

# Laser Cooling en Trapping van Natrium Atomen

Arjen Amelink,  
Universiteit Utrecht, vakgroep Atoomfysica

## 1. Inleiding

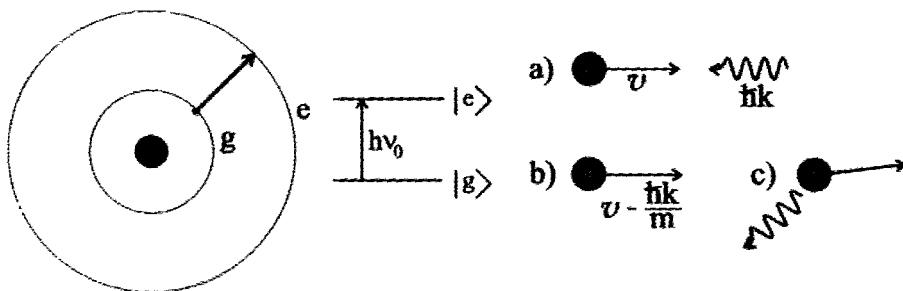
In 1997 is de Nobelprijs voor de natuurkunde uitgereikt aan Steven Chu, William Phillips en Claude Cohen-Tannoudji voor hun pionierswerk op het gebied van de laser koeling. Door de ontwikkeling van laser koeling technieken is het mogelijk de temperatuur van atomen drastisch te verlagen, waardoor het tegenwoordig in veel laboratoria over de hele wereld mogelijk is om routinematig atomen te produceren met temperaturen in het milliKelvin regime. In dit artikel zal ik nader ingaan op de principes van laser koeling en uitleggen hoe atomen stilgezet kunnen worden met behulp van lasers en magneetvelden.

## 2. Principe van Laser Koeling

Laser koeling is gebaseerd op het feit dat licht een kracht kan uitoefenen op atomen. Einstein<sup>1</sup> postuleerde reeds in 1917 het bestaan van fotonen, deeltjes die geen massa hebben maar wel impuls met groot-

te  $p = h/\lambda$  (met  $h$  de constante van Planck en  $\lambda$  de golflengte van het licht). Laten we nu eens kijken naar een zeer eenvoudig atoom dat bestaat uit een kern en een elektron (zie figuur 1). Het atoom is gewoonlijk in de grondtoestand maar kan door absorptie van een foton met exact de juiste golflengte of frequentie (de resonantiefrequentie  $\nu_0$ ) een overgang maken naar de aangeslagen toestand. Deze aangeslagen toestand is niet stabiel en na een korte tijd zal het atoom weer terugvallen naar de grondtoestand onder toezending van een foton.

Beschouw nu de volgende situatie (figuur 2): een atoom beweegt met snelheid  $v$  in de richting van een laserbundel met golflengte  $\lambda = 2\pi/k$  (a). Als de golflengte correct is zal het atoom een foton uit de bundel absorberen en aangezien de wet van behoud van impuls geldt, zal het atoom een klein beetje afgeremd worden (b). Korte tijd later

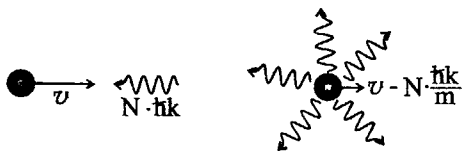


**Figuur 1**  
Eenvoudig atoommodel

**Figuur 2**  
Absorptie en emissie van een foton

vervalt het aangeslagen atoom weer naar de grondtoestand onder uitzending van een foton (c).

Op zich is er nu nog niet zoveel spectaculairs gebeurd; maar kijk nu eens naar het geval dat er heel veel (N) absorptie-emissie cycli zijn (figuur 3). Omdat de spontane emissie van fotonen in willekeurige richtingen plaats vindt is de netto snelheidsverandering van het atoom ten gevolge van het uitzenden van N fotonen null! Het netto-



**Figuur 3**  
Effect van N absorptie-emissie cycli

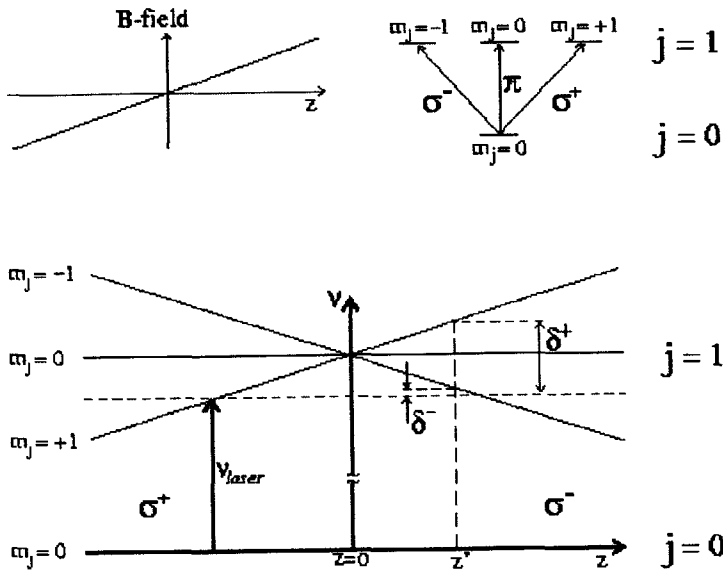
effect van vele absorptie-emissie cycli is daarom een vermindering van de snelheid van het atoom ten gevolge van de absorptie van 1 foton is slechts 3 cm/s, wat erg klein is vergeleken met de gemiddelde snelheid van een natrium atoom bij kamertemperatuur van ongeveer 600 m/s. Maar omdat 1 absorptie-emissie cyclus gemiddeld slechts 32 ns duurt kost het slechts 1 ms om 20.000 fotonen te verstrooien, het aantal dat nodig is om een natrium atoom af te remmen van 600 m/s naar 0 m/s. Deze afremming ten gevolge van de absorptie van licht komt overeen met een vertraging die ruwweg 100.000 maal groter is dan de versnelling die veroorzaakt wordt door de zwaartekracht. Door deze grootte van de lichtkracht is laser koeling een zeer effectieve methode om de snelheden en daarmee de temperatuur van atomen te verlagen.

### 3. Atomen stilzetten ('vangen') met behulp van lasers

We weten nu dat we atomen kunnen afremmen, maar kunnen we ze ook vangen,

d.w.z. stilzetten in de ruimte, om ze te kunnen bestuderen? Ja dat kan, maar eenvoudig is het niet. Om dit te kunnen begrijpen moeten we iets dieper ingaan op de structuur van atomen. Het electron van ons eenvoudige atoom uit figuur 1 heeft een baanimpulsmoment L en een spin S, de kern heeft een spin I. Als we de kernspin even buiten beschouwing laten heeft het atoom een totaal impulsmoment  $L + S = J$ . Voor het gemak nemen we aan dat voor de grondtoestand geldt dat  $J = 0$  met magnetische subtoestand  $m_J = 0$  en voor de aangeslagen toestand  $J = 1$  met magnetische subtoestanden  $m_J = -1, 0$  of  $1$ . Als er geen magneetveld is hebben de drie magnetische subtoestanden van de aangeslagen toestand hetzelfde energieniveau; in een magneetveld echter worden deze toestanden opgesplitst en hebben ze dus verschillende energieniveaus. Van dit gegeven wordt handig gebruik gemaakt om atomen stil te zetten in een zogenaamde magneto-optische val (magneto optical trap, MOT), voor het eerst gedemonstreerd door Raab<sup>2</sup>. Het principe van de MOT in twee dimensies is schematisch weergegeven in figuur 4.

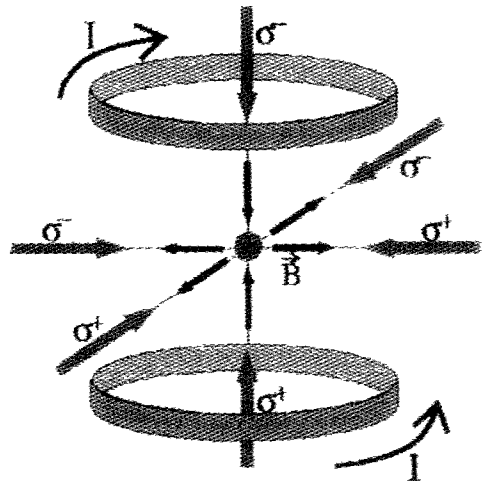
Uit elk van de twee richtingen worden fotonen op het atoom afgevuurd met een frequentie die iets onder de atomaire resonantiefrequentie ligt. Er wordt een inhomogeen magneetveld aangelegd zoals geschetst in de linkerbovenhoek van figuur 4. Het magnetisch veld is 0 in het midden van de val en neemt (om het simpel te houden) lineair toe in beide richtingen. Door de verschillende verschuivingen van de energieniveaus van de verschillende magnetische subtoestanden in het magneetveld (het Zeeman-effect) worden de resonantiefrequenties plaatsafhankelijk en afhankelijk van de magnetische subtoestand (figuur 4). De selectieregels voor dipoolovergangen met rechtshandig circulair  $\sigma^+$  licht en linkshandig circulair  $\sigma^-$  licht zijn respectievelijk  $\Delta m_J = +1$  en  $\Delta m_J = -1$  (rechterbovenhoek van figuur 4). Voor atomen die zich op positie z' bevinden geldt



**Figuur 4**

Werking van de magneto-optische val in twee dimensies voor een simpel ( $J_g=0$ ,  $J_e=1$ ) atoom. In de linkerbovenhoek staat het aangelegde inhomogene magneteveld uitgezet als functie van de afstand tot de oorsprong ( $z=0$ ). In de rechterbovenhoek staan schematisch de selectieregels voor excitatie met gepolariseerd licht weergegeven.

daarom dat ze meer resonant zijn met de  $\sigma^-$  bundel dan met de  $\sigma^+$  bundel (de verstemming  $\delta^-$  van de  $\sigma^-$  laserbundel ten opzichte van de resonantiefrequentie van de atomaire overgang met  $\Delta m_J = -1$  is veel kleiner dan de verstemming  $\delta^+$  van de  $\sigma^+$  laserbundel ten opzichte van de resonantiefrequentie van de atomaire overgang met  $\Delta m_J = +1$  zoals goed te zien is in figuur 4). Dit betekent dat een atoom op plaats  $z'$  meer fotonen absorbeert van de  $\sigma^-$  bundel dan van de  $\sigma^+$  bundel en dus wordt het atoom richting de oorsprong geduwd. Evengoed geldt voor een atoom op plaats  $-z'$  dat het meer fotonen van de  $\sigma^+$  bundel dan van de  $\sigma^-$  bundel absorbeert en dus ook naar de oorsprong wordt geduwd. De nettokracht op de atomen is dus altijd in de richting van de oorsprong waar het magneteveld nul is.



**Figuur 5**

Magneto-optische val in drie dimensies. Twee spoelen met tegengestelde stromen produceren een inhomogeen magneteveld met  $B=0$  in het centrum van de val. Drie paar orthogonale laserbundels met  $\sigma^+ - \sigma^-$  polarisaties zorgen voor een plaatsafhankelijke kracht in de richting van het centrum van de val.

Dit principe kan makkelijk worden uitgebreid naar drie dimensies door drie paar orthogonale laserbundels te laten overlappen in een ruimte waar het magneetveld toeneemt in alle richtingen, zoals gedemonstreerd in figuur 5.

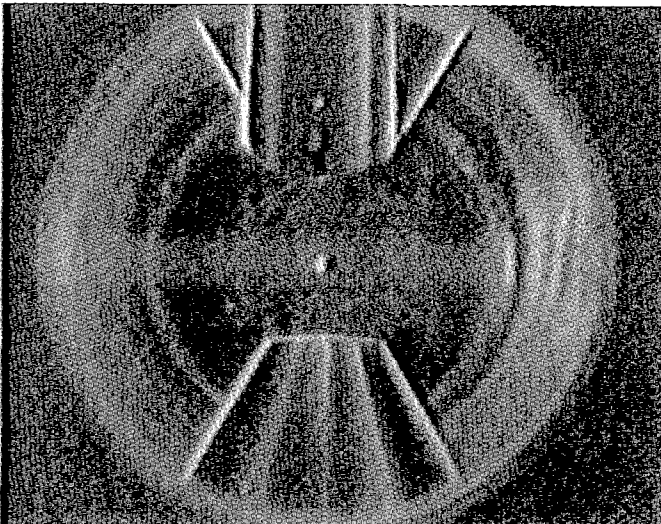
Het toenemende magneetveld in alle richtingen wordt doorgaans geproduceerd door twee magneetspoelen waar een stroom in tegengestelde richtingen doorheen wordt gestuurd. Als de val in werking is, is heel mooi te zien dat er daadwerkelijk iets gebeurt: een mooi helder stipje verschijnt in het centrum van de val (figuur 6). Dit heldere stipje is de fluorescentie van de gevangen atomen.

#### 4. Temperatuur

We zien dan wel een mooi stipje in figuur 6, maar hoe bepalen we nu de temperatuur van de atomen die we gevangen hebben? Als we het hier over temperatuur hebben dan praten we eigenlijk over spreiding in snelheden van een ensemble, dus we zouden ons net net zo goed kunnen afvragen wat de snelheden van de atomen in de val zijn. Om die te meten gebruiken we de

zogenaamde 'release-and-recapture' methode<sup>2,3</sup>. De laserbundels worden gedurende een (variabele) korte tijd  $t_{off}$  uitgezet. In dit tijdsinterval ervaren de atomen alleen de zwaartekracht en dus zal het gevangen ensemble een ballistische expansie maken. Na dit tijdsinterval worden de laserbundels weer aangezet. Het wordt aangenomen dat atomen die zich nog in het zogenaamde capture-volume (gedefinieerd als de intersectie van de drie paar orthogonale laserbundels) bevinden in een fractie van een seconde weer naar het centrum van de val bewegen, terwijl atomen buiten het capture-volume verloren gaan. Een meting van de fluorescentie  $F$  op de tijdstippen  $t=0$  en  $t=t_{off}$  levert dan de fractie  $F(t_{off})/F(0)$  van initieel gevangen atomen die zich nog binnen het capture-volume bevinden na ballistische expansie gedurende een tijd  $t_{off}$ . Figuur 7 laat een meting zien van de overgebleven fractie atomen als functie van  $t_{off}$ .

Om een temperatuur uit deze data te verkrijgen moet een simulatie worden gedaan van een ballistische expansie van een ensemble atomen bij verschillende tempera-



**Figuur 6**

Foto van gevangen atomen in de magneto-optische val. Het heldere puntje in het midden van de opstelling is de fluorescentie van ongeveer 1 miljoen ultrakoude atomen.

turen (figuur 7). De metingen laten een goede overeenkomst zien met een temperatuur van 167  $\mu\text{K}$ , en hiermee hebben we dus aangetoond dat we kunnen beschikken over daadwerkelijk ultrakoude atomen.

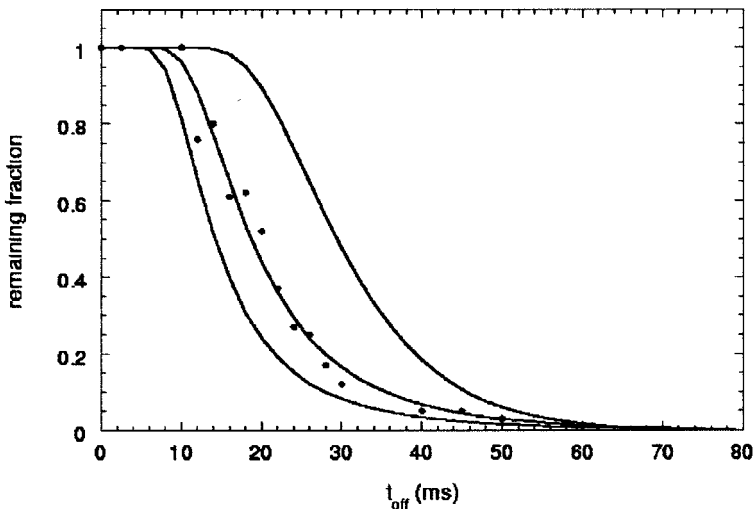
## 5. Toepassingen

De mogelijkheid om routinematig atomen af te remmen en te vangen heeft de atoomfysica een enorme impuls gegeven, vooral op het gebied van de botsingsfysica. Een van de belangrijkste ontwikkelingen op het gebied van koude botsingen betreft de bestudering van de interactie tussen twee langzame atomen in de aanwezigheid van een lichtveld. Door tijdens de botsing van twee koude, identieke atomen licht in te stralen dat een beetje verstemd is van atomaire resonantie (en zodoende weinig invloed heeft op de individuele atomen) kunnen kortlevende moleculen aangeslagen worden op bepaalde internucleaire afstanden. Door deze zogenaamde vrijgebonden overgangen te bestuderen kan een grote hoeveelheid informatie verkregen worden over de interactie tussen atomen en over de atomen zelf, die niet op een andere manier verkregen kan worden. De resolutie waarmee deze overgangen gemaakt kunnen worden is zeer hoog om-

dat alle atomen in de val ongeveer dezelfde snelheid hebben waardoor we geen last hebben van Doppler-verbreding van de overgang. Zo is bijvoorbeeld de levensduur van een aangeslagen natrium atoom met nog niet eerder vertoonde precisie bepaald met behulp van koude botsingen<sup>4</sup>. Een ander in het oog springend gevolg van de ontwikkeling van laser koeling technieken is de productie van een Bose-Einstein Condensaat (BEC)<sup>5</sup>. Tot slot wordt er zelfs al gesproken over de mogelijkheid om een 'atoomlaser' te bouwen met behulp van laser koeling technieken, maar dat is vooralsnog toekomstmuziek.

## Referenties

1. A. Einstein, *Physik. Z* **18**, 121 (1917)
2. E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu en D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987)
3. S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable en A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985)
4. K.M. Jones, P.S. Julienne, P.D. Lett, W.D. Phillips, E. Tiesinga en C.J. Williams, *Europhys. Lett.* **35**, 85 (1996)
5. M.H. Anderson, J.R. Enser, M.R. Matthews, C. Wieman en E.A. Cornell, *Science* **269** (1995)



**Figuur 7**  
Meting van de temperatuur van een ensemble koude atomen met de release and recapture methode. De lijnen zijn berekeningen van de fractie overgebleven atomen voor temperaturen van  $T = 50, 167$  en  $300 \mu\text{K}$ .