Kundts rør

Håkon Silseth

UiT - Norges Arktiske Universitet

11. oktober 2022

Sammendrag

I dette forsøket har vi brukt Kundts rør til å beregne lydfarten, adiabatkonstanten, og antall frihetsgrader til to ulike gasser, luft og argon. Vi fikk målt lydfarten i luft til å være $v_{luft} = 345.8 \pm 0.8 m/s$ og vi fikk at adiabatkonstanten er $\gamma_{luft} = 1.398 \pm 0.007$ og også at luft har 5 frihetsgrader. Alle disse resultatene stemmer godt overens med de kjente verdiene for disse størrelsene. Og for argon regnet vi ut at $v_{argon} = 321.4 \pm 0.7 m/s,\ \gamma_{argon} = 1.669 \pm 0.009$ og at argon har 3 frihetsgrader. Resultatene for argon er også akkurat som forventet ut i fra de kjente verdiene for disse størrelsene. Vi har altså da med relativt høy nøyaktighet beregnet egenskaper til gassene, ved å måle bølgelengden til lydbølger med kjent frekvens i kundts rør.

Kommentarer:

1 Formål

Formålet med dette forsøket er å beregne adiabatkonstanten, og antall frihetsgrader for både luft og argon. Dette skal gjøres indirekte ved å måle lydhastigheten i gassen ved å bruke Kundts rør.

2 Teori og definisjoner

2.1 Adiabatkonstanten

Fra termodynamikken har vi den ideelle gasslov som sier:

$$pV = nRT$$

Hvor p er trykk, V er volum, n er antall mol av gassen, R er gasskonstanten og T er temperaturen til gassen.
Hvis gassen skal ta opp varme vil temperaturen øke (temperaturen må ikke nødvendigvis øke ettersom p og V kan endre seg slik at T blir konstant, dette kalles en isoterm reaksjon, men for denne forklaringen antar vi at T øker.). Når temperaturen øker må noe skje med p og V for at den ideelle gasslov skal holde. Enten kan begge verdiene endre seg, eller så kan p være konstant og V øker, eller så kan V være konstant og p øke. En reaksjon hvor trykket er konstant kalles en isobar reaksjon, og en reaksjon hvor volumet forblir konstant kalles en isokor reaksjon.
Varmekapasiteten til en gass er et mål på hvor mye varme som må tilføres gassen for å gi en viss temperaturøkning. Varmekapasiteten er da definert som varmen som må tilføres til et mol gass for å øke temperaturen med én Kelvin, altså:

$$C = \frac{1}{n}\frac{dQ}{dT}$$

dQ her er den tilførte varmen til systemet.
Varmekapasiteten til en gass er ulik for isobare og isokore prosesser. Vi har altså to ulike varmekapasiteter for en gass: C_p som er varmekapasiteten når trykket er konstant, og C_V som er varmekapasiteten når volumet forblir konstant. Forholdet mellom C_p og C_V kalles adiabatkonstanten, og er en viktig parameter for gasser.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_V}$$

Energien som tas opp av gassen kan tas opp som ulike typer kinetisk energi i molekylene/atomene. Hvor mange måter et molekyl kan ha kinetisk energi kalles frihetsgradene til gassen, enatomige molekyler har kun 3 frihetsgrader siden de kan kun ha translasjonsenergi, de har 3 frihetsgrader siden de kan ha translasjonsenergi i x-, y- og z-retning. Et toatomig molekyl kan ta opp rotasjonell kinetisk energi ved å rotere om en av de to aksene som står normalt på den molekylære-aksen. Fleratomige molekyler for eksempel H_2O kan rotere om alle 3 akser og har derfor 3 rotasjonelle frihetsgrader. Videre så har vi også vibrasjonsenergi som kan gi enda flere frihetsgrader, men det kreves høy temperatur for å få flere frihetsgrader for de fleste gasser, N_2 og O_2 for eksempel får kun flere frihetsgrader ved temperaturer på henholdsvis 3393K og 2274K og høyere. [1]
C_V kan uttrykkes slik:

$$C_V = \frac{f}{2}R$$

Hvor f er antall frihetsgrader.
Og vi har også at $C_p - C_V = R$, vi kan da altså utlede et uttrykk for γ gitt ved f

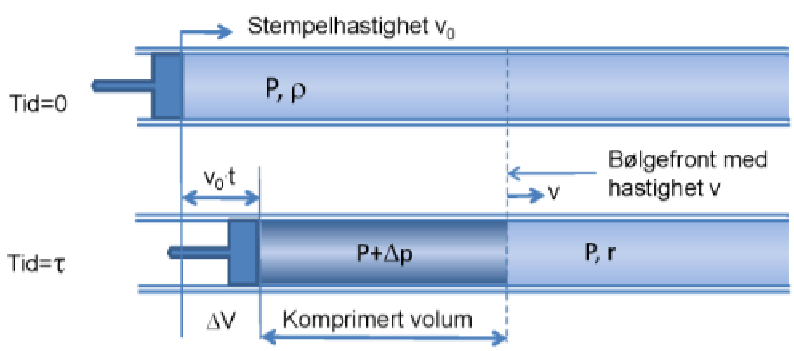
$$\begin{aligned}\gamma &= \frac{C_p}{C_V} \\ &= \frac{R + C_V}{C_V} \\ &= \frac{R + \frac{f}{2}R}{\frac{f}{2}R} \\ &= \frac{2+f}{f}\end{aligned} \tag{1}$$

Og vi kan også fra dette utlede et uttrykk for f gitt ved adiabatkonstanten:

$$f = \frac{2}{\gamma - 1} \tag{2}$$

[2]

2.2 Lydbølger i gass



Figur 1: Gassfylt sylinder som komprimeres med et stempel [2]

Alt lyd er er trykkbølger som forplanter seg gjennom et medium, mediumet er luft eller en annen gass i de felste tilfeller, inkludert vårt. Lyd beveger seg med en hastighet v som er avhengig av egenskapene til gassen. Verdiene i uttrykket vi fikk for γ tidligere er vanskelig å måle eksperimentelt, så nå skal vi finne et bedre uttrykk for γ slik at vi kan beregne adiabatkonstanten i forsøket. Vi tar utgangspunkt i et sylinder fylt med gass, sylinderet har tverrsnitt A, og gassen har tetthet ρ og trykk P (som vist i figur 1. Vi trykker inn et stempel ved $t_0 = 0$ med hastighet v_0, gassen blir da komprimert en lengde som er avhengig av hastigheten til stempelet og hastigheten til bølgefronten v. Etter en tid t vil volumet i sylinderen være redusert med $\Delta V = v_0 t A$ og bølgefronten vil ha bevegd seg en distanse vt. Det komprimerte volumet vil da være $V = vtA$, det komprimerte volumet vil få en masseøkning lik ρAvt og masseøkningen per tid blir jo da ρAv. Denne gassen som forflyttes av stempelet vil ha lik hastighet som stempelet v_0. Vi får også at endring i impuls per tidsenhet vil være lik økningen i masse ganger hastighet, altså ρAvv_0. Vi har også at kraften som virker på denne massen vil være lik ΔPA, hvor P er trykket. Vi kan da bruke Newtons andre lov for å få følgende uttrykk:

$$\begin{aligned} \Delta PA &= A\rho vv_0 \\ \Delta P &= \rho v^2 v_0/v = \rho v^2 \frac{v_0 tA}{vta} = \rho v^2 \Delta V/V \\ \frac{\Delta V}{V\Delta P} &= (\rho v^2)^{-1} \end{aligned} \tag{3}$$

Hvis vi antar at denne prosessen er adiabatisk, som betyr at det ikke skjer noen varmeutveksling med omgivelsene, kan vi bruke adiabatligningen for en ideell gass som forteller oss at PV^γ er konstant. Deriverer vi adiabatligningen får vi:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{dV}{V}\gamma$$

Vi er kun ute etter absoluttverdien så vi fjerner det negative tegnet, og endrer på notasjonen slik at dP og dV blir til ΔP og ΔV, så får vi:

$$\frac{\Delta V}{V\Delta P} = \frac{1}{\gamma P}$$

Vi kan finne et uttrykk for P fra den ideelle gasslov $PV = nRT \implies P = nRT/V = \rho RT/M$, hvor M er den molekylære vekten til gassen. Setter vi inn for P vi får:

$$\frac{\Delta V}{V\Delta P} = \frac{M}{RT\rho\gamma} \tag{4}$$

Uttrykk (4) og (3) kan kombineres for å gi Laplace's formel for lydhastighet i gass

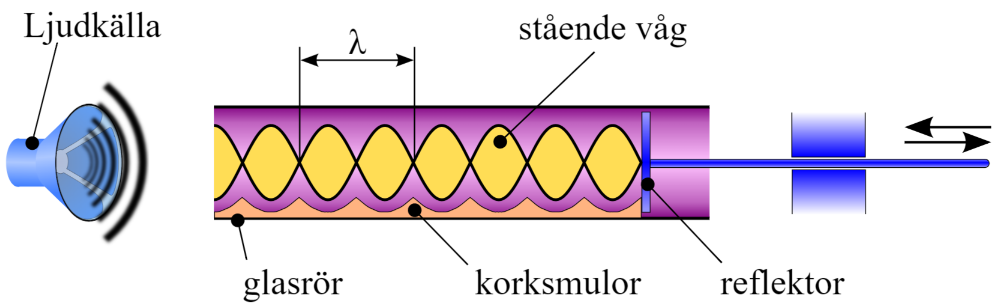
$$v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{M}} = \sqrt{\gamma\frac{P}{\rho}}$$

Vi ønsker å finne adiabatkonstanten, så vi kan omskrive Laplace's ligning til å gi adiabatkonstanten

$$\gamma = v^2\frac{\rho}{P} = v^2\frac{\rho_0 T_0}{P_0 T} = \lambda^2 f^2 \frac{\rho_0 T_0}{P_0 T} \tag{5}$$

Hvor λ er bølgelengden til lydbølgene, f er frekvensen til lydbølgene, ρ_0 er gassens tetthet ved normal tilstand (ved $0°C$), $T_0 = 273.1K$ er normaltemperaturen, T er temperaturen til gassen, og $P_0 = 1atm = 101300Pa$ er normaltrykket (lufttrykket ved havnivå).
Vi kan nå måle λ, f, og T i forsøket, og alt annet i ligningen er konstanter, som betyr at vi kan finne adiabatkonstanten, og ved å bruke uttrykk (2) kan vi finne antall frihetsgrader. [2]

2.3 Kundts rør



Figur 2: Eksempel på hvordan Kundts rør kan se ut [3]

Figur 2 viser hvordan Kundts rør kan se ut. Dette oppsettet er nok litt mer gammeldags en det vi skal benytte oss av i dette forsøket, men prinsippet er akkurat det samme. Vi har en høyttaler i enden av røret som sender inn lydbølger med en viss frekvens f. Vi har også en reflektor i den andre enden av røret som posisjoneres slik at vi får stående bølger, som vises i figuren. Det ligger også et pulver i røret som er lett nok til å bli flyttet rundt av lydbølgene, figuren viser korksmuler, Kundt sitt originale forsøk brukte lycopodium [4]. Vi vil da få små hauger med pulver i områdene som er minst forstyrret av lydbølgene, som vil være ved nodene til de stående bølgene. Vår versjon av kundts rør er helt likt, men istedetfor å bruke pulver for å finne nodene har vi en sonde som består av en lang pinne koblet til en mikrofon, vi kan da måle hvor vi får minst utslag på mikrofonen, som vil være ved nodene. Ved å vite avstanden mellom to noder og hvor mange noder vi har mellom de kan vi finne bølgelengden til lydbølgene. (Vi måler mellom de to nodene som er lengst unna hverandre, dette gjør vi for å få minst mulig usikkerhet.) Bølgelengden kan vi finne ved:

$$\lambda = 2\frac{a_1 - a_2}{n+1} \tag{6}$$

Hvor λ er bølgelengden, $a_1 - a_2$ er avstanden mellom nodene, og n er antall noder mellom de.
Vi kan så finne lydfarten i mediumet ved å bruke

$$v = \lambda f \tag{7}$$

2.4 Usikkerhet

I dette forsøket regnes det ut mange usikkerheter, dette gjøres hovedsaklig på to måter: ved å bruke vektet midling eller med basisformelen for feilforplantning for tilfeldige målefeil.
Vektet midling blir brukt når vi har flere målinger av en størrelse, og disse målingene har ulik usikkerhet. Vektet midling tar da hensyn til usikkerhetene til målingene og vektlegger de ut i fra det, hvor for eksempel et gjennomsnitt ikke gjør dette. Uttrykket for vektet midling ser slik ut:

$$m_{best} = \frac{\Sigma_{i=1}^{N} w_i x_i}{\Sigma_{i=1}^{N} w_i}$$

Hvor x_i er de ulike målingene våre, N er antall målinger, og $w_i = 1/\sigma_i^2$ og σ_i er usikkerheten til målingene. Og usikkerheten til denne nye verdien er gitt ved:

$$\sigma_{best} = \left(\Sigma_{i=1}^{N} w_i\right)^{-1/2}$$

Basisformelen for feilforplantning for tilfeldige målefeil brukes når vi skal regne ut usikkerheten til en funksjon av ulike verdier med ulike usikkerheter, for en funksjon w(x,y,z) vil usikkerheten være:

$$\delta w = \sqrt{\left(\frac{\partial w}{\partial x}\delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y}\delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z}\delta z\right)^2}$$

[5]

3 Eksperimentelt oppsett og fremgangsmåte

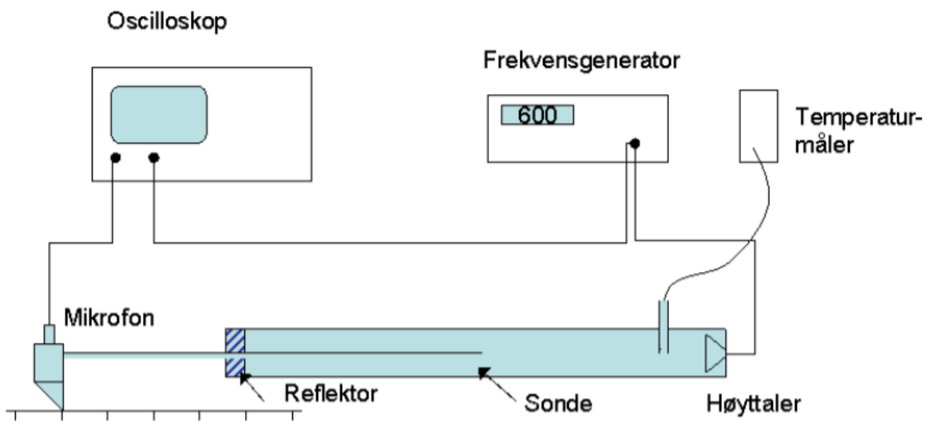
3.1 Utstyrsliste

- Oscilloskop (Agilent DSO-X 2002A)
- Kundts rør
- Termometer (Hanna Checktemp HACCP - HI98501)
- Argon

(Ikke viktig hvilke termometer og oscilloskop som brukes, men modellnummerene viser hvilke vi har brukt.)

3.2 Oppsett

Oppsettet for dette forsøket er ikke veldig komplisert. Vi startet med å koble funksjonsgeneratoren på oscilloskopet til høyttaleren på Kundts rør. Så koblet vi mikrofonen på Kundts rør til kanal 1 på oscilloskopet. Vi skrudde så på temperaturmåleren og la den i hullet ved høyttalerenden på Kundts rør. Etter forsøket var gjennomført med luft så koblet vi på argontanken til Kundts rør, i koblingen hvor vi tidligere hadde temperaturmåleren (temperaturmåleren måtte da ligge ved Kundts rør for denne delen av forsøket).



Figur 3: Skisse av oppsettet vi brukte til forsøket [2]

De eneste avvikene vi hadde fra skissen er at frekvensgeneratoren er innebygd i oscilloskopet, men dette gir ingen real innvirkning på forsøket. Og at da vi gjorde forsøket med argon så måtte temperaturmåleren bli lagt på bordet vedsiden av røret. Vi hadde også mikrofonen på hjul slik at vi kan flytte hele sonden inn og ut av røret enklest mulig. Vi hadde også et målebånd under mikrofonen slik at vi kan måle posisjonene til nodene.

3.3 Fremgangsmåte

1. Først posisjonerte vi sonden i plan med reflektoren slik at enden av røret fikk en flat og jevn overflate. Så fant vi en resonansfrekvens for oppsettet, dette gjorde vi ved å endre på frekvensen fra funksjonsgeneratoren til vi fikk størst mulig utslag på oscilloskopet. Vi fant 3 slike resonansfrekvenser og brukte disse frekvensene for de senere målingene. Vi fant resonansfrekvensene slik at det blir lettere å tyde målingene på oscilloskopet.

2. Vi skrudde på temperaturmåleren og la den i åpningen i kundts rør, og noterte temperaturen jevnlig under forsøket.

3. Vi utførte så målingene ved å bevege sonden nedover røret sakte. Vi fulgte nøye med på oscilloskopet og noterte oss ved hvilke posisjoner vi fant disse lydminimaene. Den nøyaktige posisjonen til hvert minima er ikke så veldig viktig, vi er kun ute etter avstanden mellom den første og den siste minimaen og antall noder mellom de. Derfor målte vi posisjonen til den første og siste minima 4 ganger hver for å få mest mulig nøyaktig måling. Vi har nå alt vi trenger til å finne bølgelengden til lydbølgene ved å bruke ligning (6).

4. Dette steget er ikke helt nødvendig, men lurt å gjennomføre. Vi regnet ut lydfarten etter steg 2 for å sjekke om vi fikk noenlunde riktig svar, dersom vi hadde fått et helt uventet svar som ikke samsvarer med den kjente verdien for lydhastighet ville vi nok gjentatt forsøket og vært ekstra nøye med alle målinger.

5. Når forsøket var gjort med luft koblet vi til argontanken til Kundts rør og 'renset' røret for luft. Dette gjorde vi ved å fylle røret med argon hvor vi lot gassen strømme inn med ca 20L/min. Etter 2 minutter skrudde vi ned flow-hastigheten til omtrent 1L/min. Vi skrudde ned strømmen av argon for å ikke skape store forstyrrelser i målingene. Vi skrudde ikke av strømmen helt fordi da kunne argongassen lekket ut og etter tid bli erstattet med luft.

6. Så gjentok vi steg 1-3 for argongass. Her måtte temperaturmåleren ligge ved røret og ikke i røret ettersom argontanken var koblet til røret.

4 Resultater & Diskusjon

4.1 Luft

Da vi gjorde forsøket med luft i røret startet vi med å finne 3 ulike resonansfrekvenser til røret. Resonansfrekvensene vi fant var:

$$f_1 = 537Hz$$
$$f_2 = 1109Hz$$
$$f_3 = 1932Hz$$

Resultatene vi fikk da vi målte nodene ved de ulike frekvensene var:

Minima	Posisjon(cm)
1	$18.0 \pm 0,2$
2	50,8
3	82,3$\pm 0,2$

(a) $f_1 = 537Hz$

Minima	Posisjon(cm)
1	$9,45 \pm 0.1$
2	25,1
3	40,7
4	56,2
5	71,7
6	87,3
7	$102,9 \pm 0.1$

(b) $f_2 = 1109Hz$

Minima	Posisjon(cm)
1	$6,2 \pm 0,2$
2	15,1
3	24
4	32,9
5	42
6	50,9
7	59,9
8	68,9
9	77,5
10	86,6
11	95,6
12	$104,6 \pm 0.1$

(c) $f_3 = 1932Hz$

Vi gjentok også målingene for første og siste minima for hver frekvens, dette ble gjort for å gi en mer nøyaktig verdi for avstanden mellom de. Verdiene for disse punktene er da regnet ut ved å bruke vektet midling. Usikkerhetene er da regnet ut ved å bruke standardavviket av middeleverdien (uttrykk (4) og (5) fra kompendiet). Det er kun første og siste minima for hver frekvens som er regnet usikkerhet på, det er fordi vi er ikke interesserte i de andre verdiene, kun antall noder mellom første og siste minima.

Ved å bruke uttrykk (6) kan vi nå finne bølgelengden til lydbølgene ved de ulike frekvensene. For f_1 har vi:

$$\lambda_1 = 2\frac{a_1 - a_2}{n+1}$$
$$\lambda_1 = 2\frac{0.643}{2}$$
$$\lambda_1 = 0.643m$$

og usikkerheten til λ_1 kan regnes ut ved basisformelen for feilforplantning for tilfeldige målefeil som gir at usikkerheten er:

$$\delta\lambda_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda}{\partial a_1}\delta a_1\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial a_2}\delta a_2\right)^2}$$
$$\delta\lambda_1 = \sqrt{\left(\frac{2}{n+1}0.002\right)^2 + \left(\frac{2}{n+1}0.002\right)^2}$$
$$\delta\lambda_1 = 0.003m$$

Vi har altså da at bølgelengden til lydbølgen ved $f_1 = 537Hz$ er $\lambda_1 = 0.643m \pm 0.003m$. For de andre frekvensene får vi følgende bølgelengder (utregningen vises ikke her, men gjøres på akkurat lik måte):

$$\lambda_2 = 0.312m \pm 0.001m$$
$$\lambda_3 = 0.179m \pm 0.001m$$

Lydhastigheten i luft blir da, ved de tre ulike frekvensene:

$$v_1 = \lambda_1 f_1 = 345.3m/s \pm 1.6m/s$$
$$v_2 = \lambda_2 f_2 = 346.0m/s \pm 1.1m/s$$
$$v_3 = \lambda_3 f_3 = 345.8m/s \pm 1.4m/s$$

Usikkerhetene for lydfarten er målt på samme som bølgelengden, men utregningen er ikke tatt med ettersom den er helt lik.
Vi kan så bruke vektet midling av disse verdiene for å finne en best mulig verdi for lydfarten, som gir oss:

$$v = \frac{(1/\delta v_1^2)v_1 + (1/\delta v_2^2)v_2 + (1/\delta v_3^2)v_3}{1/\delta v_1^2 + 1/\delta v_2^2 + 1/\delta v_3^2}$$
$$v = \frac{(1/1.6^2)345.3 + (1/1.1^2)346 + (1/1.4^2)345.8}{1/1.6^2 + 1/1.1^2 + 1/1.4^2}$$
$$v = 345.8m/s \pm 0.8m/s$$

Hastigheten til lyd i luft er en godt kjent størrelse som vi kan finne for å se hvor godt svar vi har fått. Lydfarten i luft er gitt ved $331.35 + 0.59 * T(°C)$. Vi målte temperaturen i røret til å være $T = 25.1°C \pm 0.3°C$ [6]. (Usikkerheten til temperaturen er tatt fra spesifikasjonene til termometeret vi brukte. Vi gjorde også stadige målinger av temperaturen underveis, men hadde veldig konstant temperatur, temperaturen som brukes her er da gjennomsnittet av disse målingene.) Som ved vår temperatur blir til $v = 346.3m/s \pm 0.2m/s$. Verdien for v fra å bruke kundts rør er da altså veldig nære den faktiske verdien for lydfarten i luft, særlig hvis man legger til litt godvilje med usikkerhetene. Dette betyr nok at alle målingene gjort hittil er gode resultater, og at kundts rør er en velegnet metode å bruke for å finne lydfarten i en gass.

Nå kan vi også finne adiabatkonstanten ved å bruke uttrykk (5) som sier:

$$\gamma = v^2 \frac{\rho_0 T_0}{P_0 T}$$
$$\gamma = 345.8^2 \frac{1.293 * 273.1}{101300 * 298.2}$$
$$\gamma = 1.398 \pm 0.007$$

Her er usikkerheten regnet ut med basisformelen for feilforplantning for tilfeldige målefeil. Antall frihetsgrader kan vi også regne ut med (2) og da får vi:

$$f = \frac{2}{\gamma - 1}$$
$$f = \frac{2}{1.398 - 1}$$
$$f = 5.03$$

Vi kan kun ha et heltall antall frihetsgrader, så vi har da altså 5 frihetsgrader. Adiabatkonstanten og antall frihetsgrader er jo også kjent, adiabatkonstanten til luft er 1.4[7] og siden luft i all hovedsak er diatomisk har luft 5 frihetsgrader. Svarene vi har regnet oss fram til samsvarer da altså veldig godt med de kjente verdiene for adiabatkonstanten til luft og antall frihetsgrader luft har.

4.2 Argon

Da vi målte nodene i kundtsrør med argon fikk vi følgende verdier (resonansfrekvensene er står under sine respektive tabeller).

Minima	avstand(cm)
1	$15,2 \pm 0.1$
2	41,9
3	68,7
4	$95,5 \pm 0.2$

Tabell 2: $f_1 = 602Hz$

Minima	Posisjon(cm)
1	$9,6 \pm 0.1$
2	25,2
3	46
4	56,3
5	71,8
6	87,2
7	$102,9 \pm 0.1$

Tabell 3: $f_2 = 1032$

Minima	Posisjon(cm)
1	$6,1 \pm 0.1$
2	14,4
3	22,8
4	31,1
5	39,5
6	47,7
7	56,2
8	64,6
9	72,8
10	81,2
11	89,5
12	97,7
13	$106,1 \pm 0.2$

Tabell 4: $f_3 = 1923Hz$

Her er første og siste minima, samt deres usikkerheter, regnet ut på akkurat samme måte som med luft.
Bølgelengdene blir da som følger:

$$\lambda_1 = 0.535m \pm 0.002m$$
$$\lambda_2 = 0.311m \pm 0.001m$$
$$\lambda_3 = 0.167m \pm 0.001m$$

Her, og videre ut for argongass er ikke utregning for usikkerheter vist i rapporten, dette er på grunn av at de er akkurat like som for luft. Med disse verdiene for bølgelengden kan vi da regne ut bølgefarten i argon:

$$v_1 = 322.1m/s \pm 1.2m/s$$
$$v_2 = 321.0m/s \pm 1.0m/s$$
$$v_3 = 321.1m/s \pm 1.9m/s$$

Her, som for luft, er lydfarten regnet ut med uttrykk (7), og usikkerheten med basisformelen for feilforplantning for tilfeldige målefeil. Med disse 3 verdiene for lydfarten i argon kan vi bruke vektet midling for å finne den beste verdien for lydfarten i argon:

$$
\begin{aligned}
v &= \frac{(1/\delta v_1^2)v_1 + (1/\delta v_2^2)v_2 + (1/\delta v_3^2)v_3}{1/\delta v_1^2 + 1/\delta v_2^2 + 1/\delta v_3^2} \\
v &= \frac{(1/1.2^2)322.1 + (1/1.0^2)321 + (1/1.9^2)321.1}{1/1.2^2 + 1/1.0^2 + 1/1.9^2} \\
v &= 321.4m/s \pm 0.7m/s
\end{aligned}
$$

Hastigheten til lyd i argon er en størrelse som er kjent fra før som vi kan regne ut for å se hvor nøyaktig vårt svar er. Lydfarten i argon er gitt ved $v = 308 + 0.56 * T(°C)$, vi målte temperaturen til å være $T = 24.5°C \pm 0.3°C$. Som gir oss at lydfarten i argon skal være $v = 321.7 \pm 0.2m/s$. Dette igjen er et veldig godt resultat ettersom verdien vi kom fram til eksperimentelt stemmer nesten helt med den teoretiske verdien. Følgelig kan vi også finne adiabatkonstanten og antall frihetsgrader til argon:

$$
\begin{aligned}
\gamma &= v^2 \frac{\rho_0 T_0}{P_0 T} \\
\gamma &= 321.4^2 \frac{1.784 * 273.1}{101300 * 297.6} \\
\gamma &= 1.669 \pm 0.009
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
f &= \frac{2}{\gamma - 1} \\
f &= \frac{2}{1.669 - 1} \\
f &= 2.99 \\
f &\approx 3
\end{aligned}
$$

Antall frihetsgrader vet vi er riktig ettersom at argon er en enatomig gass vil den kun ha translasjonsenergi om de tre ulike aksene, derfor har den kun 3 frihetsgrader, som samsvarer med det vi kom fram til. Adiabatkonstanten til argon er 1.66 [8], som også samsvarer godt med det vi har kommet fram til eksperimentelt.

5 Konklusjon

I dette forsøket fikk vi undersøkt hvordan Kundts rør virker og vi fikk en dypere forståelse for hvordan lydbølger i en gass oppfører seg. Vi fikk målt lydfarten, adiabatkonstanten, og antall frihetsgrader i luft. Vi kom fram til at $v_{luft} = 345.8m/s \pm 0.8m/s$, $\gamma_{luft} = 1.398 \pm 0.007$, og $f_{luft} = 5$. Dette er mer eller mindre akkurat de verdiene vi forventet ut ifra de teoretiske verdiene vi kan finne for disse verdiene. Likt så fikk vi for argon at $v_{argon} = 321.4m/s \pm 0.7m/s$, $\gamma_{argon} = 1.669 \pm 0.009$, og $f_{argon} = 3$. Akkurat som for luft er verdiene vi fikk for argon som forventet ut i fra de kjente verdiene for adiabatkonstanten, lydfarten, og antall frihetsgrader. Derfor er det trygt å konkludere med at Kundts rør er et utmerket redskap for å utforske egenskaper til gasser.

A Appendix

Referanser

[1] Libretexts. 18.4: Most Molecules Are in the Ground Vibrational State at Room Temperature. *Chemistry LibreTexts*, Aug 2020. [Online; accessed 28. Mar. 2022].

[2] Labhefte: Kundts rør. Mar 2022.

[3] File:Kundt's tube SE.svg - Wikimedia Commons, Mar 2022. [Online; accessed 31. Mar. 2022].

[4] Kundts rør – Store norske leksikon, Mar 2022. [Online; accessed 31. Mar. 2022].

[5] KOmpendium Fys-1003. Mar 2022.

[6] Digital thermometer Hanna Checktemp, Mar 2022. [Online; accessed 31. Mar. 2022].

[7] Adiabatic Gas Constant, Nov 2021. [Online; accessed 31. Mar. 2022].

[8] Gases - Ratios of Specific Heat, Mar 2022. [Online; accessed 31. Mar. 2022].