

Dynamisch gedrag bij akoestische levitatie

Foeke Vanbecelaere

Promotoren: prof. dr. Michael Monte, Bram Vervisch

Masterproef ingediend tot het behalen van de academische graad van Master of Science in de industriële wetenschappen: elektromechanica

Vakgroep Industrieel Systeem- en Productontwerp
Voorzitter: prof. Kurt Stockman

Vakgroep Elektrische energie, Systemen en Automatisering Voorzitter: prof. dr. ir. Jan Melkebeek

Faculteit Ingenieurswetenschappen en Architectuur
Academiejaar 2013-2014



Dynamisch gedrag bij akoestische levitatie

Foeke Vanbecelaere

Promotoren: prof. dr. Michael Monte, Bram Vervisch

Masterproef ingediend tot het behalen van de academische graad van Master of Science in de industriële wetenschappen: elektromechanica

Vakgroep Industrieel Systeem- en Productontwerp
Voorzitter: prof. Kurt Stockman

Vakgroep Elektrische energie, Systemen en Automatisering Voorzitter: prof. dr. ir. Jan Melkebeek

Faculteit Ingenieurswetenschappen en Architectuur
Academiejaar 2013-2014



Voorwoord

De masterproef is een belangrijk onderdeel van mijn opleiding tot Master of Science in de Industriële Wetenschappen, optie Mechatronica. In mijn laatste bachelorjaar, voorafgaand aan mijn afsluitend masterjaar, stond ik voor de keuze tussen een 80-tal mogelijke masterproefonderwerpen. Voor mij was er slechts één die er bovendien stak en dat was 'Akoestische Levitatie'. Ik had er nog nooit van gehoord en na wat snel opzoekwerk zag ik hoe objecten kunnen zweven door gebruik van geluidsgolven. Voor mij was dit een niet te missen kans om mij met behulp van deze masterproef te verdiepen in dit innovatieve onderwerp en er alles over te weten te komen. Deze keuze beantwoordt ook aan mijn wetenschappelijke interesses. Zo hou ik me heel graag bezig met zaken die onmogelijk lijken, maar dankzij de wetenschap toch mogelijk worden.

Deze masterproef was een nieuw project. Geen enkele voorgaande masterproefstudenten van mijn campus hebben dit onderwerp behandeld. Dit betekent dat er geen materiaal aanwezig was en ook geen voorgaande kennis opgedaan was omtrent akoestische levitatie. Voor mij was dit nog een extra motivatie om deze uitdaging aan te gaan.

Tijdens het maken van dit werk zijn de nodige problemen naar voor gekomen. Hoewel ik zeer graag zelf probleemoplossend nadenk, heb ik de nodige hulp, kennis, vaardigheden en motivatie nodig gehad van heel wat mensen rondom mij. Het bereikte resultaat was zonder hen niet mogelijk. Deze mensen wil ik hier graag bedanken.

Mijn grootste dank gaat uit naar mijn promotor Michael Monte die de mogelijkheid gegeven heeft om mij in dit interessante onderwerp te verdiepen. Voor complexe theoretische studies en afleidingen kon ik steeds bij hem terecht. Ook tijdens het schrijven van mijn thesis kreeg ik ruim op tijd terechte feedback. Voor het bestellen van nodige componenten deed mijn promotor wat hij kon voor een vlotte levering.

Ook mijn co-promotor Bram Vervisch bedank ik voor de ondersteuning in Matlab, data-verwerking van geluidsmetingen en feedback over het hele jaar.

Mijn dank gaat ook uit naar het lerarenteam dat steeds bereid was om mij te helpen. In het bijzonder bedank ik Stijn Derammelaere voor de ondersteuning tijdens het aansturen van de stappenmotoren. Ook Bart Vanwalleghem wens ik te bedanken voor de nuttige tips omtrent het mechanisch ontwerp. Vervolgens bedank ik ook Jos Knockaert voor het gebruik van de EMC-kamer en de hulp bij het vinden van een ultrasone generator. Verder bedank ik ook Steve Dereyne voor de hulp tijdens de elektrische metingen en het uitlenen van het nodige gereedschap.

Zonder José Vangheluwe zou mijn praktische opstelling niet tot stand gekomen zijn. Bedankt José voor de tips tijdens het CAD-ontwerp, de bestelling van de onderdelen en de ondersteuning tijdens de montage.

Voor het bewerken van enkele bestelde onderdelen kon ik steeds terecht in de werkplaats van het PTI Kortrijk, daarom ook dank aan Stijn De Decker voor de vriendelijke ontvangst en mogelijkheid om de bewerkingsmachines te gebruiken.

Vervolgens wens ik ook de familie Roelens te bedanken, met in het bijzonder mijn vriendin Eva. Bedankt Eva voor de nodige aanmoediging en steun wanneer het soms niet even vlot ging met dit werk. Ook bedankt voor de verbeteringen aan sommige tekeningen in dit verslag. Ik bedank haar vader Geert Roelens, voor de hulp in de zoektocht naar een ultrasone generator en haar moeder, Ingrid Debeuf, voor het nalezen en verbeteren van mijn eindverslag.

Tot slot wens ik mijn moeder, Dorine Louage, te bedanken. Zij heeft mij de mogelijkheid gegeven om deze studies te volgen. Ook mijn zusje, Femke Vanbecelaere, zorgde voor de nodige steun.

Ik ben zeer tevreden over dit werk en heb enorm veel bijgeleerd. Niet enkel op het vlak van kennis omtrent akoestische levitatie, maar vooral omtrent de aanpak en noodzaak van een grondige theoretische literatuurstudie.

Uitbreidingsmogelijkheden zijn zeker aanwezig omtrent dit onderzoek. Door mij is de aanzet is gegeven en is een prototype uitgebouwd. Ik hoop dan ook dat studenten op basis van dit werk, de mogelijkheid krijgen om dit onderzoek voort te zetten.

Ik hoop dat ik mijn opgedane kennis en interesse in het onderwerp 'akoestische levitatie' met jullie kan delen door middel van dit verslag!

Abstract

The advantage of levitation techniques is that objects can be levitated without any contact with a surface. This insures that there will be no contamination or damage of the object. In comparison with other levitation techniques such as magnetic, optic and aerodynamic levitation, acoustic levitation has fewer restrictions regarding the material of the object. Both fluids and solids can be levitated. Acoustic levitation is very important in the research of new materials and new combinations of materials. By mixing two different materials using acoustic levitation, they will melt together without any contamination or damage and the properties are retained.

In this paper there will be a research of the possibilities and restrictions of acoustic levitation. More specific a research to the principle of acoustic levitation, the acoustic forces and the possibility for movement in one and two dimensions. The used sound sources, namely piezo-electric transducers will be analyzed.

Briefly, acoustic levitation is caused by nonlinear behavior in a high-intense acoustic field. When an object is placed in a standing wave field, an acoustic force is caused in the direction of the pressure nodes. This is a time-averaged force and is the result of a difference in particle velocity as the particle velocity is largest in a pressure node. Based on the principle of Bernoulli a lifting force will act on the object.

The acoustic force on an object with varying range and mass are measured and compared with theoretical studies. The experimental setup exists of a transducer of 24 kHz opposite of a steel reflector at a distance of 10 times half of a wavelength, so that 10 pressure nodes are created. The object, attached on a rope, is placed in the acoustic field and will be attracted to a pressure node. The deflection of the rope is a measure for the acoustic force on the object. A linear relationship is found between mass of the object and the force and a third degree relation is found between the radius of the object and the force. This corresponds to theoretical studies. Also, stable and unstable areas are clearly visible.

Four piezo-electric transducers with a resonance frequency around 28 kHz are used to generate sound waves with a sufficient pressure amplitude. The vibration velocity of the transducers is converted to sound waves. That vibration velocity is dependent on the frequency and voltage of the electric source. The impedance of the transducers is measured by measuring voltage and current within a frequency range around the resonance frequency. When the transducer is in resonance, voltage and current are in phase and the impedance is minimal (around 40Ω) and the vibration velocity is maximal. Every transducer has a different resonance frequency and minimum impedance.

The focus of this paper is the research on the possibility of movement in one and two dimensions causes by acoustic levitation. By regulating the position of the pressure nodes, the levitated object will move along with the pressure nodes. In this paper, a theoretical derivation of the node distribution of an acoustic field caused by four sound sources, is determined. In this derivation, it is assumed that the sound sources produce plane waves. By regulating the the vertical and horizontal distance between the transducers, and the orientation of the transducers, movement in two dimensions is caused. A prototype is built to demonstrate how two object move towards each other and finally stick together with the use of acoustic levitation. In this paper, polystyrene particles with a radius around 3 mm are moved in two dimensions with the prototype.

Inhoudsopgave

VOORWOORD	I
ABSTRACT	III
INHOUDSOPGAVE	IV
GEBRUIKTE SYMBOLEN EN AFKORTINGEN	VII
LIJST VAN FIGUREN	XI
LIJST VAN TABELLEN	XIII
1 INLEIDING	1
1.1. Situering	1
1.1.1. Toepassingsgebied	1
1.1.2. Levitatietechnieken.....	2
1.2. Doelstellingen	3
2 AKOESTISCHE BEGRIPPEN	4
2.1. De aard en snelheid van geluid	4
2.1.1. Golven en geluid	4
2.1.2. Wiskunde voorstelling van een geluidsgolf.....	5
2.2. Geluidsdruk, vermogen en intensiteit van een geluidsgolf	7
2.3. Soorten golven	8
2.3.1. Akoestisch potentiaal en de gelineariseerde golfvergelijking.....	8
2.3.2. Vlakke en sferische golven	9
2.3.3. Baffled piston	10
2.3.4. Directiviteit van een bron	11
2.4. Staande golven en interferentie	12
2.4.1. Constructieve en destructieve interferentie.....	12
2.4.2. Staande golven.....	12
2.5. Impedantie van reflectoren	13
3 PRINCIPE VAN AKOESTISCHE LEVITATIE	15
3.1. Evenwichtssituatie en principe van Bernouilli	15

3.2. Voorwaarden.....	16
4 AKOESTISCHE KRACHTWERKING	18
4.1. Theoretische bepaling van de akoestische kracht	18
4.1.1. Inleiding.....	18
4.1.2. Akoestische kracht volgens Nyborg en Gor'kov.....	19
4.1.3. Akoestische kracht volgens King	19
4.2. Experimentele bepaling van de akoestische kracht.....	20
4.2.1. Doelstelling en meetopstelling	20
4.2.2. Afleiding verband uitwijking en akoestische kracht.....	21
4.2.3. Meetresultaten en bespreking.....	22
4.2.4. Conclusie	22
5 DE PIËZO-ELEKTRISCHE TRANSDUCER.....	23
5.1. Principe	23
5.2. Massa-veer-demper model	23
5.2.1. Piëzo-elektrische constanten	23
5.2.2. Afleiding van de transfertfunctie	25
5.3. Frequentiegedrag van de gebruikte transducers.....	27
5.3.1. Doelstelling, aanpak en meetopstelling.....	27
5.3.2. Meetresultaten en bespreking.....	28
5.3.3. Conclusie	30
5.4. Directiviteit van de gebruikte transducers.....	30
5.4.1. Doelstelling, aanpak en meetopstelling.....	30
5.4.2. Meetresultaten en bespreking.....	31
5.4.3. Conclusie	31
6 BEWEGING	32
6.1. Vereenvoudiging tot vlakke golven	32
6.2. Variëren van het faseverschil tussen geluidsgolven	32
6.3. Variëren van de afstand en oriëntatie bij vier transducers.....	33
6.3.1. Principe	33
6.3.2. Knoopverdeling	34
6.3.3. Translatie van twee objecten in het akoestisch veld	36
7 PRAKTISCHE REALISATIE.....	38
7.1. Van theorie naar CAD-ontwerp	38
7.1.1. Keuze afmetingen	38

7.1.2. Overzicht CAD-ontwerp	38
7.1.3. Keuze stappenmotoren.....	39
7.2. Aansturing stappenmotoren	40
7.2.1. Tweefasige bipolaire permanent mangeet stappenmotor	40
7.2.2. Schema.....	40
7.2.3. Connector.....	42
7.2.4. Synchronisatie.....	42
7.2.5. Software.....	43
7.3. Aansturing geluidsbronnen	43
7.3.1. Inleiding.....	43
7.3.2. Schema.....	43
7.4. Resultaat	44
7.4.1. Mechanische opstelling.....	44
7.4.2. Beweging in twee dimensies.....	44
7.5. Besluit	46
ALGEMEEN BESLUIT	47
REFERENTIES.....	48
BIJLAGE A AFLEIDINGEN.....	51
A.1. Geluidssnelheid.....	51
A.2. Verband tussen de akoestische variabelen.....	52
A.3. Intensiteit	53
A.4. Vlakke en sferische golven.....	55
A.5. Akoestische kracht volgens Nyborg en Gor'kov	57
BIJLAGE B MATLAB-SCRIPTS DIRECTIVITEIT	58
BIJLAGE C TECHNISCHE TEKENINGEN CAD-ONTWERP	62
BIJLAGE D CP 17 CONNECTOR.....	71
BIJLAGE E SOFTWARE VOOR DE AANSTURING VAN DE STAPPENMOTOREN	72
E.1. Configuratie.....	72
E.2. Matlab/Simulink.....	74

Gebruikte symbolen en afkortingen

Symbol	Omschrijving	Eenheid
a	Straal van een geluidsbron	m
A_d	Doorsnede-oppervlak	m ²
B	Dempingsmatrix	Ns/m
c	Geluidssnelheid	m/s
C_v	Compressieverhouding	
d	Piëzo-elektrische ladingsconstante	m/V
d_i	Dikte	m
D	Trillingsverplaatsing	m
D_{max}	Maximale trillingsverplaatsing, trillingsamplitude	m
D_p	Trillingsverplaatsing van piëzo-elementen	m
D_{quasi}	Maximale trillingsverplaatsing bij quasi-staande golven	m
D_t	Totale trillingsverplaatsing, totale trillingsamplitude	m
DI	Directiviteitsindex	dB
D_θ	Directiviteitsfactor	
e	Energiedichtheid	J/m ³
E	Elasticiteitsmodulus	N/m ²
E_k	Kinetische energie	J
E_p	Potentiële energie	J
E_t	Totale energie	J
E_v	Elektrisch veld	V/m
f	Frequentie	Hz
f_r	Resonantiefrequentie	Hz
F_{ak}	Akoestische kracht	N
F_{lift}	Liftkracht	N
F_{Magil}	Akoestische kracht volgens Magil	N
F_p	Interne axiale kracht van piëzo-elementen	N
F_t	Kracht in een touw	N
F_{zw}	Zwaartekracht	N
g	Valversnelling	m/s ²
h	Piëzo-elektrische spanningsconstante	Vm/N
i	Elektrische stroom	A
I	Intensiteit	W/m ²
$I(dB)$	Intensiteit	dB
I_θ	Intensiteit bij een bepaalde directiviteitshoek θ	W/m ²
j	Complex getal	
$J_0(w)$	Besselse functie van de 0 ^{de} orde met argument w	
$J_2(w)$	Besselse functie van de 2 ^{de} orde met argument w	
k	Golfgetal	/m
K	Veermatrix	N/m
K_c	Compressiemodulus	N/m ²
K_p	Veerconstante piëzo-elementen	N/m
K_{pzt}	Veerconstante piëzo-elektrische transducer	N/m

l	Natuurlijk getal	
L	Lengte	
L_x	Lengte in x -richting	m
L_y	Lengte in y -richting	m
m	Massa	kg
m_g	Hoeveelheid gas	kg
M	Massamatrix	Kg
M_K	Verhouding tussen massadichtheden volgens King	
M_{NG}	Verhouding tussen massadichtheden volgens Nybor en Gor'Kov	
n	Natuurlijk getal	
n_1	Toerental van de stappenmotoren die de oriëntatie van de transducers regelt	tr/s
n_2	Toerental van de stappenmotoren die de verticale afstand regelt	tr/s
N	Elektromechanische overbrengingscoëfficiënt	
N_a	Frequentieconstante in axiale mode	Hz m
N_l	Frequentieconstante in longitudinale mode	Hz m
N_r	Frequentieconstante in radiale mode	Hz m
O	Oppervlak	m ²
p	Absolute druk	Pa
p_{ak}	Akoestische druk	Pa
$p_{ak}(dB)$	Akoestische druk	dB
p_{atm}	Atmosferische druk	Pa
p_b	Bernouilli-druk	Pa
p_{eff}	Effectieve druk	Pa
p_{max}	Amplitude van de akoestische druk	Pa
p_p	Progressieve drukgolf	Pa
p_{zw}	Druk t.g.v. de zwaartekracht	Pa
q	Stijfheid van een piëzo-element	N/m
Q	Elektrische lading	C
r	Afstand tussen geluidsbron en observatiepunt, straal	m
r_{eq}	Equivalent straal van een object	m
R	Elektrische weerstand	Ω
R_c	Reflectiecoëfficiënt	
R_g	Universele gasconstante	J/kgK
s	Spoed	m
S	Mechanische verlenging	m
SGR	Staande-golf-ratio	
t	Tijd	s
T	Periode	s
T_k	Temperatuur in Kelvin	K
T_{last}	Lastkoppel	Nm
T_s	Mechanische spanning	N/m ²
u	Deeltjessnelheid	m/s
U	Elektrische spanning	V
v	Diëlektrische verplaatsing	C/m ²
V	Volume	m ³
W	Geluidsvermogen	W

x	Positie op x -as	m
\dot{x}	Snelheid in x -richting	m/s
y	Positie op y -as	m
Y	Young's modulus = elasticiteitsmodulus	N/m ²
z	Positie op de z -as	m
\dot{z}	Trillingssnelheid in z -richting	m/s
\ddot{z}	Trillingsversnelling in z -richting	m/s ²
Z	Akoestische impedantie	Ns/m ³
Z_e	Elektrische impedantie	Ω
Z_r	Akoestische impedantie van een reflector	Ns/m ³
α	Hoek	rad
$\dot{\alpha}$	Hoeksnelheid	rad/s
β	Compressibiliteit van het object	m ² /N
β_0	Compressibiliteit van het akoestisch medium	m ² /N
γ	Adiabatische constante	
δ	Uitwijking	m
Δx	Knoopverdeling x -richting	m
$\Delta\varphi$	Faseverschil	rad
ε	Permittiviteit	F/m
ε_0	Diëlektrische ladingsconstante in lucht	F/m
∇	Gradiënt-functie	
θ	Directiviteitshoek	rad
λ	Golflengte	m
ρ	Massadichtheid van het akoestisch medium	kg/m ³
ρ_0	Massadichtheid van het zwevend object	kg/m ³
σ	Oppervlaktespanning	N/m ²
φ	Fasehoek	rad
ψ	Correctiefactor volgens Magil	
ω	Pulsatie	Rad/s
ω_n	Natuurlijke pulsatie, pulsatie bij resonantie	Rad/s
Φ	Akoestisch potentiaal	m/s
\emptyset	Diameter	m

Afkorting	Omschrijving
a.h.v.	aan de hand van
AC	Alternating Current = wisselstroom
AUTO	Automatisch
Bvb.	Bijvoorbeeld
Bgtan	Boogtangens
Cte	Constante
Cos	Cosinus
d.m.v.	door middel van
Dir	Direction = draairichting
EMC	Elektro-magnetische comptabiliteit
FFT	Fast Fourier transformation
GND	Ground = elektrische massa
GUI	Graphical User Interface
i.f.v.	in functie van
m.a.w.	met andere woorden
ManMot	Manuele bediening van de motor
NXT	Next
o.i.v.	onder invloed van
o.a.	onder andere
r.m.s.	Root-mean-square
R&D	Research & Development
Sin	Sinus
SPI	Serial Peripheral Interface
t.g.v.	ten gevolge van
Trans	Transducer
Tan	Tangens
Ugent	Universiteit Gent
Vcc	Voltage Collector to Collector
XNOR	Exclusieve NOF-poort

Lijst van figuren

FIGUUR 1.1: VERPLAATSEN VAN EEN OBJECT MET EEN GRIJPER IN MACRO- EN MICROWERELD [1].....	1
FIGUUR 1.2: AERODYNAMISCHE LEVITATIE.....	2
FIGUUR 1.3: PRINCIPE MAGLEV	2
FIGUUR 1.4: ELEKTROSTATISCHE LEVITATIE	2
FIGUUR 1.5: PRINCIPE OPTISCHE LEVITATIE	2
FIGUUR 1.6: AKOESTISCHE LEVITATIE.....	2
FIGUUR 2.1: TRANSVERSALE EN LONGITUDINALE GOLVEN [13]	4
FIGUUR 2.2: DRUK, DEELTJESSNELHEID EN VERPLAATSING.....	5
FIGUUR 2.3: VARIATIE IN TIJD (LINKS) EN PLAATS (RECHTS) [14]	6
FIGUUR 2.4: HARMONISCHEN	7
FIGUUR 2.5: EFFECTIEVE DRUK	7
FIGUUR 2.6: GENEREREN VLAKE GOLF	9
FIGUUR 2.7: SFERISCHE GOLF T.G.V. PUNTBRON	9
FIGUUR 2.8: BAFFLED PISTON	10
FIGUUR 2.9: DIRECTIVITEITSFUNCTIE[16].....	10
FIGUUR 2.10: DIRECTIVITEIT[42]	11
FIGUUR 2.11: DIRECTIVITEIT VAN EEN CILINDRISCHE BRON VOOR VERSCHILLENDE ka -WAARDEN [15].....	11
FIGUUR 2.12: DIRECTIVITEIT AFHANKELIJK VAN DE LOCATIE VAN DE BRON [16].....	11
FIGUUR 2.13: PRINCIPE VAN STAANDE GOLVEN [20]	13
FIGUUR 2.14: HARDE EN ZACHTE REFLECTOR	14
FIGUUR 3.1: LIFTKRACHT BIJ VLEUGEL	15
FIGUUR 3.2: AKOESTISCHE KRACHT	15
FIGUUR 3.3: PRINCIPE VAN AKOESTISCHE LEVITATIE	16
FIGUUR 4.1: AKOESTISCHE KRACHTWERKING [29]	18
FIGUUR 4.2: THEORETISCHE BEPALING VAN DE AKOESTISCHE KRACHT VOLGENS NYBORG EN GOR'KOV. LINKS MET AFSTAND VAN GELUIDSBRON, RECHTS MET AFSTAND TOT VERTICALE AS [26].	19
FIGUUR 4.3: AKOESTISCHE KRACHT IN FUNCTIE VAN DE STRAAL VAN EEN OBJECT IN EEN KNOOP. DIT MET $\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3$ $\rho = 1.23$ kg/m^3 , $c = 343.371 \text{ m/s}$, $f = 40 \text{ kHz}$ EN $p = 5000 \text{ Pa}$. [29].....	20
FIGUUR 4.4: EXPERIMENTELE BEPALING AKOESTISCHE KRACHT.....	21
FIGUUR 4.5: WERKELIJKE OPSTELLING.....	21
FIGUUR 4.6: AKOESTISCHE KRACHT IN FUNCTIE VAN DE STRAAL (LINKS) EN DE MASSA (RECHTS).....	22
FIGUUR 5.1: DOORSNEDE LANGEVIN TRANSDUCERS [30].....	23
FIGUUR 5.2: ELEKTRISCH SCHEMA [31].....	23
FIGUUR 5.3: RICHTING VAN KRACHTEN DIE HET PIÉZO-MATERIAAL BEÏNVLOEDEN [32]	23
FIGUUR 5.4: PARALLELE CONNECTIE PIÉZO-RINGEN [33]	25
FIGUUR 5.5: MASSA-VEER-DEMPER MODEL VAN EEN LANGEVIN TRANSDUCER [23], [33]	26
FIGUUR 5.6: BLOKDIAGRAM VAN EEN LANGEVIN TRANSDUCER [33]	26
FIGUUR 5.7: FREQUENTIEGEDRAG. LINKS: ELEKTRISCHE IMPEDANTIE. RECHTS: TRILLINGSSNELHEID [23].....	27
FIGUUR 5.8: MEETOPSTELLING ANALYSE TRANSDUCERS	28
FIGUUR 5.9: SCHEMA ANALYSE TRANSDUCERS.....	28
FIGUUR 5.10: OSCILLOSCOOPBEELDEN VAN DE SPANNING (GEEL) EN STROOM (BLAUW) GEMETEN OP TRANSDUCER 1. LINKS: $f =$ 28182 Hz , MIDDEN: $f = 28216 \text{ Hz}$, RECHTS: $f = 28360 \text{ Hz}$	29
FIGUUR 5.11: ELEKTRISCHE IMPEDANTIE IN FUNCTIE VAN DE FREQUENTIE VOOR 4 TRANSDUCERS	29
FIGUUR 5.12: TRILLINGSVERSNELLING VAN EEN TRANSDUCER IN RESONANTIE EN BIJ 10 V VOEDINGSSPANNING	29
FIGUUR 5.13: TRILLINGSSNELHEID IN FUNCTIE VAN DE AMPLITUDE VAN DE VOEDINGSSPANNING	30

FIGUUR 5.14: MEETOPSTELLING DIRECTIVITEIT	30
FIGUUR 5.15: DIRECTIVITEIT VAN EEN PIËZO-ELEKTRISCHE TRANSDUCER AANGEDREVEN OP 10 KHz (LINKS) EN 25 KHz (RECHTS). BLAUW: OPGEMETEN WAARDEN, GROEN: THEORETISCHE WAARDEN	31
FIGUUR 6.1: TWEE TRANSDUCERS TEGENOVER ELKAAR	32
FIGUUR 6.2: FASEAFHANKELIJKHEID BIJ KNOOPVERDELING (ZWART = KNOOP) [36]	32
FIGUUR 6.3: EVENWICHTSSITUATIE BIJ 4 TRANSDUCERS	34
FIGUUR 6.4: DRUKVERDELING IN HORIZONTALE EN VERTICALE RICHTING	34
FIGUUR 6.5: PRINCIPETEKENING OM TWEE OBJECTEN NAAR ELKAAR TOE TE BRENGEN D.M.V. AKOESTISCHE LEVITATIE	36
FIGUUR 6.6: AFLEIDING SNELHEDEN	37
FIGUUR 7.1: HET VOLLEDIGE CAD-ONTWERP. 1: BEHUIZING, 2: MACHINEVOET, 3: BEVESTIGINGSPLAAT STAPPENMOTOR, 4: KOPPELING, 5: LINEAIRE PLAAT, 6: FLENSMOER, 7: STAPPENMOTOR, 8: BEUGEL, 9: GELUIDSBRON, 10: STANG, 11: SPINDEL, 12: LAGERHUIS, 13: BEVESTIGINGSPLAAT LAGERHUIS, 14: BUITENCIRCLIPS, 15: KOGELLAGER, 16: BINNENCIRCLIPS	39
FIGUUR 7.2: HET LASTKOPPEL	39
FIGUUR 7.3: SCHAKELWIJZE BIPOLAIRE STAPPENMOTOR [37]	40
FIGUUR 7.4: SCHEMA VOOR DE AANSTURING VAN ÉÉN STAPPENMOTOR	40
FIGUUR 7.5: DRIVER EN SHIELD MET BIJHORENDE VERBINDINGEN	41
FIGUUR 7.6: WERKELIJKE OPSTELLING OM ÉÉN STAPPENMOTOR AAN TE STUREN. 1: LAPTOP, 2: DSPACE-BOX, 3: DSPACE-MATRIX, 4: SPI-MODULE, 5: DRIVER+SHIELD, 6: DC-VOEDING, 7: STAPPENMOTOR	41
FIGUUR 7.7: ELEKTRISCH AANSTUURSCHEMA VAN DE PIËZO-ELEKTRISCHE TRANSDUCERS	44
FIGUUR 7.8: MECHANISCHE OPSTELLING	44
FIGUUR 7.9: HORIZONTALE TRANSLATIE DOOR VARIËREN VAN DE HOEK α	45
FIGUUR 7.10: AKOESTISCHE LEVITATIE VAN TWEE OBJECTEN BIJ GEBRUIK VAN VIER TRANSDUCERS	46
FIGUUR A.1: GELUIDSGOLF DIE ZICH VOORTPLANT DOOR EEN EENHEIDSOPPERVLAK O GEDURENDE EEN TIJD dt MET EEN SNELHEID c [13]	53
FIGUUR C.1: KOPPELING	62
FIGUUR C.2: TRAPEZIUMSPINDEL	63
FIGUUR C.3: FLENSMOER	64
FIGUUR C.4: LINEAIRE GELEIDINGSPLAAT	65
FIGUUR C.5: GELEIDINGSSTANG	66
FIGUUR C.6: BEVESTIGINGSPLAAT STAPPENMOTOR-BEHUIZING IN PLAATWERK	67
FIGUUR C.7: BEHUIZING IN PLAATWERK	68
FIGUUR C.8: BEHUIZING IN PLAATWERK	69
FIGUUR C.9: BEUGEL	70
FIGUUR E.1: INSTELLINGEN "STEPPER MOTOR DRIVER GUI"	72
FIGUUR E.2: CONFIGURATIE STAPPENMOTOR MET "STEPPER MOTOR DRIVER GUI"	73
FIGUUR E.3: HOOFDSCHAMA IN SIMULINK	74
FIGUUR E.4: FUNCTIEBLOK 'PULSGENERATOR'	75

Lijst van tabellen

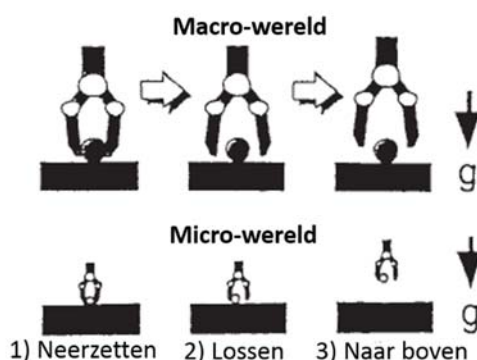
TABEL 1: DE VERSCHILLENDE LEVITATIETECHNIKEN MET HET PRINCIPE VAN DE WERKING EN DE VOOR – EN NADELEN	2
TABEL 2: INTENSITEIT VAN VERSCHILLENDE GELUIDSBRONNEN [13]	8
TABEL 3: VLAKKE GOLF EN SFERISCHE GOLF	9
TABEL 4: DIRECTIVITEIT AFHANKELIJK VAN DE LOCATIE VAN DE BRON [16].....	11
TABEL 5: PARAMETERS TRANSDUCERS [23].....	27
TABEL 6: FUNCTIE EN SIGNAAL VAN ELKE GEBRUIKTE PIN VAN DE CP17 CONNECTOR	42
TABEL 7: AANSLUITINGSPINNEN VAN DE CP 17 CONNECTOR	71
TABEL 8: WAARHEIDSTABEL XNOR-POORT	76

1 Inleiding

De mens hoort elke dag geluid. Dat geluid een fysisch verschijnsel is, wordt meestal niet bij stil gestaan. Geluid is hoorbaar, maar niet voelbaar. Toch is het mogelijk om met geluidsgolven objecten te laten zweven.

1.1. Situering

1.1.1. Toepassingsgebied



Figuur 1.1: Verplaatsen van een object met een grijper in macro- en microwereld [1]

Micro-assembly


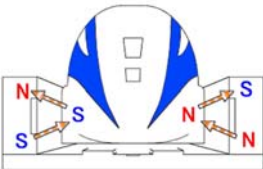
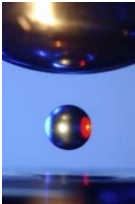
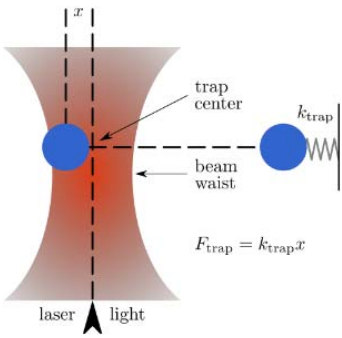

Tijdens de assemblage (figuur 1.1) van objecten op micrometerniveau, genaamd micro-assembly, zijn deze objecten onderhevig aan krachten die meestal verwaarloosd worden. Deze krachten zijn Van der Waals' -, elektrostatische - en oppervlaktespanningskrachten [1]. Door deze krachten kan schade optreden, kunnen ongewenste reacties plaatsvinden met het oppervlak van de grijper en kan het object blijven plakken aan de grijper. Om dit probleem op te lossen is het nodig om het object te leviteren zonder fysiek contact met eender welk oppervlak. Verschillende technieken zijn mogelijk om dit te realiseren zoals magnetische, optische, aerodynamische en akoestische levitatie [2]–[4]. Ook combinaties van verschillende levitatie technieken zijn mogelijk [5]. Micro-assembly met magnetische levitatie [3] wordt reeds toegepast, maar heeft beperkingen aangezien het materiaal magnetisch moet zijn. Akoestische levitatie heeft deze beperking niet aangezien deze techniek gebruik maakt van staande golven om objecten stabiel te leviteren op vaste punten.

Onderzoek naar eigenschappen van materialen en mengen van poeders

Met akoestische levitatie is het mogelijk om nieuwe combinaties van composietmaterialen te testen door deze te laten mengen zonder ongewenste reacties met een oppervlak. Ook samples van vloeistoffen kunnen onderzocht worden. Omdat het sample op een stabiele plaats blijft zweven met als enige materiaal dat contact maakt lucht (inert gas) kan het sample nauwkeurig geobserveerd worden. De invloed van externe grootheden zoals bijvoorbeeld temperatuur kan nagegaan worden door deze te laten variëren. Enkele voorbeelden zijn het stollingsproces van silicium observeren [6], structuurmetingen van supergekoelde vloeistoffen [7], studie naar het droogproces van meefasige druppels [8], het mengen van druppels [9], ... Dit onderzoek zorgt voor veel ontwikkelingsmogelijkheden in de biomedische sector [10].

1.1.2. Levitatietechnieken

Tabel 1: De verschillende levitatietechnieken met het principe van de werking en de voor – en nadelen

Levitatietechniek	Principe	Voordelen (+) / nadelen (-)
Aerodynamische levitatie [2]  Figuur 1.2: Aerodynamische levitatie	Het object laten zweven op een gasstroom. In figuur 1.2 wordt een object op hoge temperatuur aerodynamisch geleviteerd.	+: Zeer stabiele werking voor vaste stoffen +: Eenvoudig, enkel een gasstroom nodig -: Niet voor vloeistoffen -: Beperking op gewicht
Magnetische/ Elektromagnetische levitatie [3]  Figuur 1.3: Principe Maglev	Tussen een noord- en zuidpool ontstaan afstotingskrachten. Deze krachten zijn in staat de zwaartekracht te overwinnen. Bij elektromagnetische levitatie worden de polen ontwikkeld door stroom te sturen door spoelen.	+: Zeer zware objecten. Een voorbeeld is de MagLev in figuur 1.3 [11]. -: Niet voor vloeistoffen -: Enkel magnetisch geleidbaar materiaal
Elektrostatische levitatie  Figuur 1.4: Elektrostatische levitatie	Indien een voorwerp met een teveel aan elektronen in de nabijheid komt van een ander voorwerp met een teveel aan elektronen zullen afstotende coulombkrachten ontstaan. Deze krachten kunnen de zwaartekracht overwinnen zoals in figuur 1.4.	+: Gemakkelijk te realiseren zonder hoogstaande apparatuur. Komt vanzelf voor in de natuur. -: Zeer instabiel, er is een regelkring nodig om het object stabiel te houden. -: Onmogelijk voor vloeistoffen -: Beperking in gewicht
Optische levitatie [4], [5]  Figuur 1.5: Principe optische levitatie	Een laserstraal (figuur 1.5) heeft op zijn narrowste punt (beam waist) het sterkste veldgradient. Diëlektrische materialen (materialen die polariseren o.i.v. een elektrisch veld) worden aangetrokken tot het sterkste veld in dit smal gebied van de straal, wat het centrum is. De aantrekking tot het centrum kan voorgesteld worden door een veer.	+: Zeer stabiel +: Zeer nauwkeurig -: Zeer kleine krachten -: Enkel voor diëlektrische materialen -: Ingewikkeld om de krachtwerking te bepalen
Akoestische levitatie  Figuur 1.6: Akoestische levitatie	Door twee geluidsbronnen tegenover elkaar te plaatsen ontstaan staande golven. Zo zal een akoestische kracht ontstaan in de richting van de drukknopen die de zwaartekracht kan overwinnen, zoals in figuur 1.6.	+: Geen beperking op materiaal +: Meerdere objecten mogelijk -: Beperking in gewicht

In het algemeen is levitatie het verschijnsel waarbij een object door een fysische kracht 'zweeft' tegen de zwaartekracht in, zonder fysiek contact en in een stabiele positie. Geen contact heeft als voordeel dat ongewenste fysische krachtwerking of chemische reacties tussen materialen niet kunnen plaatsvinden. Verschillende technieken om levitatie te verwezenlijken zijn ontwikkeld. Deze hebben hun voor- en nadelen. Uit tabel 1 kan geconcludeerd worden magnetische levitatie de aangewezen techniek is om zware objecten te leviteren. Indien nauwkeurigheid een hoge eis is, is optische levitatie de beste techniek is. Akoestische levitatie onderscheidt zich aangezien het geen enkele beperking heeft op vlak van het soort materiaal.

1.2. Doelstellingen

Het doel van deze masterproef is een onderzoek naar de verschillende mogelijkheden en beperkingen van akoestische levitatie. Meer specifiek een onderzoek naar het principe van akoestische levitatie, de akoestische krachtwerking en de mogelijkheid tot het veroorzaken van beweging in meerdere dimensies. De akoestische kracht wordt experimenteel bepaald en vergeleken met theoretische studies. Uit het onderzoek naar de beweging in meerdere dimensies volgt het ontwerp en de uitbouw van een praktische opstelling. De gebruikte geluidsbronnen, namelijk piëzo-elektrische transducers, worden grondig onderzocht op vlak van frequentiegedrag en drukgolfdverdeling.

2 Akoestische begrippen

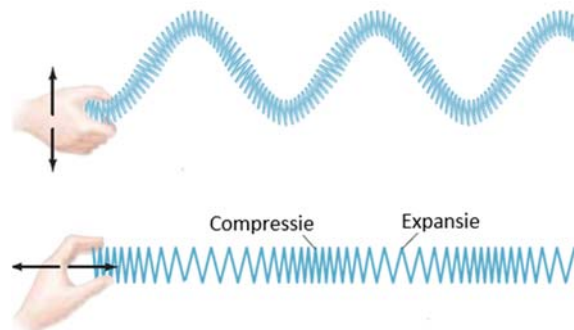
2.1. De aard en snelheid van geluid

2.1.1. Golven en geluid

Per definitie is een golf een storing of variatie die energie geleidelijk overdraagt van punt tot punt in een medium. Deze storing of variatie kan bestaan uit een elastische vervorming of een variatie in druk, elektrische of magnetische intensiteit, elektrisch potentieel, of temperatuur [12]. Belangrijk hierbij is dat de deeltjes in het medium niet meebewegen met de golf, maar lokaal wel kunnen trillen. Uitzondering op bovenstaande definitie zijn elektromagnetische golven.

Een voorbeeld kan gegeven worden van iemand die gaat zwemmen in de zee. De golven in de zee bewegen zich naar de kust toe, maar degene die in het water is, blijft op een vaste plaats op en neer bewegen. De energie van de golf plant zich voort richting kust, maar de persoon in het water blijft trillen op éénzelfde plaats. Dit is niet zo indien je te dicht bij de kust bent, waar de diepte van het water kleiner wordt dan de hoogte van de golf.

Golven worden opgedeeld in transversale en longitudinale golven [13], [14]. In de praktijk zijn de meeste golven een combinatie van beide. In het voorbeeld hierboven ging het over een transversale golf, waarbij de trilling van de deeltjes loodrecht is op de bewegingsrichting van de golf. Longitudinale golven zijn golven waarbij de trilling van de deeltjes van het medium in de lengterichting van de beweging van de golf is. Samendrukkingen en uitrekkingen zullen ontstaan. Een eenvoudige manier om het verschil te verduidelijken kan met behulp van figuur 2.1. Bovenaan wordt een veer op en neer bewogen, wat een transversale golf veroorzaakt, terwijl onderaan op de figuur de veer afwisselend ingedrukt en uitgerokken wordt. Zo ontstaat een longitudinale golf.



Figuur 2.1: transversale en longitudinale golven [13]

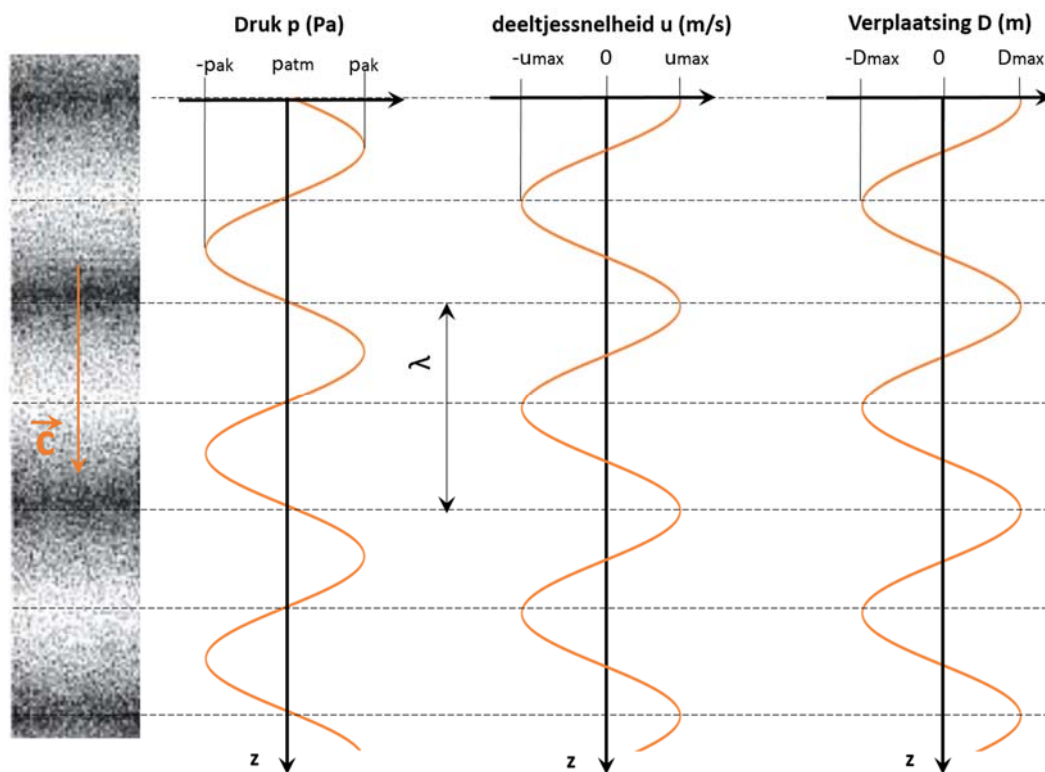
Een geluidsgolf is het gevolg van een trillende geluidsbron die zijn trillingssnelheid overdraagt naar de nabijgelegen luchtmoleculen. Deze luchtmoleculen geven op hun beurt hun energie onder de vorm van trillingen door aan de nabijgelegen moleculen. Een geluidsgolf is dus niets meer dan het trillen van moleculen in lucht. Deze geven hun trilling door in dezelfde richting als de voortplantingssnelheid [14] en kunnen door ons oor opgevangen worden. Dit betekent meteen ook dat geluid zich niet kan voortplanten zonder aanwezigheid van luchtdeeltjes. Geluidsgolven hebben een medium nodig om zo hun energie over te dragen op de volgende moleculen.

Geluidsgolven zijn longitudinale golven in fluïda (gassen en vloeistoffen) omdat daar het transversale gedrag te verwaarlozen is. In vaste materialen kan geluid zich ook voortplanten, maar daar zijn de transversale golven wel dominant aanwezig [15].

2.1.2. Wiskunde voorstelling van een geluidsgolf

2.1.2.1. De akoestische variabelen

Een geluidsgolf kan voorgesteld worden door verschillende fysische grootheden. Binnen de akoestiek zijn de vier meest gebruikte akoestische variabelen druk, snelheid, temperatuur en massadichtheid [15], [16]. Deze variabelen variëren rond een gemiddelde waarde. Voor akoestische levitatie zijn druk, verplaatsing en deeltjessnelheid de belangrijkste akoestische variabelen. De deeltjessnelheid u is letterlijk de snelheid van de luchtmoleculen in een geluidsgolf. De verplaatsing D is de afwijking van de evenwichtspositie van de luchtmoleculen t.g.v. de geluidsgolf. De druk zal variëren rond de luchtdruk, terwijl de deeltjessnelheid en de verplaatsing variëren rond 0. Druk p is 90° uit fase met de verplaatsing D en deeltjessnelheid u en verplaatsing D zijn in fase. Dit is weergegeven in een momentopname in figuur 2.2 met links de luchtmoleculen.

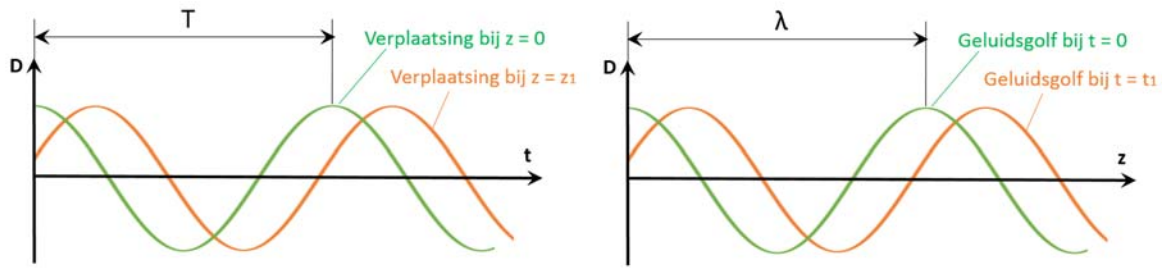


Figuur 2.2: Druk, deeltjessnelheid en verplaatsing

Deze akoestische variabelen zijn zowel afhankelijk van tijd als van plaats. M.a.w. het zijn periodische signalen in tijd t en ook in plaats z . De verplaatsing D wordt wiskundig beschreven als volgt [13]:

$$D(z, t) = D_{max} \sin(kz \pm \omega t) \quad (2.1)$$

Vergelijking (2.1) wordt de golfvergelijking genoemd. In (2.1) is k het golfgetal en ω de pulsatie van de geluidsgolf. Het minteken is voor een progressieve golf in de positieve z -richting en het plusteken is voor een progressieve golf in de negatieve richting [14], [17]. Om de variatie in tijd na te gaan kan het signaal bekeken worden op $z = 0$ en $z = z_1$. Bij $z = 0$ is er geen fase. Op $z = z_1$ is er een faseverschil van kz_1 . Op elke plaats varieert de verplaatsing sinusoidaal. Om de variatie in plaats na te gaan kan op elk tijdstip t een 'foto' genomen worden. Op elk tijdstip t varieert de verplaatsing sinusoidaal (figuur 2.3).



Figuur 2.3: Variatie in tijd (links) en plaats (rechts) [14]

Het golfgetal k is een grootheid die gebruikt wordt om de golfvergelijking mooier te schrijven en is als volgt gedefinieerd: $k = 2\pi/\lambda$. Daarin is λ de golflengte. Deze is te zien in figuren 2.2 en 2.3 en heeft als fysische betekenis de lengte tussen twee opeenvolgende gelijke waarden van de geluidsgolf. Dit is gelijkaardig aan de periode T en heeft als fysische betekenis de tijd tussen twee opeenvolgende gelijke waarden van de geluidsgolf. Het verband tussen de periode T en de golflengte λ is de snelheid van het geluid c . De golflengte λ wordt afgelegd in één periode T , dus is $c = \lambda/T$ of $c = \lambda f$, waarin f de frequentie is van de geluidsgolf. De pulsatie is dan $\omega = 2\pi f$. Voor elke soort geluid is de frequentie f constant, terwijl de geluidssnelheid c en dus ook de golflengte λ afhankelijk is van het medium.

De geluidssnelheid c in lucht kan bepaald worden met de compressiemodulus K_c en de massadichtheid van het medium ρ :

$$c = \sqrt{\frac{K_c}{\rho}} \quad (2.2)$$

In lucht kan vergelijking (2.2) herschreven worden in functie van de omgevingstemperatuur T_K , voor de afleiding wordt verwezen naar bijlage A1:

$$c = 20.05\sqrt{T_K} \quad (2.3)$$

2.1.2.2. Verband tussen de akoestische variabelen

In figuur 2.2 zijn de akoestische variabelen druk p , deeltjessnelheid u en verplaatsing D te zien. Deze variëren periodisch rond een gemiddelde waarde. Indien de geluidsbron sinusoidaal trilt, variëren deze akoestische variabelen sinusoidaal. Tussen deze drie variabelen is telkens een eenvoudig verband te vinden. Voor de afleidingen wordt verwezen naar bijlage A2.

Tussen de verplaatsing D en de akoestische druk p_{ak} is er een faseverschil van 90° en is het verband als volgt:

$$p_{ak}(z, t) = -p_{max} \cos(kz +/\omega t) \quad (2.4)$$

$$p_{max} = 2\pi\rho c D_{max} f \quad (2.5)$$

In (2.5) is ρ de massadichtheid, c de geluidssnelheid en f de frequentie van het geluid.

Tussen de akoestische druk p_{ak} en de deeltjessnelheid u is een faseverschil van 90° aanwezig en is het verband:

$$u(z, t) = \frac{p_{ak}(z, t)}{\rho c} \quad (2.6)$$

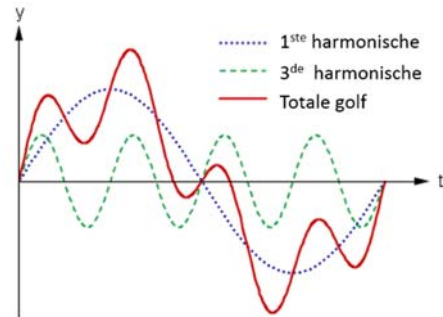
Zo kan de akoestische impedantie Z gedefinieerd worden [15]:

$$Z = \frac{p(z,t)}{u(z,t)} = \rho c \quad (2.7)$$

2.2. Geluidsdruk, vermogen en intensiteit van een geluidsgolf

Harmonischen

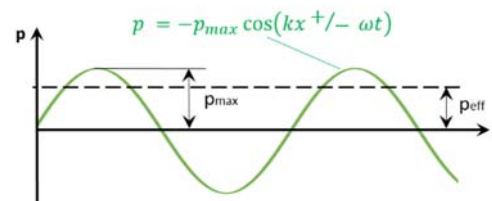
In werkelijkheid is geluid een samenstelling van harmonischen. Elke periodisch signaal van een bron kan opgesplitst worden als een samenstelling van verschillende sinusgolven met verschillende frequentie, amplitude en fase [14]. Figuur 2.4 illustreert dit. De 3^{de} harmonische is de geluidsgolf op de frequentie die 3 keer groter is dan die van de 1^{ste} harmonische.



Figuur 2.4: Harmonischen

Geluidsdruk

De akoestische druk is op elk punt het verschil tussen de geluidsdruk en de luchtdruk op dat punt. Deze variatie is sinusoidaal of als een samenstelling van harmonischen. Het is gebruikelijker om de r.m.s.-waarde (root mean square) te gebruiken. Dit omdat de meeste meetgereedschappen ook de r.m.s.-waarde opmeten. Dit wordt dan de effectieve druk p_{eff} genoemd (figuur 2.5) en deze is voor sinusoidale golven bepaald uit de maximale druk p_{max} [14]:



Figuur 2.5: Effectieve druk

$$p_{eff} = \frac{p_{max}}{\sqrt{2}} \quad (2.8)$$

Indien de geluidsgolf uit meerdere harmonischen p_1 en p_2 bestaat is de totale effectieve druk te bepalen met $p_{eff}^2 = p_{1,eff}^2 + p_{2,eff}^2$. Indien beide signalen eenzelfde frequentie hebben en tegelijk uit fase zijn, moet het faseverschil $\varphi_1 - \varphi_2$ in rekening gebracht worden en wordt bovenstaande vergelijking $p_{eff}^2 = p_{1,eff}^2 + p_{2,eff}^2 + 2 p_{1,eff} p_{2,eff} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Intensiteit

Een geluidsbron heeft een vermogen dat omgezet wordt in de vorm van geluid. De drukgolven transporteren energie. Het totale geluidsvermogen op een bepaald punt is niet gelijk aan het vermogen van die bron maar zal iets minder zijn afhankelijk van de plaats van dat punt en de aanwezigheid van absorberende of reflecterende materialen. De intensiteit I is moeilijk meetbaar, maar de effectieve druk p_{eff} is dat niet. De intensiteit I kan als volgt bepaald worden [15]:

$$I = \frac{p_{eff}^2}{\rho c} \quad (2.9)$$

In (2.9) is ρ de massadichtheid van het medium en c de geluidssnelheid. Voor de afleiding van dit verband wordt verwezen naar bijlage A3.

Intensiteit I van een geluidsgolf is de gemiddelde energie die door een eenheidsoppervlak loodrecht op de voortplantingsrichting gaat. De eenheid is dus Watt per vierkante meter (W/m^2). Het menselijk oor heeft een zeer groot bereik [13]. Het kan geluiden detecteren met een intensiteit van $10^{-12} W/m^2$ (gehoordrempel) tot $1 W/m^2$ (pijngrens). Er is dus een factor van 10^{12} tussen de kleinste en grootste waarde. Wat wij als mens ervaren als geluid is niet recht evenredig met de intensiteit. Om een geluid te produceren dat tweemaal zo hard klinkt, is een geluidsgolf nodig met ongeveer een tien maal grotere intensiteit. Daarbij komt nog eens dat de 'luidheid' voor de mens afhankelijk is van de frequentie van de geluidsgolf. De gewaarwording van geluid is ook afhankelijk van persoon tot persoon en is dus subjectief [13].

Vanwege het grote bereik en het niet-lineaire verband tussen intensiteit en luidheid is de eenheid Decibel (dB) ingevoerd. Met deze eenheid worden intensiteit en druk als volgt uitgedrukt [14]:

$$I(dB) = 10 \log_{10} I/I_0 \quad (2.10)$$

$$p_{ak}(dB) = 10 \log_{10} p^2/p_0^2 = 20 \log_{10} p/p_0 \quad (2.11)$$

In (2.10) en (2.11) zijn I_0 en p_0 is telkens de referentie van de decibelschaal. I_0 wordt het meest gebruikt en is de gehoorrens, de minimale intensiteit die het oor kan waarnemen, deze is gelijk aan $10^{-12} W/m^2$. In tabel 2 is een overzicht te zien van enkele intensiteitsniveau's van verschillende geluidsbronnen.

Tabel 2: Intensiteit van verschillende geluidsbronnen[13]

Geluidsbron	Geluidssterkte (dB)	Intensiteit(W/m^2)
Straaljager op 30m	140	100
Pijngrens	120	1
Rock Werchter	120	1
Sirene op 30m	100	$1 \cdot 10^{-2}$
Vrachtwagenverkeer	90	$1 \cdot 10^{-3}$
Druk straatverkeer	80	$1 \cdot 10^{-4}$
Lawaaiig restaurant	70	$1 \cdot 10^{-5}$
Gepraat, op 50 cm	65	$1 \cdot 10^{-6}$
Radio die zacht staat	40	$1 \cdot 10^{-8}$
Gefluister	30	$1 \cdot 10^{-9}$
Ruisende bladeren	10	$1 \cdot 10^{-11}$
Gehoorgrens	0	$1 \cdot 10^{-12}$

2.3. Soorten golven

2.3.1. Akoestisch potentiaal en de gelineariseerde golfvergelijking

Akoestische fenomenen moeten theoretisch voldoen aan hydrodynamische vergelijkingen, maar deze zijn zeer complex en hebben meestal geen oplossingen in gesloten vorm [16]. Daarom worden deze vergelijkingen sterk vereenvoudigd tot de akoestische vergelijkingen. Ook worden deze gelineariseerd wat betekent dat alle akoestische fenomenen ook lineair verondersteld worden. Soms kan het voorkomen in de praktijk dat deze vereenvoudigingen slechte resultaten opleveren. Dit is zo indien de akoestische fenomenen niet-lineaire effecten hebben. Om een voorbeeld te geven kan een geluidsgolf die zich voortplant door een geperforeerde plaat grote energieverliezen veroorzaken, wat zorgt voor niet-lineaire effecten. Aangezien deze verliezen verwaarloosd worden zullen de akoestische vergelijkingen geen juist resultaat opleveren. Door verwaarlozing van deze niet-lineaire effecten is het mogelijk om de akoestische potentiaalfunctie te definiëren. De potentiaalfunctie ϕ is zodanig gedefinieerd dat de deeltjessnelheid u gelijk is aan zijn negatieve gradiënt:

$$u = -\nabla\Phi \quad (2.12)$$

(2.12) kan gebruikt worden om de akoestische druk p_{ak} te bepalen indien convectie verwaarloosd wordt:

$$p_{ak} = \rho \frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad (2.13)$$

In (2.13) is ρ de massadichtheid van het medium. Na omvormen van (2.13) kan gezien worden dat het akoestisch potentiaal Φ voldoet aan de gelineariseerde golfvergelijking:

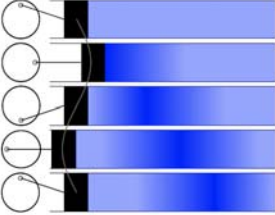
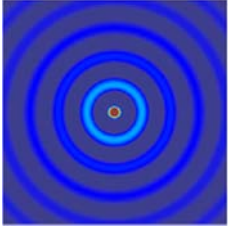
$$\nabla^2\Phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} \quad (2.14)$$

In (2.14) is c de geluidssnelheid. Een oplossing van (2.14) voor Φ levert zowel een oplossing op voor de akoestische druk p_{ak} als voor de deeltjessnelheid u .

2.3.2. Vlakke en sferische golven

Tot nu toe ging het steeds over vlakke golven. Daarnaast zijn er ook sferische golven. Een vlakke golf wordt gegenereerd zoals in figuur 2.6 en plant zich slechts voort in één richting, bijvoorbeeld de positieve z -richting. Een sferische golf wordt ontwikkeld door een puntbron (figuur 2.7) en zendt golven uit in alle richtingen. Voor beide golven kan de gelineariseerde golfvergelijking (2.14) opgelost worden, waaruit dan de akoestische impedantie Z , intensiteit I en akoestische druk p_{ak} i.f.v. de afstand gehaald kan worden [16]. Deze afstand is de afstand van een observatiepunt tot de geluidsbron. Voor vlakke golven is deze afstand z en voor sferische golven is deze afstand r . Voor de afleiding wordt verwezen naar bijlage A4. Een overzicht is te zien in tabel 3.

Tabel 3: Vlakke golf en sferische golf

	Vlakke golf	Sferische golf
	 <p>Figuur 2.6: Genereren vlakke golf</p>	 <p>Figuur 2.7: Sferische golf t.g.v. puntbron</p>
Omgevormde golfvergelijking	$\frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}$	$\frac{\partial^2(r\Phi)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(r\Phi)}{\partial t^2}$
Akoestische impedantie Z	$\frac{p_{ak}}{u} = \rho c$	$\frac{p_{ak}}{u} = \rho c \frac{rf'(ct-r)}{f(ct-r) + r f'(ct-r)}$
Intensiteit I	$I = \frac{p_{rms}^2}{\rho c}$	$I = \frac{p_{rms}^2}{\rho c}$
Druk p i.f.v. afstand	Constant	$p_{ak} \sim \frac{1}{r}$

In tabel 3 is te zien dat de akoestische impedantie Z , of de verhouding tussen akoestische druk p_{ak} en deeltjessnelheid u voor een sferische golf niet dezelfde is al bij een vlakke golf. Een bijkomende term die afhankelijk is van de afstand van de bron r zorgt dat de akoestische impedantie Z niet meer dezelfde is. Akoestische druk p_{ak} en deeltjessnelheid u zullen niet meer perfect 90° uit fase zijn. Indien de afstand r zeer

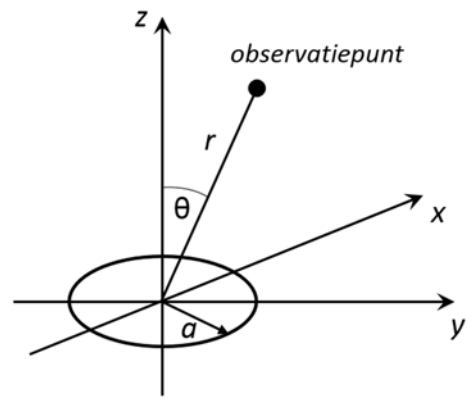
groot is, zal de term $rf'(ct - r)$ overheersend groot zijn vergeleken met de term $f(ct - r)$ zodat deze dan verwaarloosd mag worden. Zo zal de akoestische impedantie Z opnieuw gelijk zijn aan ρc zoals bij vlakke golven. Fysisch betekent dit dat indien het te beschouwen punt ver genoeg is van de bron van de sferische golf, zodat de buiging van gelijk welk deeltje van de golf verwaarloosbaar is, de akoestische impedantie hetzelfde is als bij een vlakke golf. Maar hoe groot is deze afstand? Daarvoor moet gekeken worden naar de buiging van golven. Een grote afstand is waar de buiging of straal van het golffront gemeten in golflengtes λ groot is, of in formulevorm [16]:

$$k r \gg 1 \quad (2.15)$$

In (2.15) is k het golfgetal, $k = 2\pi/\lambda$, en r de afstand tot de puntbron. In tabel 3 is ook te zien dat de intensiteit in beide gevallen dezelfde is. Het is wel zo dat bij sferische golven de effectieve druk p_{eff} omgekeerd evenredig is met de afstand tot de bron r waardoor de intensiteit omgekeerd evenredig is met het kwadraat van de afstand r .

2.3.3. Baffled piston

In de praktijk bestaan vlakke golven en sferische golven niet. Een algemene benadering voor bronnen (bvb. Speakers) is een 'baffled piston'. Deze heeft een cirkelvormig oppervlak waarop oneindig veel puntbronnen zijn. De vorm van de bron is weergegeven in figuur 2.8. De bron heeft een straal a en bevindt zich in het xy -vlak. De bron trilt in de z -richting met een trillingssnelheid \dot{z} en frequentie f . Het geluidsvermogen wordt uitgezonden in de halve ruimte begrensd door het trillend oppervlak in het xy -vlak. Voor het verre veld ($k r \gg 1$) geldt voor de akoestische druk p_{ak} en intensiteit I op een observatiepunt op afstand r onder een hoek θ [16]:

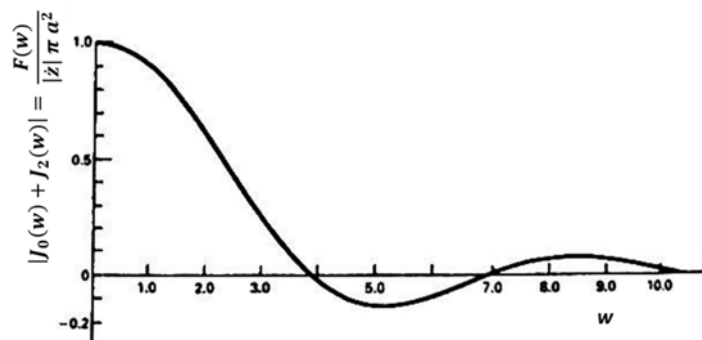


Figuur 2.8: Baffled piston

$$p_{ak} = \frac{\rho f}{r} F(w) \sin(\omega t - kr) \quad (2.16)$$

$$I = \frac{\rho c k^2}{8 \pi^2} \frac{F^2(w)}{r^2} \quad (2.17)$$

$$w = k a \sin \theta, k = \frac{\omega}{c} = \frac{2 \pi f}{c}, F(w) = |\dot{z} \pi a^2 [J_0(w) + J_2(w)]| \quad (2.18)$$



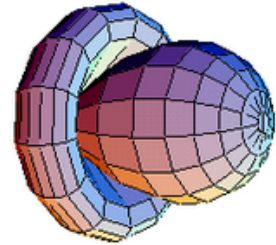
Figuur 2.9: Directiviteitsfunctie[16]

In (2.16), (2.17) en (2.18) zijn ρ de massadichtheid van het medium, k het golfgetal en $J_0(w)$ en $J_2(w)$ Besselse functies van de eerste soort van 0^{de} en 2^{de} orde respectievelijk met argument w . In deze vergelijkingen is te zien dat net als bij sferische golven de akoestische druk p_{ak} omgekeerd evenredig is met de afstand r en dat de

intensiteit I kwadratisch omgekeerd evenredig is met de afstand r . Bijkomend is nog dat de akoestische druk p_{ak} en intensiteit I stijgen met toenemende frequentie f en ook met toenemende straal a . Daarnaast is de afhankelijkheid is van de hoek θ duidelijk zichtbaar. Figuur 2.9 illustreert dit. Deze grafiek wordt ook wel de directiviteitsfunctie genoemd. Voor sommige waarden van θ is de invloed groter of kleiner. De functie is ook afhankelijk van de term ka , zie (2.18).

2.3.4. Directiviteit van een bron

In werkelijkheid zenden bronnen geluidsgolven uit met een drukamplitude die niet in elke richting even groot is. De directiviteitsfactor D_θ van een bron wordt uitgedrukt als de verhouding tussen de intensiteit I_θ onder een hoek θ en de gemiddelde intensiteit I over een boloppervlak. Zo kan dan ook de directiviteitsindex DI gedefinieerd worden [16]:

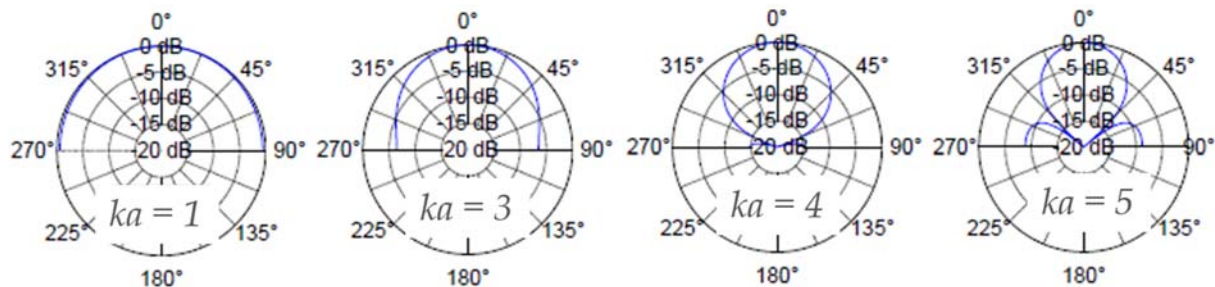


Figuur 2.10: Directiviteit[42]

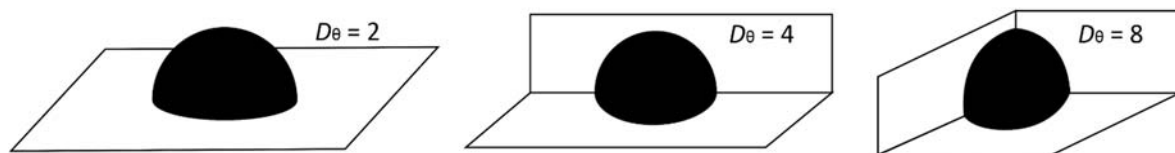
$$D_\theta = \frac{I_\theta}{I} \text{ met } I = \frac{W}{4\pi r^2} \quad (2.19)$$

$$DI = 10 \log_{10} D_\theta \quad (2.20)$$

In (2.19) is W het geluidsvermogen genomen over een boloppervlak met straal r . Een andere manier om directiviteit uit te drukken is door de dB-afname onder een hoek θ t.o.v. $\theta = 0^\circ$ te illustreren. Dit is te zien in figuur 2.11. De directiviteit van een bron is afhankelijk van de ka -waarde (k het golfgetal, a de straal van de bron). Bij 0° is geen dB-afname omdat dit op de voortplantingsrichting van de bron ligt. Onder andere hoeken is telkens een symmetrisch patroon te zien. Hoe groter ka , hoe groter de dB-afname. Een weergave van de directiviteit in 3D is te zien in figuur 2.10.



Figuur 2.11: Directiviteit van een cilindrische bron voor verschillende ka -waarden [15]



Figuur 2.12, Tabel 4: Directiviteit afhankelijk van de locatie van de bron [16]

Locatie bron	Directiviteitsfactor D_θ	Directiviteitsindex (dB)
Vrije ruimte	1	0
Op een vlak	2	3
Op de rand van twee loodrechte vlakken	4	6
Op de rand van drie loodrechte vlakken	8	9

Met het begrip directiviteit kan ook nagegaan worden wat het effect is op de uitstraling van geluidsgolven van een bron indien één of meerdere randen in de nabijheid van de bron zijn [16]. Hierbij moet wel voldaan zijn aan de voorwaarde dat de afstand van de bron tot de rand klein is t.o.v. de afstand tot het te beschouwen punt. De

directiviteitsfactor D_θ neemt de waarden aan zoals in figuur 2.12 en tabel 4. Dit is eenvoudig te begrijpen. Indien een bron op een reflecterend vlak is wordt al het vermogen gebruikt om slechts in de helft van de ruimte geluidsgolven uit te zenden, wat betekent dat de directiviteitsfactor D_θ het dubbele is.

2.4. Staande golven en interferentie

2.4.1. Constructieve en destructieve interferentie

Indien twee of meerdere bronnen zich bij elkaar optellen kan interferentie ontstaan [13]. Constructieve interferentie treedt op wanneer twee golven die in fase zijn met elkaar zich bij elkaar optellen. De verdubbelt indien de golven een even grote amplitude hebben.

Destructieve interferentie treedt op wanneer twee golven in tegenfase zijn met elkaar en zich bij elkaar optellen. Deze twee golven heffen elkaar op.

Bovenstaande verschijnselen kunnen ook wiskundig beschreven worden. Neem twee golven met eenzelfde frequentie f en verplaatsingsamplitude D_{max} die zich voortplanten in dezelfde positieve z -richting. De totale verplaatsing D_t kan dan bepaald worden door gebruik van vergelijking (2.1), waarin φ de fase tussen beide golven is [18].

$$D_t(z, t) = D_{max} \sin(kz - \omega t) + D_{max} \sin(kz - \omega t + \varphi) = 2 D_{max} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \sin\left(kz - \omega t + \frac{\varphi}{2}\right) \quad (2.21)$$

Indien beide golven in (2.21) in fase zijn, dan is $\varphi = 0$ en zal de amplitude verdubbelen. Dit is constructieve interferentie.

Indien beide golven in (2.21) in tegenfase zijn, dan is $\varphi = \pi$ en zal de totale verplaatsing 0 worden aangezien $\cos(\pi/2) = 0$. Dat is destructieve interferentie.

2.4.2. Staande golven

Indien nu twee golven met gelijke amplitude D_{max} en frequentie f zich in tegengestelde richting voortplanten, moet (2.21) iets anders geschreven worden, een minteken van één van de geluidsgolven moet nu een plusteken worden [13], [18]:

$$D_t(z, t) = D_{max} \sin(kz - \omega t) + D_{max} \sin(kz + \omega t) = 2 D_{max} \sin(kz) \cos(\omega t) \quad (2.22)$$

Vergelijking (2.22) is de vergelijking voor staande golven. Op een bepaalde plaats z trillen de deeltjes met een amplitude $2 D \sin(kz)$ volgens een harmonische trilling $\cos(\omega t)$. Deze amplitude is op bepaalde plaatsen steeds 0, dit wanneer $\sin(kx) = 0$. Deze amplitude zal op bepaalde plaatsen maximaal zijn, dit wanneer $\sin(kx) = \pm 1$. De plaatsen waar de trillingsverplaatsing steeds 0 is worden knopen genoemd, de plaatsen waar de amplitude maximaal is worden buiken genoemd. Uit het bovenstaande volgt dat knopen en buiken optreden op volgende vaste plaatsen:

$$\text{Knopen: } z = n \frac{\lambda}{2} \text{ met } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.23)$$

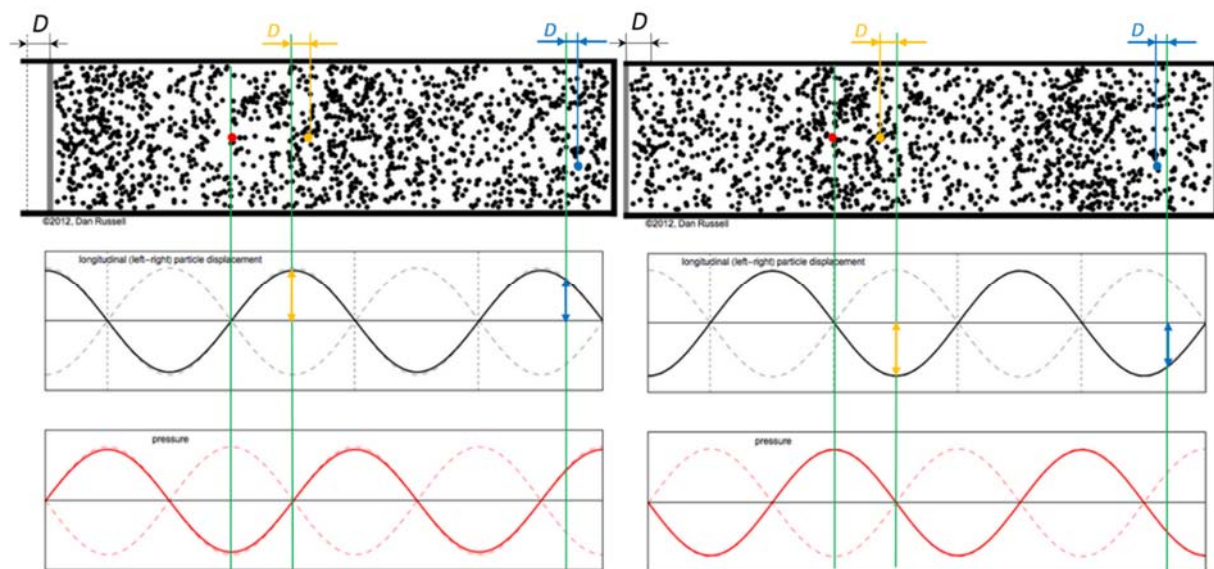
$$\text{Buiken: } z = (2n + 1) \frac{\lambda}{4} \text{ met } n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.24)$$

In (2.23) en (2.24) is λ de golflengte. Figuur 2.13 verduidelijkt bovenstaande begrippen. De geluidsbron is een heen – en weergaande zuiger in een kolom die zo vlakke golven genereert en is weergegeven op de figuur als een grijze rechthoek. Het einde van de kolom is de reflector die de uitgezonden golf volledig reflecteert en zorgt voor

een faseomkering. Uitgezonden golf en gereflecteerde golf zijn dus 180° uit fase. Twee golven planten zich voort in tegengestelde richting en hebben een gelijke amplitude. Zo ontstaan staande golven met dubbele amplitude [19].

Drie punten worden beschouwd. Een punt die zich bevindt in een knoop (rood), een tweede punt in een buik (geel) en een derde punt daar tussenin (blauw). Deze figuur komt oorspronkelijk van een animatie gemaakt door Dan Russel [20]. Er zijn twee momentopnames te zien. Beiden op de uiterste standen van de zuiger. Tussen de uiterste standen van de zuiger zal de amplitude overal kleiner zijn. In de knoop is duidelijk te zien dat de deeltjes daar niet zullen bewegen en de druk het grootst is. In de buik (gele punt) is de verplaatsing maximaal en gelijk aan $2D$, de akoestische druk is daar 0 (of de druk is gelijk aan de atmosferische druk). In het blauwe punt is de verplaatsing kleiner dan de amplitude.

Waar de deeltjes naar de knopen toe bewegen ontstaat compressie, waar de deeltjes van de knopen weggaan ontstaat uitzetting. Moeilijker op de figuur te zien is dat bij de buiken van de verplaatsing er geen expansie of compressie is. Daar is geen akoestische druk aanwezig bovenop de atmosferische druk. Dit betekent dat een knoop bij de verplaatsing, een buik is bij de druk.



Figuur 2.13: Principe van staande golven [20]

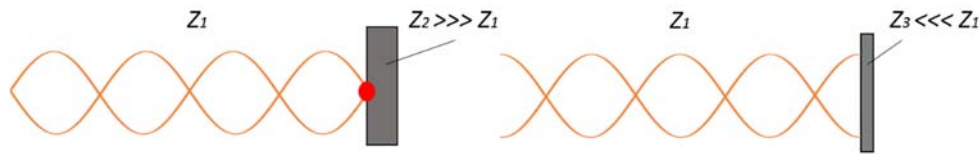
2.5. Impedantie van reflectoren

Staannde golven zijn nodig voor akoestische levitatie. Om staannde golven te verkrijgen moeten twee geluidsgolven zich in tegengestelde richting voortplanten. Hiervoor zijn twee mogelijkheden. Ofwel worden twee geluidsbronnen tegenover elkaar geplaatst, ofwel worden een geluidsbron en reflector tegenover elkaar geplaatst.

Elke reflector zal een bepaalde akoestische impedantie hebben. Dit betekent dat elke reflector, afhankelijk van het gebruikte materiaal, een bepaalde hoeveelheid van de uitgezonden geluidsgolf zal reflecteren, een bepaalde hoeveelheid zal opnemen en een bepaalde hoeveelheid zal doorlaten. Indien de akoestische impedantie van de reflector veel groter is dan de akoestische impedantie van het medium, is dat een harde reflector. Indien de akoestische impedantie van de reflector veel kleiner is dan de akoestische impedantie van het medium, is dat een zachte reflector. Bij zowel een harde als zachte reflector zullen staannde golven ontstaan. Bij een harde reflector zal ter hoogte van de reflector een knoop ontstaan (zie figuur 2.14) en bij een zachte reflector zal ter hoogte van de reflector een buik ontstaan [19]. Dit omdat bij een harde reflector geen verplaatsing mogelijk is op dit punt en de gereflecteerde golf in tegenfase zal zijn van de uitgezonden golf. Bij een zachte is er wel verplaatsing mogelijk en zullen uitgezonden en gereflecteerde golf in fase zijn.

Een zachte reflector kan een soort membraan zijn of bijvoorbeeld een zacht rubber dat mee zal bewegen met de geluidsgolf en terug zal veren. Een harde reflector kan bijvoorbeeld een stalen plaat zijn.

In figuur 2.14 is de verplaatsing D te zien in functie van het type reflector. Links is een harde reflector met impedantie Z_2 en rechts een zachte met impedantie Z_3 . Het faseverschil is duidelijk te zien.



Figuur 2.14: Harde en zachte reflector

De impedantie van een reflector kan ook ergens tussen hard en zacht zijn. Indien dat zo is, zal slechts een deel gereflecteerd worden en een deel doorgelaten worden, dit wordt transmissie van golven naar het tweede medium genoemd. Zo zal de gereflecteerde amplitude kleiner zijn dan de uitgezonden amplitude en zullen er staande golven ontstaan die zich lijken voort te planten. Dit komt door een netto-energie-overdracht naar de reflector toe.

Wiskundig kan de totale trillingsverplaatsing D_t met (2.1) van uitgezonden en gereflecteerde golf als volgt geschreven worden [19]:

$$D_t(z, t) = D_{max} \sin(\omega t - kz) + R_c D_{max} \sin(\omega t + kz) \quad (2.25)$$

In (2.25) is D_{max} de verplaatsingsamplitude van de uitgezonden golf en is R_c de reflectiecoëfficiënt. Zo is $R_c D_{max}$ de verplaatsingsamplitude van de gereflecteerde geluidsgolf. Na enkele vereenvoudigingen in (2.25) valt op te merken dat de trillingsamplitude van deze quasi-staande golven afhankelijk is van de plaats z en gegeven kan worden als:

$$D_{quasi}(z) = 1 + 2R_c + 2R_c \cos(2kz) \quad (2.26)$$

In (2.26) is te zien dat net als bij staande golven op vaste plaatsen minima en maxima van de verplaatsing D ontstaan. De verhouding tussen de maximale en minimale amplitude kan gevonden worden uit vergelijking (2.26). Deze verhouding wordt ook het staande-golf-ratio SGR [19] genoemd:

$$SGR = \frac{1 + 4R_c}{1 + 2R_c} \quad (2.27)$$

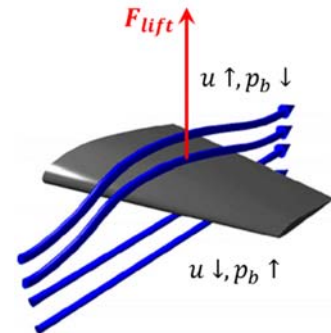
De verhouding in (2.27) kan opgemeten worden waaruit dan de reflectiecoëfficiënt R_c kan bepaald worden van materialen. Hoe groter de massadichtheid van een materiaal, hoe groter ook de reflectiecoëfficiënt. Deze coëfficiënt is ook heel sterk afhankelijk van de frequentie van de geluidsgolf [15].

3 Principe van akoestische levitatie

3.1. Evenwichtssituatie en principe van Bernouilli

Opwaartse liftkracht

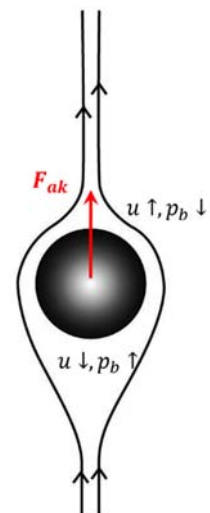
Om akoestische levitatie te veroorzaken of met andere woorden om objecten te leviteren door middel van geluidsgolven zijn staande golven nodig. Dit omdat bij staande golven gebieden zijn van minimale druk (knoopen) waar objecten naartoe gedreven worden t.g.v. een akoestische kracht in de richting van die knopen. Deze akoestische kracht is een tijdsgemiddelde kracht en volgt uit het principe van Bernouilli. Een alledaags voorbeeld van het principe van Bernouilli is de liftkracht F_{lift} op de vleugels van een vliegtuig (figuur 3.1). Door de vorm van de vleugel moeten luchtdeeltjes bovenaan een langer pad afleggen in eenzelfde tijd als de luchtdeeltjes onderaan. Dit zorgt ervoor dat de deeltjessnelheid u onderaan lager is dan bovenaan, wat resulteert in een onderdruk bovenaan aangezien de Bernouilli-druk gelijk is aan $p_b = -1/2 \rho u^2$. Daarin is ρ de massadichtheid van het medium. Zo ontstaat een opwaartse liftkracht F_{lift} .



Figuur 3.1: Liftkracht bij vleugel

Akoestische kracht t.g.v. niet-lineair gedrag

De akoestische variabelen worden gelineariseerd zoals in vergelijking (2.14) wat wil zeggen dat de druk sinusoidaal varieert rond een gemiddelde waarde. Dit wil zeggen dat de tijdsgemiddelde akoestische druk 0 is en dus ook de tijdsgemiddelde kracht 0. Bijgevolg is geen akoestische levitatie mogelijk. In werkelijkheid is het gedrag van de akoestische variabelen in een akoestisch veld van hoge intensiteit niet-lineair. Dit is gunstig voor akoestische levitatie. Hoe hoger de intensiteit, hoe meer niet-lineaire effecten. Indien een object in een akoestisch veld aangebracht wordt zal ten gevolge van de niet-lineaire effecten een tijdsgemiddelde akoestische kracht F_{ak} ontstaan op dat object (figuur 3.2). Dit omdat in een drukknoop de deeltjessnelheid u het grootst is, en dus de Bernouilli-druk p_b het laagst is, waardoor een kracht in de richting van de knoop ontstaat.

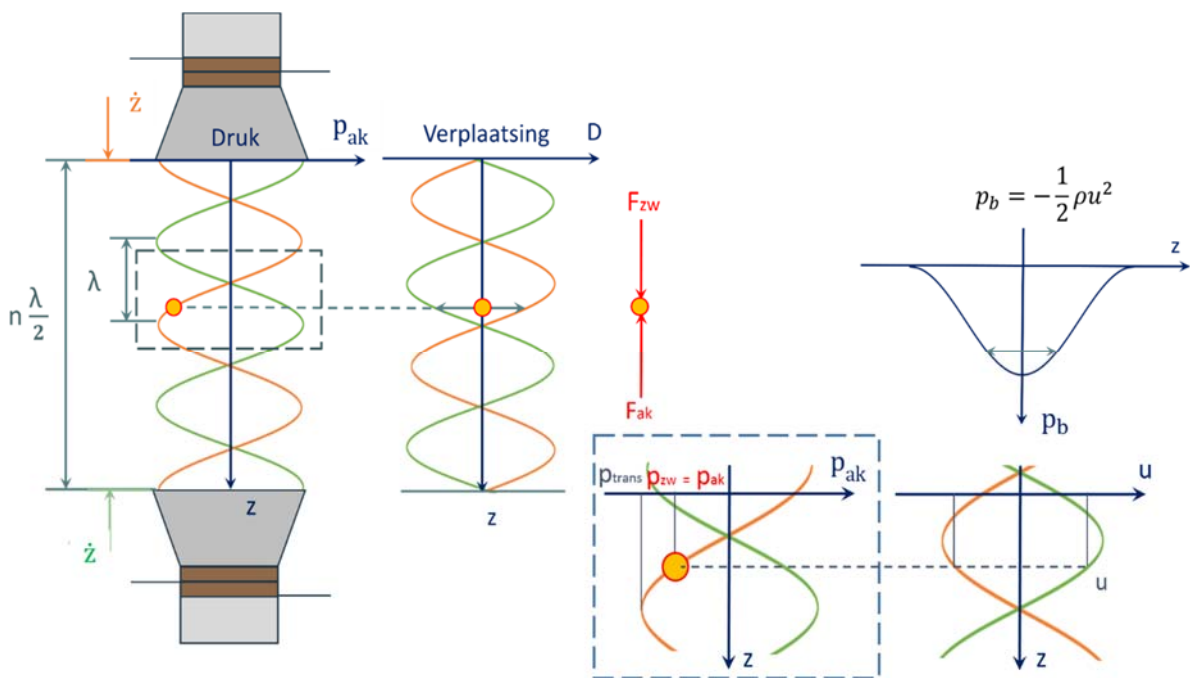


Figuur 3.2: Akoestische kracht

Trillen in evenwichtssituatie

Het object is door zijn massa onderhevig aan zwaartekracht, dus zal een object zich niet in een knoop bevinden maar er net iets onder waar de druk ten gevolge van de zwaartekracht gelijk is aan de akoestische druk. Figuur 3.3 verduidelijkt het principe van akoestische levitatie. In deze figuur worden de staande golven veroorzaakt door twee tegenover elkaar staande transducers op een afstand van een aantal keer de halve golflengte λ , $L = n \lambda/2$. Om het principe te verduidelijken gaat het hier over vlakke golven. Daarbij zijn akoestische druk p_{ak} en verplaatsing D in tegenfase en is de deeltjessnelheid u in tegenfase met de druk p_{ak} . Het object zich zal bevinden in een evenwichtssituatie waar $p_{zw} = p_{ak}$, net onder een knoop [21]. In de grafiek van de verplaatsing D is te zien dat dit resulteert in een trilling van dat het deeltje in een evenwichtspositie. In de grafiek van de deeltjessnelheid u betekent dit dat het deeltje zich bevindt in een positie waar de Bernouilli-druk p_b iets groter is dan de minimale Bernouilli-druk p_b . Het verloop van die Bernouilli-druk p_b is ook te zien in de figuur. De blauwe

curve stelt de deeltjessnelheid u voor. Het is onmogelijk dat het object niet zal trillen aangezien nooit een evenwichtssituatie kan optreden in een verplaatsingsknoop.



Figuur 3.3: principe van akoestische levitatie

3.2. Voorwaarden

Een **eerste voorwaarde** is te zien in figuur 3.3: De akoestische druk veroorzaakt door de transducers p_{ak} moet groter zijn dan de druk ten gevolge van de zwaartekracht p_{zw} van het object. De druk ten gevolge van de zwaartekracht wordt als volgt bepaald [6], [22], [23]:

$$p_{zw} = \sqrt{\frac{8\rho_0 \rho g c^2}{5k}} \tag{3.1}$$

$$2\rho c \dot{z} > \sqrt{\frac{8\rho_0 \rho g c^2}{5k}} \tag{3.2}$$

In (3.1) is ρ_0 de massadichtheid van het object, ρ de massadichtheid van het medium, c de geluidssnelheid in dat medium en k het golfgetal. Aanzien $p_{ak} = \rho c \dot{z}$ (2.7) kan de eerste voorwaarde dus benaderend gegeven worden als (3.2), waarin \dot{z} de trillingssnelheid is van de transducers.

De **tweede voorwaarde** gaat over de vorm en grootte van het object. De meest gunstige vorm is bolvormig met een straal r die veel kleiner is dan de golflengte λ van de staande golven zodat het akoestisch veld niet beïnvloed wordt. De equivalente straal r_{eq} van het object moet aan (3.3) voldoen [23]:

$$r_{eq} < \frac{\lambda}{2} \tag{3.3}$$

Een **derde voorwaarde** geldt bij het gebruik van een reflector. Staande golven moeten gevormd worden. Dit wil zeggen dat indien er een reflector gebruikt wordt, de akoestische impedantie ervan ofwel hard, ofwel zacht moet zijn. De akoestische impedantie van de reflector Z_r moet ofwel veel groter, ofwel veel kleiner zijn dan de akoestische impedantie van het medium Z [19].

$$Z_r \gg Z \text{ of } Z_r \ll Z \quad (3.4)$$

De **vierde voorwaarde** is een uitbreiding op voorwaarde 1 voor vloeistoffen. Een bijkomende voorwaarde voor vloeistoffen is dat de druk veroorzaakt door de transducers p_{ak} ook niet te groot mag zijn omdat anders de vloeistof uiteen zal spatten [6], [22]. In (3.5) hieronder is σ de oppervlaktespanning van de vloeistof en r_{eq} de equivalente straal van het object.

$$\sqrt{\frac{3.4 \sigma \rho c^2}{r_{eq}}} > 2 \rho c z > \sqrt{\frac{8 \rho_0 \rho g c^2}{5 k}} \quad (3.5)$$

De **vijfde voorwaarde** volgt ook uit figuur 3.3: de afstand tussen de tegenover elkaar staande bronnen, of de afstand tussen zender en reflector, moet een aantal keer de halve golflengte λ zijn:

$$L = n \frac{\lambda}{2} \quad (3.6)$$

4 Akoestische krachtwerking

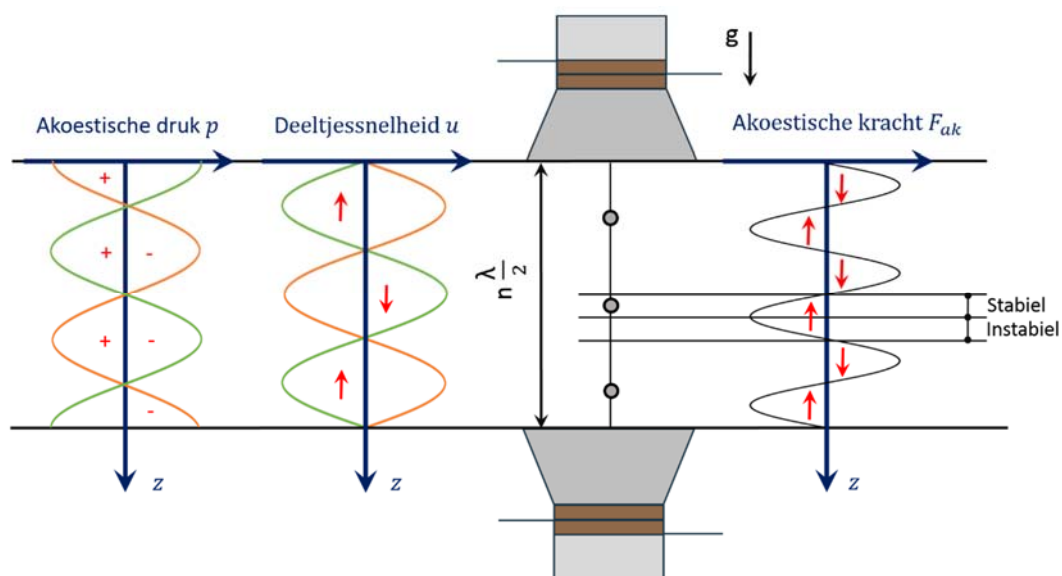
4.1. Theoretische bepaling van de akoestische kracht

4.1.1. Inleiding

Bij akoestische levitatie ontstaat een akoestische kracht t.g.v. het principe van Bernoulli en het niet-lineaire gedrag van de akoestische variabelen bij een akoestisch veld van hoge intensiteit (figuur 3.3). Deze akoestische kracht is een tijdsgemiddelde kracht die in staat is om de zwaartekracht te overwinnen van een te leviteren object. De theoretische bepaling van deze akoestische kracht is zeer complex. De eerste wetenschappers die een formule voor de akoestische kracht hebben bepaald zijn Yosioka & Kawasima [24]. Gor'kov heeft deze studies vereenvoudigd tot een potentiële functie [25]. Samen met Nyborg hebben deze wetenschappers de akoestische kracht geschreven in functie van potentiële en kinetische energie [26]. King heeft zich ook gebaseerd op het onderzoek van Yosioka & Kawasima en heeft net als hen een tijdsgemiddelde akoestische kracht bepaald. Door de studies van King is een duidelijke en interpreteerbare formule voor de bepaling van de tijdsgemiddelde akoestische kracht tot stand gekomen [27]. Magil [28] heeft het onderzoek van King verder aangevuld.

In figuur 4.1 is de akoestische krachtwerking te zien bij staande golven veroorzaakt door twee transducers recht tegenover elkaar, geplaatst op een geheel aantal keer de halve golflengte. De akoestische kracht is steeds in de richting van de drukknopen omdat de akoestische druk daar minimaal is en de deeltjessnelheid maximaal. Omdat de deeltjessnelheid in een drukknop maximaal is, is de Bernoulli-druk minimaal. Omdat de akoestische kracht steeds in de richting van de drukknopen is, varieert deze kracht sinusoidaal op een dubbele frequentie van de akoestische druk. Dit zorgt ervoor dat stabiele en instabiele gebieden ontstaan (zie figuur 4.1). Een stabiel gebied is waar de akoestische kracht in de richting van eenzelfde knoop is, een instabiel gebied is waar de akoestische kracht in de richting van twee verschillende knopen is.

Figuur 4.1 is slechts een benadering van de werkelijkheid. Indien de akoestische kracht sinusoidaal zou variëren rond een gemiddelde waarde, zal de tijdsgemiddelde waarde ervan 0 zijn, wat betekent dat geen objecten kunnen zweven. In werkelijkheid is de tijdsgemiddelde akoestische kracht verschillend van 0 door het niet-lineaire gedrag bij golven van hoge intensiteit. Dit niet-lineaire gedrag, dat ook afhankelijk is van de grootte van het te leviteren object, zorgt ervoor dat de bepaling van de akoestische kracht zeer complex is.



Figuur 4.1: Akoestische krachtwerking [29]

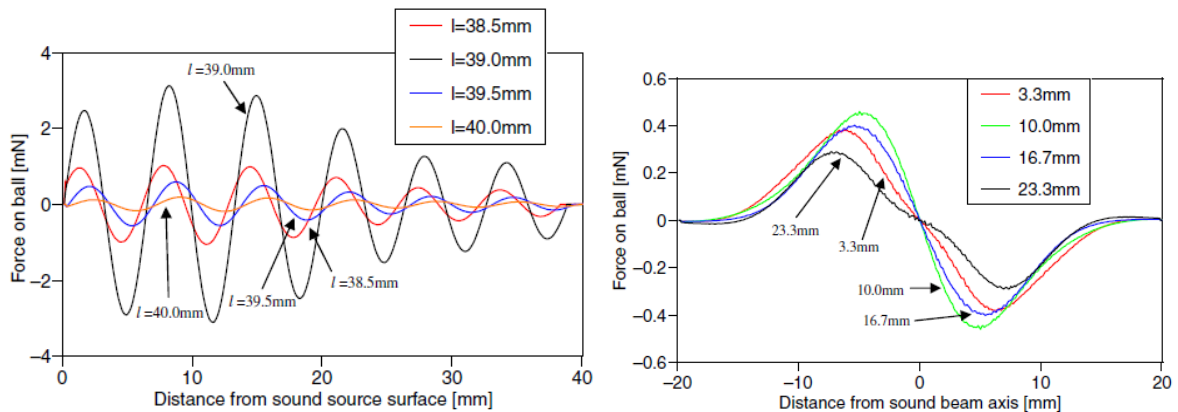
4.1.2. Akoestische kracht volgens Nyborg en Gor'kov

Een deeltje in een staande golf is aangetrokken van buik naar knoop. Volgens Nyborg en Gor'kov is de akoestische kracht F_{ak} op een object met straal r ten gevolge van de akoestische druk p_{ak} te schrijven in functie van kinetische E_k en potentiële energie E_p [26]. Hun onderzoek heeft tot onderstaande vergelijking (4.1) geleid. Daarbij is de voorwaarde dat de straal r van het deeltje klein genoeg is in vergelijking met de golflengte λ .

$$F_{ak} = V [M_{NG} \nabla \langle E_k \rangle - (1 - CV) \nabla \langle E_p \rangle] \quad (4.1)$$

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3, M_{NG} = \frac{3(\rho - \rho_0)}{2\rho + \rho_0}, C_v = \frac{\beta}{\beta_0} \quad (4.2)$$

In (4.1) en (4.2) is V het volume van het object, $\langle E_p \rangle$ de tijdsgemiddelde potentiële energie, $\langle E_k \rangle$ de tijdsgemiddelde kinetische energie, ∇ de gradiënt-functie, C_v de compressieverhouding met β en β_0 respectievelijk de compressibiliteit van het object en van het medium, M_{NG} de verhouding van massadichtheden met ρ en ρ_0 respectievelijk de massadichtheid van het object en van het medium. Voor de bepaling van $\langle E_k \rangle$ en $\langle E_p \rangle$ wordt verwezen naar bijlage A5. In [26] is, gebaseerd op het onderzoek van Nyborg en Gor'kov, de akoestische kracht bepaald. Dit voor verschillende afstanden tussen een geluidsbron en reflector en voor verschillende afstanden t.o.v. de verticale as tussen bron en reflector. De resultaten zijn te zien in figuur 4.2 voor een stalen bol met straal 1 mm en massadichtheid 7874 kg/m³. In deze figuur is de akoestische kracht reeds een meer realistische weergave dan in figuur 4.1. Het verloop is nog steeds sinusvormig maar met variërende amplitude.



Figuur 4.2: Theoretische bepaling van de akoestische kracht volgens Nyborg en Gor'kov. Links met afstand van geluidsbron, rechts met afstand tot verticale as [26].

4.1.3. Akoestische kracht volgens King

King [27] heeft een formule bepaald waarmee de tijdsgemiddelde akoestische kracht F_{ak} op een kleine bol bepaald kan worden. Een eerste voorwaarde voor het gebruik van de formule is dat de straal van deze bol r kleiner is dan de golflengte λ zodat het akoestisch veld niet beïnvloed wordt. Een tweede voorwaarde is dat de bol compleet star is. De formule van King is dan als volgt [29]:

$$F_{ak} = 4 \pi^2 \left(\frac{r}{\lambda}\right)^3 p_{eff}^2 \frac{\lambda^2}{\rho c^2} M_K \text{ met } M_K = \frac{\rho_0 + \frac{2}{3} \left(\frac{\rho_0}{\rho} - 1\right)}{2 \frac{\rho_0}{\rho} + 1} \quad (4.3)$$

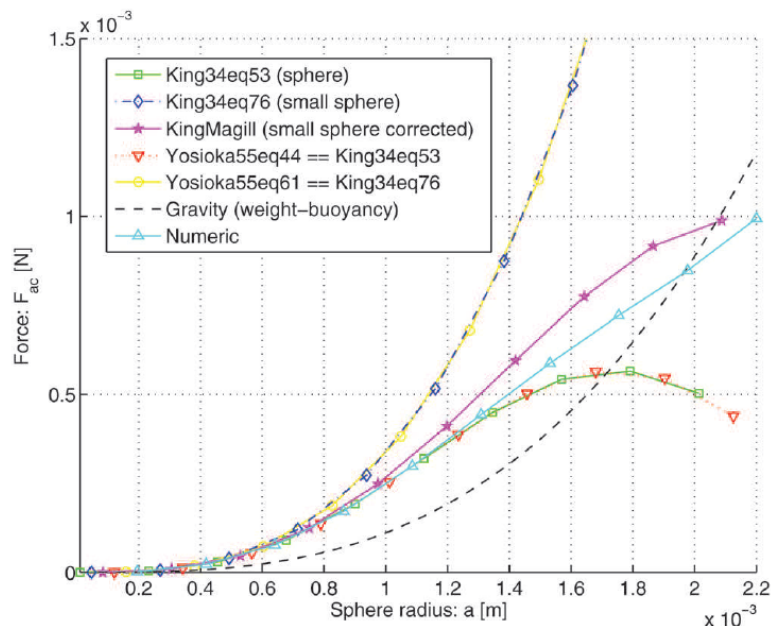
In (4.3) is p_{eff} de effectieve akoestische druk, c de geluidssnelheid, M_K een verhoudingsfactor tussen de massadichtheden met ρ de massadichtheid van het object en ρ_0 de massadichtheid van het medium. Voor lucht stijgt de verhouding M_K tot 5/6. Wanneer de verhouding M_K nog groter wordt moet volgens Magil [29] een correctiefactor α gebruikt worden.

$$F_{Magil} = F_{ak} \psi \quad (4.4)$$

$$\psi = \frac{3}{x^2} \left[\frac{\sin(x)}{x} - \cos(x) \right], x = \frac{4 \pi f r}{c} \quad (4.5)$$

In (4.5) is f de frequentie van de geluidsgolf. In figuur 4.3 is de akoestische kracht F_{ak} uitgezet in functie van de straal r van het object volgens de verschillende wetenschappers King, Magil en Yosioka & Kawasima. In deze grafiek zijn 4 gebieden te herkennen. Ten eerste is voor $r < 0.7$ mm (of $r/\lambda < 0.08$) het verloop bepaald door alle wetenschappers hetzelfde. Ten tweede is voor $0.7 \text{ mm} \leq r \leq 1 \text{ mm}$ (of $0.08 \leq r/\lambda \leq 0.12$) aanpassing nodig van King's model met de correctiefactor van Magil. In het derde gebied waar $1 \leq r \leq 1.3$ mm (of $0.12 \leq r/\lambda \leq 0.15$) is de correctiefactor van Magil niet meer van toepassing en levert enkel het model van Yosioka & Kawasima juiste resultaten. In het vierde gebied waar $r > 1.3$ mm (of $r/\lambda > 0.15$) moet de kracht experimenteel bepaald worden. Ook de zwaartekracht is weergegeven op deze figuur. Wanneer de zwaartekracht kleiner is dan de akoestische kracht is levitatie mogelijk.

Opmerking hierbij is dat deze vergelijkingen niet gelden voor vloeistoffen. Bij vloeistoffen is nog een tweede correctiefactor nodig [29].

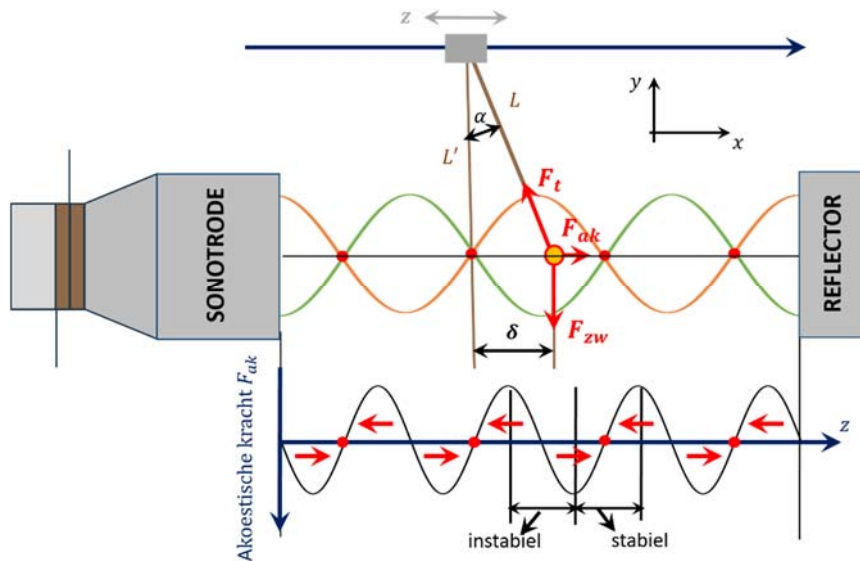


Figuur 4.3: Akoestische kracht in functie van de straal van een object in een knoop. Dit met $\rho_0 = 2700 \text{ kg/m}^3$, $\rho = 1.23 \text{ kg/m}^3$, $c = 343.371 \text{ m/s}$, $f = 40 \text{ kHz}$ en $p = 5000 \text{ Pa}$. [29]

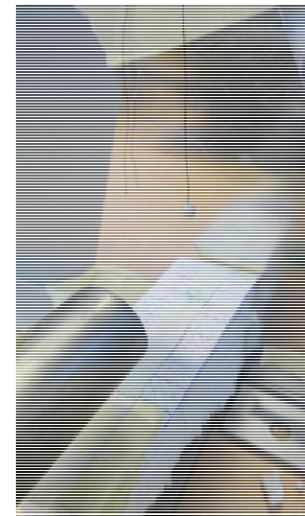
4.2. Experimentele bepaling van de akoestische kracht

4.2.1. Doelstelling en meetopstelling

De doelstelling is het verifiëren van de theoretische studies rond akoestische kracht. De theoretische studies worden vergeleken met experimenteel bepaalde waarden. Zie figuur 4.4 voor een principiële voorstelling van de meetopstelling. Zie figuur 4.5 voor de werkelijke opstelling.



Figuur 4.4: Experimentele bepaling akoestische kracht



Figuur 4.5: Werkelijke opstelling

Voor deze meting zijn geen transducers gebruikt, maar een sonotrode en een reflector. Een sonotrode is een combinatie van een transducer met daarop nog een metalen verlengstuk aangesloten. Deze sonotrode, aangedreven door een generator van 400 W met resonantiefrequentie van 24 kHz, wordt op een geheel aantal keer de halve golflengte geplaatst van de reflector. Zo ontstaan staande golven en zal akoestische krachtwerking ontstaan indien een object in het akoestisch veld aangebracht wordt.

Een object dat bevestigd is aan een touw wordt in een knoop geplaatst (zie figuur 4.5) en dan wordt het touw uitgeweken tot het object niet meer in de knoop blijft. De uitwijking δ is een maat voor de akoestische kracht. Deze uitwijking wordt opgemeten voor verschillende stralen r en massa's m van het object. Om gemakkelijk te wijzigen van grootte van het object wordt kauwgum gebruikt.

Sonotrode en reflector zijn op $10 * \lambda/2$ geplaatst. De verlenging wordt bepaald met millimeterpapier dat bovenaan op de staaf waaraan het touw bevestigd is, aangebracht is. Om de akoestische kracht te bepalen is de massa van het bolletje kauwgum nodig. Aangezien de straal telkens zal veranderen is het nodig om de massadichtheid op voorhand te bepalen: $\rho_0 = m/V = 110.6 \text{ kg/m}^3$. De lengte van het touw is 0.33 m.

4.2.2. Afleiding verband uitwijking en akoestische kracht

Het verband tussen de uitwijking δ en de bijhorende akoestische kracht F_{ak} kan aangetoond worden met figuur 4.4. Bij evenwicht geldt:

$$\sum F_y = 0 \quad F_{zw} = F_t \sin \alpha \quad (4.6)$$

$$\sum F_x = 0 \quad F_{ak} = F_t \cos \alpha \quad (4.7)$$

(4.6) en (4.7) invullen in elkaar:

$$F_{ak} = F_{zw} \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} = \frac{F_{zw}}{\tan \alpha} \quad (4.8)$$

Uit de figuur volgt dat:

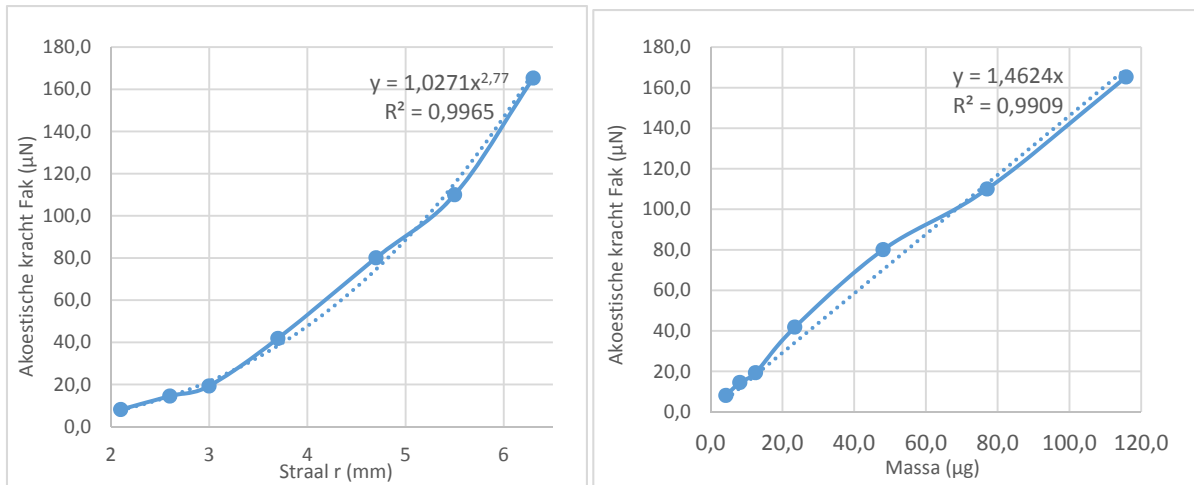
$$\tan \alpha = \frac{\delta}{L'} = \frac{\delta}{L} \quad (4.9)$$

Indien de lengte van het touw L voldoende groot genomen wordt, geldt dat $L = L'$. (4.9) invullen in (4.8) geeft het verband tussen de uitwijking δ en de akoestische kracht F_{ak} , met $m = 4/3 \pi r^3 \rho_0$ waarin r de straal van het bolletje kauwgum is ρ_0 de massadichtheid is:

$$F_{ak} = m g \frac{\delta}{L} \quad (4.10)$$

4.2.3. Meetresultaten en bespreking

Tijdens de meting is duidelijk te zien dat het bolletje ofwel slingert, ofwel stabiel blijft. De verklaring hiervoor is te zien in figuur 4.1. Stabiele en instabiele gebieden ontstaan. In figuur 4.6 is links de grafiek van de akoestische kracht F_{ak} in functie van de straal r en rechts de akoestische kracht F_{ak} in functie van de massa m .



Figuur 4.6: Akoestische kracht in functie van de straal (links) en de massa (rechts)

In vergelijking (4.3) kan gezien worden dat de enige variabele de straal r is, dus is $F_{ak} = cte r^3$. Dit verband komt goed overeen met de grafiek in figuur 4.6 links. De macht van 2,77 ligt zeer dicht bij de verwachte macht 3. Aangezien $m = 4/3 \pi r^3 \rho_0$ kan gezien worden dat $F_{ak} = cte m$ en in figuur 4.6 rechts kan inderdaad een lineair verband gevonden worden. De constante zou kunnen nagegaan worden aangezien na omvormen van (4.3):

$$F_{ak} = \frac{6 \pi^3 p_{eff}^2 M_K}{\lambda \rho_0 \rho c^2} m \quad (4.11)$$

4.2.4. Conclusie

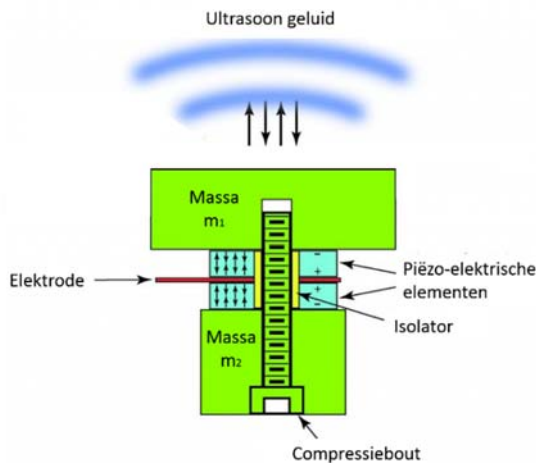
De praktisch opgemeten waarden van de akoestische kracht tonen een gelijkaardig verband met de straal van het object zoals in de theoretische bepalingen van figuur 4.3. Met deze meetopstelling is het niet mogelijk om na te gaan of de experimenteel bepaalde akoestische kracht dezelfde is als de theoretisch bepaalde kracht. De reden hiervoor is dat met de aanwezige meetapparatuur geen mogelijkheid bestaat om effectieve druk p_{eff} op te meten aangezien de frequentie 24 kHz is. De aanwezige druksensor kan maar tot 20 kHz opmeten.

Nog een beperking op deze meetopstelling is dat het niet mogelijk is om op verschillende afstanden tussen geluidsbron en reflector de kracht te bepalen. Reden hiervoor is dat de uitwijking telkens veel te groot is. De uitwijking is tot in de knoop, wat geen juiste weergave is van de akoestische kracht. Oplossing is het gebruik van zwaardere objecten, maar daar is het probleem dan dat het meetgereedschap opnieuw niet nauwkeurig genoeg is om de zeer kleine uitwijkingen op te meten.

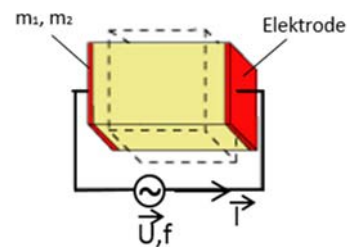
5 De piëzo-elektrische transducer

5.1. Principe

Verschillende soorten piëzo-elektrische transducers zijn op de markt. De meest gebruikte en degene die gebruikt wordt in deze masterproef is de Langevin transducer, genoemd naar de uitvinder Paul Langevin. Het werkingsprincipe [30] van deze transducer kan verduidelijkt worden met figuur 5.1 met benoeming van alle onderdelen.



Figuur 5.1: Doorsnede Langevin transducers [30]



Figuur 5.2: Elektrisch schema [31]

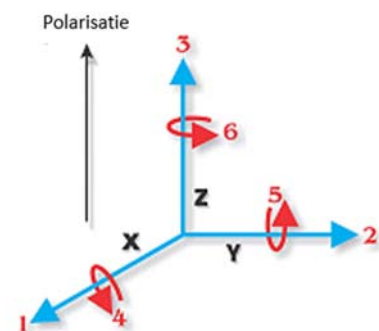
Één of meerdere piëzo-elektrische elementen worden aangespannen met een compressiebout tussen twee stukken metaal met massa's m_1 en m_2 . Deze elementen hebben de eigenschap om uit te zetten of gecomprimeerd te worden door invloed van een elektrisch veld. De piëzo-elementen worden zo geplaatst dat hun positieve kant aangesloten is aan een gemeenschappelijke elektrode die geïsoleerd is van de volledige assembly door een isolator. Indien een AC voedingsbron aangesloten wordt aan de transducer met de positieve pool aan de elektrode en de negatieve pool aan de massa's zullen de piëzo-elementen afwisselend uitzetten en comprimeren waardoor ook de massa's m_1 en m_2 zullen meetrillen. Deze trilling wordt omgezet in ultrasoon geluid. Een elektrisch signaal wordt dus omgezet naar een mechanische trilling die op zijn beurt trillingen omzet naar geluidsgolven. Het elektrisch schema is te zien in figuur 5.2.

De impedantie van een Langevin transducer is afhankelijk van de frequentie van de voedingsspanning. Elke transducer wordt ontworpen om te werken op zijn resonantiefrequentie omdat de impedantie dan het laagst is en dus ook de trillingssnelheid van de transducer het hoogst is. De aanspanning van de compressiebout, de grootte van de massa's en de eigenschappen van het piëzo-elektrisch materiaal bepalen wat de resonantiefrequentie zal zijn.

5.2. Massa-veer-demper model

5.2.1. Piëzo-elektrische constanten

Piëzo-elektrische materialen zijn keramische materialen en zijn dus anisotroop. Elk materiaal heeft zijn piëzo-elektrische constanten [32] die hieronder beschreven zijn. Omdat het een anisotroop materiaal is, zijn de fysische constanten zowel gerelateerd tot de richting van



Figuur 5.3: richting van krachten die het piëzo-materiaal beïnvloeden[32]

de aangebrachte elektrische lading als tot de richting loodrecht daarop. Daarom heeft elke constante twee subscripten die de richting aangeven van de aangebrachte grootte zoals bijvoorbeeld spanning en verlenging. In figuur 5.3 zijn de verschillende richtingen aangegeven die invloed hebben op een piëzo-elektrisch materiaal. Daarbij is de positieve polarisatierichting op de positieve z -as. Zo zijn de richtingen x , y en z respectievelijk weergegeven met subscript 1, 2 en 3 en afschuiving rond deze assen respectievelijk met subscript 4, 5 en 6.

Piëzo-elektrische ladingsconstante

De piëzo-elektrische ladingsconstante d is de gegenereerde polarisatie per eenheid van mechanische spanning T_s , of is de mechanische verlenging S per eenheid van het aangebrachte elektrisch veld E_v . Deze factor is een belangrijke indicator voor materialen die gebruikt worden in verlengingsafhankelijke toepassingen.

- d_{33} Geïnduceerde polarisatie in richting 3 per eenheid van spanning in richting 3, of
Geïnduceerde verlenging in richting 3 per eenheid aangebracht elektrisch veld in richting 3
- d_{31} Geïnduceerde polarisatie in richting 3 per eenheid van spanning in richting 1, of
Geïnduceerde verlenging in richting 1 per eenheid aangebracht elektrisch veld in richting 3
- d_{15} Geïnduceerde polarisatie in richting 1 per eenheid van afschuivingsspanning rond richting 2, of
Geïnduceerde verlenging rond richting 2 per eenheid aangebracht elektrisch veld in richting 1

Piëzo-elektrische spanningsconstante

De piëzo-elektrische spanningsconstante h is het gegenereerde elektrisch veld E_v per eenheid van aangebrachte mechanische spanning T_s , of is de mechanische verlenging S per eenheid van aangebrachte elektrische verplaatsing v . Deze factor is een belangrijke indicator voor de keuze van materialen die als sensoren gebruikt worden.

- h_{33} Geïnduceerd elektrisch veld in richting 3 per eenheid van aangebrachte spanning in richting 3, of
Geïnduceerde verlenging in richting 3 per eenheid aangebrachte elektrische verplaatsing in richting 3
- h_{31} Geïnduceerd elektrisch veld in richting 3 per eenheid van aangebrachte spanning in richting 1, of
Geïnduceerde verlenging in richting 3 per eenheid aangebrachte elektrische verplaatsing in richting 1
- h_{15} Geïnduceerd elektrisch veld in richting 1 per eenheid van aangebrachte afschuivingsspanning rond richting 2, of
Geïnduceerde verlenging rond richting 2 per eenheid aangebrachte elektrische verplaatsing in richting 1

Permittiviteit

De permittiviteit of diëlektrische constante ϵ is de diëlektrische verplaatsing v per eenheid van aangebracht elektrisch veld E_v . ϵ^T is permittiviteit bij constante mechanische spanning T_s , ϵ^S is permittiviteit bij constante verlenging S .

De relatieve diëlektrische constante K is de verhouding van de hoeveelheid lading dat een piëzo-element kan opslaan, relatief t.o.v. de absolute diëlektrische constante ϵ_0 ($\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{F/m}$), tot de hoeveelheid lading dat opgeslaan kan worden door dezelfde elektroden wanneer die gescheiden zijn door een vacuum bij dezelfde spanning.

- ϵ_{11}^T Permittiviteit voor diëlektrische verplaatsing en elektrisch veld in richting 1 bij constante mechanische spanning
- ϵ_{33}^S Permittiviteit voor diëlektrische verplaatsing en elektrisch veld in richting 3 bij constante verlenging

Rek

Rek q is de verlenging S geproduceerd per eenheid van aangebrachte spanning E_v . Voor de richtingen 1 en 3 is dit het inverse van de elasticiteitsmodulus Y . q^D is de rek bij constante elektrische verplaatsing en q^E is de rek bij een constant elektrisch veld.

q_{11}^E Rek bij mechanische spanning in richting 1 en bijhorende verlenging is richting 1, bij constant elektrisch potentiaal

q_{33}^D Rek bij mechanische spanning in richting 3 en bijhorende verlenging is richting 3, bij constante elektrische verplaatsing

Frequentieconstante

Wanneer een piëzo-element onderhevig is aan een hoogfrequent elektrisch veld, zal het een minimale impedantie hebben bij resonantiefrequentie f_r . Afhankelijk van de mode van trilling kunnen er verschillende frequentieconstanten gedefinieerd worden.

N_r Frequentieconstante in radiale mode, evenredig met de diameter van het keramische element \varnothing

$$N_r = f_r \varnothing \quad (5.1)$$

N_a Frequentieconstante in axiale mode, evenredig met de dikte van het keramische element d_i

$$N_a = f_r d_i \quad (5.2)$$

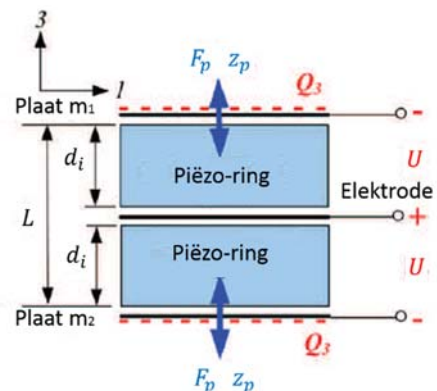
N_l Frequentieconstante in longitudinale mode, evenredig met de lengte van het keramische element L

$$N_l = f_r L \quad (5.3)$$

5.2.2. Afleiding van de transfertfunctie

De Langevin transducer wordt aangedreven door een voedingsbron zodat de piëzo-elementen zullen expanderen en comprimeren en longitudinale trillingen ontstaan. Voor één enkel piëzo-element is het verband tussen mechanische spanning T_s , Verlenging S , elektrisch veld E_v , en elektrische verplaatsing v , gegeven als [33]:

$$\begin{bmatrix} T_{s3} \\ v_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/s_{33}^E & -d_{33} \\ d_{33} & \varepsilon_{33}^S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_3 \\ E_{v3} \end{bmatrix} \quad (5.4)$$



Figuur 5.4: Parallele connectie piëzo-ringen [33]

In (5.4) is s_{33}^E de rek bij een constant elektrisch veld, dus is $1/s_{33}^E$ de elasticiteit bij een constant elektrisch veld E_v . d_{33} is de piëzo-elektrische ladingsconstante en ε_{33}^S is de permittiviteit bij constante verlenging S . Alle grootheden zijn in de axiale richting.

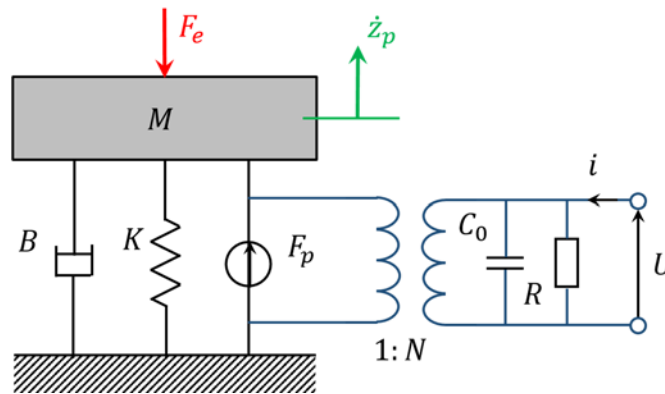
Twee piëzo-elementen worden parallel geplaatst, zie figuur 5.4. Deze worden zo geplaatst dat ze gesuperponeerd worden. Het elektrisch veld E_v van elke piëzo-ring is dus tegengesteld. Uitgegaan dat het elektrisch veld E_v uniform verdeeld is over elke piëzo-element, gelden volgende vergelijkingen:

$$S_3 = \frac{z_p}{L}, E_{v3} = \frac{U}{d_i}, T_{s3} = \frac{F_p}{A_d}, v_3 = \frac{Q_3}{A_d} \quad (5.5)$$

In (5.5) is A_d de oppervlakte van de doorsnede van een piëzo-ring, L de totale lengte van de piëzo-elementen ($L = 2 d_i$, met d_i de dikte van één ring), F_p de interne axiale kracht, Q_3 de elektrische lading, z_p de trillingsverplaatsing van de piëzo-elementen en U de elektrische spanning. Zo kan (5.4) omgevormd worden tot [33]:

$$\begin{bmatrix} F_p \\ Q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_p & -N \\ N & C_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} z_p \\ U \end{bmatrix} \text{ met } K_p = \frac{A_d}{s_{33}^E L}, N = \frac{d_{33} A_d}{L}, C_0 = \frac{2 \varepsilon_{33}^S A_d}{d_i} \quad (5.6)$$

In (5.6) is te zien dat de interne axiale kracht F_p en elektrische lading Q gegenereerd worden door een verplaatsing z_p en elektrische spanning U . In (5.6) is K_p de veerconstante van de piëzo-elementen. Deze geeft aan dat indien een kracht inwerkt op de piëzo-ring, zonder elektrische input, er een verplaatsing z_p zal optreden. Daarnaast is N de elektromechanische overbrengingscoëfficiënt. Deze geeft de omzetting weer tussen mechanisch en elektrisch gedeelte. Ofwel tussen spanning U en kracht F_p of tussen lading Q vervorming z_p . Tenslotte is C_0 de equivalente capaciteit die het verband tussen spanning U en elektrische lading Q weergeeft. Met bovenstaande begrippen is het nu mogelijk om een massa-veer-demper model van een Langevin transducer samen te stellen zoals in figuur 5.5 [23], [33].



Figuur 5.5: massa-veer-demper model van een Langevin transducer [23], [33]

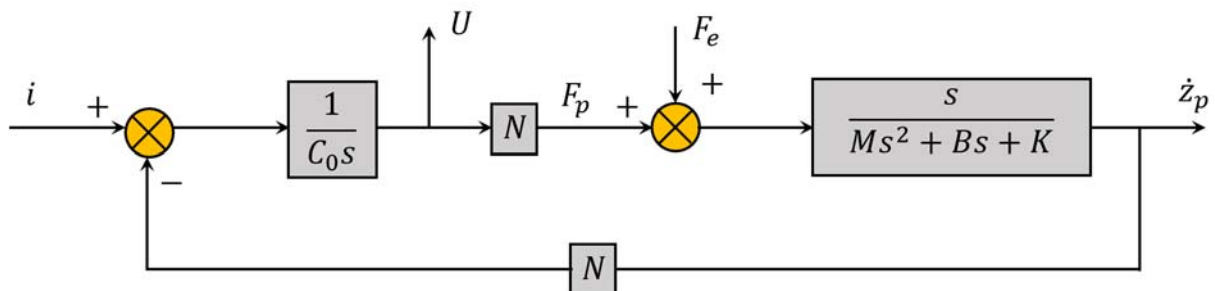
De transducer heeft een massa M , demping B en veerconstante K . Deze veerconstante bestaat uit zowel de veerconstante van de transducer K_{pzt} als de veerconstante van de piëzo-elementen K_p . Een externe kracht F_e werkt in op de transducer en de transducer zal trillen met een snelheid \dot{z}_p . Het elektrische en mechanische gedeelte zijn samengevoegd via de overbrengingscoëfficiënt N . De weerstand R kan weggelaten worden omdat die in principe oneindig groot zal zijn. De transducer wordt gevoed met een spanning U . Een stroom i vloeit door vervangingscapaciteit C_0 . Het massa-evenwicht van figuur 5.5 kan uitgeschreven worden:

$$M\ddot{z}_p + B\dot{z}_p + (K_{pzt} + K_p)z_p = F_p + F_e \quad (5.7)$$

Voor het elektrisch model in figuur 5.5 geldt de volgende vergelijking:

$$i = C_0 \frac{dU}{dt} \quad (5.8)$$

Om de transfertfunctie te vinden wordt met figuur 5.5 en vergelijkingen (5.8) en (5.7) een blokdiagram gemaakt [33]. Dit is te zien in figuur 5.6 met s de Laplace-transformator en $K = K_{pzt} + K_p$.



Figuur 5.6: Blokdiagram van een Langevin transducer [33]

De trillingsnelheid \dot{z}_p is de systeemuitgang en elektrische stroom i en externe kracht F_e zijn de systeemingen. De spanning U wordt als systeemuitgang beschouwd voor de analyse van de elektrische impedantie Z_e . De externe kracht wordt verwaarloosd ($F_p = 0$). De transfertfuncties $T_{UI}(s)$ (Ingang: stroom, uitgang: spanning) en $T_{zI}(s)$ (Ingang: stroom, uitgang: trillingsnelheid) worden bepaald uit het blokschema in figuur 5.6 [33]:

$$T_{UI}(s) = \frac{U}{i} = \frac{Ms^2 + Bs + K}{C_0s(Ms^2 + Bs + K_c)} \quad (5.9)$$

$$T_{zI}(s) = \frac{\dot{z}_p}{i} = \frac{N}{C_0s(Ms^2 + Bs + K_c)} \quad (5.10)$$

In (5.9) en (5.10) is $K_c = K + N^2/C_0$. Met deze vergelijkingen kan de transfertfunctie $T_{zU}(s)$ van de spanning U tot de trillingsnelheid \dot{z}_p bepaald worden:

$$T_{zU}(s) = \frac{T_{zI}(s)}{T_{UI}(s)} = \frac{(N/M)s}{s^2 + (B/M)s + (K/M)} \quad (5.11)$$

De elektrische impedantie Z_e is te bepalen als het reële deel van de amplitude van de gesloten-lus transfertfunctie van i_a tot U . Dit kan dus bepaald worden uit de transfertfunctie in (5.9), waarin $s = j\omega$ en $\omega = 2\pi f$ met f de frequentie van de voedingsspanning. Met de transfertfunctie in (5.11) kan de trillingsnelheid bepaald worden als het reële deel van de amplitude van deze transfertfunctie:

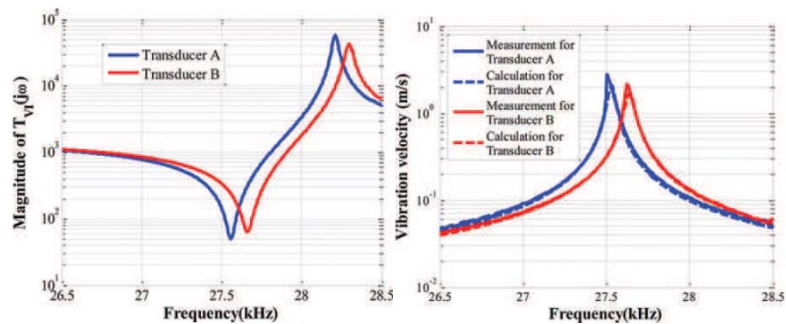
$$|T_{zU}(j\omega)| = \frac{N\omega/M}{\sqrt{(K/M - \omega^2)^2 + (B\omega/M)^2}} \quad (5.12)$$

Met (5.12) is het mogelijk om een grafiek uit te zetten van de trillingsnelheid \dot{z} i.f.v. de frequentie f . Wanneer $\omega = \omega_n = \sqrt{K/M}$ is de trillingsnelheid maximaal. Hetzelfde kan gedaan worden met (5.9) voor de elektrische impedantie Z_e . Wanneer $\omega = \omega_n$ is de elektrische impedantie minimaal.

Na identificeren van de onbekende parameters in (5.9) en (5.12), opgemeten in labo's, kan nagegaan worden wat het frequentiegedrag van een Langevin transducer is. Het frequentiegedrag wordt in [23] opgemeten en berekend voor twee transducers waarvan de parameters te zien zijn in tabel 5 en de resultaten in figuur 5.7.

Tabel 5: Parameters transducers [23]

Parameter	Trans A	Trans B
B/M	49.07	77.08
K/M	7.596×10^8	7.653×10^8
K_c/M	7.9587×10^8	8×10^8
C_0	2.082×10^{-8}	2.185×10^{-8}
EM/M	94.47	91.58

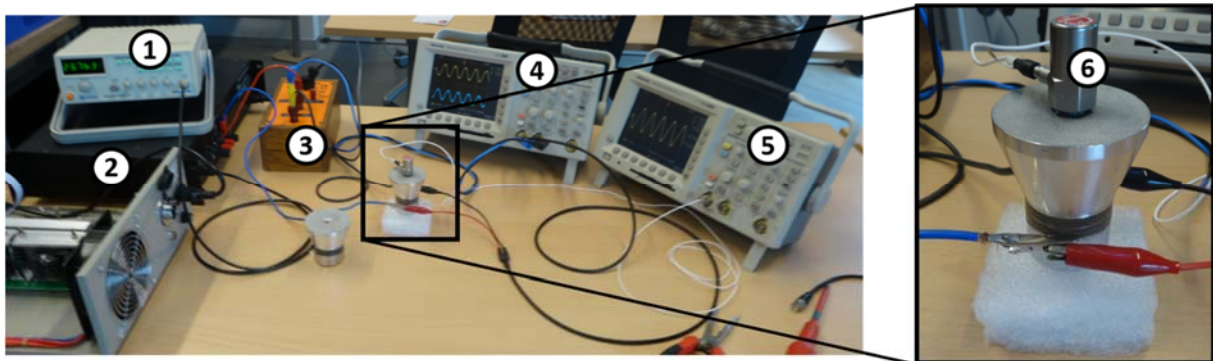


Figuur 5.7: Frequentiegedrag. Links: elektrische impedantie. Rechts: trillingsnelheid [23]

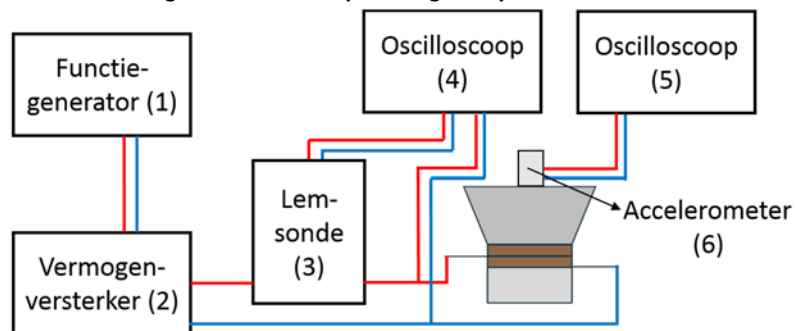
5.3. Frequentiegedrag van de gebruikte transducers

5.3.1. Doelstelling, aanpak en meetopstelling

Voor deze masterproef zijn vier transducers nodig met een resonantiefrequentie rond 28 kHz. Van alle vier de transducers wordt het frequentiegedrag opgemeten. De invloed van de frequentie van de voedingsspanning op de elektrische impedantie wordt opgemeten. De meetopstelling is te zien in figuur 5.8, met een verduidelijkend schema ervan in figuur 5.9.



Figuur 5.8: Meetopstelling analyse transducers



Figuur 5.9: Schema analyse transducers

Een functiegenerator genereert een hoogfrequente sinus met instelbare frequentie. Dit signaal is te klein in spanningsamplitude, dus wordt het signaal versterkt met een vermogenversterker. Om de stroom op te meten is een LEM-sonde nodig die de stroom omzet in een spanning die opgemeten kan worden met een oscilloscoop. Spanning kan rechtstreeks op dezelfde oscilloscoop gemeten worden. Om de trillingssnelheid op te meten wordt een accelerometer met een gevoeligheid van 100 mV/g [15] bevestigd op de transducer. Dit signaal wordt opgemeten met een tweede oscilloscoop.

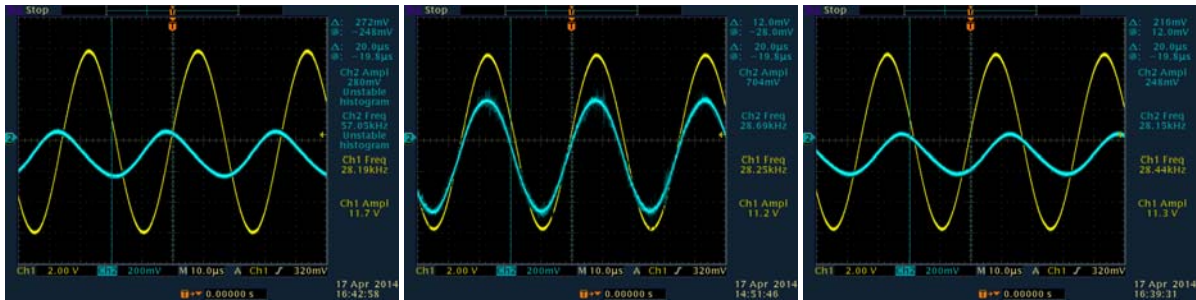
De elektrische impedantie $Z_e = U/i_a$ wordt bepaald door de amplitude van spanning U en stroom i_a af te lezen op de oscilloscoop. De trillingssnelheid \dot{z} wordt bepaald uit de opgemeten versnelling \ddot{z} van de accelerometer. $|\dot{z}| = |\ddot{z}|/\omega$ waarin $\omega = 2\pi f$ en f de frequentie is.

De metingen van de elektrische impedantie gebeuren zonder accelerometer omdat de accelerometer de eigenlijke resonantiefrequentie te veel beïnvloedt. Dit komt omdat de massa van de accelerometer zorgt voor een externe kracht. Vergelijkingen (5.9) en (5.11) zijn enkel geldig als de externe kracht verwaarloosbaar is.

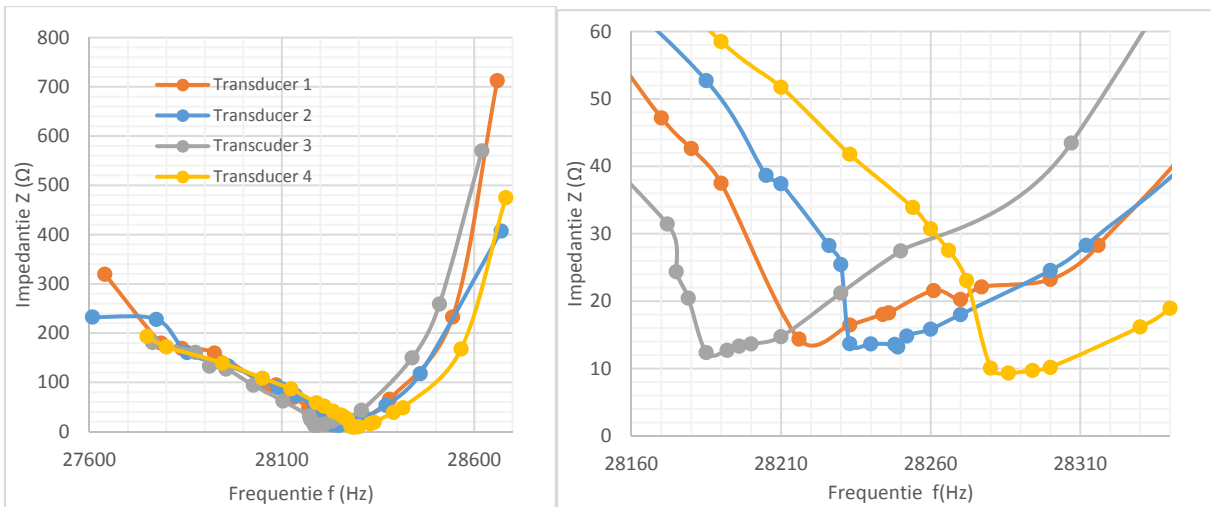
5.3.2. Meetresultaten en bespreking

Elektrische impedantie

In de scoopbeelden van figuur 5.10 is te zien dat indien de transducer in resonantie is, spanning en stroom perfect in fase zullen zijn, en de stroom heel wat groter zal zijn dan indien niet in resonantie. Daar zijn spanning en stroom niet meer in fase. In figuur 5.11 is voor elke transducer de elektrische impedantie te zien i.f.v. de frequentie van de spanning. Uit de grafieken in figuur 5.11 is te zien dat alle vier de transducers een andere resonantiefrequentie hebben, maar ongeveer eenzelfde elektrische impedantie bij resonantie. Het verloop is zeer gelijkaardig aan het theoretisch bepaald verloop in figuur 5.7.



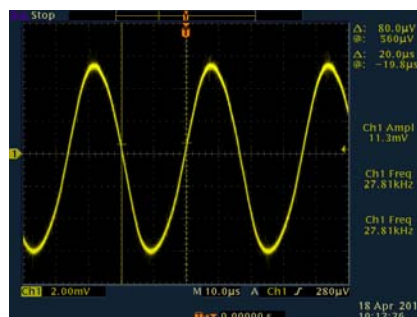
Figuur 5.10: Oscilloscoopbeelden van de spanning (geel) en stroom (blauw) gemeten op transducer 1.
 Links: $f = 28182$ Hz, midden: $f = 28216$ Hz, rechts: $f = 28360$ Hz



Figuur 5.11: Elektrische impedantie in functie van de frequentie voor 4 transducers

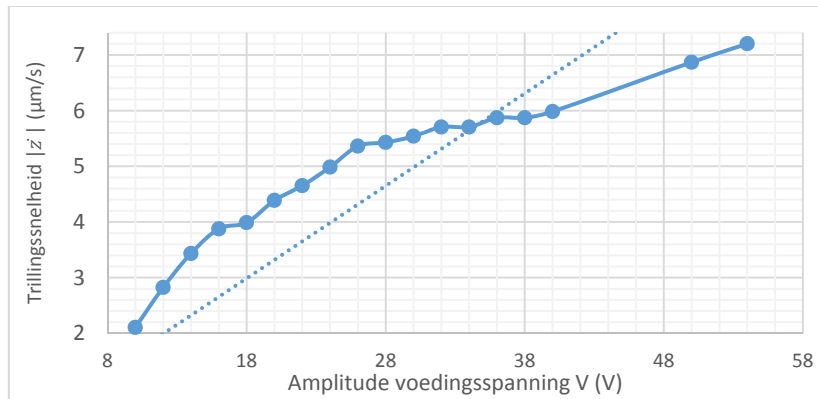
Trillingsnelheid

Omdat voor het opmeten van de trillingsnelheid een accelerometer bevestigd moet worden, komt de resonantiefrequentie niet meer overeen met degene opgemeten in figuur 5.11. In figuur 5.12 is een oscilloscoopbeeld van de opgemeten trillingsversnelling van een transducer met een voedingsspanning van 10 V en in resonantie.



Figuur 5.12: Trillingsversnelling van een transducer in resonantie en bij 10V voedingsspanning

Bij een variërende voedingsspanning van 10 V naar 60 V wordt daarbij telkens de trillingsnelheid opgemeten. De resultaten zijn te zien in de grafiek in figuur 5.13. De stippelijijn is de best passende rechte die door 0 gaat. De metingen zouden lineair moeten zijn volgens vergelijking (5.12) en door 0 gaan.



Figuur 5.13: Trillingssnelheid in functie van de amplitude van de voedingsspanning

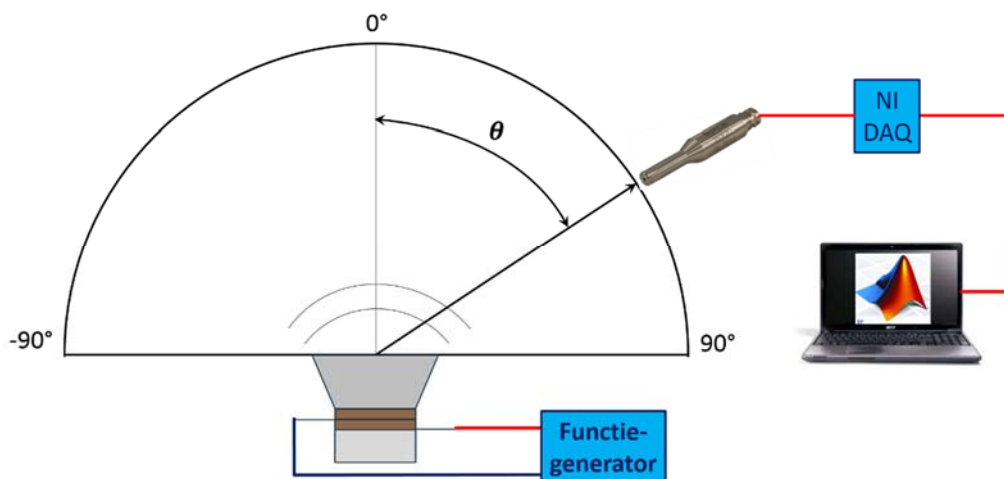
De trillingssnelheid is veel lager dan die werkelijk zal zijn wegens de externe massa van de accelerometer. Ook dankzij deze massa neemt de trillingssnelheid niet lineair toe met de voedingsspanning. Het is wel zo dat hoe hoger de voedingsspanning, hoe hoger de trillingssnelheid.

5.3.3. Conclusie

De theoretische bepalingen via het massa-veer-demper model in komen sterk overeen met de praktische bepalingen. Het is duidelijk te zien dat wanneer een transducer in resonantie is, spanning en stroom in fase zullen zijn en de transducer zich zo zuiver resistief zal gedragen. Daarbij is dan de impedantie het laagst en de trillingssnelheid het hoogst. Hoe hoger de amplitude van de ingangsspanning, hoe hoger de trillingssnelheid. Afwijkingen in de metingen zijn door onnauwkeurig aflezen van waarden en door het gebruik van de accelerometer die voor een externe kracht op de transducer zorgt. Elke transducer heeft een andere resonantiefrequentie. Indien twee van deze transducers met eenzelfde frequentie aangestuurd worden en tegenover elkaar geplaatst worden, zullen beide transducers geluidsgolven genereren met een verschillende drukamplitude. Dat is nadelig voor het ontstaan van staande golven. De resonantiefrequentie hangt van allerlei parameters af [34], o.a. de manier waarop de transducer opgehangen is.

5.4. Directiviteit van de gebruikte transducers

5.4.1. Doelstelling, aanpak en meetopstelling



Figuur 5.14: Meetopstelling directiviteit

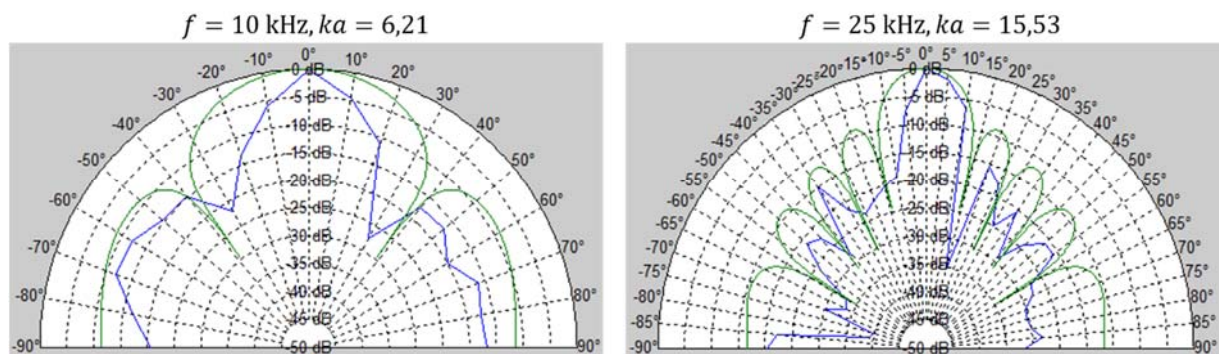
In deze masterproef worden vier transducers gebruikt. Om na te gaan hoe deze transducers elkaar kunnen beïnvloeden indien ze geluidsgolven genereren in eenzelfde medium, wordt de directiviteit bepaald. Dit wordt gedaan in een EMC-kamer met absorberende wanden om reflecties zo laag mogelijk te houden. De meetopstelling is te zien in figuur 5.14. Een functiegenerator drijft een transducer aan. Een druksensor meet de geluidsgolven van de transducer op. Deze druksensor wordt onder een variërende hoek θ geplaatst tussen -90° en 90° telkens op eenzelfde afstand (40 cm) van de transducer. De druksensor wordt om de 5° verplaatst op de cirkelboog om de druk op te meten. Met een NI-DAQ-kaart met een samplefrequentie $f_s = 51200$ Hz en het softwareprogramma Matlab wordt de druk in samples opgemeten en opgeslagen op de PC. De scripts voor de drukmeting en dataverwerking zijn te vinden in bijlage B.

De directiviteit is afhankelijk van de ka -waarde. Daarin is het golfgetal $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/c$, waarin c de geluidssnelheid is en f de frequentie van de geluidsgolf instelbaar met de functiegenerator. a is de straal van het trillend oppervlak van de transducer. Deze is 0.068 mm. De meting gebeurt bij twee verschillende ka -waardes. Enerzijds met $f = 10000$ Hz en anderzijds met $f = 25000$ Hz. Meting bij de resonantiefrequentie van de transducers van 28000 Hz kan niet omdat de DAQ-kaart slechts kan meten tot de helft van de samplefrequentie van 51200 Hz [15].

De experimenteel bepaalde directiviteit wordt vergeleken met de theoretisch bepaalde directiviteit. De theoretische bepaling gebeurt in Matlab en is te vinden in bijlage B.

5.4.2. Meetresultaten en bespreking

In figuur 5.15 zijn de meetresultaten te zien. Afhankelijk van de hoek θ en de ka -waarde is de dB-afname verschillend t.o.v. $\theta = 0^\circ$. De experimenteel bepaalde waarden (blauw) zijn voor beide ka -waardes verschillend van de theoretisch bepaalde waarden. Verklaring hiervoor is dat de theoretische bepaling ervan uitgaat dat de bron ingesloten is en zo al zijn geluidsgolven uitzendt in de halve ruimte, terwijl een piëzo-elektrische transducer geluidsgolven uitzendt in de volledige ruimte. Nog een verklaring is dat geluidsgolven nog steeds gereflecteerd worden in de EMC-kamer aangezien de vloer niet bedekt is met absorbers en de absorbers op de wanden ontworpen zijn voor signalen vanaf 30 MHz, wat een heel ander golftype is. Naast het feit dat de opgemeten dB-afname niet overeenkomt met de theoretische, is wel een gelijkaardig verloop te zien van de directiviteit. Dit maakt de metingen voldoende relevant.



Figuur 5.15: Directiviteit van een piëzo-elektrische transducer aangedreven op 10 kHz (links) en 25 kHz (rechts). Blauw: opgemeten waarden, groen: theoretische waarden

5.4.3. Conclusie

De transducers zullen in de praktische opstelling gebruikt worden bij hun resonantiefrequentie van 28 kHz. De directiviteit zal dicht liggen bij de opgemeten waarden bij $f = 25$ kHz. Bij 28 kHz zal de dB-afname nog meer toenemen naarmate de hoeken meer afwijken van de centrale as. Dit is voordelig. In de praktische opstelling worden vier transducers in elkaars nabijheid gebruikt. Deze zullen elkaar dus weinig beïnvloeden.

6 Beweging

Het is niet alleen mogelijk om objecten stabiel te leviteren d.m.v. geluidsgolven, het is ook mogelijk het object te laten bewegen in meerdere richtingen. Dit wordt aangetoond met de praktische opstelling in deze masterproef. Beweging in twee dimensies wordt veroorzaakt door de positie van de drukknopen te wijzigen. Het object beweegt dan mee met de drukknop. De meest voorkomende technieken om de positie van de drukknopen te wijzigen zijn de volgende:

- Variëren van het faseverschil tussen de geluidsgolven
- Variëren van de onderlinge afstand tussen de geluidsbronnen
- Variëren van de oriëntatie van de geluidsbronnen

Indien de drukgolfdistributie bekend is, kan bepaald worden waar de drukknopen zich bevinden. In dit hoofdstuk worden de golven vereenvoudigd tot vlakke golven. Voor complexere, maar meer realistische studies rond de drukgolfdistributie wordt verwezen naar [23], [26], [35]. In deze masterproef wordt een theoretische afleiding gedaan van de positie van de knopen in functie van de onderlinge afstand van de transducers en de oriëntatie van de geluidsbronnen. Deze afleiding wordt gebruikt om twee objecten naar elkaar toe te laten bewegen terwijl ze onderhevig zijn aan akoestische levitatie. Toepassing hiervan is bvb. het samensmelten van twee verschillende composietmaterialen, zonder contact met een oppervlak.

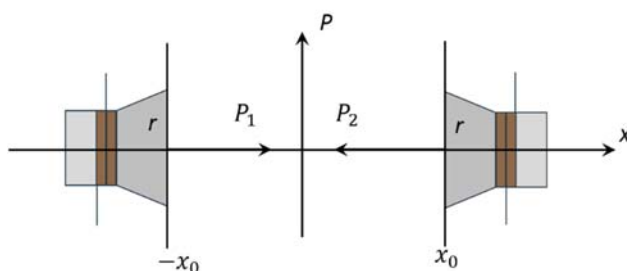
6.1. Vereenvoudiging tot vlakke golven

Indien twee geluidsbronnen, bijvoorbeeld piëzo-elektrische transducers tegenover elkaar geplaatst worden zoals in figuur 6.1 zullen staande golven ontstaan. De nauwkeurigste benadering van een transducer is dat het een 'baffled piston' is. Zo kan via vergelijking (2.16) de totale druk ten gevolge van beide transducers op een bepaald punt bepaald worden door de drukgolven van elke transducer op te tellen:

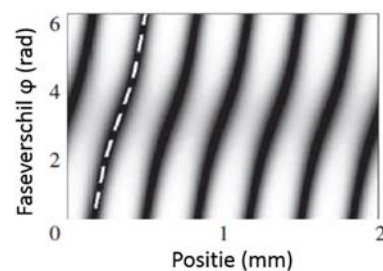
$$p = p_1 + p_2 = \frac{\rho f}{r_1} F_1(w_1) \sin(\omega t - kr_1) + \frac{\rho f}{r_2} F_2(w_2) \sin(\omega t - kr_2) \quad (6.1)$$

Het optellen van deze vergelijkingen wordt zeer complex. In (6.1) moeten ook nog de gereflecteerde golven in rekening gebracht worden aangezien elke transducer de uitgezonden golf van de tegenoverstaande transducer gedeeltelijk zal reflecteren. Het is eenvoudiger de geluidsgolven te benaderen als vlakke golven. Dit zorgt ervoor dat het analyseren van de knoopverdeling bij geluidsgolven minder complex is en tegelijk voldoende nauwkeurig is.

6.2. Variëren van het faseverschil tussen geluidsgolven



Figuur 6.1: Twee transducers tegenover elkaar



Figuur 6.2: faseafhankelijkheid bij knoopverdeling (zwart = knoop) [36]

In figuur 6.1 is de eerste transducer gepositioneerd op $-x_0$ en de tweede op x_0 . Elke transducer heeft een reflectiecoëfficiënt R_r en tweede reflecties worden verwaarloosd. Het resulterend drukveld p_1 t.g.v. de transducer op $-x_0$ kan geschreven worden als de som van de progressieve golf in positieve x -richting met amplitude p_{max} , en het gereflecteerde deel met amplitude $p_{max} R_r$ [36]:

$$p_1(x, t) = p_{max} [e^{-ik(x+x_0)} + R_r e^{-ik(x-3x_0)}] e^{-i\omega t} \quad (6.2)$$

$$p_1(x, t) = p_{max} e^{ikx_0} [2 \cos(kx) + (R_r e^{i2kx_0} - 1) e^{-ikx}] e^{-i\omega t} \quad (6.3)$$

In (6.3) is k het golfgetal. Op gelijkaardige manier is het drukveld voor de transducer op x_0 :

$$p_2(x, t) = p_{max} [e^{-ik(x-x_0)} + R_r e^{-ik(x+3x_0)}] e^{-i\omega t} \quad (6.4)$$

$$p_2(x, t) = p_{max} e^{ikx_0} [2 \cos(kx) + (R_r e^{i2kx_0} - 1) e^{ikx}] e^{-i\omega t} \quad (6.5)$$

Na weglaten van de tijdsafhankelijke term $e^{-i\omega t}$ en het toekennen van een faseverschil $\Delta\varphi$ tussen de twee drukvelden, kan het totale drukveld bepaald worden:

$$p(x) = p_1 e^{i\Delta\varphi/2} + p_2 e^{-i\Delta\varphi/2} \quad (6.6)$$

$$p(x) = 2p_{max} e^{ikx_0} \left[2 \cos(kx) \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) + (R_r e^{i2kx_0} - 1) \cos\left(kx - \frac{\Delta\varphi}{2}\right) \right] \quad (6.7)$$

In (6.7) is te zien dat het drukveld varieert i.f.v. positie x , maar ook i.f.v. het faseverschil $\Delta\varphi$ tussen beide transducers en de grootte van de reflectiecoëfficiënt R_r . Na afleiden van (6.7) naar x en gelijk stellen aan 0, kan bepaald worden waar $p(x)$ minimaal is, of met andere woorden op welke positie x de drukknoepen zich bevinden [36].

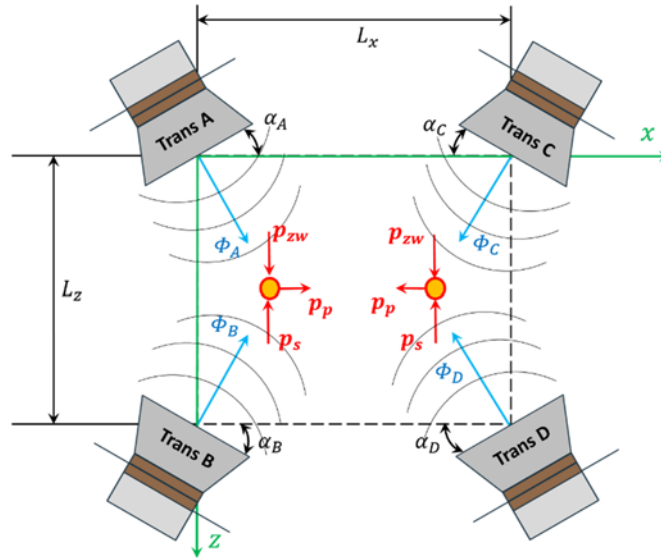
$$\Delta x = \frac{1}{k} \text{bgtan} \left[\left(\frac{R_r \cos(2kx_0) - 1}{R_r \cos(2kx_0) + 1} \right) \tan\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \right] \quad (6.8)$$

In figuur 6.2 is de afhankelijkheid met het faseverschil $\Delta\varphi$ te zien [36]. Concreet betekent dit dat door variëren van de fase van de transducers, de knopen ook zullen gaan verplaatsen en zo beweging in 1D ontstaat. Indien geen reflectie ($R_r = 0$) en geen faseverschil $\Delta\varphi = 0$, vereenvoudigd (6.8) zich tot $\Delta x = n \lambda/2$. Dit komt overeen met de verwachting dat de knopen zich om de halve golflengte bevinden, zie vergelijking (2.23).

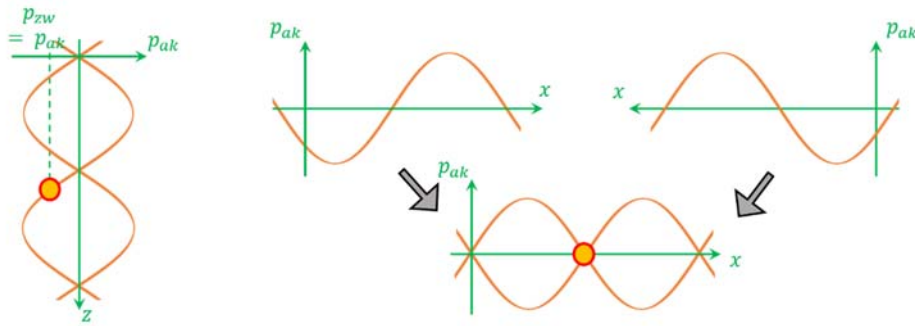
6.3. Variëren van de afstand en oriëntatie bij vier transducers

6.3.1. Principe

In figuur 6.3 is een principetekening te zien van vier transducers die geluidsgolven uitzenden met eenzelfde frequentie en amplitude. De vier geluidsgolven worden gesuperponeerd waardoor een akoestisch veld met drukknoepen ontstaat. Om objecten stabiel te leviteren is zowel in x - als in z -richting een evenwichtssituatie nodig. De evenwichtssituatie treedt op als de druk op het object even groot is in alle richtingen. In figuur 6.3 is voor twee objecten het evenwichtsschema te zien. Figuur 6.4 toont aan dat de geluidsgolven opgesplitst kunnen worden [23] in verticale en horizontale richting. In de verticale z -richting ontstaan staande golven. In de horizontale x -richting ontstaat bij het ene object een progressieve golf p_p in positieve x -richting en bij het andere object een progressieve golf p_p in negatieve x -richting. Deze golven planten zich voort in tegengestelde richting en met gelijke amplitude, dus ontstaan ook in x -richting staande golven. In z -richting bevindt het object zich net onder een knoop waar de akoestische druk p_{ak} gelijk is aan de druk t.g.v. de zwaartekracht p_{zw} . In de x -richting bevindt het object zich in een drukknoop omdat in die richting geen zwaartekracht aanwezig is.



Figuur 6.3: Evenwichtssituatie bij 4 transducers



Figuur 6.4: Drukverdeling in horizontale en verticale richting

6.3.2. Knoopverdeling

In figuur 6.3 is te zien dat elke piëzo-elektrische transducer een akoestisch potentiaal Φ heeft. Het akoestisch potentiaal (vergelijking (2.12)) is zo gedefinieerd dat $u = -\nabla\phi$. Daarin is u de deeltjessnelheid van de geluidsgolven, of ook de trillingsnelheid van de transducers. ∇ is de gradiëntfunctie. De knoopverdeling wordt bepaald met de gelineariseerde golfvergelijking. Daarbij worden enkele zaken aangenomen. Ten eerste is de straal r van het object veel kleiner is dan het golfgetal k ($k r \ll 1$), waardoor het object de geluidsgolven niet beïnvloedt. Vervolgens worden thermische geleidbaarheid en viscositeit verwaarloosd. Alle externe krachten worden verwaarloosd en reflecties met een transducer treden niet op. Indien voldaan is aan deze voorwaarden kan een akoestische golf beschreven worden met de gelineariseerde golfvergelijking (2.14):

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2} \frac{d^2\phi}{dt^2} = 0 \quad (6.9)$$

In (6.9) is c de geluidssnelheid in het medium. Het snelheidspotentiaal Φ wordt bepaald met de gradiënt functie $\nabla^2 = \partial^2/\partial z^2 + \partial^2/\partial x^2$ waarbij de z -richting overeenkomt met de verticale richting en de x -richting met de horizontale richting zoals te zien in figuur 6.3. Elke transducer heeft zijn eigen snelheidspotentiaal. Tussen de akoestische druk p_{ak} en het snelheidspotentiaal Φ is een eenvoudig verband (vergelijking (2.13)) met ρ_0 de massadichtheid van het medium:

$$p_{ak} = -\rho_0 \frac{d\Phi}{dt} \quad (6.10)$$

De snelheidspotentialen in Figuur 6.3 zijn als volgt bepaald [23]:

$$\Phi_A = D_{maxA} e^{i(\omega t - k_z z - k_x x)} \quad (6.11)$$

$$\Phi_B = D_{maxB} e^{i(\omega t - k_z(L_z - z) - k_x x)} \quad (6.12)$$

$$\Phi_C = D_{maxC} e^{i(\omega t - k_z z - k_x(L_x - x))} \quad (6.13)$$

$$\Phi_D = D_{maxD} e^{i(\omega t - k_z(L_z - z) - k_x(L_x - x))} \quad (6.14)$$

In (6.11), (6.12), (6.13) en (6.14) zijn D_{maxA} , D_{maxB} , D_{maxC} en D_{maxD} de trillingsamplituden van de transducers. Voor het vervolg van de afleiding zijn deze gelijk, $D_{max} = D_{maxA} + D_{maxB} + D_{maxC} + D_{maxD}$. Ook de pulsatie $\omega = 2\pi f$ is voor elke transducer dezelfde. k_z en k_x zijn respectievelijk het golfgetal in verticale z -richting en in horizontale x -richting. Voor het golfgetal k geldt:

$$k = \frac{\omega}{c} = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \quad (6.15)$$

$$k_z = k \cos \alpha, k_x = k \sin \alpha \quad (6.16)$$

In (6.16) is α de oriëntatie van de transducers (zie figuur 6.3). Voor de eenvoud is $\alpha = \alpha_A = \alpha_B = \alpha_C = \alpha_D$. Voor de verdere uitwerking om de knoopverdeling te bepalen is een softwareprogramma nodig zoals 'Maple'. Hieronder een vermelding van de nodige stappen:

- Gebaseerd op de superpositie van golven is het totale snelheidspotentiaal Φ de som van alle afzonderlijke snelheidspotentialen. Na uitwerken van (6.17) valt op te merken dat een staande golf ontstaat in zowel in x - als in z -richting.

$$\Phi = \Phi_A + \Phi_B + \Phi_C + \Phi_D \quad (6.17)$$

- Aangezien bij staande golven enkel de amplitude tijdsafhankelijk is, worden alle tijdsafhankelijke termen weggedeeld. Voor de analyse van de knoopverdeling maakt de grootte van de trillingsamplitude niet uit, daarom $D_{max} = 1$.
- De intensiteit van de geluidsgolf is evenredig met het kwadraat van de modulus van het snelheidspotentiaal ϕ . In (6.18) zijn $\text{Re}(\phi)$ en $\text{Im}(\phi)$ respectievelijk het reële en imaginaire deel van het snelheidspotentiaal ϕ .

$$I \sim |\phi|^2 \quad |\phi| = \sqrt{\text{Re}(\phi)^2 + \text{Im}(\phi)^2} \quad (6.18)$$

- Wanneer de intensiteit maximaal is, zal de knoopverdeling het meest gunstig zijn. Concreet wil dat zeggen dat de afgeleide van het kwadraat van de modulus naar enerzijds x en anderzijds z gelijk moet zijn aan 0.

$$\frac{d(|\phi|^2)}{dx} = 0, \frac{d(|\phi|^2)}{dz} = 0 \quad (6.19)$$

Uit (6.19) volgen twee oplossingen voor x en voor z . In totaal dus vier oplossingen. De oplossingen voor x en z zijn zeer gelijkaardig en kunnen op eenzelfde manier verder opgelost worden. De uitwerking in z -richting is hieronder te vinden:

$$\frac{\text{bg tan} \left(\frac{\pm 1 + \sqrt{\tan(k_z L_z)^2 + 1}}{\tan(k_z L_z)} \right)}{k_z} = 0 \quad (6.20)$$

Na herschrijven en vereenvoudigen van (6.20) geldt:

$$k_z L_z = n\pi \quad (6.21)$$

Aangezien $k_z = k \cos \alpha$ en $k = 2\pi/\lambda$ waarvan λ de golflengte is, wordt (6.21) geschreven als:

$$L_z = n \frac{\lambda}{2 \cos \alpha} \quad \text{met } n = 1,2,3,.. \quad (6.22)$$

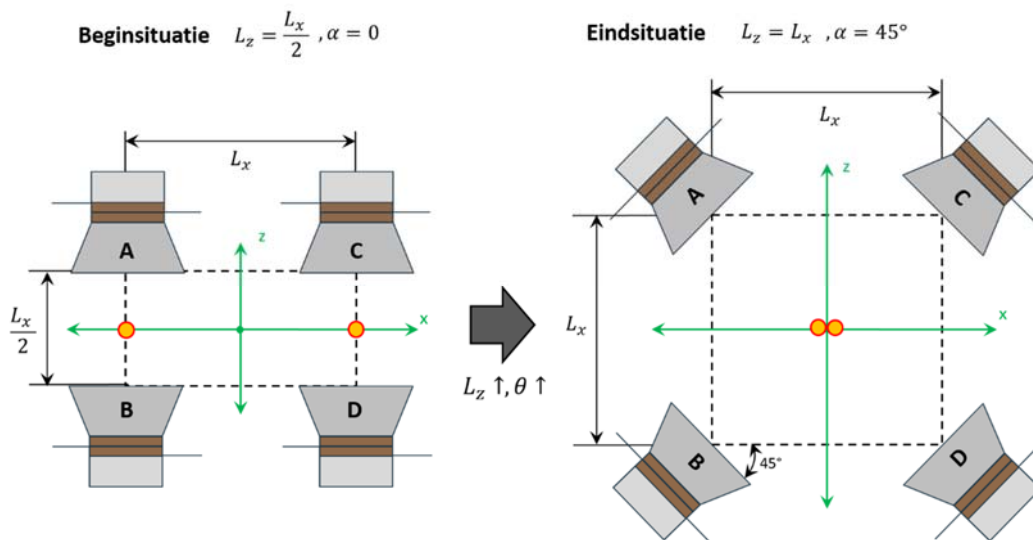
Op gelijkaardige manier geldt voor de x -richting:

$$L_x = l \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad \text{met } l = 1,2,3,.. \quad (6.23)$$

Vergelijkingen (6.22) en (6.23) geven aan dat de positie van de knopen bepaald is door L_z , L_x en α . Dit betekent dat door wijzigen van deze parameters zowel beweging in horizontale als verticale richting kan plaatsvinden. In z -richting is om de $n \lambda/2 \cos \alpha$ een knoop en in de x -richting is om de $m \lambda/2 \sin \alpha$ een knoop. n en l zijn beiden positieve natuurlijke getallen en moeten niet gelijk zijn. De drukgolfdistributie in beide richtingen mag verschillend zijn om beweging in twee dimensies te kunnen veroorzaken.

6.3.3. Translatie van twee objecten in het akoestisch veld

Uit de theoretische afleiding hierboven volgt dat beweging kan veroorzaakt worden in het xz -vlak met een zwevend object onderhevig aan akoestische levitatie. Aangezien een toepassing van akoestische levitatie het samensmelten van twee verschillende composietmaterialen is, wordt hier bepaald hoe de parameters L_z , L_x en α moeten variëren om de translatie van twee objecten naar elkaar toe te verwezenlijken. Zie figuur 6.5 ter verduidelijking. De afstand L_x is vast omdat de geluidsgolven in x -richting verwaarloosbaar klein zijn t.o.v. de geluidsgolven in z -richting. Indien L_x variabel genomen wordt, kunnen betere resultaten verkregen worden. In de beginsituatie zweven beide objecten in een afzonderlijke knoop. Door geleidelijk L_z te laten toenemen en α mee te laten toenemen volgens vergelijking (6.22) komen beide objecten steeds dichterbij elkaar. Door in de beginsituatie $L_z = L_x/2$ te kiezen zullen na 45° de objecten samenkomen in eenzelfde knoop. De translatie naar elkaar toe gebeurt op de horizontale x -as.



Figuur 6.5: Principetekening om twee objecten naar elkaar toe te brengen d.m.v. akoestische levitatie

Het is de bedoeling dat de objecten aan een constante snelheid \dot{x} op de x -as naar elkaar toe bewegen. Daarom moet het verband tussen deze snelheid, de snelheid \dot{L}_z in z -richting en de hoeksnelheid $\dot{\alpha}$ van de transducers gekend zijn. Het verband wordt bepaald a.h.v. figuur 6.6. Het verband tussen de plaats x van het zwevend object en de hoek α is te zien in de figuur:

$$x = \tan \alpha \frac{L_z}{2} \quad (6.24)$$

Om de snelheid \dot{x} te vinden moet (6.24) afgeleid worden naar de tijd. Daarin zijn zowel de hoek α en de afstand L_z afhankelijk van de tijd. De afgeleide van (6.24):

$$\dot{x} = \frac{\dot{\alpha}}{\cos^2 \alpha} \frac{L_z}{2} + \frac{1}{2} \tan \alpha \dot{L}_z \quad (6.25)$$

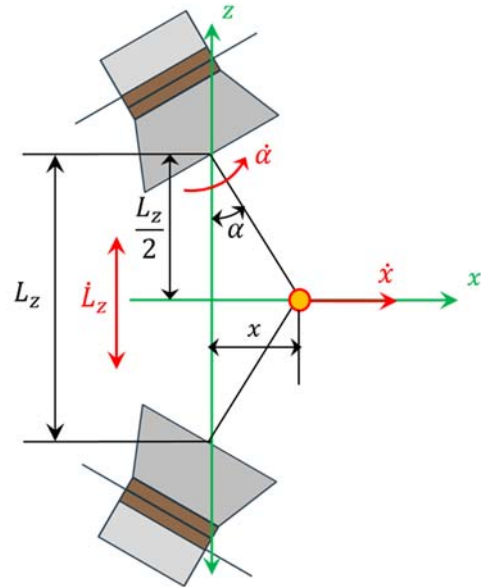
In (6.25) geldt volgens (6.22) dat $L_z = n \frac{\lambda}{2} \cos \alpha$ met n een geheel natuurlijk getal en λ de golflengte. (6.22) afleiden naar de tijd geeft de verticale snelheid \dot{L}_z :

$$\dot{L}_z = -n \frac{\lambda \sin \alpha}{2 \cos^2 \alpha} \dot{\alpha} \quad (6.26)$$

(6.22) en (6.26) invullen in (6.25) en vereenvoudigen levert het volgende verband tussen de hoeksnelheid $\dot{\alpha}$ van de transducers en de snelheid \dot{x} van het zwevend object:

$$\dot{\alpha} = \frac{4 \cos \alpha}{n \lambda} \dot{x} \quad (6.27)$$

Met vergelijkingen (6.26) en (6.27) is de verticale snelheid \dot{L}_z en hoeksnelheid $\dot{\alpha}$ bepaald bij een bepaalde hoek α en een gewenste snelheid \dot{x} van het zwevend object. In deze toepassing wordt \dot{x} constant genomen.



Figuur 6.6: Afleiding snelheden

7 Praktische realisatie

In hoofdstuk 6 is de theoretische afleiding te vinden om beweging te veroorzaken t.g.v. akoestische levitatie. Deze theoretische bepaling wordt omgezet in een praktische opstelling in CAD, en daarna naar een werkelijke opstelling. In hoofdstuk 6 in figuur 6.5 is de doelstelling van de praktische opstelling te zien: twee objecten laten samenkomen terwijl ze naar elkaar toe bewegen op de centrale x -as. Toelichting hierrond is te vinden in dit hoofdstuk. Voor de 2D-tekening van het CAD-ontwerp wordt verwezen naar bijlage C.

7.1. Van theorie naar CAD-ontwerp

7.1.1. Keuze afmetingen

De transducers moeten naar elkaar toe draaien tot onder een hoek van 45° . Dit terwijl de verticale afstand ondertussen mee varieert en voldoet aan de vergelijking:

$$L_z = n \frac{\lambda}{2 \cos \alpha} \text{ met } n = 1,2,3,.. \quad (7.1)$$

In (7.1) is de factor n een geheel, positief getal en geeft het aantal drukknoepen aan. In de beginsituatie is $\alpha = 0^\circ$ en is $L_z = n \lambda/2$. De bedoeling is dat de zwevende objecten naar elkaar toe bewegen op de centrale x -as. Dit betekent dat n oneven moet zijn zodat steeds een drukknoop op de centrale as is en de objecten daar aangebracht kunnen worden in de beginsituatie.

De volledige dimensionering van het CAD-ontwerp is afhankelijk van de keuze van n . Om voldoende testen te kunnen doen wordt deze voldoende groot gekozen, namelijk $n = 21$. Met $\lambda = c/f$, waarin de geluidssnelheid $c = 343.3$ m/s (bij 20°C) en $f = f_{res} = 28$ kHz, volgt uit (7.1) en figuur 6.5 dat $L_x = 182.06$ mm.

7.1.2. Overzicht CAD-ontwerp

Regelen van de parameters θ en L_z

De hoek α en afstand L_z moeten nauwkeurig ingesteld kunnen worden. De snelheid moet traag zijn om het zwevend object mee te laten bewegen in de drukknoop. Nauwkeurigheid is hier de belangrijke factor en hoge snelheidseisen zijn niet aanwezig, dus zijn stappenmotoren voor deze toepassing de beste keuze. In figuur 7.1 is het volledige CAD-ontwerp te zien. Daar is te zien hoe de oriëntatie α van de geluidsbron (9) geregeld wordt door gebruik van een beugel (8) die voor de verbinding tussen geluidsbron (9) en stappenmotor (7) zorgt. Om de afstand L_z te regelen worden ook stappenmotoren (7) gebruikt. De roterende beweging wordt omgezet in een lineaire beweging met een trapeziumspindel (11). Tussen de spindel (11) en stappenmotor (7) is een koppeling (4) nodig. De trapeziumspindel (11) drijft via een flensmoer (6) een plaat (5) aan waar telkens twee stappenmotorsetjes met geluidsbron op bevestigd zijn. De stappenmotoren (7) worden gemonteerd op een bevestigingsplaat (3).

Lineaire geleiding

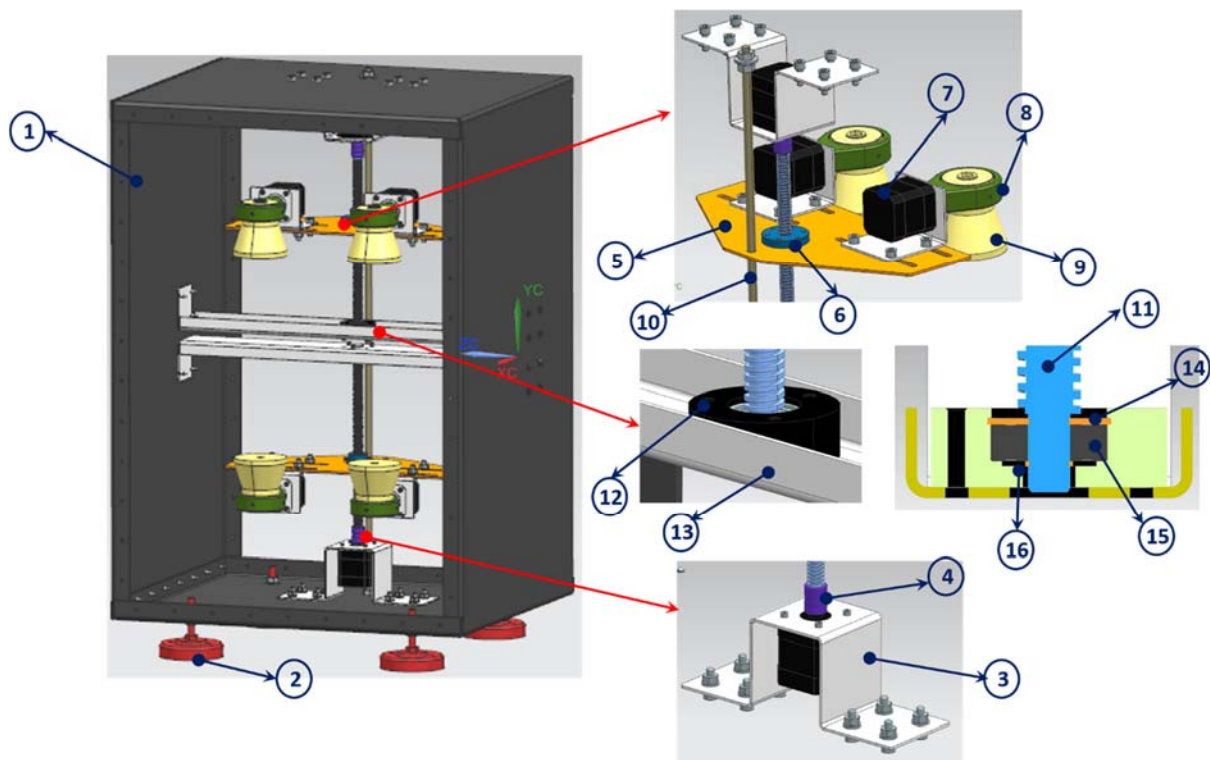
Om te zorgen dat de spindel effectief voor een omzetting van rotatie naar lineaire translatie zorgt, is een lineaire geleiding nodig. Tussen een stang (10) en de twee platen (5) is een losse passing. Zo kan de plaat niet roteren en enkel transleren. Een losse passing is nodig zodat wrijving tussen plaat (5) en stang (10) te verwaarlozen is.

Lagerhuis

De koppeling (4) zorgt enkel voor axiale koppeloverbrenging en kan verder geen krachten opnemen. Daarom moet de trapeziumspindel (11) gelagerd zijn. Daarvoor is een lagerhuis (12) met daarin een kogellager (15) en circlipsen. De buitenring van de lager (15) is in beide richtingen geborgd via een buitencirclips (14) en een inkeping in het lagerhuis (15). De binnenring is slechts in één richting geborgd met een binnencirclips (16). Het lagerhuis (12) wordt bevestigd op een bevestigingsplaat (13).

Behuizing

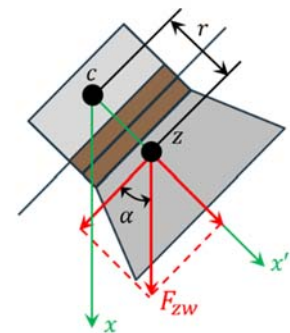
Het geheel wordt bevestigd op een behuizing (1) uit plaatwerk en wordt ondersteund door machinevoeten (2).



Figuur 7.1: Het volledige CAD-ontwerp. 1: Behuizing, 2: Machinevoet, 3: Bevestigingsplaat stappenmotor, 4: Koppeling, 5: Lineaire plaat, 6: Flensmoer, 7: Stappenmotor, 8: Beugel, 9: Geluidsbron, 10: Stang, 11: Spindel, 12: Lagerhuis, 13: Bevestigingsplaat lagerhuis, 14: Buitencirclips, 15: Kogellager, 16: Binnencirclips

7.1.3. Keuze stappenmotoren

De stappenmotoren om de hoek α te regelen moeten in staat zijn om de transducers te laten roteren. Het lastkoppel en versnellingskoppel moet overwonnen worden. Het versnellingskoppel is te verwaarlozen aangezien de snelheid zeer traag is. Het lastkoppel, ofwel houdkoppel is niet te verwaarlozen. Dit koppel is maximaal in de eindpositie waar $\alpha = 45^\circ$ en is te bepalen met de massa van de geluidsbron $m = 0.7 \text{ kg}$, valversnelling $g = 9.81 \text{ m/s}^2$ en de afstand tussen de as van de stappenmotor en het zwaartepunt van de geluidsbron $r = 0.04 \text{ m}$ (figuur 7.2):



Figuur 7.2: Het lastkoppel

$$T_{last1} = m g \cos \theta r = 0,14 \text{ Nm} \quad (7.2)$$

De stappenmotor moet dus een houdkoppel bij 0 Hz hebben die groter is dan 0,14 Nm. Stappenmotoren van 0,56 Nm zijn ter beschikking op de universiteit en worden in deze masterproef gebruikt. Deze motoren moeten ook de regeling L_z met de trapeziumspindel aankunnen. Het lastkoppel daarvoor wordt als volgt bepaald:

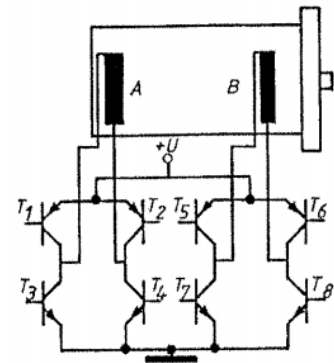
$$T_{lastz} = m g \frac{s}{2 \pi} \quad (7.3)$$

In (7.3) is m de som van alle massa's die lineair mee moeten bewegen met de spindel. In figuur 7.1 is te zien dat dit om de flensmoer, plaat en twee stappenmotorsetjes gaat. Dus is $m = 2$ kg. De spoed s is afhankelijk van de diameter van de gekozen trapeziumspindel. Om de koppeling klein te houden is een spindel gekozen die in diameter iets groter is dan de as van de stappenmotor (6,25 duim). Een trapezium Tr8x12 is gekozen. Dus is $s = 12$ mm. Zo is $T_{lastz} = 0.04$ Nm. Dit is wel met verwaarloosde wrijving. De marge met 0.56 Nm is groot, dus de keuze is goed.

7.2. Aansturing stappenmotoren

7.2.1. Tweefasige bipolaire permanent magneet stappenmotor

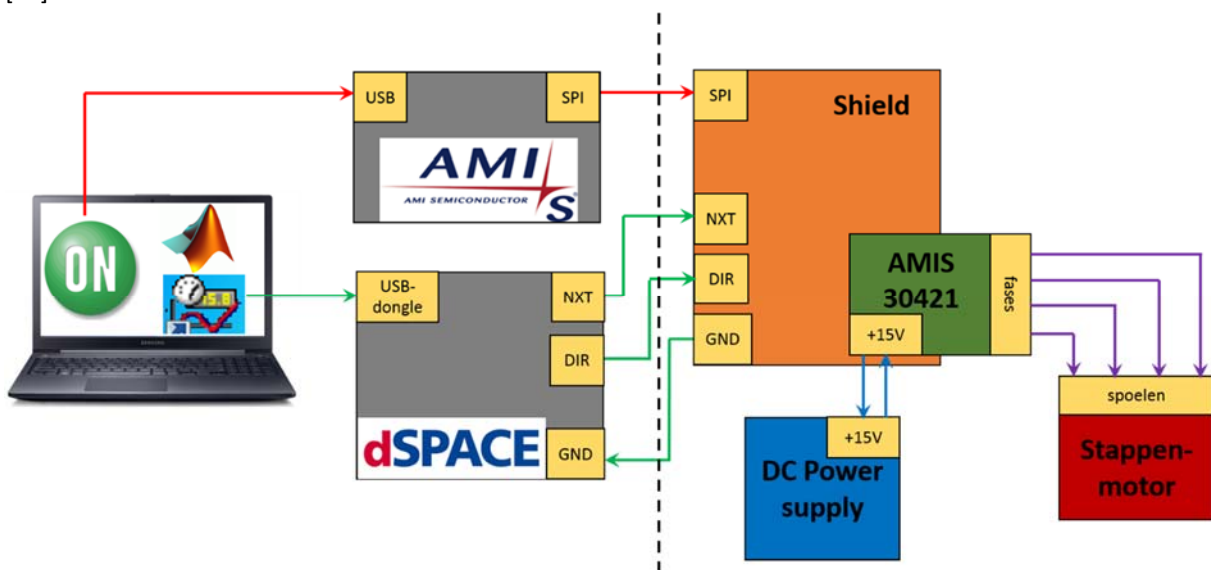
De aan te sturen motoren zijn tweefasige bipolaire permanent magneet stappenmotoren. Dit betekent dat de motor twee spoelen heeft zonder middenaftakking en beide fasen in serie geschakeld zijn. Elke fase wordt met een volle H-brug aangestuurd, zodat de stroom in beide richtingen door elke fase kan vloeien [37]. Figuur 7.3 toont de schakelwijze. De signalen die toekomen op de H-bridgen zorgen voor de bekrachtiging van de spoelen en dus voor de aansturing van de stappenmotor.



Figuur 7.3: Schakelwijze bipolaire stappenmotor [37]

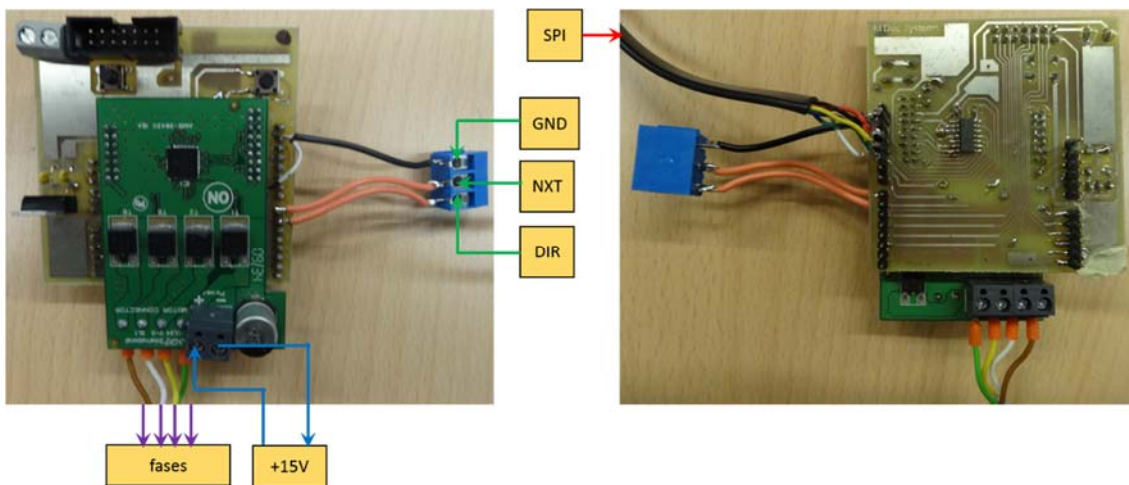
7.2.2. Schema

De H-bridgen die voor de aansturing van de stappenmotor zorgen bevinden zich in de AMIS-30421 driver. Deze driver wordt gevoed met een DC-spanning van 15V. De driver is verbonden met een shield figuur 7.5. Deze shield is een printplaatje ontworpen door studenten van de Ugent ter vervanging van een AMIS-30421 Evaluation Board [38].



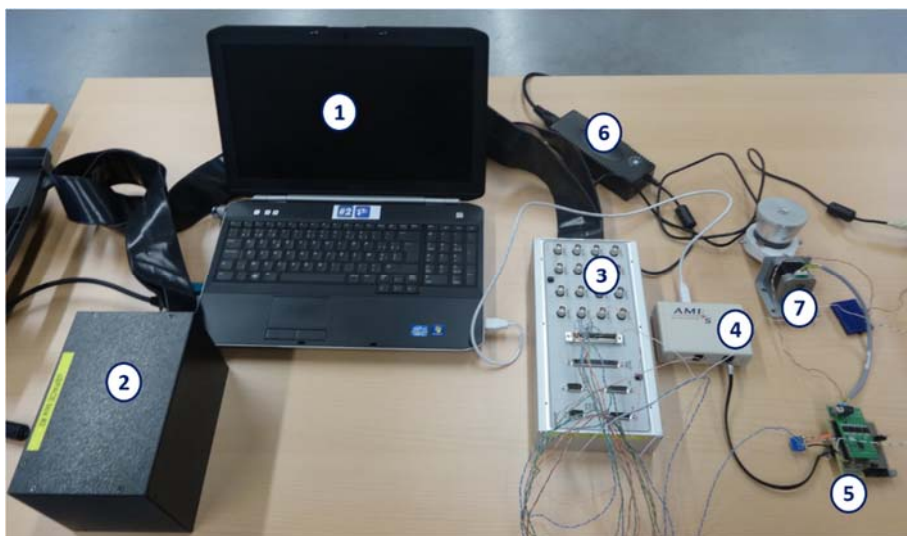
Figuur 7.4: Schema voor de aansturing van één stappenmotor

Dit printplaatje zorgt dat communicatie mogelijk is tussen de driver en de twee softwaremodules. De configuratie van de stappenmotor gebeurt met het softwareprogramma "Stepper Motor Driver GUI" van ON Semiconductor. In dit programma wordt de stappenmotor ge-enabled en wordt de microstep ingesteld, zie bijlage E1. Om deze software interpreteerbaar te maken voor de driver wordt het USB-signaal omgezet naar een SPI-signaal met een AMI Semiconductor-module. Zie [39] voor meer informatie over een SPI-verbinding. Nadat de configuratie gebeurd is, mag de SPI-verbinding wegvallen, en kan de motor aangestuurd worden. Het genereren van een pulstrein (frequentie bepaald snelheid) en de draairichting van de motor, ofwel de NXT – en DIR – pulsen gebeurt in Matlab/Simulink en Control Desk. Matlab/Simulink is de programmeeromgeving en Control Desk dient als visualisatie en data-acquisitie. De programmeercode van Matlab/Simulink moet interpreteerbaar zijn voor de driver. Dit gebeurt via een een dSPACE-box (figuur 7.6) die de code binnenneemt via een USB-dongle. Deze dSPACE-box is verbonden via een multi-connector met een dSPACE-matrix [40]. Op deze matrix zijn uitgangen ter beschikking voor de NXT – en DIR – pulsen. Op deze matrix is ook een gemeenschappelijke ground (GND) ter beschikking.



Figuur 7.5: Driver en shield met bijhorende verbindingen

Figuur 7.4 is het schema voor de aansturing van één stappenmotor, terwijl in deze opstelling 6 stappenmotoren aangestuurd moeten worden. Hetgeen links van de zwarte stippellijn staat is voor elke stappenmotor hetzelfde, hetgeen rechts staat is afzonderlijk voor elke stappenmotor. Bij de dSPACE-matrix is voor elke driver een andere uitgang voor de NXT – en DIR – pulsen. Elke stappenmotor moet apart geconfigureerd worden.

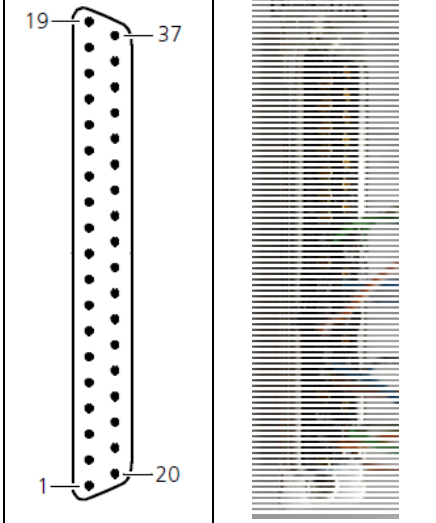


Figuur 7.6: Werkelijke opstelling om één stappenmotor aan te sturen. 1: Laptop, 2: dSPACE-box, 3: dSPACE-matrix, 4: SPI-module, 5: Driver+shield, 6: DC-voeding, 7: Stappenmotor

7.2.3. Connector

In figuur 7.6 is de werkelijke opstelling te zien voor het aansturen van één stappenmotor. Daarop zijn dSPACE-matrix en dSPACE-box te zien. Op deze matrix wordt een connector aangebracht met verschillende IO-pinnen, GND's en VCC's. Een connector CP17 met 37 pinnen wordt gebruikt. Zie bijlage D en [41] voor de signalen die bij elke pin horen. Zie tabel 6 voor de functie die voor deze toepassing bij elke pin hoort. In de softwareomgeving Matlab/Simulink kan elk signaal als uitgang gebruikt worden door deze in te stellen als een 'Master-bit-OUT'. Om bijvoorbeeld IO0 te gebruiken als uitgang moet deze in Matlab/Simulink ingesteld worden als 'Master-bit-OUT-C0', voor IO1 is dat 'Master-bit-OUT-C1'.

Tabel 6: Functie en signaal van elke gebruikte pin van de CP17 connector

Connector CP17	Pin	Signaal	Functie
	20	IO0	NXT-puls stappenmotor 1
	2	IO1	DIR-puls stappenmotor 1
	21	IO2	NXT-puls stappenmotor 2
	3	IO3	DIR-puls stappenmotor 2
	23	IO4	NXT-puls stappenmotor 3
	5	IO5	DIR-puls stappenmotor 3
	24	IO6	NXT-puls stappenmotor 4
	6	IO7	DIR-puls stappenmotor 4
	28	IO8	NXT-puls stappenmotor 5
	8	IO9	DIR-puls stappenmotor 5
	27	IO10	NXT-puls stappenmotor 6
	9	IO11	DIR-puls stappenmotor 6
	7	GND	Gemeenschappelijke ground

7.2.4. Synchronisatie

Het toerental van een stappenmotor is bepaald door de frequentie van de NXT-pulsen. Elke NXT-puls zet de stappenmotor een microstep. De grootte van deze microstep is instelbaar via de configuratie met "Stepper Motor Driver GUI". In deze masterproef worden zes stappenmotoren gebruikt. Deze moeten gesynchroniseerd werken. De vier stappenmotoren die zorgen voor de variatie in hoek α moeten aangestuurd worden met eenzelfde toerental n_1 . De twee stappenmotoren die zorgen voor de variatie in lengte L_z moeten aangestuurd worden met eenzelfde toerental n_2 . Deze toerentallen zijn afhankelijk van de gewenste snelheid \dot{x} van het zwevend object. Het verband tussen de gewenste snelheid \dot{x} en de verticale snelheid \dot{L}_z hoeksnelheid $\dot{\alpha}$ van de transducers is afgeleid in hoofdstuk 6 en zijn te zien in vergelijkingen (6.26) en (6.27):

$$\dot{L}_z = -n \frac{\lambda \sin \alpha}{2 \cos^2 \alpha} \dot{\alpha} \text{ en } \dot{\alpha} = \frac{4 \cos \alpha}{n \lambda} \dot{x} \quad (7.4)$$

Uit (7.4) kunnen de verschillende toerentallen gehaald worden. De verticale snelheid \dot{L}_z kan via de spoed s van de spindel omgerekend worden naar een toerental van de motor.

$$n_1 = \frac{\dot{\alpha}}{2 \pi} \text{ en } n_2 = \frac{\dot{L}_z}{s} \quad (7.5)$$

$$n_1 = \frac{2 \cos \alpha}{n \lambda \pi} \dot{x} \text{ en } n_2 = -n \frac{\pi \lambda \sin \alpha}{s \cos^2 \alpha} n_1 \quad (7.6)$$

In (7.6) is n een geheel natuurlijk getal, λ het golfgetal. Deze vergelijking geeft de nodige synchronisatie aan van de stappenmotoren en maakt het mogelijk de frequentie van de NXT-pulsen te programmeren met de software.

7.2.5. Software

De software voor de configuratie met ON Semiconductor is met het te downloaden softwareprogramma “Stepper Motor Driver GUI” eenvoudig in te stellen. Zie bijlage E1. Voor het genereren van de DIR – en NXT – pulsen moet nog zelf software geschreven worden in Matlab/Simulink en moet zelf een visualisatie aangemaakt worden met Control Desk. Zie bijlage E2 voor de geschreven software in Matlab/Simulink.. Door de geschreven software is het mogelijk om de stappenmotoren eerst manueel op hun home-positie te zetten. Daarna kan overgegaan worden naar automatische mode waar de hoek α en lengte L_z geregeld worden.

7.3. Aansturing geluidsbronnen

7.3.1. Inleiding

In hoofdstuk 5 blijkt uit de analyse van de vier verschillende piëzo-elektrische transducers in figuur 5.10 dat deze elk een andere resonantiefrequentie hebben. Dit betekent dat vier verschillende frequentiegenerators nodig zijn en dan ook vier verschillende vermogenversterkers om elke transducer in resonantie te brengen met een spanning die groot genoeg is. Dit betekent dat indien elke transducer een andere frequentie heeft, de geluidsgolven ook een andere frequentie hebben. Daaruit volgt dat uitgezonden en gereflecteerde golf een verschillende frequentie hebben en dat het staande-golven patroon niet perfect zal zijn wat nadelig is voor de knoopverdeling. Dit is twee keer een nadeel.

Indien twee impedanties R_1 en R_2 , in dit geval twee piëzo-elektrische transducers, in serie geschakeld zijn, is de totale impedantie de som van beide weerstanden. Indien twee impedanties in parallel geschakeld zijn is de totale weerstand als volgt te bepalen:

$$R_t = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.7)$$

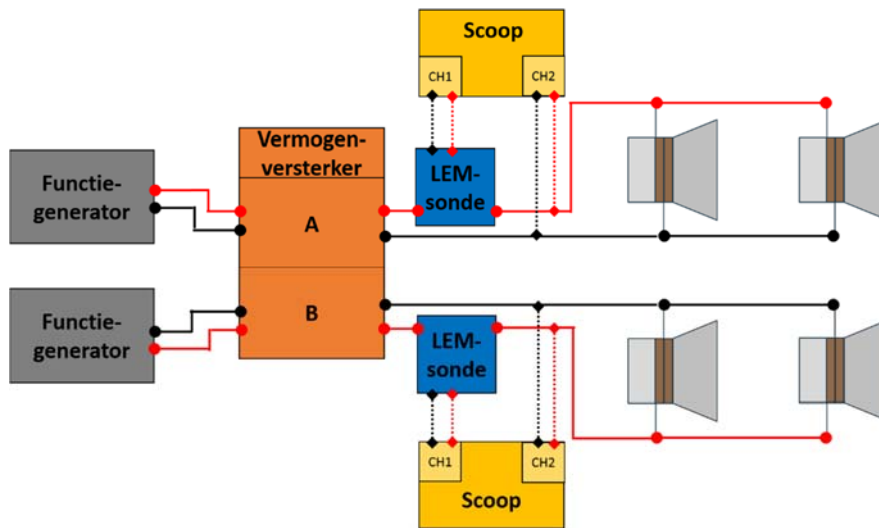
Twee impedanties in serie resulteren in een hogere weerstand en twee weerstanden in parallel in een lagere weerstand. Het is dus beter om piëzo-elektrische transducers parallel te plaatsen. Dan is de totale impedantie lager waardoor de trillingssnelheid van beide transducers hoger is en de drukamplitude ook hoger. Dit verhoogt de mogelijkheid tot akoestische levitatie.

Experimenteel is vastgesteld dat de beste resultaten behaald zijn als twee functiegeneratoren met elk een vermogenversterker gebruikt worden. Zo zijn twee elektrische circuits met elk twee piëzo-elektrische transducers die parallel geplaatst worden geschakeld.

7.3.2. Schema

In figuur 7.7 is het elektrisch schema te zien van de piëzo-elektrische transducers. De functiegeneratoren genereren een sinusvormig signaal met instelbare frequentie. Dit signaal heeft een veel te kleine spanningsamplitude. De vermogenversterker bestaat uit één geheel maar heeft twee kanalen die elk spanningssignaal tot 100W kunnen versterken. Deze versterking is instelbaar. De transducers zijn per twee parallel geplaatst en worden ook per twee op de resonantiefrequentie aangestuurd. Om te weten wanneer de transducers in resonantie zijn moeten spanning en stroom opgemeten worden. Indien beide in fase zijn, zijn de transducers in resonantie. Spanning en stroom worden opgemeten met een scoop. Stroom wordt omgezet naar een spanningssignaal via een LEM-sonde. Het is belangrijk dat de spanning op beide parallelle transducers

dezelfde is. Deze wordt met de vermogenversterker ingesteld op 80 V. De spanning is af te lezen op de oscilloscoop.

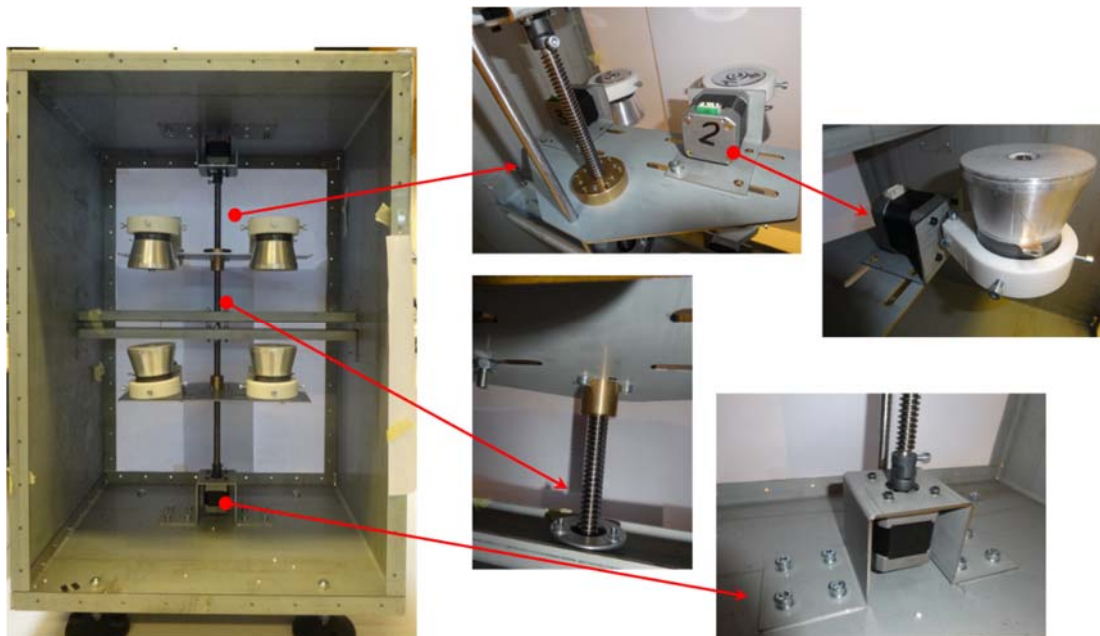


Figuur 7.7: Elektrisch aanstuurschema van de piëzo-elektrische transducers

7.4. Resultaat

7.4.1. Mechanische opstelling

De mechanische opstelling is te zien in figuur 7.8. Voor de benoeming van de onderdelen wordt verwezen naar het CAD-ontwerp in figuur 7.1. Op de voorkant kan nog plexiglas aangebracht worden en op de achterkant een plaat met elektrische verbindingen. Gaten daarvoor zijn voorzien.



Figuur 7.8: Mechanische opstelling

7.4.2. Beweging in twee dimensies

7.4.2.1. Stappenplan

Na aansluiten van de aansturing voor de stappenmotoren en de aansturing voor de geluidsbronnen, kan de testopstelling in werking treden. Daarbij moet volgend stappenplan gevolgd worden:

- Eén voor één Configureren van de stappenmotoren
 - o Microstep instellen op 16
 - o Enable
- Control Desk: manuele mode
 - o Stappenmotoren horizontaal zetten
 - o Verticale afstand tussen de transducers instellen op 91.03 mm
- Inschakelen geluidsbronnen
 - o Frequentie instellen op resonantiefrequentie
 - o Spanning op 80 V
- Polystyreenbolletje aanbrengen in middelste drukknop onder twee tegenover elkaar staande transducers
- Control Desk: automatische mode
 - o Beweging in twee dimensies ontstaat

7.4.2.2. Problemen

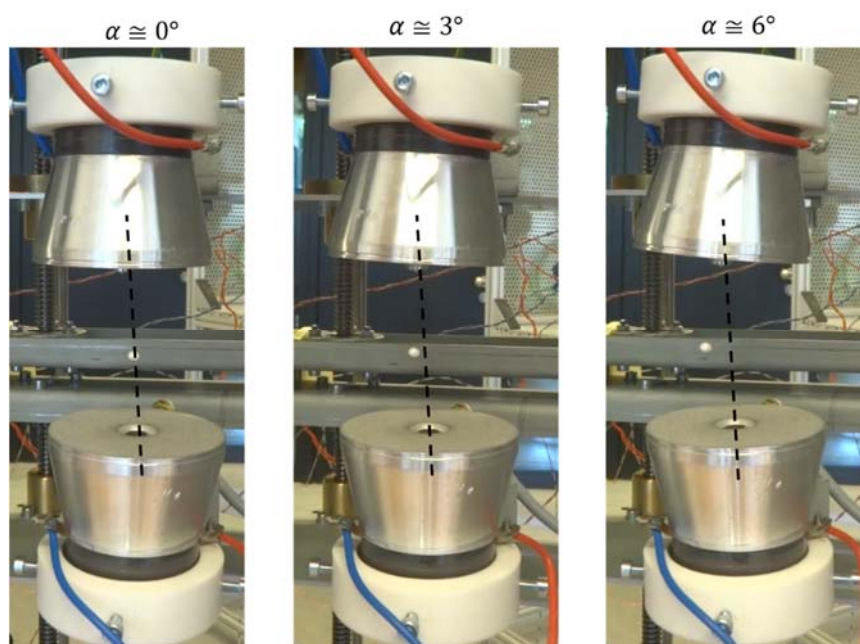
Lineaire geleiding

De stappenmotoren die zorgen voor het regelen van de verticale afstand zijn niet in staat om het gewicht te transleren. Dit komt omdat door het gewicht de plaat te schuin staat t.o.v. de spindel waardoor te veel wrijving ontstaat tussen binnen – en buitenschroefdraad. Het berekende koppel in (7.3) geldt wanneer de plaat perfect horizontaal staat waardoor wrijving te verwaarlozen is.

EMC-problemen

De stappenmotoren leggen ongewenste stappen af als de stroomafname te groot is. Dit fenomeen doet zich voor wanneer de transducers in resonantie geregeld worden want in resonantie neemt de stroom enorm toe. Dit is te wijten aan EMC-problemen.

7.4.2.3. Beweging in 2D



Figuur 7.9: Horizontale translatie door variëren van de hoek α

Door bovenstaande problemen kan de verticale afstand niet geregeld worden. Het regelen van de oriëntatie α kan wel. De transducers kunnen wegens EMC-problemen niet volledig in resonantie gebracht worden. Toch is het mogelijk om beweging in twee dimensies te veroorzaken. Indien slechts twee van de vier transducers in resonantie geschakeld worden treden nog geen EMC-problemen op. De andere twee worden dan iets buiten resonantie ingesteld. Onder deze omstandigheden is horizontale translatie mogelijk van ongeveer 10 mm. Het zwevend object beweegt tijdens de rotatie van α stabiel mee met de drukknop. Wanneer α te groot wordt valt het object uit de drukknop. Het is duidelijk te zien dat de verticale afstand L_z moet mee veranderen om dit te voorkomen. In figuur 7.9 is deze horizontale translatie te zien. De zwarte stippellijn is de centerlijn. Bij $\alpha = 6^\circ$ blijft het object nog net stabiel zweven. De horizontale translatie t.o.v. de centerlijn is daar ongeveer 10 mm. De EMC-problemen treden bij toeval soms niet op. Dan kunnen alle transducers wel gebruikt worden en is het mogelijk om twee objecten te laten zweven, elk onder twee tegenover elkaar staande geluidsbronnen. Dit toont aan dat de transducers elkaar niet negatief beïnvloeden en dat reflecties met de metalen behuizing te verwaarlozen zijn. Zie figuur 7.10.



Figuur 7.10: Akoestische levitatie van twee objecten bij gebruik van vier transducers

7.5. Besluit

Door het regelen van de oriëntatie α kan een beperkte beweging in 2D geregeld worden. Dit is een bevestiging dat de theoretische afleiding in hoofdstuk 6 toepasbaar is. Het is duidelijk zichtbaar dat vanaf een bepaalde hoek α de beweging niet meer stabiel is en dat de afstand L_z moet mee variëren.

Om de doelstelling te behalen dat de twee objecten uiteindelijk samenkomen in één knoop, moeten nog twee problemen opgelost worden.

Het probleem van de lineaire geleiding wordt opgelost door te zorgen dat de plaat met stappenmotorsetjes horizontaal blijft staan. Dit wordt verwezenlijkt door het gebruik van zelfsmerende kogelbussen en/of bijkomende geleidingsstangen.

Het EMC-probleem wordt opgelost door alle elektrische componenten buiten de metalen behuizing te brengen en door alle kabels te torderen waar mogelijk.

Algemeen besluit

Om stabiele akoestische levitatie te verwezenlijken, zijn staande golven nodig. Staande golven ontstaan indien twee geluidsbronnen naar elkaar toe gericht zijn en op een afstand van een aantal keer de halve golflengte geplaatst zijn. Ook kan een geluidsbron tegenover een reflector geplaatst worden. Een evenwichtssituatie is te vinden net onder een drukknop. Akoestische levitatie is mogelijk indien voldaan is aan enkele voorwaarden. Ten eerste moet de akoestische druk, veroorzaakt door de geluidsgolven, groter moet zijn dan de druk t.g.v. de zwaartekracht van het object. Ten tweede moet de equivalente straal van het object kleiner zijn dan de helft van de golflengte. Ten derde moet, indien een reflector gebruikt wordt, de akoestische impedantie van deze reflector veel groter zijn dan de akoestische impedantie van het medium. Ten vierde geldt voor het gebruik van vloeistoffen dat de druk ook niet te groot mag zijn, zodat de vloeistof niet uiteen spat. Een laatste voorwaarde is dat voor het optimaal ontstaan van staande golven, de afstand tussen beide geluidsbronnen een aantal keer de halve golflengte moet zijn.

De akoestische kracht is evenredig tot de derde macht met de straal van het te leviteren object en is recht evenredig met de massa van het object. Een akoestisch veld, veroorzaakt door staande golven, heeft stabiele en instabiele gebieden. Stabiele gebieden treden op waar de akoestische kracht naar eenzelfde drukknop gericht is, instabiele gebieden treden op waar de akoestische kracht naar twee verschillende drukknopen gericht is. In instabiele gebieden is geen levitatie mogelijk.

In de praktische realisatie worden piëzo-elektrische transducers gebruikt als geluidsbronnen. Deze kunnen vereenvoudigd worden tot een massa-veer-demper-model waaruit het theoretische frequentiegedrag van de trillingssnelheid en elektrische impedantie te bepalen is. Het is duidelijk te zien dat wanneer een transducer in resonantie is, spanning en stroom in fase zijn en de transducer zich zuiver resistief gedraagt. Indien in resonantie, is de elektrische impedantie het laagst en de trillingssnelheid het hoogst. Hoe hoger de amplitude van de ingangsspanning, hoe hoger de trillingssnelheid. Geen enkele transducer heeft eenzelfde resonantiefrequentie. Hoe hoger de aansturingfrequentie van een piëzo-elektrische transducer, hoe meer deze zich zal gedragen als een bron die vlakke golven genereert.

Beweging in twee dimensies wordt veroorzaakt door de positie van de drukknopen te wijzigen. Het object beweegt dan mee met de drukknop. De meest voorkomende technieken om de positie van de drukknopen te wijzigen zijn het variëren van het faseverschil tussen de geluidsgolven, het variëren van de onderlinge afstand tussen geluidsbronnen en het variëren van de oriëntatie van de geluidsbronnen. In deze masterproef wordt gebruik gemaakt van de laatste twee. Gebaseerd op een theoretische afleiding van de knoopverdeling in functie van de onderlinge afstand tussen de transducers en hun oriëntatie, is een praktische opstelling uitgebouwd. Daarmee is gedeeltelijk aangetoond hoe twee objecten op één rechte, aan een constante snelheid, naar elkaar toe kunnen bewegen door gebruik van akoestische levitatie. Deze praktische opstelling is op dit moment nog niet volledig afgewerkt. Wel is het reeds mogelijk horizontale translatie van een zwevend object te veroorzaken van ongeveer 5 mm. Ook de software voor het aansturen van de stappenmotoren werkt.

Om de doelstelling te behalen dat de twee objecten uiteindelijk samenkomen in één knoop, moeten nog twee problemen opgelost worden. Enerzijds moet de lineaire geleiding geoptimaliseerd worden en anderzijds moeten de EMC-problemen weggewerkt worden. De vooruitzichten daarvoor zijn positief.

Deze masterproef kan zeker vervolgd worden. Onderzoek naar de optimale vorm van een reflector en onderzoek naar het leviteren van vloeistoffen kan gedaan worden. Ook de praktische opstelling kent uitbreidingsmogelijkheden. Door de aansturing van de stappenmotoren zodanig te programmeren, kunnen de zwevende objecten gelijk welk traject dat bestaat uit twee dimensies volgen, bijvoorbeeld een cirkel.

Referenties

- [1] F. Arai, D. Andou, Y. Nonoda, T. Fukuda, H. Iwata, and K. Itoigawa, "Integrated microendeffector for micromanipulation," *IEEE/ASME Trans. Mechatronics*, vol. 3, no. 1, pp. 17–23, Mar. 1998.
- [2] A. Bardoel (2012), Aerodynamic levitator allows samples to 'float on air' [Online]. <http://neutrons.ornl.gov/research/highlights/NOMAD/levitator.html> (datum van opzoeking: 10/05/2014)
- [3] C. Elbuken, M. B. Khamesee, and M. Yavuz, "Magnetic levitation as a micromanipulation technique for MEMS," *2009 Int. Conf. Mechatronics Autom.*, vol. 955, pp. 955–959, Aug. 2009.
- [4] Y. Huang, P. Cheng, and C.-H. Menq, "Dynamic Force Sensing Using an Optically Trapped Probing System," *Natl. Institues Heal. under Grant*, vol. 16, no. 6, pp. 1–21, 2013.
- [5] G. Thalhammer, R. Steiger, M. Meinschad, M. Hill, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Combined acoustic and optical trapping.," *Biomed. Opt. Express*, vol. 2, no. 10, pp. 2859–70, Oct. 2011.
- [6] D. L. Geng, W. J. Xie, and B. Wei, "Containerless solidification of acoustically levitated Ni–Sn eutectic alloy," *Appl. Phys. A*, vol. 109, no. 1, pp. 239–244, Jul. 2012.
- [7] J. K. R. Weber, C. a Rey, J. Neufeind, and C. J. Benmore, "Acoustic levitator for structure measurements on low temperature liquid droplets.," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 80, no. 8, p. 083904, Aug. 2009.
- [8] R. Mondragon, L. Hernandez, J. Enrique Julia, J. Carlos Jarque, S. Chiva, B. Zaitone, and C. Tropea, "Study of the drying behavior of high load multiphase droplets in an acoustic levitator at high temperature conditions," *Chem. Eng. Sci.*, vol. 66, no. 12, pp. 2734–2744, Jun. 2011.
- [9] N. Bjelobrk, M. Nabavi, and D. Poulikakos, "Acoustic levitator for contactless motion and merging of large droplets in air," *J. Appl. Phys.*, vol. 112, no. 5, p. 053510, 2012.
- [10] R. J. K. Weber, C. J. Benmore, S. K. Tumber, A. N. Taylor, C. a Rey, L. S. Taylor, and S. R. Byrn, "Acoustic levitation: recent developments and emerging opportunities in biomaterials research.," *Eur. Biophys. J.*, vol. 41, no. 4, pp. 397–403, Apr. 2012.
- [11] K. Bonsor (2000), How Maglev Trains Work [Online]. <http://science.howstuffworks.com/transport/engines-equipment/maglev-train.htm> (datum van opzoeking: 11/05/2014)
- [12] D. Russel (2002), What is a wave? [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/waves-intro/waves-intro.html> (datum van opzoeking 21/04/2014)
- [13] M. Monte, *Fysica*, 1st ed. London: Pearson, 2008, p. 107-203
- [14] G. Porges, *Applied Acoustics*, 1st ed. London: Edward Arnold, 1977, p. 180.
- [15] B. Vervisch, *Machineoptimalisatie*. Kortrijk, België: Ugent, campus Kortrijk, 2014.
- [16] D. Bies, C. Hansen, and U. of A. Depertmant of Mechanical Engineering, *ENGINEERING NOISE CONTROL Theory and practice*. London: Unwin Hyman Ltd, 1988, p. 413.

- [17] D. Russel (2008), Wave Motion in Time and Space [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/wave-x-t/wave-x-t.html> (datum van opzoeking: 22/04/2014)
- [18] D. Russel (1996), Superposition of Waves [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/superposition/superposition.html> (datum van opzoeking: 22/04/2014)
- [19] D. Russel (2011), Reflection from an Impdance Discontinuity and the Standing Wave Ration [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/SWR/SWR.html> (datum van opzoeking: 22/04/2014)
- [20] D. Russel (2012), Standing Sound Waves (Longitudinal Standing Waves) [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/StandingWaves/StandingWaves.html> (datum van opzoeking: 22/04/2014)
- [21] T. Wilson (2007), How Acoustic Levitation Works [Online]. <http://science.howstuffworks.com/acoustic-levitation.htm> (datum van opzoeking: 21/10/2013)
- [22] W. Xie, C. Cao, Y. Lü, and B. Wei, "Eutectic growth under acoustic levitation conditions," *Phys. Rev. E*, vol. 66, no. 6, p. 061601, Dec. 2002.
- [23] S. Wang, M. Tsai, and S. Member, "Implementation and Analysis of Noncontact Acoustic Tweezers Using Quasi-Standing Waves," vol. 18, no. 3, pp. 1019–1026, 2013.
- [24] K. Yosioka and Y. Kawasima, "Acoustic radiation pressure on a compressible sphere," *Acustica* 5, 1955, pp. 167–173.
- [25] L. P. Gor'kov, "On the Forces Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in a Ideal Fluid," *Sov. Phys. Dokl.*, vol. 6, p. 773, 1962.
- [26] T. Kozuka, K. Yasui, T. Tuziuti, A. Towata, J. Lee, and Y. Iida, "Measurement and Numerical Calculation of Force on a Particle in a Strong Acoustic Field Required for Levitation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 48, no. 7, p. 07GM09, Jul. 2009.
- [27] L. V. King, "On the Acoustic Radiation Pressure on Spheres," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 147, no. 861, pp. 212–240, Nov. 1934.
- [28] J. Magil, F. Capone, R. Beukers, P. Wemer, and R. W. Ohse, "Proceedings of the 10th European Conference on Thermophysical Properties," pp. 571–581, 1986.
- [29] V. Vandaele, A. Delchambre, and P. Lambert, "Acoustic wave levitation: Handling of components," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 12, p. 124901, 2011.
- [30] J. Fuchs (2012), Piezoelectric Transducers [Online]. <http://www.ctgclean.com/tech-blog/2012/01/ultrasonics-transducers-piezoelectric-hardware/> (datum van opzoeking: 22/11/2013)
- [31] NDT Resource Center, Piezoelectric Transducers [Online]. <http://www.ndt-ed.org/EducationResources/CommunityCollege/Ultrasonics/EquipmentTrans/piezotransducers.htm> (datum van opzoeking: 22/11/2013)
- [32] APC International (2014), Piezoelectric constants [Online]. <https://www.americanpiezo.com/knowledge-center/piezo-theory/piezoelectric-constants.html> (datum van opzoeking: 26/04/2014)
- [33] S.-H. Wang and M.-C. Tsai, "Dynamic modeling of thickness-mode piezoelectric transducer using the block diagram approach.," *Ultrasonics*, vol. 51, no. 5, pp. 617–24, Jul. 2011.

- [34] Y. Kuang, Y. Jin, S. Cochran, and Z. Huang, "Resonance tracking and vibration stabilization for high power ultrasonic transducers", *Ultrasonics*, vol. 54, no. 1, pp. 187–94, Jan. 2014.
- [35] A. Stindt, M. Andrade, M. Albrecht, J. C. Adamowski, U. Panne, and J. Riedel, "Experimental and numerical characterization of the sound pressure in standing wave acoustic levitators", *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 85, no. 1, p. 15110, Jan. 2014.
- [36] C. R. P. Courtney, C.K. Ong, B. W. Drinkwater, A. L. Bernassau, P. D. Wilcox, and D. R. S. Cumming, "Manipulation of particles in two dimensions using phase controllable ultrasonic standing waves," *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 468, no. 2138, pp. 337–360, Sep. 2011.
- [37] K. Stockman, *Geavanceerde aandrijftechniek*. Kortrijk, België: Ugent, campus Kortrijk, 2014.
- [38] C. Gasparini and J. Vorenholt, "Stepper Motor Resonance Measurement Setup with the AMIS-3052x/NCV7052x Evaluation Kit", *Semiconductor Components Industries.*, Rev. 1, p. 5, Feb. 2009.
- [39] IQRF, *SPI Implementation in IQRF TR modules, User's guide*, vol. I. Jicin, Czech Republic, EU: MICRORISC s.r.o., 2013, p. 10.
- [40] B. Vanwalleghem, *Stappenplan voor dSPACE - Control Desk*, Vol. I. Kortrijk, België: Ugent, campus Kortrijk, 2013, p. 20.
- [41] dSPACE, *DS1104 R&D Controller Board Hardware Installation and Configuration*, Release 4.1 Paderborn, Germany: dSPACE GmbH, 2013, p. 170.
- [42] D. Russel (2011), Radiation from a Baffled Piston (model for a loudspeaker) [Online]. <http://www.acs.psu.edu/drussell/Demos/BaffledPiston/BaffledPiston.html> (datum van opzoeking: 22/04/2014)

Bijlage A Afleidingen

A.1. Geluidssnelheid

De geluidssnelheid kan bepaald worden met onderstaande formule. Daarbij is K_c de compressiemodulus en ρ de massadichtheid van het medium.

$$c = \sqrt{\frac{K_c}{\rho}} \quad (\text{A.1})$$

Lucht kan behandeld worden als een perfect gas dat voldoet aan de algemene gaswet $pV = m_g R T_k$ waarin p de absolute druk is, V het volume, m_g de hoeveelheid gas in kg, R de gasconstante ($= 287 \text{ J/kgK}$) en T_k de absolute temperatuur. Het geluid plant zich zodanig snel voort dat er geen tijd is voor warmte-uitwisseling. Daardoor gaat het hier over een adiabatisch proces met adiabatische constante γ , waarvoor geldt [14], [15] :

$$p V^\gamma = \text{constant} \quad (\text{A.2})$$

(A.2) Afleiden naar V :

$$V^\gamma \frac{dp}{dV} + \gamma p V^{\gamma-1} = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$V^\gamma \frac{dp}{dV} = -\gamma p V^{\gamma-1} \quad (\text{A.4})$$

Beide leden van (A.4) delen door $V^{\gamma-1}$:

$$\frac{V}{dV} dP = -\gamma p \quad (\text{A.5})$$

In (A.5) is dV is een positieve verandering in volume dus is $-dV$ een afname in volume. De compressiemodulus K_c kan samen met (A.5) gegeven worden als:

$$K_c = -V \frac{dp}{dV} = \gamma p \quad (\text{A.6})$$

Via de algemene gaswet hierboven kan de massadichtheid ρ bepaald worden:

$$\rho = \frac{m_g}{V} = \frac{p}{RT_k} \quad (\text{A.7})$$

Vergelijking (A.6) en (A.7) invullen in vergelijking (A.1) geeft dan de volgende formule voor het bepalen van de geluidssnelheid c :

$$c = \sqrt{\gamma R T_k} \quad (\text{A.8})$$

γ en R in (A.8) zijn constanten ($\gamma = 7/5$ voor lucht) en kunnen voorop geplaatst worden. Dit wil zeggen dat de geluidssnelheid in lucht enkel afhankelijk is van de absolute temperatuur T_k :

$$c = 20.05 \sqrt{T_k} \quad (\text{A.9})$$

A.2. Verband tussen de akoestische variabelen

De elasticiteitsmodulus E , of bij geluidsgolven de compressiemodulus K_c , is bepaald als de verhouding tussen spanning en verlenging [14]. In het geval van geluid is de spanning de akoestische druk p en is de verlenging dD/dz , waarvan D de verplaatsing in z -richting is.

$$K_c = \frac{\text{spanning}}{\text{verlenging}} = \frac{-p_{ak}}{dD/dz} \quad (\text{A.10})$$

Uit vergelijking (A.1) geldt ook dat $K_c = \rho c^2$, dus kan de akoestische druk p_{ak} geschreven worden als:

$$p_{ak} = -\rho c^2 \frac{dD}{dz} \quad (\text{A.11})$$

Het minteken in (A.11) is omdat een toename van druk, een afname van verlenging betekent. D is bepaald met vergelijking (2.1). Deze vergelijking afleiden naar z :

$$\frac{dD}{dz} = D_{max} k \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A.12})$$

(A.12) Invullen in vergelijking (A.11):

$$p_{ak} = -\rho c^2 D_{max} k \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A.13})$$

In (A.13) is $k = 2\pi f / \lambda c$, dus kan (A.13) geschreven worden als:

$$p_{ak} = -p_{max} \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A.14})$$

$$p_{max} = 2\pi \rho c D_{max} f \quad (\text{A.15})$$

(A.14) en (A.15) geven het verband tussen de akoestische druk p_{ak} en de verplaatsing D . De deeltjessnelheid u is gelijk aan dD/dt . D afleiden naar de tijd t :

$$u = \frac{dD}{dt} = -D_{max} \omega \cos(kz - \omega t) \quad (\text{A.16})$$

Vergelijking (A.13) delen door vergelijking (A.16) geeft het volgende verband tussen akoestische druk p_{ak} en snelheid u :

$$u(z, t) = \frac{p_{ak}(z, t)}{\rho c} \quad (\text{A.17})$$

In (A.17) is ρ de massadichtheid van het medium en c de geluidssnelheid in dat medium. Zo kan ook de akoestische impedantie Z gedefinieerd worden [15]:

$$Z = \frac{p(z, t)}{u(z, t)} = \rho c \quad (\text{A.18})$$

A.3. Intensiteit

Elk deeltje in een akoestisch medium zal trillen volgens een harmonische beweging en heeft zowel potentiële als kinetische energie [14]. De potentiële energie van een element met volume V is bepaald als $E_p = -\int p_{ak} dV$, met een minteken omdat een toename van druk een afname van volume betekent en een toename van energie. Voor een longitudinale golf die zich voortbeweegt in de z -richting, is het volume V :

$$V = V_0 \left(1 + \frac{dD}{dz}\right) \quad (\text{A.19})$$

In (A.19) is V_0 het volume in evenwicht, D de verplaatsing in z -richting en $\frac{dD}{dz}$ de volumetrische spanning. Voor een longitudinale golf geldt volgens (A.10) dat $\frac{dD}{dz} = -\frac{p_{ak}}{K} = -\frac{p_{ak}}{c^2 \rho}$, dus:

$$V = V_0 \left(1 - \frac{p_{ak}}{c^2 \rho}\right) \quad (\text{A.20})$$

Dus is de potentiële energie E_p :

$$E_p = -\int p_{ak} dV = \int \frac{V_0}{c^2 \rho} p_{ak} dp = \frac{p_{ak}^2}{2c^2 \rho} V_0 \quad (\text{A.21})$$

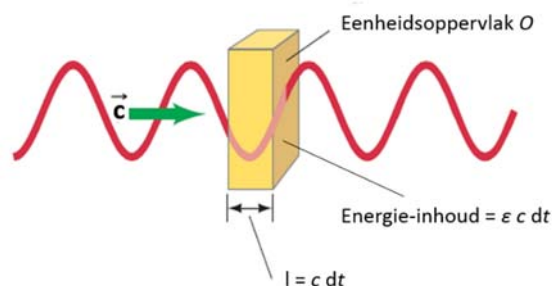
De constante van de integratie van (A.21) is nul omdat $E_p = 0$ als $p_{ak} = 0$. De kinetische energie van een harmonisch trillend deeltje is bepaald met $E_k = \frac{1}{2} m c^2$ [13] waarin c de geluidssnelheid is en m de massa van het deeltje. Aangezien $m = \rho V_0$, is $E_k = \frac{1}{2} \rho c^2 V_0$. De totale energie E_t is de som van E_k en E_p :

$$E_t = \frac{p_{ak}^2}{2c^2 \rho} V_0 + \frac{1}{2} \rho c^2 V_0 = \frac{p_{ak}^2 V_0}{\rho c^2} \quad (\text{A.22})$$

De energiedichtheid e is gedefinieerd als de totale energie per volume-eenheid:

$$e = \frac{E_t}{V_0} = \frac{p_{ak}^2}{\rho c^2} \quad (\text{A.23})$$

De intensiteit I van de geluidsgolf is het gemiddelde van de totale energie E_t dat door een eenheidsoppervlak O loodrecht op de voortplantingsrichting gaat. Figuur A.1 brengt meer duidelijkheid.



Figuur A.1: Geluidsgolf die zich voortplant door een eenheidsoppervlak O gedurende een tijd dt met een snelheid c [13]

Net zoals druk en deeltjessnelheid longitudinale golven zijn, is ook de energie dat. De energie plant zich gedurende elke tijd dt voort door een kolom (geel) met eenheidsoppervlak O en met lengte cdt . De energie is

dan bepaald als $e c dt$. Gemiddeld gezien valt dt weg en is de gemiddelde energiestroom, ofwel de intensiteit I bepaald als:

$$I = e c = \frac{p_{ak}^2}{\rho c} \quad (\text{A.24})$$

In (A.24) is de druk p_{ak} een variërende waarde. Vergelijking (A.24) geldt ook voor de amplitudewaarde of effectieve waarde. Na gebruik van vergelijking (A.14):

$$I = \frac{p_{max}^2}{\rho c} \cos^2(kz - \omega t) \quad (\text{A.25})$$

Via de goniometrische gelijkheid $\cos^2 x = (1 + \cos 2x)/2$ kan (A.25) geschreven worden als:

$$I = \frac{p_{max}^2}{2 \rho c} + \frac{p_{max}^2}{2 \rho c} \cos(2(kz - \omega t)) \quad (\text{A.26})$$

Alle leden in (A.26) integreren met ondergrond 0 en bovengrens de periode T en delen door T :

$$\frac{1}{T} \int_0^T I dt = \frac{1}{2T\rho c} \int_0^T \Delta p_{max}^2 dt + \frac{1}{2T\rho c} \int_0^T p_{max}^2 \cos(2(kz - \omega t)) dt \quad (\text{A.27})$$

De cosinus-term in (A.27) zal wegvallen, na vereenvoudigen geldt voor de gemiddelde intensiteit I :

$$I = \frac{p_{max}^2}{2 \rho c} = \frac{p_{eff}^2}{\rho c} \quad (\text{A.28})$$

A.4. Vlakke en sferische golven

A.4.1. Vlakke golven

Bij vlakke golven vereenvoudigt de gelineariseerde golfvergelijking (2.14) zich tot onderstaande vergelijking (A.29) en dit omdat de voortplanting enkel in z -richting is [16]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (\text{A.29})$$

In (A.29) is Φ het akoestisch potentiaal en c de geluidssnelheid. Een oplossing voor (A.29) kan gevonden worden door directe substitutie:

$$\Phi = f(ct +/ -z) \quad (\text{A.30})$$

De functie in (A.30) voor Φ beschrijft een distributie langs de z -as op elk ogenblik t , of een variatie in de tijd t op elk vast punt z . Het plusteken is voor een golf die zich voortplant in negatieve z -richting en het minteken is voor een golf die zich voortplant in positieve z -richting. Door gebruik van de definitie van het akoestisch potentiaal $u = -\nabla\Phi$, kan het verband tussen akoestische druk p_{ak} en deeltjessnelheid u bepaald worden.

$$u = -/+ f'(ct +/ -z) \quad (\text{A.31})$$

In (A.31) is ' de eerste afgeleide. Uit de gelineariseerde golfvergelijking (2.14) volgt:

$$p_{ak} = \rho c f'(ct +/ -z) \quad (\text{A.32})$$

In (A.32) is ρ de massadichtheid van het akoestisch medium. Door delen van (A.32) door (A.31) geldt bij vlakke golven:

$$\frac{p_{ak}}{u} = \pm \rho c \quad (\text{A.33})$$

In (A.33) is het plusteken voor golven die zich in positieve richting voortplanten en het minteken voor golven die zich in negatieve richting voortplanten.

De intensiteit I is de vermogenuitwisseling per eenheidsoppervlak en is bepaald in bijlage A3 hierboven, zie (A.28).

A.4.2. Sferische golven

Bij sferische golven vereenvoudigt de gelineariseerde golfvergelijking (2.14) zich tot vergelijking (A.34) hieronder [16]. Daarin is r de afstand van de puntbron tot een observatiepunt. Enkel de radiale termen vanwege de puntbron:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \quad (\text{A.34})$$

Na uitwerken van (A.34):

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] = \frac{2}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\Phi + r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (r\Phi)}{\partial r^2} \quad (\text{A.35})$$

Zo kan vergelijking (A.34) herschreven worden tot:

$$\frac{\partial^2(r\Phi)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2(r\Phi)}{\partial t^2} \quad (\text{A.36})$$

Vergelijking (A.36) is zeer gelijkaardig aan de oplossing voor vlakke golven in (A.29). De term r is er nu bijgekomen. (A.36) wordt opgelost door directe substitutie:

$$r\Phi = f(ct - /+r) \text{ of } \Phi = \frac{f(ct - /+r)}{r} \quad (\text{A.37})$$

Door gebruik van de definitie van het akoestisch potentiaal $u = -\nabla\Phi$ en de gelineariseerde golfvergelijking (2.14), kan het verband tussen akoestische druk p_{ak} en deeltjessnelheid u bepaald worden.

$$p_{ak} = \rho c \frac{f'(ct - /+r)}{r} \quad (\text{A.38})$$

$$u = \frac{f(ct - /+r)}{r^2} + /- \frac{f'(ct - /+r)}{r} \quad (\text{A.39})$$

Indien het eerste teken gekozen wordt in (A.39), beschrijven bovenstaande vergelijkingen een sferische golf die afneemt in amplitude naar mate de straal r groter wordt. Indien het tweede teken gekozen wordt, beschrijven deze vergelijkingen een convergerende sferische golf die toeneemt in amplitude naarmate de straal r afneemt naar de bron toe.

Zoals bij vlakke golven kan hier ook de akoestische impedantie bepaald worden. Dat is de verhouding tussen akoestische druk p_{ak} en deeltjessnelheid u . Door gebruik van vergelijkingen (A.38) en (A.39) en na vereenvoudigen is de akoestische impedantie Z :

$$Z = \frac{p_{ak}}{u} = \rho c \frac{rf'(ct - /+r)}{f(ct - /+r) + /-rf'(ct - /+r)} \quad (\text{A.40})$$

Vergelijking (A.40) kan ook herschreven worden in termen van amplitude en fase φ door gebruik van de formule van Euler [16], met k het golfgetal:

$$\frac{p_{ak}}{u} = \rho c \cos(\varphi) e^{j\varphi} \text{ met } \varphi = \arctan\left(\frac{1}{kr}\right) \quad (\text{A.41})$$

De intensiteit I kan bepaald worden door de (A.41) in functie van u te schrijven en dan de reële delen van u en p_{ak} te vermenigvuldigen:

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T p_{ak} u \, dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{p_{ak}^2 \cos \beta}{\rho c \cos \beta} \, dt = \frac{p_{rms}^2}{\rho c} \quad (\text{A.42})$$

De intensiteit I is net dezelfde als bij een vlakke golf. Bij een sferische golf is de druk p_{ak} wel omgekeerd evenredig met de afstand r , dus is de intensiteit I kwadratisch omgekeerd evenredig met de afstand r .

A.5. Akoestische kracht volgens Nyborg en Gor'kov

Een deeltje in een staande golf is aangetrokken van buik naar knoop. Volgens Nyborg en Gor'kov is de akoestische kracht F_{ak} op een object met straal r ten gevolge van de akoestische druk p_{ak} te schrijven in functie van kinetische E_k en potentiële energie E_p [26]. Hun onderzoek heeft tot onderstaande vergelijking (A.43) geleid. Daarbij is de voorwaarde dat de straal r van het deeltje klein genoeg is in vergelijking met de golflengte λ .

$$F_{ak} = V [M_{NG} \nabla \langle E_k \rangle - (1 - CV) \nabla \langle E_p \rangle] \quad (A.43)$$

$$V = \frac{4}{3} \pi r^3, M_{NG} = \frac{3(\rho - \rho_0)}{2\rho + \rho_0}, C_v = \frac{\beta}{\beta_0} \quad (A.44)$$

In (A.43) (A.44) is V het volume van het object, $\langle E_p \rangle$ de tijdsgemiddelde potentiële energie, $\langle E_k \rangle$ de tijdsgemiddelde kinetische energie, ∇ de gradiënt-functie, C_v de compressieverhouding met β en β_0 respectievelijk de compressibiliteit van het object en van het medium, M_{NG} de verhouding van massadichtheden met ρ en ρ_0 respectievelijk de massadichtheid van het object en van het medium.

Indien $p_{ak}(r)$ de akoestische druk is op positie r in het staande golfveld, dan is u de deeltjessnelheid van het deeltje op die positie. Daarmee geldt dan voor de kinetische $\langle E_k \rangle$ en potentiële energie $\langle E_p \rangle$:

$$\langle E_k \rangle = \rho_{eq} \frac{\langle u^2 \rangle}{2}, \langle E_p \rangle = c^2 \frac{\langle \rho_{eq}^2 \rangle}{2\rho_0} \text{ met } \langle \rho_{eq}^2 \rangle = \frac{(p_{ak}(r))^2}{2c^4} \quad (A.45)$$

' $\langle \rangle$ ' betekent dat het om het tijdsgemiddelde gaat. In (A.45) is c de geluidssnelheid en is ρ_{eq} een grootheid met als eenheid kg/m^3 , vandaar het gebruikte symbool voor massadichtheid. In vergelijking (A.45) is $\langle u^2 \rangle$ te schrijven als:

$$\langle u^2 \rangle = \frac{1}{\rho_0^2 \omega^2} \left[\left(\frac{\partial p_{ak}(r)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_{ak}(r)}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_{ak}(r)}{\partial z} \right)^2 \right] \langle \cos^2 \omega t \rangle \quad (A.46)$$

Indien (A.45) en (A.46) ingevuld worden in elkaar, is hieronder het resultaat te zien voor de tijdsgemiddelde kinetische en potentiële energie van een geluidsgolf die op het object inwerkt:

$$\langle E_k \rangle = \left(\frac{\rho_0}{2} x \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x}, \frac{\rho_0}{2} x \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial y}, \frac{\rho_0}{2} x \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial z} \right) \quad (A.47)$$

$$\langle E_p \rangle = \left(\frac{c^2}{2\rho_0} x \frac{\partial \langle \rho_{eq}^2 \rangle}{\partial x}, \frac{c^2}{2\rho_0} x \frac{\partial \langle \rho_{eq}^2 \rangle}{\partial y}, \frac{c^2}{2\rho_0} x \frac{\partial \langle \rho_{eq}^2 \rangle}{\partial z} \right) \quad (A.48)$$

In (A.47) en (A.48) moeten de partieel afgeleiden naar x , y en z bepaald worden. Indien de nodige grootheden in (A.43) gekend zijn, kan de akoestische kracht F_{ak} uitgezet worden in functie van de afstand tussen bron en reflector of in functie van de afstand tot de verticale as tussen bron en reflector.

Bijlage B Matlab-scripts directiviteit

Om de directiviteit op te meten wordt een microfoon gebruikt waarvan de gegevens in Matlab verwerkt kunnen worden met een NI-DAQ-kaart. Deze kaart kan binnengelezen worden door Matlab. De meting gebeurt in 4 stappen:

- 1) Drukmeting
- 2) FFT van de drukmeting
- 3) Verwerken FFT's met Excel
Voor deze stap is geen Matlab nodig. In de FFT van stap 2 wordt de drukamplitude afgelezen bij de frequentie van de geluidsgolf en opgeslaan in Excel.
- 4) Directivity plotten

1) Drukmeting

```
%drukmeting%

function [data]=DAQdirectivity()

%% gegevens
sensitivity = 0.045; % gevoeligheid van de microfoon
samplerate = 51200; % samplefrequentie (minimaal 2x op te meten frequentie)
numberofscans = 10*samplerate; % 10 seconden meettijd

%% binnennemen ni-daq
s = daq.createSession('ni');
% microfoon gebruiken als analoge input en een channel maken daarvoor
s.addAnalogInputChannel('Dev1','ai0','Microphone');
% gegevens toekennen
s.Rate = samplerate;
s.NumberOfScans = numberofscans;
s.Channels(1).Sensitivity = sensitivity;
% meting uitvoeren
data = s.startForeground();
```

2) FFT van de drukmeting

```
%%FFT van de drukmeting

data = c36; % Keuze van de data die verwerkt moet worden

%% Plotten meting
n = 0:(length(data)-1);
t_as = n/samplerate;

subplot(2,1,1), plot(t_as,data);
xlabel('tijd [s]');
ylabel('Drukamplitude [Pa]');
grid;

%% FFT + aanpassingen
% aantal samples
N = length(data);
```

```

% aanpassen amplitude
X = 2*fft(data)/N;
% shiften van de fft data
X=fftshift(X);
% frequentie-as aanpassen
if mod(N,2) == 0
    k = -N/2:N/2-1; % N is even
else
    k = -(N-1)/2:(N-1)/2; % N is oneven
end
T = N/samplerate;
f_as = k/T;
% negatieve helft verwijderen
if mod(N,2) == 0
    X = X(N/2+1:N);
    f_as = f_as(N/2+1:N);% N is even
else
    X = X((N-1)/2+1:N);
    f_as = f_as((N-1)/2+1:N); % N is oneven
end

%% plotten FFT
subplot(2,1,2), plot(f_as,abs(X));
xlabel('Frequentie [Hz]');
ylabel('Drukamplitude [Pa]');
grid;

%% drukamplitude
p = max(abs(X)) % Drukamplitude bij de frequentie van de geluidsgolf

```

4) Directivity plotten

```

%% Gegevens van de meting

data = f10;% keuze van de data

d = 0.068; % diameter transducer
T = 21.2; % Temperatuur in graden
f = 10000; % frequentie van de transducer

k = (2*pi*f)/(20.05*sqrt(273.15+T)); % golfgetal

ka = k*d/2 % golfgetal x straal

theta1 = data(:,1)*pi/180; % Hoek omzetten in radialen
theta2 = -pi/2:pi/1000:pi/2;

%% plotten
polar_dB(theta1, theta2,
2*besselj(1,ka*sin(theta2))./(ka*sin(theta2)),data(:,2),50,5,36)

% polar_dB maakt een directiviteitsplot die de dB-afname voorstelt onder
% een hoek phi
% phi1      = Hoeken van de drukmeting
% phi2      = Hoeken voor de theoretische bepaling. Zelfde als phi1, maar
%            dan met grotere resolutie
% gainT     = Theoretische versterking
% gainP     = Praktisch opgemeten versterking
% rangedb   = Maximaal bereid van de dB-afname

```

```

% increments = Resolutie van de dB-afname, versterkingscirkels
% rays       = Resolutie van de praktische hoek

% Gebaseerd op:
% Hakan Cakmak
% University of Duisburg-Essen,
% General and Theoretical Electrical Engineering
% hakan.cakmak@stud.uni-due.de
% Verder uitgewerkt met mogelijkheid tot praktische directiviteitsmetingen
% door:
% Foeke Vanbecelaere
% Universiteit Gent, campus Kortrijk
% Master of science in de industriële wetenschappen: Mechatronica
% foeke.vanbecelaere@ugent.be

function h = polar_dB(phi1, phi2, gainT, gainP, rangedb, increments, rays)

if nargin < 5, rays = 16; end
if nargin < 4, increments = 2.5; end
if nargin < 3, rangedb = 20; end
% phi=linspace(0,2*pi,1000); % test
% gain=(sin(phi));
if nargin < 2
    warning('myApp:argChk', 'Not enough input arguments.');
```

```

    help polar_dB;
    return;
end

gain1 = 10 * log10(abs(gainT));          % test = (isinf(gain1)-1).*gain1;
gain1(gain1== -Inf) = -rangedb;         % avoids -Inf's
gain1 = gain1 .* (gain1 > -rangedb) + (-rangedb) * (gain1 <= -rangedb);
% lowest is rangedb dB
gain1 = (gain1 + rangedb)/rangedb;      %
scale to unity max.

gain2 = 20 * log10(abs(gainP));          % test = (isinf(gain1)-1).*gain1;
gain2(gain2== -Inf) = -rangedb;         % avoids -Inf's
gain2 = gain2 .* (gain2 > -rangedb) + (-rangedb) * (gain2 <= -rangedb);
gain2 = (gain2 + rangedb)/rangedb;      %
scale to unity max.

x1 = gain1 .* cos(phi2);
y1 = gain1 .* sin(phi2);

x2 = gain2 .* cos(phi1);
y2 = gain2 .* sin(phi1);

%R = 1.2; axis([-R, R, -R, R]);

phi0=linspace(-pi/2,pi/2,180);
x0 = sin(phi0); % gain circles
y0 = cos(phi0);

patch('xdata',x0,'ydata',y0, ...
    'edgecolor','black','facecolor','w');
    hold on

%changed coordinates
h = plot(y2, x2 , y1 , x1, 'LineStyle','-'); %, 'LineWidth', 2
    hold on

```

```

c_log=(-rangedb:increments:0);
c = (c_log)/-rangedb;

for k=2:length(c_log) %gain circles
    plot(x0*c(k), y0*c(k), 'LineStyle',':', 'color','black');
end

for k=1:length(c_log) %gain circles markers
    text(0,c(k), sprintf('%.20g dB',c_log(length(c_log)-k+1)),...
        'horiz', 'center', 'vert', 'middle'); %,'fontsize', 13
end

phi_s=linspace(-pi/2,pi/2,rays+1);
x_s = sin(phi_s); % rays
y_s = cos(phi_s);

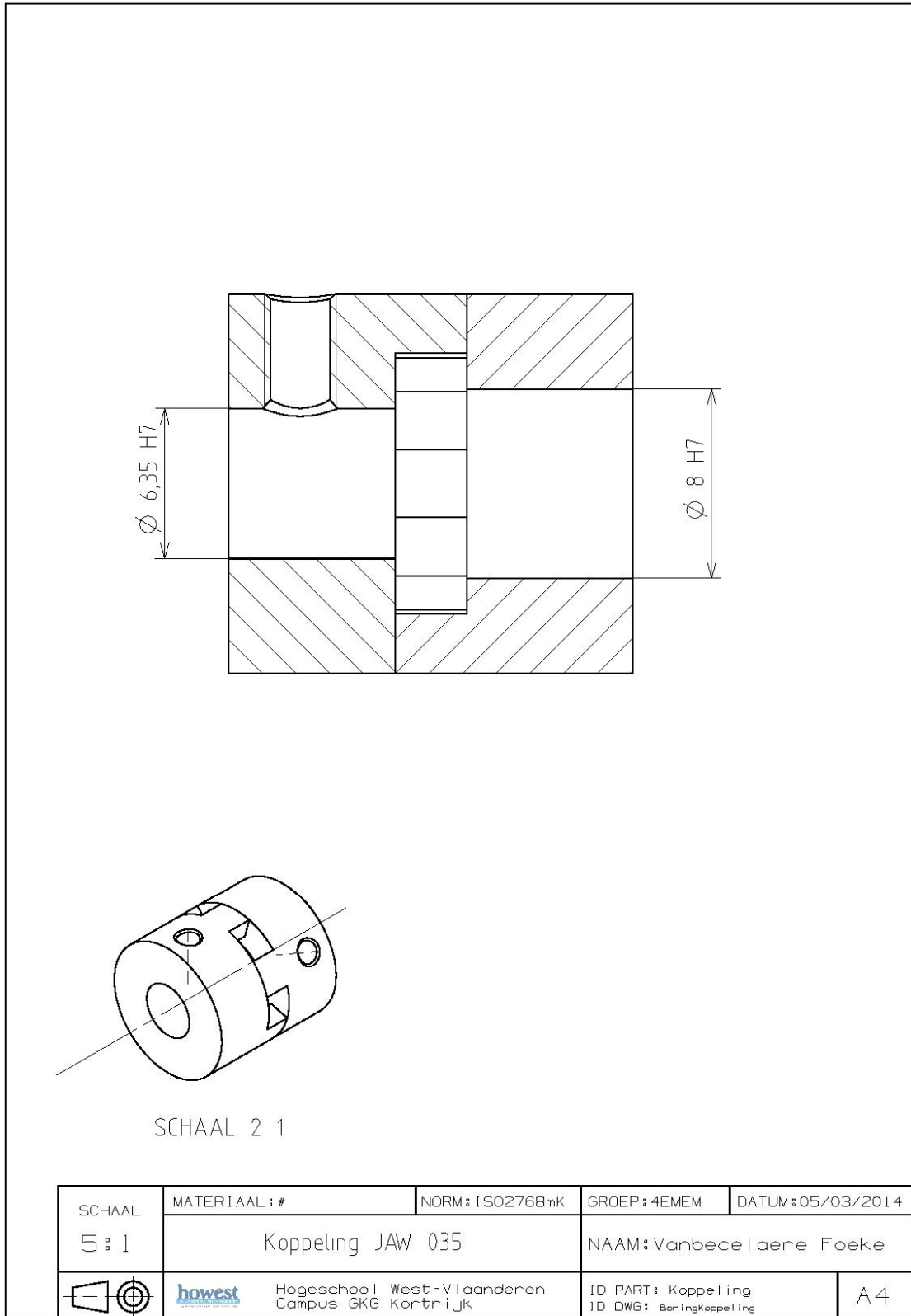
for k=1:(rays+1)
    line([x_s(k)/rangedb*increments,x_s(k)],...
        [y_s(k)/rangedb*increments,y_s(k)], 'LineStyle',':', 'color','black');
    text(1.05*x_s(k),1.05*y_s(k),...
        sprintf('%.3g°',phi_s(k)/pi*180),...
        'horiz', 'center', 'vert', 'middle'); %,'fontsize', 15
end

axis off

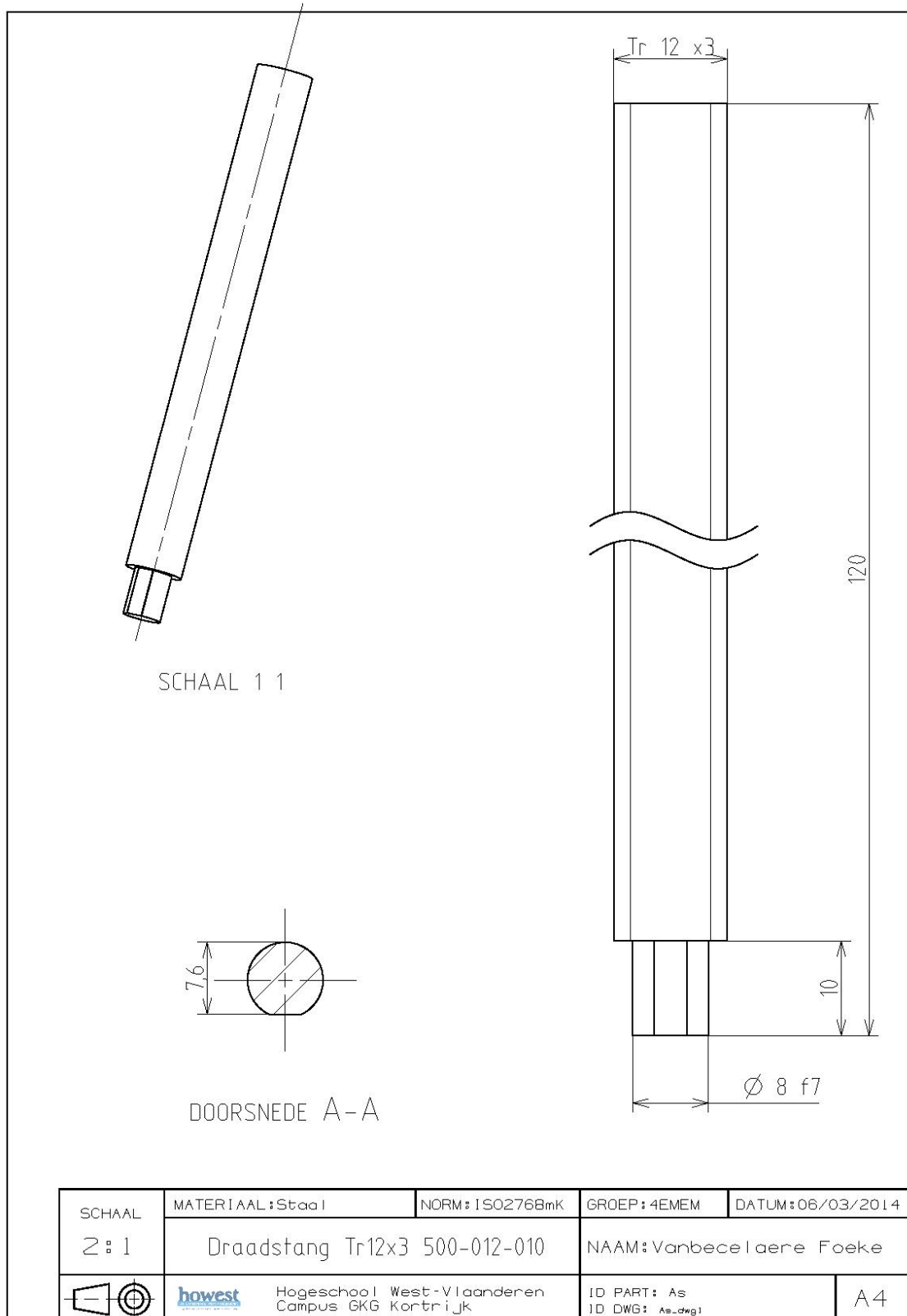
%hold off

```

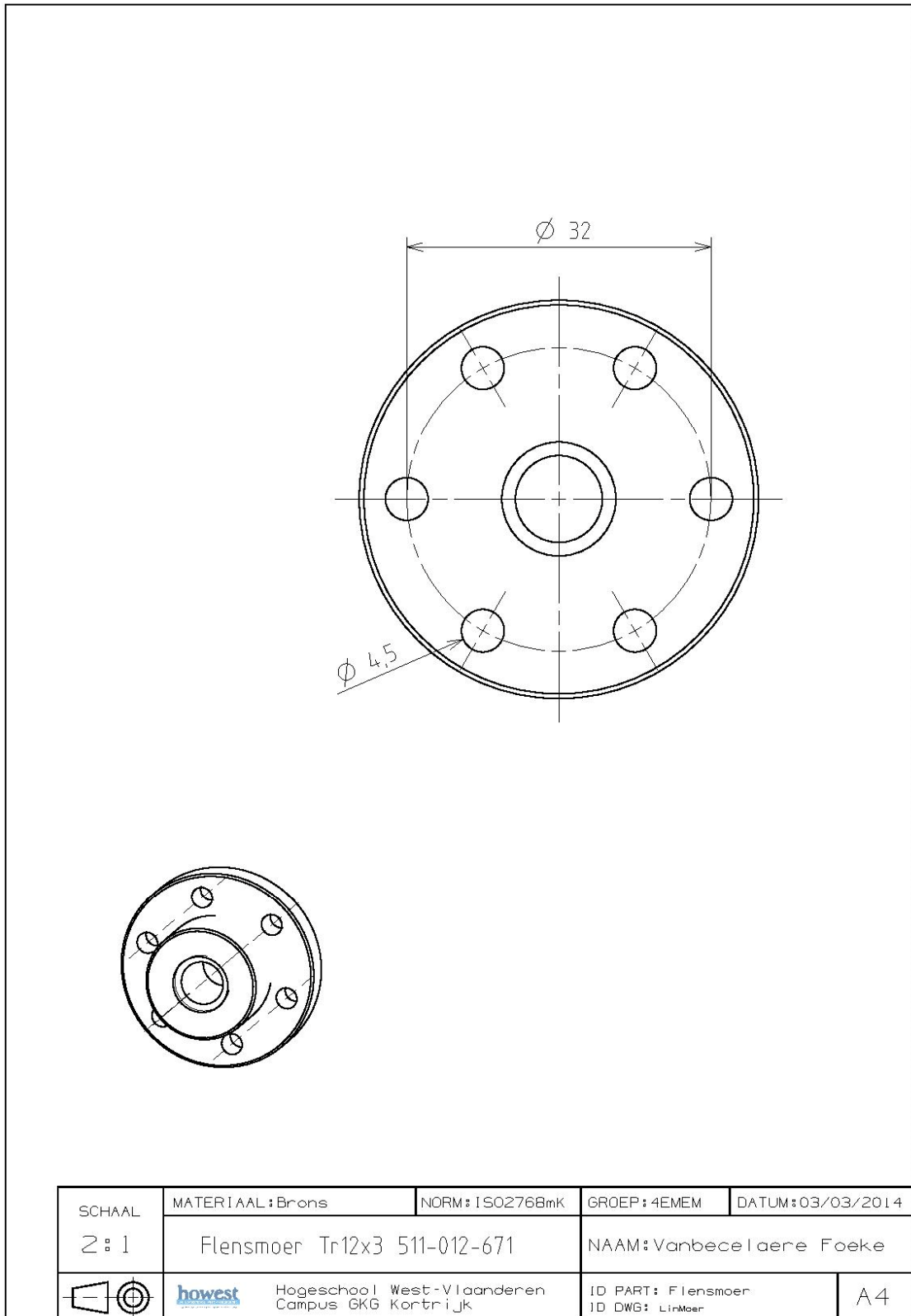
Bijlage C Technische tekeningen CAD-ontwerp



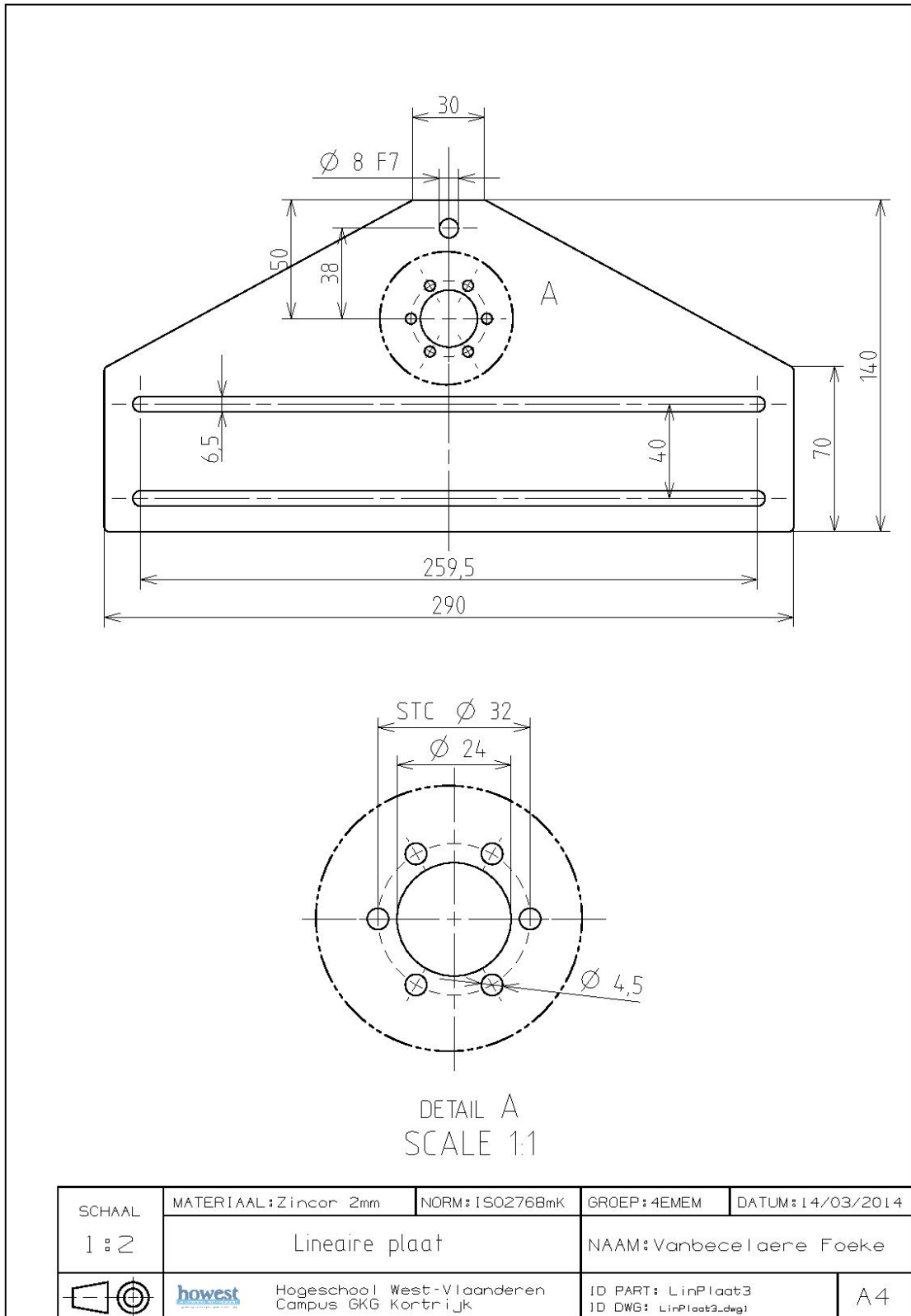
Figuur C.1: Koppeling



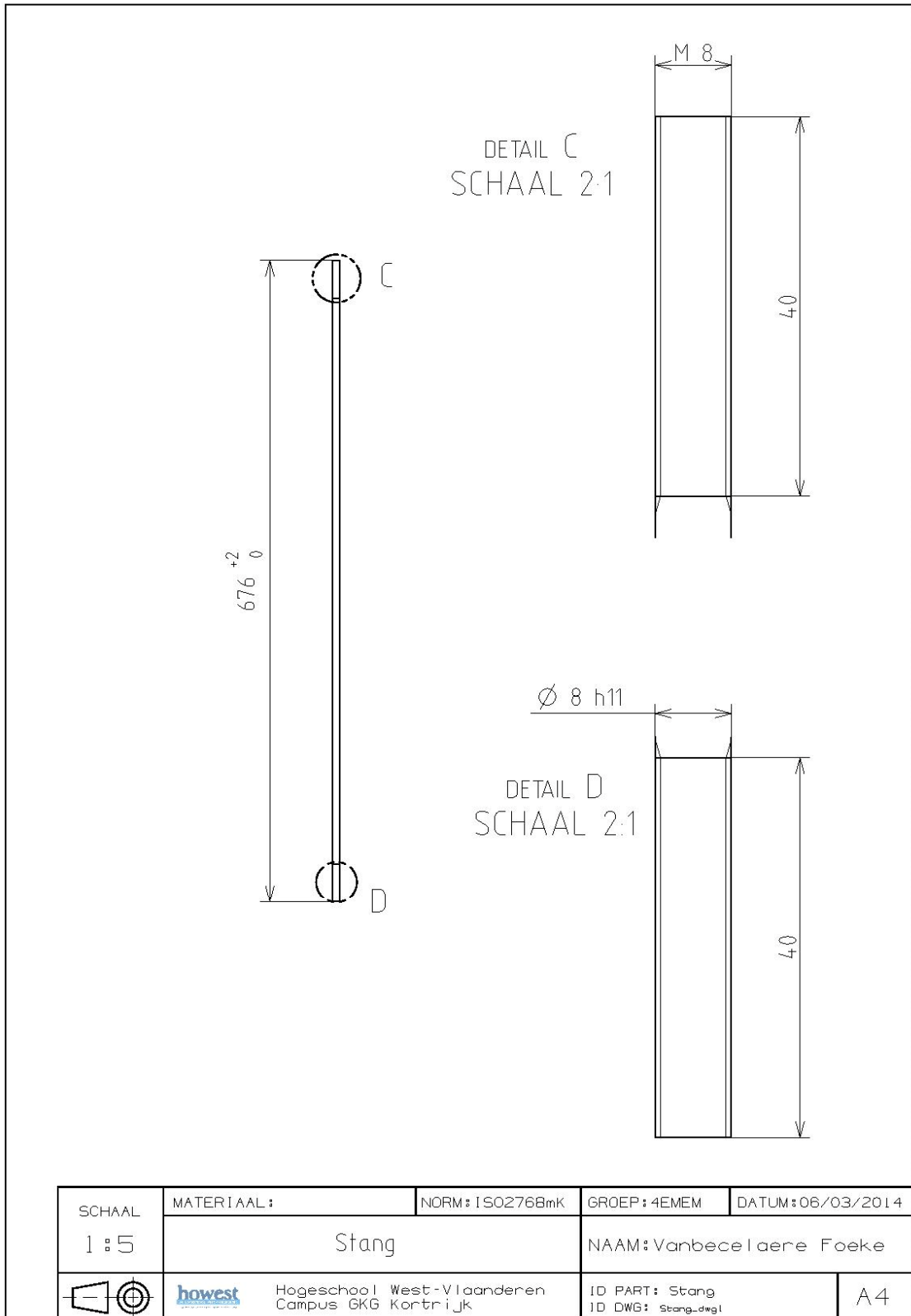
Figuur C.2: Trapeziumspindel



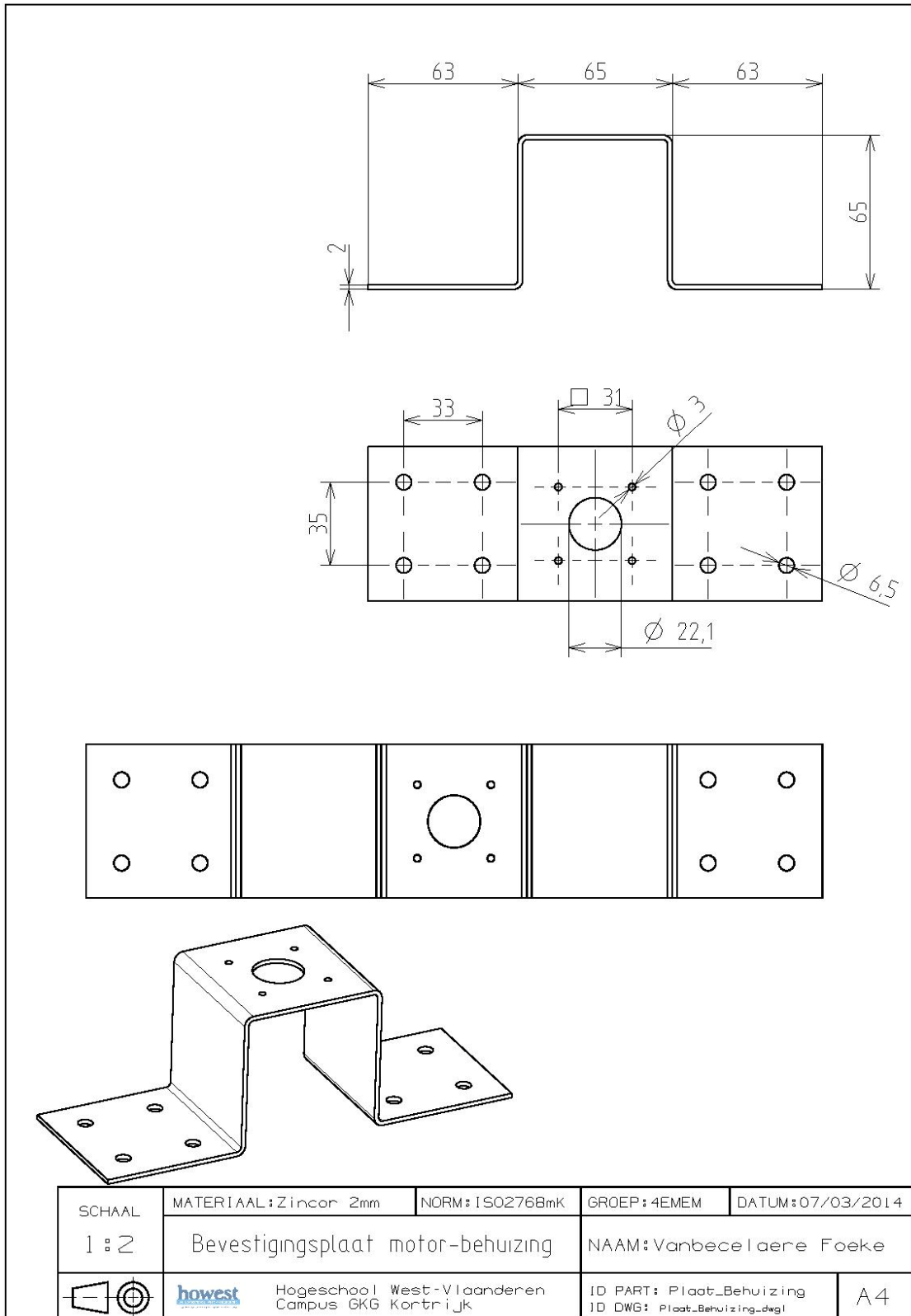
Figuur C.3: Flensmoer



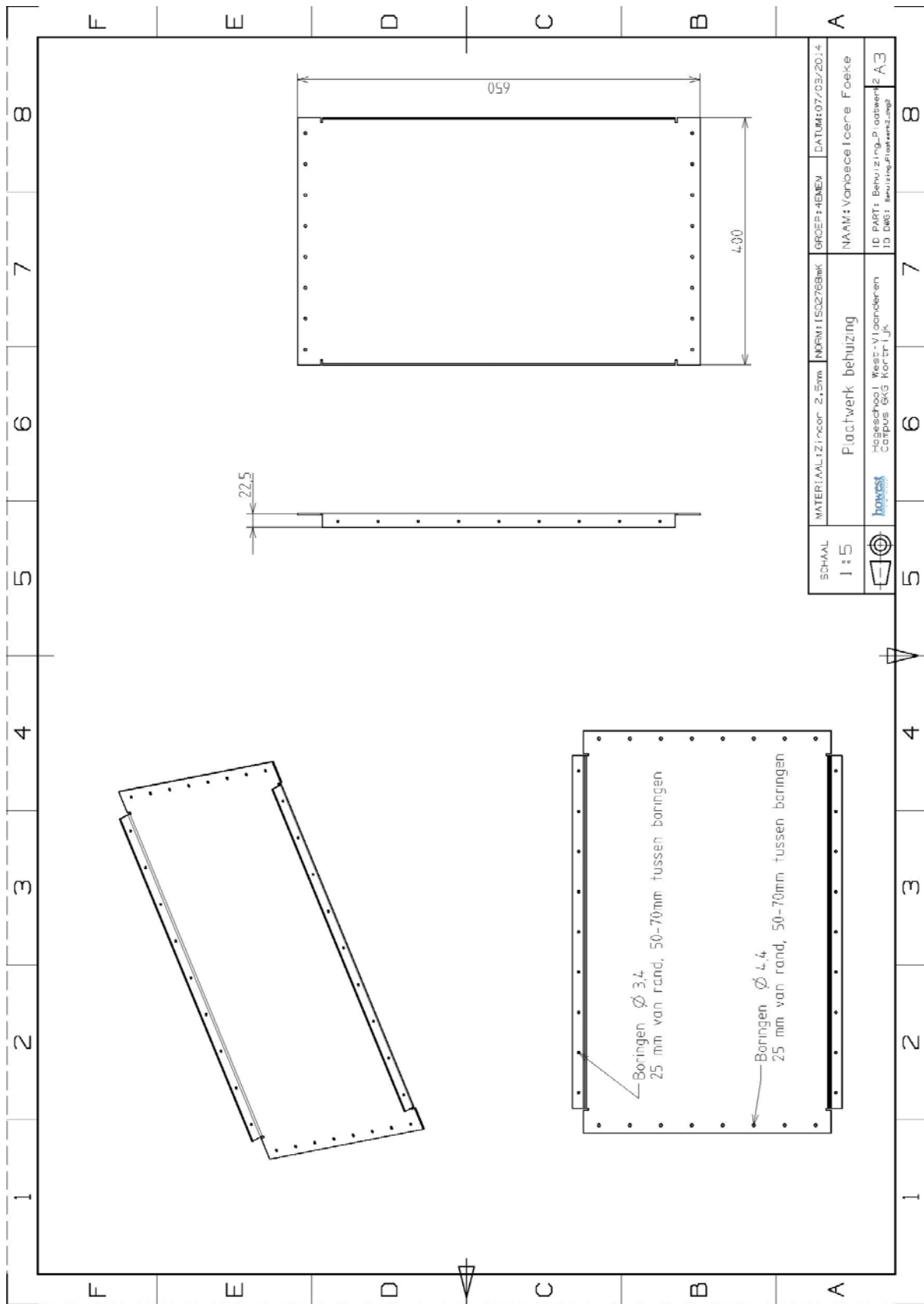
Figuur C.4: Lineaire geleidingsplaat



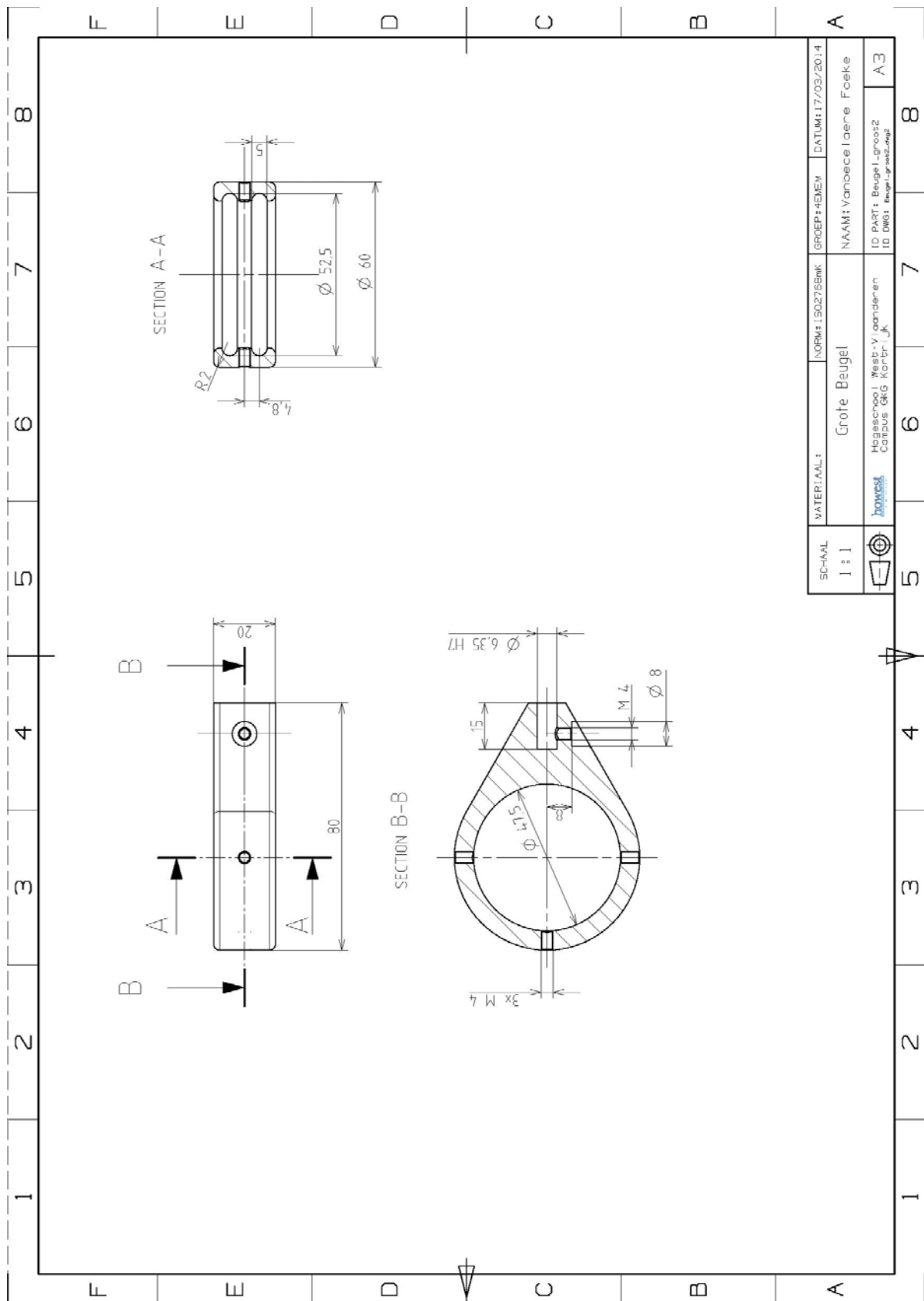
Figuur C.5: Geleidingsstang



Figuur C.6: Bevestigingsplaat stappenmotor-behuizing in plaatwerk



Figuur C.8: Behuizing in plaatwerk

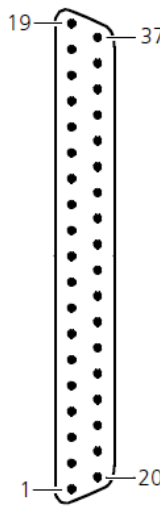


Figuur C.9: Beugel

Bijlage D CP 17 connector

In [41] zijn de verschillende connectoren te vinden om aan te sluiten op een dSPACE-matrix. In tabel 7 specifiek voor de CP 17 connector.

Tabel 7: Aansluitingspinnen van de CP 17 connector

Connector (CP17)	Pin	Signal	Pin	Signal
	19	GND		
	18	GND	37	VCC (+5 V)
	17	GND	36	VCC (+5 V)
	16	GND	35	GND
	15	IO19	34	GND
	14	IO17	33	IO18
	13	GND	32	IO16
	12	IO15	31	GND
	11	IO13	30	IO14
	10	GND	29	IO12
	9	IO11	28	GND
	8	IO9	27	IO10
	7	GND	26	IO8
	6	IO7	25	GND
	5	IO5	24	IO6
	4	GND	23	IO4
	3	IO3	22	GND
2	IO1	21	IO2	
1	GND	20	IO0	

Bijlage E Software voor de aansturing van de stappenmotoren

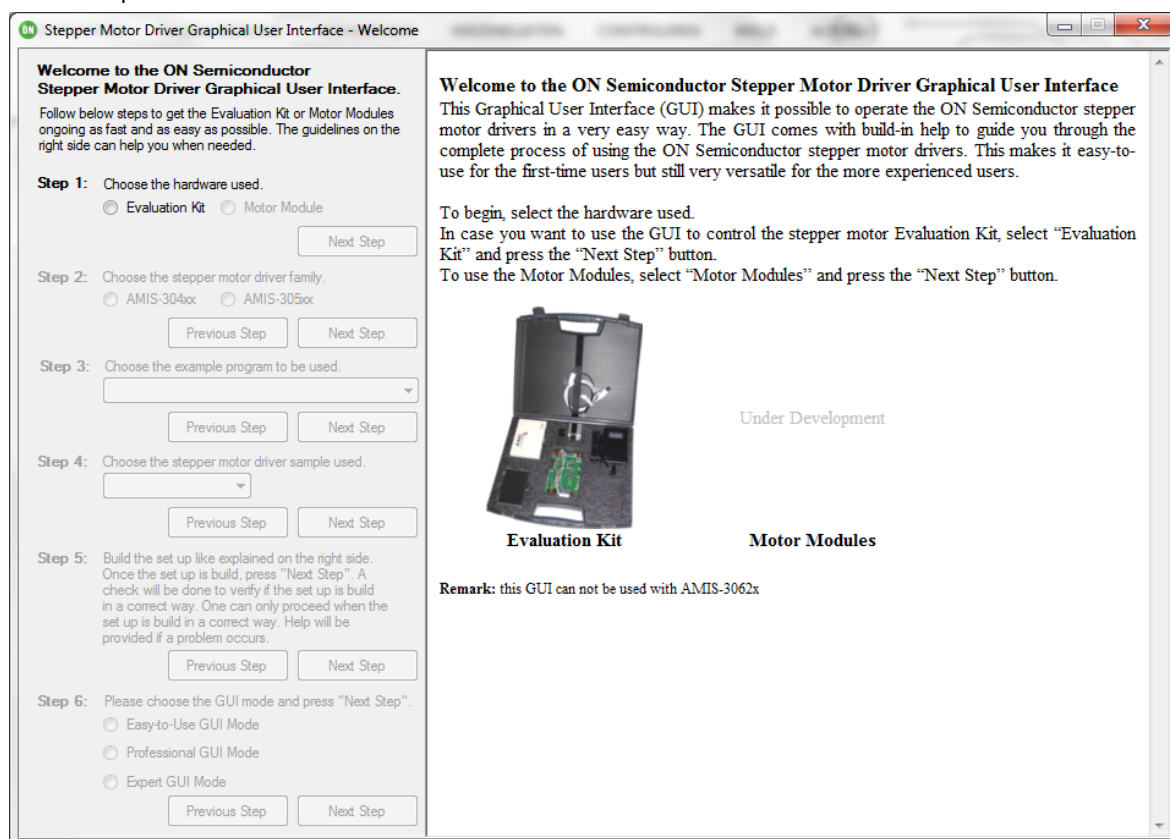
E.1. Configuratie

Met het softwareprogramma “Stepper Motor Driver GUI” van ON SemiConductor vind de configuratie van de stappenmotoren plaats. Met dit softwareprogramma zijn veel mogelijkheden, waarvan er voor deze toepassing slechts twee gebruikt worden:

- Enablen van de motor
- Instellen microstep

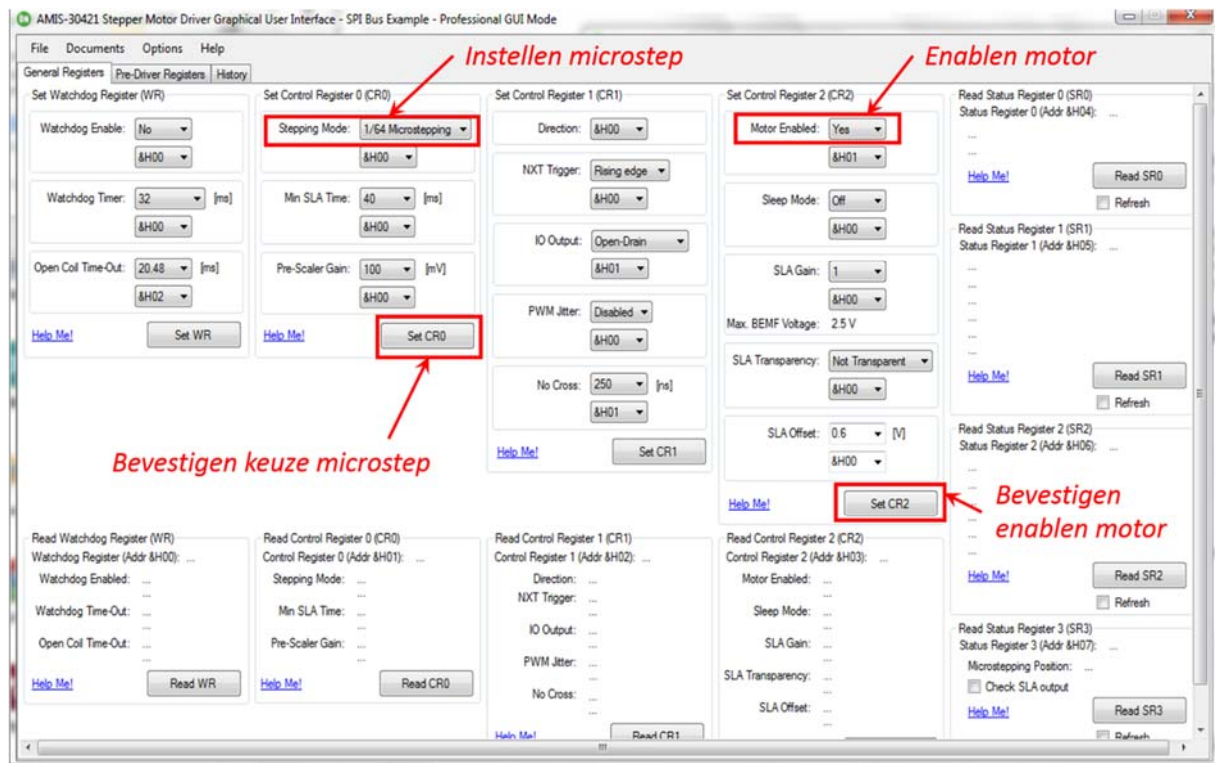
Na opstarten van het programma verschijnt het scherm in figuur E.1. Dit moet ingesteld worden volgens de toepassing die gebruikt wordt. Voor deze mastproef moet het volgende ingesteld worden:

- Step 1: Evaluation Kit
Evaluation kit wordt gebruikt om de stappenmotor te configureren
- Step 2: AMIS-304xx
- Step 3: SPI Bus
Communicatie via SPI-bus
- Step 4: AMIS-30421
Keuze van het type driver
- Step 5: Next Step
Na het juist aansluiten van kabels kan overgegaan worden naar de volgende stap
- Step 6: Professional GUI mode



Figuur E.1: Instellingen “Stepper Motor Driver GUI”

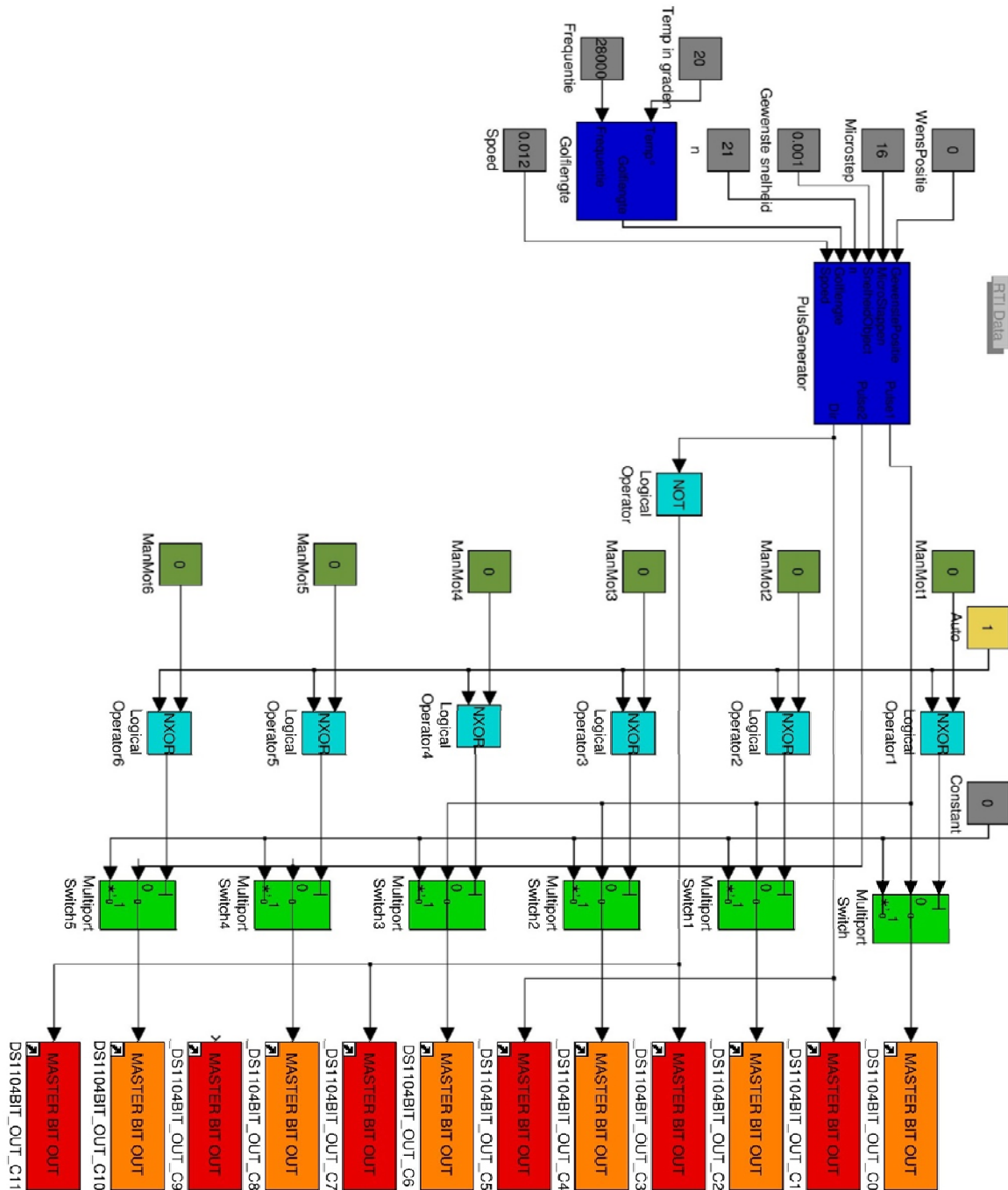
Na deze instellingen kan de motor geconfigureerd worden. Het scherm in figuur xx verschijnt. De gebruikte opties 'Enablen motor' en 'instellen microstep' zijn aangeduid in figuur E.2.



Figuur E.2: Configuratie stappenmotor met "Stepper Motor Driver GUI"

E.2. Matlab/Simulink

In deze bijlage is de software voor de aansturing van de stappenmotoren te vinden. In figuur E.3. is het hoofdschema in Simulink te zien. Hieronder een beschrijving van de werking.

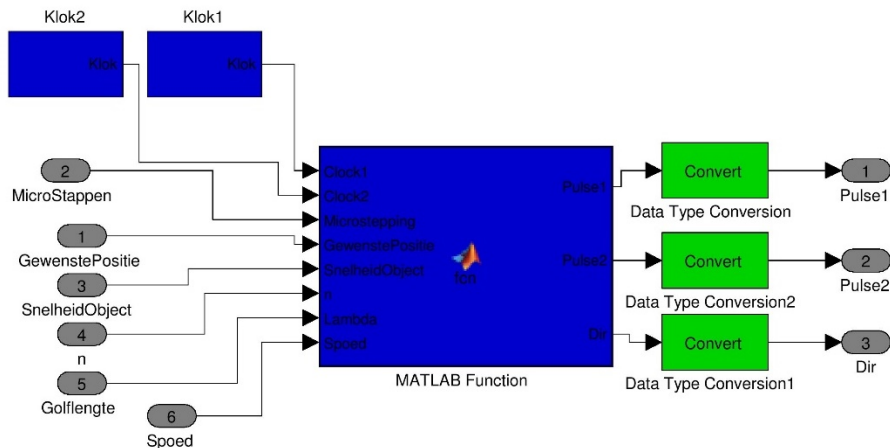


Figuur E.3: Hoofdschema in Simulink

Pulsgenerator

Elke stappenmotor heeft NXT-pulsen en DIR-pulsen nodig. De frequentie van de NXT-pulsen bepaald het toerental van de motor, de DIR-pulsen bepalen in welke richting de motor draait. Het functieblok 'PulsGenerator' in het donkerblauw zorgt voor het generen van deze NXT – en DIR – pulsen. De frequentie van deze NXT-pulsen

is niet voor elke motor dezelfde. Er zijn twee pulstreinen nodig. Eén voor de aansturing van de vier stappenmotoren die zorgen voor de oriëntatie van de transducers en één voor de aansturing van de twee stappenmotoren die zorgen voor de verticale translatie. Het toerental van de stappenmotoren en dus ook de frequentie van de pulstrein is bepaald volgens de formules in In (7.6). De nodige inputs volgen uit deze formules en zijn in het grijs aangeduid op het schema in figuur E.3. Voor het manueel instellen van de stappenmotoren is nog een bijkomende input 'wenspositie' nodig. De keuze van de microstep is ook nodig als input. Deze moet dezelfde zijn zoals ingesteld tijdens de configuratie. In figuur E.4. is te zien welke software in het functieblok 'Pulsgenerator' te vinden is. Zoals te zien in deze worden alle inputs en outputs doorverbonden naar een functie in Matlab-code. De matlabcode is daaronder te vinden met in het groen uitleg over de gebruikte code.



Figuur E.4: Functieblok 'PulsGenerator'

```
%Matlab-functie om een pulstrein te genereren met veranderlijke frequentie
afhankelijk van de hoek waaronder de transducers zich bevinden
function [Pulse1,Pulse2,Dir] =
fcn(Clock1,Clock2,Microstepping,GewenstePositie,SnelheidObject,n,Lambda,Sp
eed)
%Declareren van de globale variabelen
global ClockVorig1;
global ClockVorig2;
global Index;
global ReedsVerplaatst;
%Initialiseren van de persistent waarden
if Clock1==0
    ReedsVerplaatst=0;
    ClockVorig1=0;
    Index=1;
end;
if Clock2==0
    ClockVorig2=0;
    Index=1;
end;
%Omrekenen gewenste positie: nodig voor het homen van de stappenmotoren
GewensteStappen=round((GewenstePositie*200*Microstepping)/360);
Fout=GewensteStappen-ReedsVerplaatst; %Nog af te leggen stappen
%Reeds afgelegde hoek
Hoek = ReedsVerplaatst*((2*pi)/(200*Microstepping));
%Berekenen toerentalen
n1 = (2*cos(Hoek)*SnelheidObject)/(n*Lambda*pi);
n2 = (n*Lambda*pi*sin(Hoek)*n1)/(Spoed*cos(Hoek)*cos(Hoek));
%Intervallen tussen stappen
Interval1 = 1/(n1*200*Microstepping);
Interval2 = 1/(n2*200*Microstepping);
%Instellen direction
```

```

Direction=sign(Fout);
if Direction == -1;
    Dir = 0;
else
    Dir = 1;
end
%Initieel geen puls geven
Pulse1=0;
Pulse2=0;
if abs(Fout)>1 %Indien niet aan gewenste positie: stappen afleggen

    %Pulsen zetten voor het oriënteren van de geluidsbronnen
    if Clock1 > ClockVorig1+Intervall1
        Pulse1=1;
        ClockVorig1=Clock1;
        %Bijhouden aantal verplaatste stappen
        ReedsVerplaatst=ReedsVerplaatst+Direction;
    end;
    %Pulsen zetten voor het regelen van de verticale afstand
    if Clock2 > ClockVorig2+Interval2
        Pulse2 =1;
        ClockVorig2=Clock2;
    end;
end;
end;

```

Keuze automatisch/manueel

Een keuze tussen manueel en automatisch is nodig. De multi-port switches in het groen zorgen samen met de XNOR-poorten voor deze keuze. De XNOR-poorten hebben als ingang de 'ManMot'-bits in het donkergroen en de 'AUTO'-bit in het geel. Via de waarheidstabel in tabel 8 is te zien dat de uitgang enkel '0' is als beide ingangen verschillend zijn. Indien de uitgang van de XNOR-poort '0' is, worden de multport-switches in '0'-mode gebruikt en worden zo de pulstreinen doorverbonden en zullen de stappenmotoren stappen zetten. Indien de uitgang van de XNOR-poort laag is, worden de multiport-switches in '1'-mode gebruikt en wordt de constante '0' doorverbonden en blijven de stappenmotoren stil staan.

Tabel 8: Waarheidstabel XNOR-poort

ManMot	AUTO	Uitgang
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Master-Bit-Out

In het schema in figuur E.3 zijn de uitgangen in het oranje en rood. De oranje uitgangen zijn de NXT-pulsen naar de driver en de rode uitgangen zijn de DIR-pulsen naar de driver. Dit gebeurt via de pinnen op de CP17-connector van de dSPACE-matrix. Zie bijlage D. De NXT-pulsen komen van de 'PulsGenerator' en worden ofwel verbonden aan 'pulse1' of 'pulse2'. 'pulse1' is voor het verdraaien van de transducers, 'pulse2' is voor het instellen van de verticale verplaatsing. De DIR-pulsen komen ook van de 'PulsGenerator'. Voor sommige motoren moeten deze nog geïnverteerd worden. Dit gebeurt met de NOT-poort in het lichtblauw.

