kan een atoom wel fotonen uitzenden, maar het licht kan verder niet door het omringende kristal heen. Het foton blijft dus 'gebonden' aan het atoom. Deze ongewone situatie belooft nieuw onderzoeks-

terrein in de quantumoptica. Een andere uitdaging is om spontane emissie juist vele malen te versnellen, door de emissiegolflengte buiten een bandkloof te kiezen, waar het vacuüm harder ruist.

REFERENTIES

- 1 E. Fermi, *Rev. Mod. Phys.* **32** (1932) 87.
- 2 J.P. Woerdman, *NTvN* 59 (1993) 68.
- 3 *Photonic crystals and light localization in the 21st century*, C. Soukoulis (Kluwer, Dordrecht 2001).
- 4 J.E.G.J. Wijnhoven en W.L. Vos, *Science* **281** (1998) 802; J.E.G.J. Wijnhoven, L. Bechger en W.L. Vos, *Chem. Mater.* **13** (2001) 642.
- 5 H.P. Schriemer, H.M. van Driel, A.F. Koenderink en W.L. Vos, *Phys. Rev. A* **63** (2001), 011801(R).
- 6 A.F. Koenderink, L. Bechger, H.P. Schriemer, A. Lagendijk en W.L. Vos, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002), 143903.
- 7 D.J. Heinzen, J.J. Childs, J.E. Thomas en M.S. Feld, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1320.

Daniel Gabriel Fahrenheit en zijn temperatuurschaal

Was Fahrenheit een Duitser, een Nederlander of een Pool? Mooie quiz-vraag.

Antwoord: dat zoeken we op!

Helaas, encyclopedieën spreken elkaar tegen. Was Fahrenheit een fysicus, een glasblazer, of een uitvinder? Ook hier zijn de literatuurgegevens tegenstrijdig. Het beste antwoord op beide vraagstellingen is: "Hij was alledrie!"

Inderdaad, als je leven en werken van Daniel Gabriel Fahrenheit aan de hand van zijn uitvindingen, zijn correspondentie met Boerhaave en Leibniz [1], zijn publicaties in de *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* [2], de twee thermometerschalen in Museum Boerhaave in Leiden en de tekst van zijn openbare lessen in Amsterdam [3] bekijkt is geen andere conclusie mogelijk: Fahrenheit is een begaafd technisch fysicus en uitvinder, een zeer kundige glasblazer, en een gedreven experimentator. Geboren in Gdańsk met Duitse voorouders oefende hij zijn beroep uit in Amsterdam.

Ook de vraag naar de ijkpunten van zijn temperatuurschaal zorgt al eeuwenlang voor verwarring. Nee, het was niet dat mengsel van salmiak en sneeuw waaraan het nulpunt van de fahrenheitschaal vastzit. Ook de temperatuur waarbij water begint te bevriezen is geen ijkpunt; het was Fahrenheit zelf die proefondervindelijk ontdekte dat water soms vloeibaar bleef beneden het vriespunt. Hij gebruikte voor het ijkpunt een evenwichtsmengsel van water en ijs! (= 32 °F). Voor het tweede ijkpunt wordt meestal de lichaamstemperatuur van een gezond

mens (96 °F) genoemd, maar hij ontdekte dat dat niet erg betrouwbaar was. Uitgeprobeerd bij kinderen bleek hun temperatuur een paar graden (F) hoger te zijn dan zijn eigen. Het kookpunt van water op 212 °F? Hijzelf twijfelde; wanneer, zoals hij zegt, de barometer "van 28 tot 31 Engelse duym" opklimt verandert de kooktemperatuur "omtrent 6 à 6 1/2 gr." Hij stelde, en daarmee volg ik drs. Pieter van der Star [1], de relatieve uitzetting van kwik in Boheems glas vast op $8,7 \cdot 10^{-5} \text{ }^\circ\text{F}^{-1}$! Als vloeistof gebruikte hij kwik nadat hij ontdekte dat de uitzetting van alcohol niet betrouwbaar was en van de herkomst afhing. Zo legde hij de grootte van zijn graad en, samen met het smeltpunt van ijs, de hele temperatuurschaal vast. Meting van de absolute uitzetting van kwik en verschillende glassoorten omzeil je zo. Hij gaat deze vraag echter niet uit de weg en beschrijft in een brief aan Boerhaave een uiterst slim experiment om met de destijds beschikbare middelen de absolute uitzetting van verschillende glassoorten te bepalen. Als rechtgeaard technicus voert hij dat experiment niet uit; hij had het immers niet nodig voor zijn werk.

Zijn grote verdienste was het invoeren van een betrouwbare reproduceerbare temperatuurschaal. Deze fahrenheitschaal speelt tot op de dag van vandaag een belangrijke rol in de Engelstalige wereld. In het wetenschappelijk verkeer is hij sinds 1954 niet meer toegestaan. Naast de officiële internationale standaard de kelvin (K) wordt slechts de graad celsius (°C)

toegelaten. Het is jammer dat Fahrenheit's naam niet voor eeuwig aan de temperatuurschaal verbonden is. De historische betekenis van Fahrenheit voor de meting van de temperatuur, de thermometrie, is vele malen groter dan die van zijn navolgers Celsius, Réaumur en Rankine.

Naast zijn invloedrijke werk als grondlegger van de thermometrie bouwde hij barometers, verbeterde verrekijkers, ontwierp een klok voor het bijhouden van de tijd op zee, en een perpetuum mobile (mislukt). Op 24 augustus 1736 verleenden de Staten van Holland en West Friesland hem een patent op een soort centrifugaalpompe ten nutte van de polderbemaling. Voor deze patentaanvraag verbleef hij in Den Haag. Hij werd daar ziek en overleed. Zo is hij 'in het harnas' gestorven.

F. TUINSTR

REFERENTIES

- 1 P. van der Star, *Fahrenheit's letters to Leibniz and Boerhaave*, Leiden: Boerhaave Museum, 1983.
- 2 D.G. Fahrenheit, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **33**, 1-7, 78-84, 114-118, 140-141 en 179-180 (1724).
- 3 J. Ploos van Amstel Cornelisz, *Natuurkundige Lessen van Daniel Gabriel Fahrenheit...*, Universiteitsbibliotheek Leiden, PBL 772 (op perkament).

6 juni wordt in Den Haag een symposium georganiseerd als eerbetoon aan Daniel Gabriel Fahrenheit. Het symposium wordt onder andere georganiseerd door de NNV. Voor meer informatie zie 'Agenda'.