BACHELOROPDRACHT

AKOESTISCHE LEVITATIE

Louis van Appeven en Sophie ten Voorde

Faculteit Technische Natuurwetenschappen Physics of Fluids



Examencommissie: Erik-Jan Staat MSc. Prof. Dr. Michel Versluis Dr. Stefan Kooij

UNIVERSITY OF TWENTE.

Samenvatting

Het doel van dit onderzoek is om een akoestische levitator te vervaardigen die genoeg kracht levert om druppels te laten zweven. Een akoestische levitator is een opstelling waarin geluid wordt gebruikt om de kracht te leveren die hiervoor nodig is. Eerst wordt een berekening gedaan om te kijken of een akoestische levitator er inderdaad voor kan zorgen dat druppeloscillaties beter in beeld gebracht kunnen worden. Dit is te vinden in hoofdstuk 2. In hoofdstuk 3 wordt nader uitgelegd hoe een akoestische levitator werkt en dat er een staande golf nodig is om voorwerpen te kunnen laten zweven. Hoofdstuk 4 en 5 gaan over de theorie achter een akoestische levitator. In hoofdstuk 4 wordt uitgelegd wat geluid precies is en hoe een staande golf gevormd kan worden. Vervolgens volgt in hoofdstuk 5 een uitwerking van de kracht die een druppel ondervindt als gevolg van de staande golf in een akoestische levitator. Uiteindelijk zijn er tijdens het bouwen van de opstelling op verschillende punten verbeteringen doorgevoerd. Deze verbeteringen en de reden om ze door te voeren staan in hoofdstuk 6. De meeste van deze verbeteringen zijn er op gericht om de kracht die werkt op een voorwerp in de staande golf te vergroten.

Er zijn verschillende experimenten gedaan om bepaalde eigenschappen van de opstelling te onderzoeken en ook om te kijken of de verbeteringen daadwerkelijk de kracht op de gebruikte testmassa vergrootten. Deze experimenten en de resultaten die daaruit zijn verkregen worden gepresenteerd in hoofdstuk 7. Ook staan hierin enkele afbeeldingen die gemaakt zijn met de definitieve opstelling, waarmee het mogelijk is om een druppel te laten zweven. De bijbehorende conclusies worden uitgewerkt in hoofdstuk 8 en in hoofdstuk 9 staat een discussie over de gebruikte opstellingen en de resultaten. Er wordt afgesloten met een hoofdstuk waarin verschillende aanbevelingen worden gedaan. Deze aanbevelingen zouden er voor kunnen zorgen dat de opstelling stabieler wordt en eenvoudiger in gebruik.

Inhoudsopgave

1	Inleiding	7		
2	Voordelen van levitatie	9		
3	Het principe van een akoestische levitator	10		
4	Geluid	11		
5	Geluidskracht	13		
6	Opstelling6.1 Transducer6.2 Resonantie-frequentie6.3 Hoorn6.4 Reflector6.5 Afstand van reflector tot transducer6.6 Aansturing	15 15 15 17 18 19 20		
7	Experimentele data7.1 Geluidsprofiel7.2 Het bepalen van de drempelstroom7.3 Werkende opstelling	 23 23 25 28 		
8	Conclusies	29		
9	Discussie	29		
10	Aanbevelingen	31		
\mathbf{Re}	Referenties			

1 Inleiding

Fabrikanten van printers en printerinkt zijn zeer geïnteresseerd in het gedrag en de eigenschappen van druppels inkt. Een van deze eigenschappen is de oppervlaktespanning. Een manier om deze oppervlaktespanning te bepalen is door te kijken naar de oscillaties die het oppervlak van een druppel ondergaat ten gevolge van de oppervlaktespanning en zwaartekracht. Een probleem hierbij is echter dat druppels van vorm veranderen wanneer ze in contact komen met een oppervlak. Vaak wordt er daarom gekeken naar vallende druppels, aangezien deze geen contact maken met een oppervlak. De druppels oscilleren echter zo snel en de oscillaties vinden plaats op zo'n kleine schaal, dat dit niet met het blote oog waar te nemen is. Metingen aan deze oscillaties worden over het algemeen dan ook met een (hogesnelheids)camera gedaan. Een nadeel van vallende druppels is echter dat ze bewegen en hierdoor uit het beeld van de camera verdwijnen.

Er zijn verschillende manieren om ervoor te zorgen dat de druppels langer in beeld blijven. Door een draagvloeistof te gebruiken met een dichtheid die hoger is dan lucht, maar lager dan de dichtheid van de druppel, zullen de druppels minder snel naar beneden vallen en kunnen ze langere tijd bestudeerd worden. Dit brengt echter weer andere problemen met zich mee ten gevolge van de massa en viscositeit van de draagvloeistof [1].

Het is ook mogelijk om de druppels helemaal niet te laten vallen, hiervoor is een omgeving nodig waarin zwaartekracht geen rol speelt. Er zijn verschillende manieren om een dergelijke omgeving te creëren. Tijdens een vrije val in bijvoorbeeld een valtoren, volgen alle voorwerpen hetzelfde traject en ondervinden zij dezelfde versnelling. Hierdoor oefenen ze geen kracht uit op elkaar en daardoor lijkt het alsof de voorwerpen ten opzichte van elkaar gewichtloos zijn. Ook tijdens een paraboolvlucht is dit het geval. Het vliegtuig volgt een pad dusdanig dat de versnelling van het vliegtuig gelijk is aan de zwaartekrachtversnelling. Het vliegtuig is niet echt in een vrije val, aangezien er wel luchtweerstand is, maar dit wordt gecompenseerd door de voortstuwing van het vliegtuig. Dit traject zorgt er voor dat er gedurende 20 - 25 seconden geen effecten van zwaartekracht merkbaar zijn in het vliegtuig [2].

In een ruimteschip dat in een baan rond de aarde is gebracht gelden continu dezelfde condities als tijdens een paraboolvlucht. Een astronaut zou dus tijdens zijn verblijf in de ruimte hele interessante experimenten uit kunnen voeren. Glynn Holt is bijvoorbeeld een astronaut die dit heeft gedaan.

Een andere manier om ervoor te zorgen dat de druppels niet naar beneden vallen, is door er voor te zorgen dat de zwaartekracht gecompenseerd wordt door een andere kracht. Dit wordt gedaan bij akoestische levitatie. Deze techniek maakt het mogelijk om kleine deeltjes, of druppels, te laten zweven met behulp van een ultrasone geluidsgolf. Aangezien de enige kracht op een losse druppel de zwaartekracht is, is er in principe alleen in deze richting een potentiaalput nodig om de druppel te vangen. In de horizontale richting zijn er geen krachten die gecompenseerd dienen te worden. Het aanleggen van een potentiaalput in drie richtingen is goed mogelijk maar in praktijk vaak overbodig bij het soort objecten dat met een akoestische levitator bestudeerd zal worden. Om in een richting een potentiaalput te creëren, wordt een eenassige akoestische levitator gebruikt. Voor het bouwen van een dergelijke apparaat is in één richting een dragende golf nodig, die het eenvoudigst te construeren is met een Langevin-transducer [3] en een reflector.

Het doel van dit onderzoek is om een akoestische levitator te bouwen waarmee het mogelijk is om druppels vloeistof te laten zweven. Met deze opstelling kan dan eenvoudiger gemeten worden aan de oscillaties van deze druppels, opdat hieruit de oppervlaktespanning bepaald kan worden.

2 Voordelen van levitatie

Om oscillaties van een vrije druppel te kunnen waarnemen is het logischerwijs belangrijk dat de druppel gedurende de oscillatie vrij is, oftewel er moeten geen krachten op werken. Hoewel dit niet lukt terwijl de levitator is ingeschakeld, is het wel een goede manier om een druppel op de juiste positie te brengen om hem vervolgens 'los' te laten door het akoestische veld uit te schakelen waarna hij alsnog vrij zal oscilleren. Om dit gedrag te onderzoeken is allereerst de tijdschaal van de oscillatie belangrijk. De frequentie van een oscillatie wordt volgens [4] en [5] gegeven door

$$\omega^2 = n(n+2)(n-1)\frac{\gamma}{\rho R^3},\tag{1}$$

met ω de hoekfrequentie, n de trillingsmodus en γ de oppervlaktespanning. De trillingstijd voor verschillende druppelgroottes is te zien in figuur 1a en uitgaande van vrije val zijn in figuur 1b ook de afstanden die een druppel in deze tijd valt te zien.



 (a) De periode van een druppeloscillatie, (b) De afstand die een druppel uit de akoesuitgezet tegen de straal van de druppel.
 tische levitator valt in twee periodes vergeleken met de afstand die een druppel uit een printkop aflegt in deze tijd.

Figuur 1: De periode van de druppeloscillaties en de afstand die een druppel in die tijd valt.

Zoals te zien is in figuur 1 legt een (relatief) grote druppel (die dus traag oscilleert) ongeveer 1 cm af in twee periodes. Wanneer dit vergeleken wordt met druppels uit een printkop, die een snelheid van meerdere meters per seconde hebben [6], scheelt dit ongeveer een factor vier, wat het dus een stuk eenvoudiger maakt om de oscillerende druppel in beeld van de camera te houden.

3 Het principe van een akoestische levitator

Akoestische levitatie berust op het produceren van een staande geluidsgolf. Met behulp van een transducer wordt er een geluidsgolf gecreëerd, die door een reflector teruggekaatst wordt. Om op deze manier een staande golf tot stand te brengen, zijn er twee vereisten: De transducer en de reflector moeten goed zijn uitgelijnd, en de afstand tussen de reflector en de transducer moet voldoen aan $d=\frac{1}{2}n\lambda,$ met d de afstand, λ de golflengte van de geluidsgolf en n een natuurlijk getal. In figuur 2 is een schematische weergave te zien van de opstelling en het snelheids-, druk- en krachtprofiel tussen de reflector en de transducer. In het krachtprofiel is te zien dat er onder een knoop een kracht omhoog werkt en boven een knoop een kracht omlaag. Wanneer er geen sprake zou zijn van gravitatie, is de krachtenbalans in het punt van een knoop gelijk aan nul. Deeltjes die kleiner zijn dan $\frac{1}{2}\lambda$ zouden dan richting de knopen geduwd worden en daar kunnen blijven zweven. Wanneer de deeltjes groter zijn dan $\frac{1}{2}\lambda$ wordt het geluidsprofiel dusdanig verstoord dat er geen sprake meer is van een staande golf en zal het deeltje niet blijven zweven. In een omgeving waar wel sprake is van zwaartekracht, zullen de deeltjes iets onder de knopen blijven zweven, waar de krachtenbalans in die situatie gelijk is aan nul.



Figuur 2: Het principe van een acoustic levitator. Er is duidelijk zichtbaar dat de kracht in de richting van de knopen van het drukprofiel wijst. (Overgenomen uit [7], tekst is vertaald naar het Nederlands.)

a) Drukprofiel b) Snelheidsprofiel c) Opstelling d) Krachtprofiel

4 Geluid

Om het principe van een staande golf te begrijpen, is het belangrijk om eerst te weten wat geluid precies is. De eenvoudigste manier om dat uit te leggen, is om te kijken hoe geluid eigenlijk ontstaat. Een geluidsbron, in ons geval een transducer. trilt op een bepaalde frequentie heen en weer. Wanneer de transducer omhoog beweegt, drukt hij de moleculen vlak boven de transducer dichter op elkaar, waardoor de luchtdruk plaatselijk toeneemt. Deze verstoring van het medium wordt door middel van botsingen tussen de verschillende moleculen doorgegeven aan moleculen verder bij de transducer vandaan. Op die manier beweegt de plaatselijke hogedrukzone zich bij de transducer vandaan, parallel aan de richting waarin de deeltjes heen en weer bewegen. De transducer beweegt vervolgens de andere kant op en biedt de moleculen de kans om ook terug te bewegen. Hierdoor ontstaat er meer ruimte tussen de moleculen, waardoor de luchtdruk plaatselijk afneemt. Deze lagedrukzone beweegt zich achter de hogedrukzone aan. Aangezien de transducer met een bepaalde frequentie heen en weer trilt, ontstaat er een regelmatige golf van hele kleine hoge- en lagedrukzones door het medium. Wat hierbij belangrijk is, is dat de golf zich voortbeweegt door het medium, maar de moleculen van het medium netto op dezelfde plaats blijven. Zij staan wel heen en weer te trillen, maar verplaatsen niet mee met de golf. Een golf waarin de trillingen parallel zijn aan de richting waarin de golf zich voortbeweegt, is een longitudinale golf.

Voor toepassingen van geluid gaat het vaak niet om de positie van de moleculen, maar om het drukprofiel. Wanneer er wordt gemeten aan een geluidsgolf, meet men periodieke veranderingen in de druk. Wanneer een grafiek wordt gemaakt van de druk ten opzichte van de tijd, is dit profiel een sinus. De evenwichtsstand van de sinus is de druk in het medium wanneer er geen geluidsgolf zou zijn, hogere druk komt dan overeen met een positieve uitwijking en lagere druk met een negatieve uitwijking.

Staande golf

Nu duidelijk is wat geluid is, zijn er nog twee begrippen belangrijk voor het principe van een staande golf: Interferentie en reflectie. Wanneer twee (of meer) geluidsgolven elkaar tegenkomen in een medium, worden deze golven als het ware bij elkaar opgeteld. Dit is te visualiseren met behulp van het drukprofiel, (zie figuur 3a). Twee hogedrukzones versterken elkaar, evenals twee lagedrukzones. Dit wordt positieve interferentie genoemd. Een hogedrukgebied en een lagedrukgebied werken elkaar tegen. Wanneer de amplitudes van beide golven even groot zijn, blijft er in deze situatie netto geen golf meer over. Dit wordt destructieve interferentie genoemd. Ook dit is te zien in figuur 3b. Reflectie vindt plaats wanneer een geluidsgolf een grensoppervlak met een ander medium tegenkomt. Er zijn dan twee opties: Een reflectie aan een gesloten eind en aan een open eind. In beide gevallen heeft de gereflecteerde golf dezelfde frequentie en amplitude als de inkomende golf, maar in het eerste geval klapt de golf om bij de reflectie: een hogedrukzone voor de reflectie, resulteert in een lagedrukzone na de reflectie. Bij een open einde blijft een hogedrukzone een hogedrukzone na reflectie, ditzelfde geldt voor een lagedrukzone. De gereflecteerde golf zal interfereren met de nieuwe golven die de transducer maakt. Wanneer het interval, ofwel de afstand, perfect is, zullen er in het gebied tussen de transducer en de reflector punten zijn, waar een hogedrukzone altijd een lagedrukzone tegenkomt en waar dan een moment later een hogedrukzone met de helft van de amplitude ook een lagedrukzone met de helft van de amplitude tegenkomt (en een hogedrukzone met een kwart van de amplitude een lagedrukzone met een kwart van de amplitude een dergelijk punt complete negatieve interferentie plaats, ongeacht het moment in tijd waarop je kijkt. Dit soort punten worden knopen genoemd. De luchtdruk in een knoop verandert niet in de tijd. Tussen twee knopen in bevindt zich een buik, in dit gebied verandert de luchtdruk wel in de tijd. Om dit te bereiken, moet er voor gezorgd worden dat de afstand tussen de transducer en de reflector overeenkomt met $d = \frac{1}{2}n\lambda$.



Figuur 3: Positieve en negatieve interferentie.

5 Geluidskracht

Om een levitator goed te kunnen gebruiken is het nuttig te weten waar de kracht die uitgeoefend wordt op het zwevende object van afhankelijk is.

De totale kracht uitgeoefend op een voorwerp in een staande geluidsgolf is gelijk aan de impulsflux door een gesloten oppervlak rond het voorwerp, dus $F = -\oint \prod_{ik} df_k \text{ met } \prod = p\delta_{ik} + \rho v_i v_k$ De snelheidspotentiaal van het veld kan beschreven worden met

$$\phi_r(r,t) = \phi_{in}(r,t) + \phi_{ver}(r,t) \tag{2}$$

De druk wordt gegeven door $p = p_0 + p'$ waarin p' een door de geluidsgolf gegenereerde perturbatie is, die volgens Gor'kov [8] beschreven wordt door

$$p' = -\rho \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t} - \rho \frac{v^2}{2} + \frac{\rho}{2c^2} \left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}\right)^2. \tag{3}$$

Omdat het tijdsgemiddelde $\overline{\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}}$ we
gvalt resulteert dit in

$$F = -\oint \left(-\rho \frac{\overline{v^2}}{2} + \frac{\rho}{2c^2} \frac{\overline{\mathrm{d}^2 \phi}}{\mathrm{d}t^2} \delta_{ik} + \rho \overline{v_i v_k}\right) \mathrm{d}f_k \,. \tag{4}$$

Voor het vinden van de kracht op een bolvormig voorwerp is het dan voldoende om de snelheidspotentiaal op te lossen voor het verstrooien van een akoestische golf rond een boloppervlak.

Gor'kov heeft in 1962[8]aangetoond dat de verstrooide potentiaal gegeven wordt door

$$\phi_{ver} = -\frac{R^3}{3\rho r}\rho_{in} \left(1 - \frac{c^2\rho}{c_0^2\rho_0}\right) - \frac{R^3(\rho_0 - \rho)}{2\rho_0 + \rho} \nabla \cdot \left(\mathbf{v_{in}}\frac{1}{r}\right). \tag{5}$$

Als we dit combineren met een staande golf $(u = u_0 cos(\omega t) sin(kz))$, ergo $\phi_{in} = -\frac{u_0}{k} cos(\omega t) cos(kz))$ krijgen we, uiteindelijk,

$$F = 4\pi \overline{E}kR^{3} \left(\frac{\rho_{0} + \frac{2}{3}(\rho_{0} - \rho)}{2\rho_{0} + \rho} - \frac{c^{2}\rho}{3c_{0}^{2}\rho_{0}} \right) \sin(2kz)\hat{\mathbf{z}},$$
(6)

waarbij

- F | De door het geluid uitgeoefende kracht
- \overline{E} | De gemiddelde energiedichtheid
- k Het golfgetal van de geluidsgolf
- R | De straal van het voorwerp
- ρ_0 De dichtheid van het voorwerp
- ρ | De dichtheid van het medium
- c De geluidssnelheid in het medium
- c_0 De geluidssnelheid in het voorwerp
- $\hat{\mathbf{z}}$ Eenheidsvector in de z-richting

Wat we hier zien is dat de richting van de kracht dus twee keer zo snel variëert

als het drukprofiel van de staande golf, zoals ook te zien is in figuur 2, en dat de kracht dus van de buiken richting de knopen van het drukprofiel wijst.

Volgens Ronkanen et al. [9] is de snelheid van het transducer-oppervlak bij benadering evenredig met de stroom. In ditzelfde artikel wordt aangegeven dat dit geen perfecte benadering is, maar omdat we vooral geïnteresseerd zijn in hoe het geluid schaalt met de stroom is deze benadering goed genoeg. We hebben dus $v = \alpha J$ met v de snelheid van de deeltjes, J de stroom en α een evenredigheidsconstante. Verder geldt dat $I \triangleq p\overline{v}$ [10] met \overline{v} de kwadratisch gemiddelde snelheid en p de akoestische druk. Ook geldt dat p = Rv. Omdat de geluidsintensiteit afhankelijk is van de kwadratisch gemiddelde snelheid en de snelheid schaalt met de stroom zal verder ook met de kwadratisch gemiddelde stroom gewerkt worden. Invullen geeft $I = R\overline{v}^2$ met R de akoestische impedantie gedefiniëerd als $R \triangleq \rho c$ dus $I = \rho c \alpha^2 J^2$. Ook weten we dat de de gemiddelde energiedichtheid gegeven is door $E = \frac{I}{c} = \rho \alpha^2 J^2$. Als we daarbij $k = \frac{2\pi f}{c}$ substitueren, kunnen we stellen dat

$$F = 8\pi^2 \frac{\rho}{c} \alpha^2 J^2 f R^3 \left(\frac{\rho_0 + \frac{2}{3}(\rho_0 - \rho)}{2\rho_0 + \rho} - \frac{c^2 \rho}{3c_0^2 \rho_0} \right) \sin\left(\frac{4\pi f z}{c}\right) \hat{\mathbf{z}}.$$
 (7)

Samenvattend is de kracht op een voorwerp in een door een transducer gegenereerde staande golf afhankelijk van de dichtheden en geluidssnelheden van het medium en voorwerp, van de plaats in het akoestische veld, van het volume van het voorwerp en van de frequentie en kwadratisch afhankelijk van de stroom door de transducer.

Als we de term voor de sinus invullen voor de gegevens van water als druppel en lucht als draagvloeistof, in thermisch evenwicht bij 20 °C [11] krijgen we

$$F = 0.2305\alpha^2 J^2 f R^3 \sin(2kz) \hat{\mathbf{z}}.$$
 (8)

6 Opstelling

6.1 Transducer

De transducer is een instrument dat met behulp van twee piëzokristallen een elektrische wisselspanning omzet in een mechanische trilling en daarmee een geluidsgolf creëert. De eigenfrequentie van de transducer is de gunstigste frequentie om de transducer op aan te sturen omdat dit de grootste uitwijking geeft en daarmee het grootste uitgezonden vermogen. Verder moet opgemerkt worden dat elke transducer een minimale aandrijfstroom nodig heeft om te trillen. Er waren zes transducers beschikbaar, met de volgende eigenschappen:

Transducer	Resonantie-	Impedantie	Golflengte in lucht
	frequentie (kHz)	(Ω)	(mm)
1	39,80	29,1	8,6
2	39,83	45,0	8,6
3	39,40	35,9	8,7
4	21,77	56,7	16
5	24,88	7,30	14
6	28,12	7,58	12

Tabel 1: Transducereigenschappen

6.2 Resonantie-frequentie

Voor een optimale werking van de levitator is het belangrijk dat de transducer op zijn resonantiefrequentie aangedreven wordt. In het artikel van Andrade et al. [12] kan men zien dat de elektrische impedantie van een transducer afhangt van de frequentie van het elektrische signaal waarmee hij wordt aangedreven. Wanneer een transducer wordt aangedreven op zijn resonantiefrequentie, is deze impedantie minimaal. De resonantiefrequentie van een transducer kan daardoor gevonden worden door zijn elektrische impedantie te meten terwijl hij met elektrische signalen van verschillende frequenties wordt aangedreven.

Om de impedanties te bepalen zijn de spanningen over de transducer en een is serie geschakelde weerstand bij verschillende frequenties gemeten, zoals te zien is in figuur 4. De reden dat de metingen op deze manier werden gedaan is dat dergelijke frequenties slechte resultaten veroorzaken bij multimeters, die normaliter voor stroommetingen gebruikt worden.

Het bepalen van de stroom door de weerstand, die gelijk is aan de stroom door de transducer, gaat volgens de wet van Ohm $I = \frac{U_R}{R}$. De transducerspanning, die het verschil is tussen de bronspanning en de spanning over de weerstand, $U_t - U_b - U_R$, kan vervolgens gedeeld worden door de stroom om de impedantie te bepalen.



(9)

Figuur 4: Het bepalen van de impedantiekarakteristiek van de transducers

De gemeten impedantiecurves hebben allemaal ongeveer de vorm als in figuur 5, een duidelijk minimum, met bij een iets hogere frequentie een grote piek waarna de impedantie weer verder afzwakt. Bij de meeste transducers zijn de metingen geconcentreerd op het minimum, omdat dit het punt was dat bepaald moest worden.



Figuur 5: De impedantiekarakteristiek van transducer 1



Figuur 6: De impedantiekarakteristieken van alle transducers. Verdere specificaties van de transducers zijn te vinden in tabel 1.

6.3 Hoorn

De uitwijking van het oppervlak van de geluidsbron kan vergroot worden met behulp van een hoorn. De uitwijking van het einde van de hoorn is gerelateerd aan de uitwijking van de transducer door de ratio van beide oppervlakken: A_1/A_2 . Er geldt dus dat een kleiner oppervlak van de hoorn zorgt voor een grotere uitwijking. Om een goede overbrenging van de golf aan het hoornluchtoppervlak te garanderen, moet de diameter van de hoorn D wel groter zijn dan de golflengte λ van het geluid in de omringende vloeistof [13]. De lengte van de hoorn L dient overeen te komen met een kwart van de golflengte van geluid in het materiaal van de hoorn [14]. Aangezien geldt dat $\lambda = \frac{c}{f}$, waarin c de geluidssnelheid is en f de frequentie, komen we op de volgende waardes: D > 8.6 mm en L = 32 mm.

6.4 Reflector

Wanneer er in plaats van een vlakke reflector gebruik wordt gemaakt van een reflector met een gekromd oppervlak, wordt de levitator vele malen sterker. Xie en Wei [15] hebben met behulp van numerieke simulaties uitgezocht wat de ideale verhoudingen van de kromtestraal R van de reflector, de golflengte λ van het geluid en de straal R_b van de reflector zijn. De vereisten zijn dat

- $R_b/\lambda > 0,982$
- R_b is groot
- $R > R_b$
- *R* is zo klein mogelijk

Er is gekozen om R_b groter te maken dan de straal van de transducer $R_a = 45$ mm. De afmetingen zijn te zien in figuur 7. Bij het maken van het ontwerp is rekening gehouden met een afwijking $\Delta R_a \approx 0, 1$ mm tijdens het produceren van de reflector.



Figuur 7: Afmetingen van de reflector.

Uit de afbeeldingen in bovengenoemde artikelen bleek echter ook dat er hoogstwaarschijnlijk nog een eis was waaraan de kromtestraal zou moeten voldoen. Er is te zien dat het middelpunt van de cirkel in de transducer ligt, buiten het vlak waarin de geluidsgolf wordt gecreëerd. Hieraan voldoet bovenstaande reflector niet. Een tweede reflector die is gebruikt, is een spiegelend schaaltje waarvan de kromtestraal niet bekend is. Het is wel duidelijk dat deze kromtestraal veel groter is dan de kromtestraal van bovenstaande reflector.



Figuur 8: Opstelling met transducer, hoorn en reflector.

6.5 Afstand van reflector tot transducer

Om een zo goed mogelijke staande golf te creëren moet de afstand tussen de reflector en de transducer geoptimaliseerd worden. Wanneer de reflector en transducer allebei een oneindig grote kromtestraal hebben, moet de afstand tussen de transducer en de reflector precies voldoen aan $d = \frac{1}{2}n\lambda$. Wanneer het oppervlak van de reflector niet meer vlak is, maar een eindige kromtestraal heeft, komt een deel van de reflector dichter bij de transducer. De afstand tussen het midden de reflector en de transducer zal dus groter moeten worden naarmate de kromtestraal van de reflector afneemt. Verder is te zien in figuur 9 dat de gekromde reflector boven de transducer zou hangen, zou door deze kromming een voorwerp als het ware van de buik af rollen en niet blijven zweven. Wanneer de transducer boven de reflector hangt, zorgt deze kromming er juist voor dat het voorwerp naar het midden rolt. Voor het vangen van een voorwerp in de staande geluidsgolf is het dus gunstiger om de transducer boven de reflector te monteren.



Figuur 9: Numerieke simulatie van het drukprofiel tussen de transducer en een gekromde reflector (Overgenomen uit [12]).

6.6 Aansturing

Om de transducers aan te sturen wordt gebruik gemaakt van een functiegenerator van Agilent, type 33220A, met daarna een versterker voordat we de transducer aansturen. Zoals in vergelijking (7) aangetoond wordt, is de kracht die het geluid uitoefent op het zwevende voorwerp sterk afhankelijk van de stroom, wat betekent dat het wenselijk is om een zo groot mogelijke stroom te laten lopen door de transducer. De eerste experimenten zijn uitgevoerd met de transducers van 39 kHz en een versterker van Falco, type WMA-300, maar dit leverde zonder reflector onvoldoende vermogen op om voorwerpen te laten zweven met een hogere dichtheid dan piepschuim. Dit werd veroorzaakt doordat de versterker een stroomlimiet heeft van 300 mA.

Bij gebrek aan een versterker die een grotere stroom kon leveren in het gebied rond 39 kHz is er daarna gewerkt met transducer 4, die een veel lagere resonantiefrequentie heeft, omdat deze frequentie binnen het bereik ligt van audioversterkers die een veel grotere stroom kunnen genereren. De toen gebruikte versterker is gefabriceerd door Brüel & Kjær, type 2706 en deze zou een stroomsterkte tot vijf Ampère moeten kunnen leveren. Helaas is het ook bij deze versterker niet mogelijk gebleken om een stroomsterkte van vijf Ampère te krijgen, hoogstwaarschijnlijk doordat deze versterker bedoeld is voor een frequentiebereik tot 20 kHz. Omdat transducer 4 dicht bij dit bereik lag is geprobeerd om deze met laatstgenoemde versterker aan te sturen maar dit werkte slecht, omdat de versterker niet lineaire effecten vertoonde.

Uiteindelijk is het met een andere reflector wel gelukt om met de Falcoversterker levitatie van druppels tot stand te brengen, waardoor de versterker van Brüel & Kjær niet meer gebruikt is. De volledige opstelling ziet er als volgt uit:



Figuur 10: De volledige opstelling

 $1 \quad \text{Det}$

- De oscillioscoop;
- 2 De functiegenerator;
- 3 De versterker;
- 4 De transducer, in een houder;
- 5 De reflector;
- 6 De testweerstand, gebruikt om de stroom te bepalen;
- 7 Een micrometerschroef, om de afstand nauwkeurig te kunnen regelen

en is geschakeld zoals in figuur 4 met de oscilloscoop als beide voltmeters en de functiegenerator met daaraan de versterker als spanningsbron.

7 Experimentele data

7.1 Geluidsprofiel

Het belangrijkste aspect van een werkende levitator maken is dat er voldaan moet worden aan het staande-golfcriterium. Er is gebruik gemaakt van twee verschillende methodes om te kijken of er daadwerkelijk een staande golf tussen de transducer en de reflector is gevormd. De eerste methode bestaat uit het creëren van hele fijne waternevel met behulp van vloeibaar stikstof. De druppeltjes in deze waternevel zijn zo klein dat de nevel eruit ziet als een witte mist. Wanneer de nevel tussen de transducer en de reflector komt, worden in het geval van een staande golf alle kleine waterdruppeltjes richting de knopen van de geluidsgolf gedrukt en zie je dat er vlakken ontstaan waar wel nevel zweeft en waar geen nevel te zien is. Een voorbeeld hiervan is te zien in figuur 11.



Figuur 11: Geluidsprofiel tussen transducer 1 en een vlakke reflector, zichtbaar gemaakt met behulp van waternevel.

Bij de tweede methode wordt er gebruik gemaakt van het feit dat piepschuim een hele lage dichtheid heeft. Hierdoor is er ook weinig kracht nodig om piepschuim te laten zweven. Zodra er wordt voldaan aan het staande golf-criterium is het mogelijk om een testmassa, bestaande uit een bolletje van piepschuim, op de knopen te laten zweven. Wanneer er gebruik werd gemaakt van transducer vier, was het zelfs mogelijk om de testmassa op de reflector te leggen en de afstand tussen de reflector en de transducer aan te passen totdat de testmassa opgetild werd.



Figuur 12: Geluidsprofiel tussen transducer 4 en een vlakke reflector, zichtbaar gemaakt met behulp van piepschuim.

7.2 Het bepalen van de drempelstroom

Een van de vragen bij de levitator is hoeveel vermogen er nodig is om iets te laten zweven. Om dit te testen is gemeten wat de minimale stroom is om een piepschuimen balletje zwevend te houden in verschillende knopen, genummerd vanaf het reflectoroppervlak, en bij verschillende resonantiemodes, namelijk voor de afstanden $d = 1, 5-3, 5\lambda$. Dit is gemeten door de testmassa in de geluidskolom te plaatsen en de stroom te verlagen totdat het balletje viel. Deze metingen zijn gedaan met een platte reflector en met de gekromde reflector van de werkende opstelling.

Voor de verschillende modi zijn de volgende resultaten gevonden.



Figuur 13: De drempelstroom voor de verschillende knopen met $d = 1, 5\lambda$. Het meten van de drempelstroom voor de hoogste knoop lukte niet bij de vlakke reflector, omdat de testmassa aan de transducer ging hangen. De minimale aandrijfstroom om de transducer in beweging te zetten is 0,03 A, bij lagere stroomsterktes wordt er geen geluidsgolf gegenereerd.



Figuur 14: De drempelstroom voor de verschillende knopen met $d = 2\lambda$. De minimale stroom om de transducer in beweging te zetten is 0,03 A, bij lagere stroomsterktes wordt er geen geluidsgolf gegenereerd.



Figuur 15: De drempelstroom voor de verschillende knopen met d = 2, 5λ



Figuur 16: De drempelstroom voor de verschillende knopen met $d=3\lambda$



Figuur 17: De drempelstroom voor de verschillende knopen met $d = 3, 5\lambda$. Het meten van de drempelstroom voor de hoogste knoop lukte niet, omdat ook hier de testmassa aan de transudcer ging hangen.

Het meten van de benodigde stroom was in een aantal gevallen niet mogelijk omdat de testmassa tegen de reflector aan ging hangen, in plaats van in een knoop van het drukprofiel. Deze waarden zijn niet meegenomen.

7.3 Werkende opstelling

Met behulp van de gekromde reflector waar bovenstaande metingen ook mee gedaan zijn, is het gelukt om levitatie van druppels tot stand te brengen, dit is te zien in figuur 18.



Figuur 18: De werkende opstelling met hierin een zwevende druppel.

8 Conclusies

Zoals verwacht is in praktisch alle gevallen de gekromde reflector efficiënter dan de vlakke. Er is één punt waar dit niet het geval is, namelijk knoop twee bij een afstand van $d = 2, 5\lambda$. Dit punt is meerdere malen getest, maar blijft een verrassend hoge drempelstroom hebben voor de kromme reflector. De oorzaak hiervan ligt waarschijnlijk in de specifieke vorm van de reflector.

Met behulp van een gekromde reflector is het gelukt om druppels te laten zweven. Er is echter gebleken dat deze reflector aan meer eisen moet voldoen dan Andrade et al. [12] en Xie en Wei [15] beschrijven. Naast de eisen die zij stellen (te vinden in hoofdstuk 6.4 van dit verslag) moet de kromtestraal van de reflector ook zo groot zijn, dat het middelpunt van deze bol niet meer binnen het geluidsprofiel valt.

9 Discussie

De opstelling waarmee het uiteindelijk is gelukt om een druppel te laten zweven, maakte geen gebruik van de speciaal ontworpen reflector of hoorn. De reflector bleek een te kleine kromtestraal te hebben, waardoor het middelpunt van deze bol binnen het geluidsprofiel viel. Het vermoeden is dat het geluidsprofiel hierdoor dusdanig verstoord wordt, dat er geen sprake meer is van een staande golf. De werking van de hoorn berust op het feit dat alle geluidsenergie van een groot oppervlak naar een klein oppervlak wordt overgedragen. Dit gebeurde echter niet, het transduceroppervlak en de hoorn trilden beiden, waardoor er geen versterking optrad. Van de reflector die wel is gebruikt, is erg weinig bekend. Wat wel bekend is, is dat de kromtestraal veel groter is dan die van de speciaal ontworpen reflector, waardoor in dit geval het middelpunt van de bol niet binnen het geluidsprofiel viel.

Met deze nieuwe kromme reflector lukte het relatief eenvoudig om druppels te laten zweven en was het akoestische veld ook sterk genoeg om, met grotere aanstuurspanningen, de geluidsdruk zodanig te verhogen dat de druppels uit elkaar spatten. Om zwaardere objecten, e.g. druppels, te laten zweven met een vlakke reflector was wel meer stroom nodig dan de versterkers konden leveren, wat de reden is dat het niet is gelukt om met de vlakke plaat druppeloscillaties te bestuderen.

Van de hogesnelheidsopnamen die uiteindelijk gemaakt zijn van de druppels die in het akoestische veld zweefden was duidelijk dat ze niet axisymmetrisch waren, waardoor het niet met een enkele camera mogelijk is om de oscillaties te analyseren. Dit komt waarschijnlijk omdat de druppel die gefilmd is niet stabiel bleef zweven, hij oscilleerde tussen twee punten in het akoestische veld. Als dit te verhelpen is, zal de druppel hoogstwaarschijnlijk wel axisymmetrisch zijn. Wanneer de transducer een vlakke plaat is, en de reflector axisymmetrisch, is de gehele opstelling axisymmetrisch en het geluidsprofiel ook. Er is dan geen reden waarom de druppels dit niet zouden zijn.

10 Aanbevelingen

Gedurende dit onderzoek zijn er enkele dingen duidelijk geworden die vervolgonderzoek aan of met een akoestische levitator eenvoudiger zouden maken. Het voornaamste hiervan is de uitlijning van de gekromde reflector. In tegenstelling tot de vlakke plaat moet deze namelijk in drie richtingen correct gepositioneerd worden voor een goede resonantie, dus als de opstelling zo gebouwd zou worden dat de transducer en de reflector slechts in de verticale richting kunnen bewegen ten opzichte van elkaar zou dit een stuk eenvoudiger worden.

Wanneer de reflector niet meer in de horizontale richting kan bewegen, kunnen er meer onderdelen vastgezet worden. De druppels werden tijdens het onderzoek met behulp van een injectiespuit en een naald met de hand in positie gebracht. Wanneer er geen piepschuim in de opstelling zweeft is het niet te zien waar de knopen zitten. Verder luistert het behoorlijk nauw op welke positie de druppels kunnen blijven zweven en waar ze naar beneden vallen. Het zou handig zijn om een piepschuim testmassa te laten zweven op de positie waar een druppel moet komen, vervolgens de naald zo te positioneren dat het uiteinde van de naald het piepschuim net niet raakt en de naald dan vast te kunnen zetten. Wanneer vervolgens het piepschuim verwijderd wordt, kan de druppel eenvoudig op de juiste positie ingebracht worden.

Verder is het aan te raden om bij het bestuderen van druppels de onderste knoop te gebruiken, deze was namelijk over het algemeen het stabielst, soms in zulke mate dat bij het verlagen van de stroom tot onder de drempelstroom voor knoop 7 de testmassa vanaf daar omlaag viel en alsnog in knoop 1 bleef hangen.

Aangezien de druppels in deze opstelling niet axisymmetrisch zijn, is het niet mogelijk om uit de beelden van een hogesnelheidscamera de volledige vorm van de druppels te deduceren. Wanneer de opstelling gebruikt gaat worden om metingen te doen aan vormveranderingen (oscillaties) van druppels, zijn daarom twee gesynchroniseerde hogesnelheidscamera's nodig, die onder een hoek van negentig graden op de druppel gericht zijn.

Referenties

- T.G. Wang E. Trinh, A. Zwern. An experimental study of small-amplitude drop oscillations in immiscible liquid systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 115:453–474, 1981.
- [2] F Karmali and M.J. Shelhamer. The dynamics of parabolic flight: flight characteristics and passenger percepts. Acta astronautica, 63(5):594–602, 2008.
- [3] E. Moreno, P. Acevedo, M. Fuentes, M. Sotomayor, M. Borroto, M.E. Villafuerte, and L. Leija. *Design and construction of a bolt-clamped Langevin transducer*. 2005.
- [4] Lord Rayleigh. On the capillary phenomena of jets. In Proc. R. Soc. London, volume 29, pages 71–97, 1879.
- [5] A Prosperetti. Normal-mode analysis for the oscillations of a viscous-liquid drop in an immiscible liquid. *Journal de Mécanique*, 19(1):149–182, 1980.
- [6] Arjan van der Bos, Mark-Jan van der Meulen, Theo Driessen, Marc van den Berg, Hans Reinten, Herman Wijshoff, Michel Versluis, and Detlef Lohse. Velocity profile inside piezoacoustic inkjet droplets in flight: Comparison between experiment and numerical simulation. *Phys. Rev. Applied*, 1:014004, Feb 2014.
- [7] N. Daidzic. Nonlinear droplet oscillations and evaporation in an ultrasonic levitator. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 1995.
- [8] L.P. Gor'kov. On the Forces Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in an Ideal Fluid. *Soviet Physics Doklady*, 6:773, March 1962.
- [9] Pekka Ronkanen, Pasi Kallio, and Heikki N Koivo. Current control of piezoelectric actuators with power loss compensation. In *Intelligent Robots* and Systems, 2002. IEEE/RSJ International Conference on, volume 2, pages 1948–1953. IEEE, 2002.
- [10] J.O. Smith. Physical Audio Signal Processing. http://ccrma.stanford.edu/~jos/pasp/, 2015.
- [11] Bruce Roy Munson, Donald F Young, and Theodore Hisao Okiishi. Fundamentals of fluid mechanics. New York, 1990.
- [12] M.A.B. Andrade, F. Buiochi, and J.C. Adamowski. Finite element analysis and optimization of a single-axis acoustic levitator. *Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 57(2):469–479, 2010.
- [13] E.H.Trinh. Compact acoustic levitation device for studies in fluid dynamics and material science in the laboratory and microgravity. *The Review of Scientific Instrument*, 56:2059–2065, 1985.

- [14] R. Dorantes-Escamilla R.R. Boullosa, A. Pérez-López. An Ultrasonic Levitator. Journal of Applied Research and Technology, 11:857–865, 2013.
- [15] W.J. Xie and B. Wei. Parametric study of single-axis acoustic levitation. Applied Physics Letters, 79(6):881–883, 2001.