

Halo's uit botsende Bose-Einstein-condensaten

Op het FOM-instituut AMOLF is een manier ontwikkeld om twee Bose-Einstein-condensaten met relatief grote snelheid met elkaar te laten botsen [1]. De botsing resulteert in een *halo*, een holle wolk van atomen die uit de condensaten gestrooid zijn. De halo is een materiegolf van gecorreleerde atoomparen, waarin interferentie zichtbaar is. Deze interferentie maakt het mogelijk om met één enkele opname de atomaire botsingsdoorsnede te bepalen, zonder de dichtheid van het gas of het aantal verstrooide atomen te kennen.

Tobias Tiecke, Christian Buggle en Jook Walraven

tg.tiecke@science.uva.nl



Tobias Tiecke (1979) is in 2002 afgestudeerd op experimenten aan Bose-Einstein-condensaten in de groep van Jook Walraven (AMOLF). Van april tot augustus 2003 werkte hij als junior onderzoeker aan de Universiteit van Melbourne. Sinds oktober 2004 is hij promovendus aan de UvA waar hij onderzoek doet aan mengsels van ultrakoude fermionengassen.



Christian Buggle (1975) studeerde natuurkunde aan de Universiteit van Hannover waar hij zich specialiseerde in laserkoeling en opsluiting van koude atomen. In 2000 kwam hij naar het FOM-Instituut AMOLF, waar hij als promovendus onder meer verantwoordelijk was voor de uitvoering van de hier beschreven experimenten. Op 11 oktober verdedigt hij zijn proefschrift aan de UvA.



Jook Walraven (1947) studeerde en promoveerde aan de UvA. Zijn onderzoeksgroep heeft vele bijdragen geleverd aan het vakgebied van de quantumgasen. Sinds 1988 is hij als hoogleraar experimentele natuurkunde verbonden aan de UvA. Van 1996 tot 2002 was hij directeur van het FOM-Instituut AMOLF.

Bose-Einstein-condensatie (BEC) is een verschijnsel dat plaatsvindt vlak bij het absolute nulpunt, wanneer de quantumonzekerheid in de positie van de deeltjes groter wordt dan de onderlinge afstand tussen de deeltjes. Bij één bepaalde kritische temperatuur vindt een faseovergang plaats waarna alle atomen zich in dezelfde quantumtoestand bevinden. Sinds de eerste experimentele realisatie van een Bose-Einstein-condensaat in 1995 [2] zijn er veel experimenten uitgevoerd om deze macroscopische quantumobjecten te karakteriseren. In 'een BEC' kan het golfkarakter van materie direct zichtbaar gemaakt worden. Dit heeft nieuwe mogelijkheden geopend voor tal van spectaculaire experimenten. De superfluiditeit van een BEC en de prominente rol van de interatomaire wisselwerking hebben hierbij grote aandacht gekregen. In dit artikel zullen we een experiment bespreken waarin we het golfkarakter gebruiken om de sterkte van de elastische interactie, en daarmee de botsingsdoorsnede, tussen rubidiumatomen te meten. In alle gevallen zijn de BEC's kleine gaswolkjes ter grootte van enkele tien-

tallen micrometers. Deze worden bestudeerd, bijvoorbeeld door ze magnetisch te vervormen of door er met een laser in te roeren. Hier bespreken we een nieuwe manier, waarbij gebruik wordt gemaakt van een miniatuur lineaire versneller. In deze versneller werken we met condensaten die een snelheid hebben van maximaal 50 cm/s, dit in tegenstelling tot de versnellers uit de hoge-energiefysica waarbij de lichtsnelheid genaderd wordt. Door twee condensaten tegen elkaar te schieten wordt het mogelijk om hun interne structuur te bestuderen. Bij lage relatieve snelheid v kan interferentie tussen de twee condensaten zichtbaar gemaakt worden. De afstand tussen de interferentiestrepen is dan van de orde van de De Broglie-golflengte

$$\Lambda = \frac{h}{mv},$$

met h de constante van Planck en m de atomaire massa (dit is bijvoorbeeld waargenomen met natriumatomen waarbij $\Lambda = 16 \mu\text{m}$ voor een snelheid van 1 mm/s [4]).

Het voor ons belangrijke regime is als de condensaten botsen met een snelheid groter dan hun geluidssnelheid. In dat geval is de Λ voor de relatieve beweging tussen de atomen uit de verschillende condensaten kleiner dan de zogeheten heellengte (de kleinste lengte waarop het condensaat globaal structuur vertoont). Als dit het geval is wordt de interne structuur van de condensaten zichtbaar. De atomen worden dan paarsgewijs verstrooid door elastische botsingen tussen de atomen uit de verschillende condensaten. Door het quantummechanische golfkarakter van materie is dit verstrooiingsproces te beschouwen als een verstrooiing van de verschillende deelgolven die het totale condensaat beschrijven. In dit geval wordt de interferentie zichtbaar in de hoekafhankelijkheid van de verstrooide materiegolven van de paren.

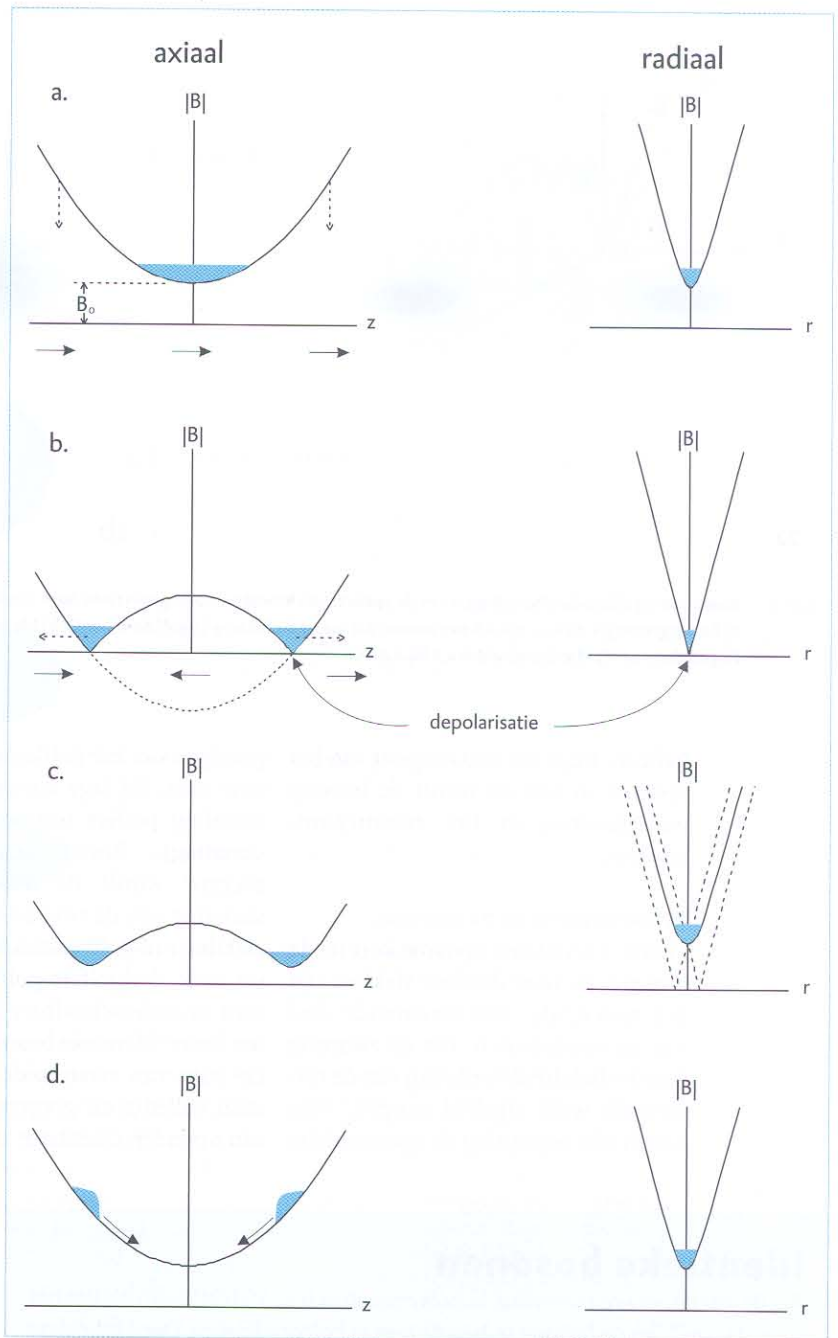
EEN LINEAIRE VERSNELLER

In het experiment uitgevoerd op het FOM-instituut AMOLF maakten we condensaten van ^{87}Rb met zo'n 10^5 atomen en een temperatuur van ruwweg $1 \mu\text{K}$. De atomen zijn geprepareerd in een magnetische spintoestand, waardoor zij kunnen worden opgesloten in een magneetval. Deze val bestaat uit een quadrupoolveld in radiale richting en een parabolisch veld in axiale richting. Hierdoor wordt de val, en de koude wolk, sigaarvormig met een lengte-dikteverhouding van 23:1. Deze sigaarvormige wolk wordt voorzichtig in de lengterichting gesplitst in twee wolkjes met een onderlinge afstand van enkele millimeters. Vervolgens worden deze wolkjes naar elkaar toe versneld om met 'grote' snelheid (tientallen centimeters per seconde) te botsen. We zullen eerst laten zien hoe de wolk wordt gesplitst en hoe de versneller werkt [3].

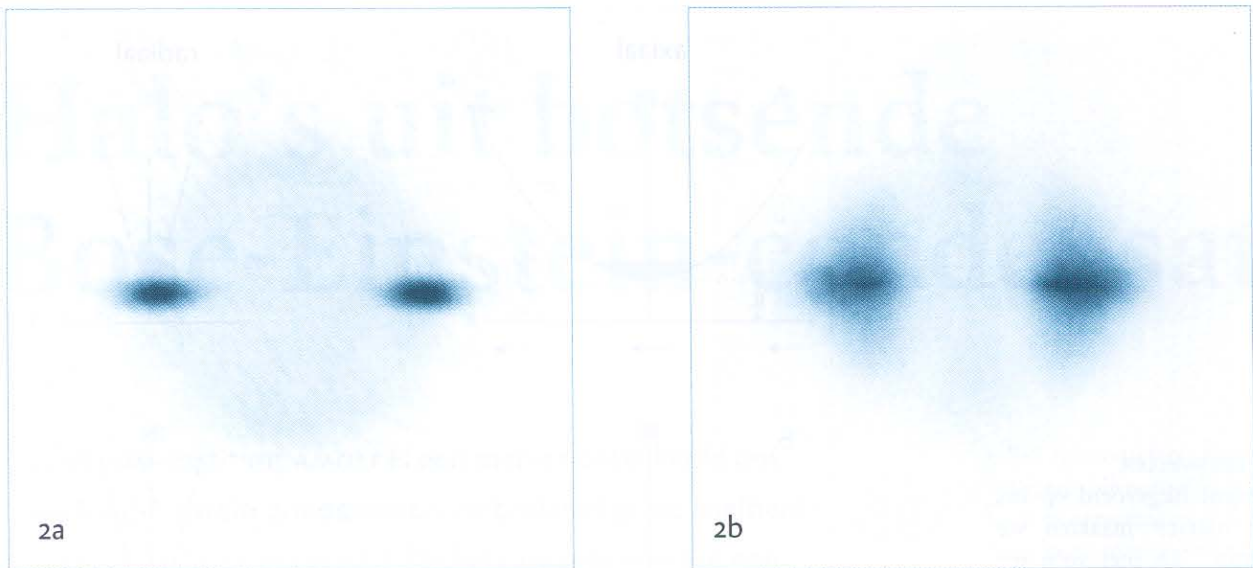
De potentiële energie U van atomen gevangen in het magnetisch veld $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ wordt gegeven door $U(\mathbf{r}) = \mu|\mathbf{B}(\mathbf{r})|$ met μ het atomaire magnetisch moment. De potentiële energie hangt alleen af van de modulus van het magneetveld omdat de koude atomen zo langzaam bewegen dat hun spin zich altijd langs het lokale magneetveld zal blijven richten. De atomen zullen dus altijd het punt met de laagste magnetische veldsterkte opzoeken. Voordat de wolk gesplitst wordt, is het gas afgekoeld tot vlak boven de Bose-Einsteincondensatietemperatuur T_c (zie figuur 1a). Vervolgens wordt langzaam een homogeen veld aangelegd in de richting tegengesteld aan het axiale veld van de val. Hierdoor daalt het veld (dit is de parabool in figuur 1a) totdat een nulpunt ontstaat in het valcentrum. Bij verder opdraaien van het compensatieveld splits het nulpunt zich in tweeën en ontstaat in het centrum een veldmaximum. De atomen verdelen zich over de minima rond de nulpunten

waardoor de wolk zich in axiale richting splitst (figuur 1b). De twee nulpunten vormen een praktisch probleem omdat daar de richting van het magneetveld onbepaald is en de atomen van spintoestand wisselen. Daardoor zal de wolk depolariseren, wat leidt tot groot verlies van atomen uit de val. Om dit te voorkomen wordt met een draaiend magneetveld de as van de val met grote snelheid (7 kHz) rond de wolk gedraaid. Hierdoor ontstaat een effectieve dubbele val zonder nulpunten (figuur 1c) die gegeven wordt door de tijdsgemiddelde potentiaal (voor meer details zie [3]). Vervol-

gens wordt de wolk verder gekoeld totdat in beide vallen een vergelijkbaar condensaat ontstaat. Deze condensaten worden versneld door snel van de dubbele val naar de oorspronkelijke enkele val terug te schakelen (figuur 1d). De condensaten bevinden zich dan opeens hoog in de axiale harmonische potentiaal en worden versneld door de veldgradiënt. De grootte van de splitsing, maximaal 4 mm, bepaalt de botsingsenergie. Vlak voor de botsing wordt de val uitgeschakeld, zodat de botsing plaatsvindt in de vrije ruimte. Omdat de condensaten een even grote maar tegengestelde snelheid



Figuur 1 Principe van een lineaire versneller voor Bose-Einstein-condensaten. a) Beginsituatie met koude wolk; b) Splitsen van de wolk met een homogeen compensatieveld langs de z-as; c) BEC in tijdsgemiddelde dubbele val; d) Lineaire versnelling in oorspronkelijke val. Onder figuur a) en b) geven de pijlen de richting van de axiale component van het magneetveld weer.



Figuur 2. Kunstmatig gekleurde afbeeldingen van de optische dichtheidsverdeling van twee Bose-Einstein-condensaten, vlak na de botsing. a) Botsingsenergie $E/k_B = 138 \mu\text{K}$ per atoom, 2,4 ms na de botsing (s-golf dominant); b) Idem voor $E/k_B = 1230 \mu\text{K}$, 0,5 ms na de botsing (d-golf dominant). Het beeldveld is 0,8 bij 0,8 mm.

hebben, blijft het zwaartepunt van het systeem in rust en wordt de botsing waargenomen in het zwaartepunt-systeem.

INTERFERENTIE IN DE BOTSING

Figuur 2 toont een opname kort na de botsing. De twee donkere vlekken zijn het resterende, niet-verstrooide deel van de condensaten. Uit de zwarting kan de dichtheidsverdeling van de verstrooide wolk afgeleid worden. Men kan in één oogopslag de spectaculaire

gevolgen van het golfkarakter van materie zien. Bij lage energie is de verstrooiing perfect isotroop (s-golfverstrooiing). Boven een 'drempel-energie' wordt de anisotrope verstrooiing van de tweede orde deelgolf zichtbaar (d-golfverstrooiing). De eerste orde deelgolf (p-golf) is afwezig voor ononderscheidbare bosonen (zie het kader 'Identieke bosonen').

De halo van verstrooide atomen bestaat volledig uit gecorreleerde paren van ononderscheidbare atomen. Ieder

paar bevat één atoom uit elk condensaat en wordt beschreven door een radiaal expanderende materiegolf met de De Broglie-golflengte van de botsende atomen. Afhankelijk van de botsingsenergie zullen een of meer deelgolven bijdragen aan de materiegolf. Deze bijdragen zullen met elkaar interfereren. De interferentie tussen de twee golven bepaalt de hoek waaronder minimale verstrooiing wordt waargenomen. Figuur 2a is genomen bij een botsingsenergie van $E/k_B = 138 \mu\text{K}$ per atoom ($v = 17 \text{ cm/sec}$), 2,4 ms na de botsing (s-golf dominant); figuur 2b bij $E/k_B = 1230 \mu\text{K}$ ($v = 49 \text{ cm/sec}$), 0,5 ms na de botsing (d-golf dominant).

FASE VAN DE GOLFFUNCTIE

Afgezien van het direct zichtbaar maken van de deelgolven en de interferentie daarin, is er nog een ander bijzonder aspect aan dit experiment. Het is namelijk mogelijk om de verstrooiingsamplitudo voor twee Rb-atomen te bepalen zonder het aantal verstrooide atomen te meten. De verstrooiingsamplitudo is een maat voor de sterkte van de wisselwerking tussen de atomen en daarmee een sleutelgrootte voor experimenten met ultrakoude gassen. Bijvoorbeeld, om thermisch evenwicht in het gas te behouden moeten de atomen voldoende vaak onderling botsen. De hiervoor relevante botsingsdoorsnede is evenredig met het kwadraat van de verstrooiingsamplitudo. Verder is de energie van het condensaat in de grondtoestand direct evenredig met de verstrooiingsamplitudo.

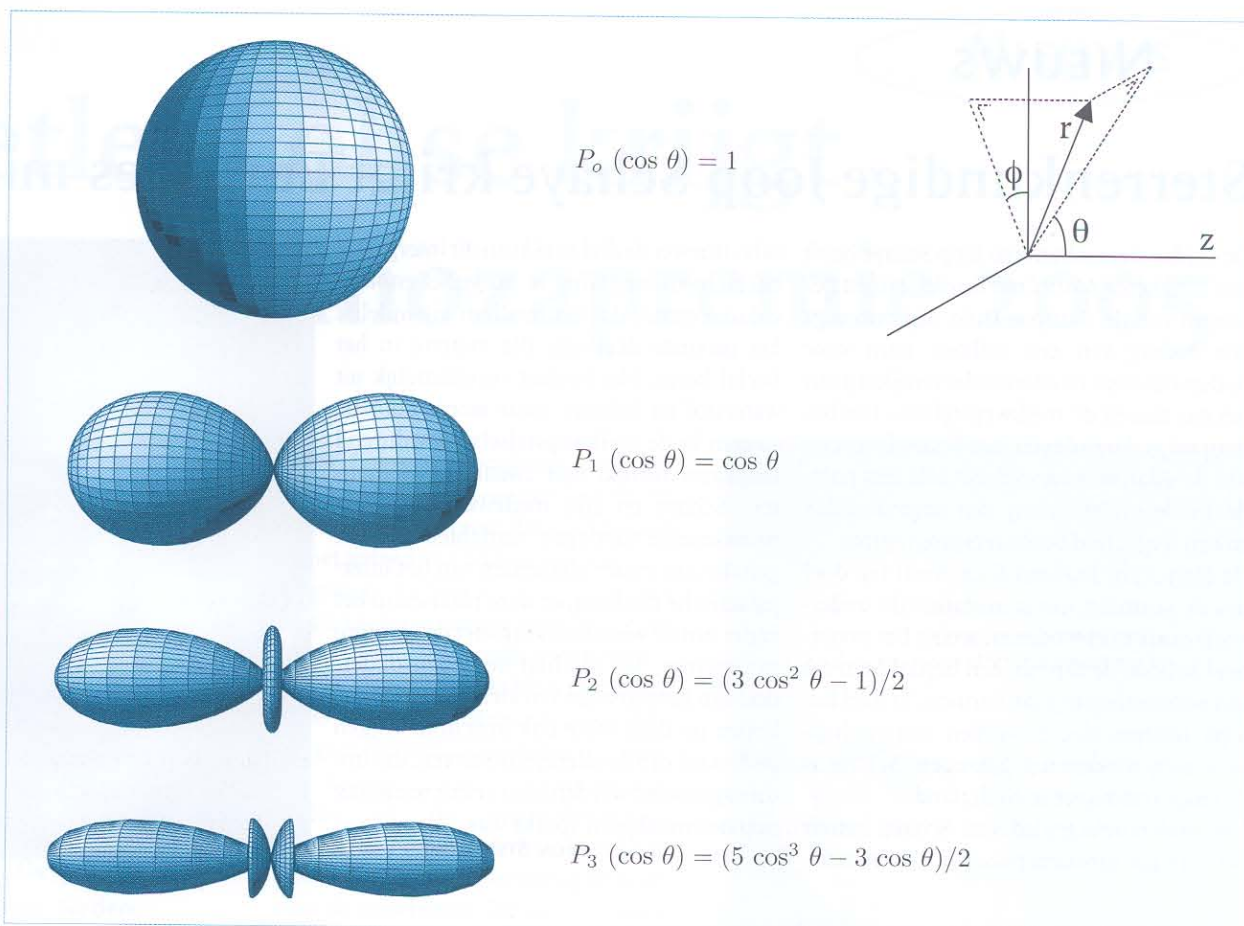
Identieke bosonen

Als de interatomaire potentiaal V bolsymmetrisch is, $V(|\vec{r}|) = V(r)$, ligt het voor de hand om de botsing te beschrijven in bolcoördinaten. Door scheiding van variabelen is de golffunctie voor de relatieve beweging dan te schrijven als $\psi(r, \theta, \phi) = R(r)Y(\theta, \phi)$ met $R(r)$ het radiale en $Y(\theta, \phi)$ het hoekafhankelijke deel, waarbij θ de hoek met de botsingsas is en ϕ de azimuthoek. Voor bolsymmetrische potentialen is de golffunctie van de verstrooide golf onafhankelijk van ϕ . Daarom is het hoekafhankelijke deel te schrijven als $Y(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{\infty} e^{i\eta_l} \sqrt{\beta_l} P_l(\cos\theta)$, met P_l het Legendre-polynoom voor het rotatie quantumgetal l en $\eta_l, \sqrt{\beta_l}$ de fase, respectievelijk amplitudo van de l -de orde deelgolf.

Figuur 3 toont de laagste vier orden Legendre-polynomen. Voor de botsing tussen twee ononderscheidbare bosonen heeft de golffunctie de gesymmetriseerde vorm: $\Psi(\vec{r}) = \psi(r, \theta) + \psi(r, \pi - \theta)$. Gezien de symmetrie van de Legendre-polynomen zullen alleen deelgolven met even l bijdragen. Omdat voor lage botsingsenergieën alleen de laagste deelgolven bijdragen, $\beta_0 + \beta_2 \simeq 1$, is de verstrooide golf te schrijven als:

$$\Psi(\vec{r}) = R(r) \left(e^{i\eta_0} \sqrt{\beta_0} P_0 - e^{i\eta_2} \sqrt{\beta_2} P_2(\theta) \right) \quad (1)$$

waar $\eta_{0,2}$ de faseverschuivingen zijn voor respectievelijk de s-golf en de d-golf. De gemeten verstrooiingsverdeling is evenredig met de kansdichtheidsverdeling $|\Psi(\vec{r})|^2$. Afhankelijk van η_0 en η_2 zal dit constructieve of destructieve interferentie opleveren. Uit dit interferentiepatroon kunnen η_0 en η_2 bepaald worden.



Figuur 3 Van boven naar beneden, de Legendre-polynomen voor $l = 0$ (s-golf), $l = 1$ (p-golf), $l = 2$ (d-golf) en $l = 3$ (g-golf).

Omdat de botsingen elastisch zijn, blijft de relatieve snelheid van de botsende atomen behouden en dus ook hun De Broglie-golflengte. Het belangrijke verschil tussen de ingaande en uitgaande golf is een faseverschuiving. De verstrooiingsamplitudo is alleen afhankelijk van de faseverschuivingen van de deelgolven (voor gegeven De Broglie-golflengte). Bij het experiment kunnen de faseverschuivingen van de s- en d-golven uit de hoekverdeling van de verstrooide atomen bepaald worden. Dit komt omdat de interferentie tussen

de deelgolven uitsluitend afhangt van de faseverschuivingen en relatieve amplitudo. In principe volstaat één enkele opname om de verstrooiingsamplitudo te bepalen. Alléén deze hoekverdeling is nodig, de nauwkeurige bepaling van het absolute deeltjesaantal, vaak een lastige zaak, kan achterwege gelaten worden. Met een eenvoudig theoretisch model volgt vervolgens de verstrooiingsamplitudo voor lage energieën. De beschreven methode levert een nieuwe en eenvoudige manier om deze informatie te verkrijgen.

REFERENTIES

- 1 De experimenten beschreven in dit artikel zijn gedaan in het kader van het promotie-onderzoek van Christian Buggle. De resultaten zijn gepubliceerd in: Ch. Buggle *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004), 173202. Films van de botsingen en overige informatie kunnen bekeken worden op <http://www.science.uva.nl/~walraven>, onder 'Highlights'.
- 2 <http://nobelprize.org/physics/laureates/2001/cornelliwiman-lecture.pdf>.
- 3 T.G. Tiecke *et al.*, *Journal of optics B* **5** (2003), S119.
- 4 M.R. Andrews *et al.*, *Science* **275** (1997), 637.

NIEUWS

Startsein gegeven voor Holst Centre

Minister Laurens Jan Brinkhorst van Economische Zaken en de Vlaamse minister Fientje Moerman van Economie en Onderzoek hebben 25 mei op de High Tech Campus in Eindhoven het startschot gegeven voor het nieuwe Holst Centre. Het Holst Centre moet zich ontwikkelen tot een internationaal erkend open onderzoeksinstituut dat technologieën ontwikkelt voor intelligente, draadloze, sensorgebaseerde microsystemen en systemen-op-folies. Het Vlaamse IMEC en het Nederlandse TNO zijn de initiatiefnemers. De eerste industriële partner is Philips.

Microsystemen zullen ons leven en welzijn de komende jaren steeds meer beïnvloeden; ze kunnen er voor zorgen dat verschillende technologieën worden geïntegreerd tot kleine autonome systemen en netwerken met verschillende functies zoals *sensing*, verwerking van data en draadloze communicatie. Voorbeelden van toepassingsgebieden zijn nieuwe typen displays en verlichtingsbronnen, geminiaturiseerde sensoren voor monitoring in de zorg en detectie van voedselkwaliteit in de keten. Systemen-op-folies (onder andere flexibele zonnecellen en beeldscher-

men/beeldkranten) zijn dankzij hun flexibiliteit gemakkelijk te integreren in allerlei producten en goedkoop te produceren in grote oplagen, waardoor het een bredere commerciële toepassing kan krijgen.

Het Holst Centre bundelt de krachten van bedrijven, onderzoeksinstituten en universiteiten en gaat technologieën en technologieplatforms ontwikkelen waardoor de industrie nieuwe producten sneller en efficiënter op de markt kan brengen.

BRON: MINISTERIE VAN EZ