

CHALMERS



Ultraljudsmätning av flödeshastighet i industriella livsmedelstillämpningar

Kandidatarbete vid institutionen för Elektroteknik

Magnus Fant Christian Garcia Jesper Larsson Niklas Lidström Lisa Månsson Lina Olandersson

Sammandrag

Rapporten beskriver utvecklingen av en flödesmätare åt företaget Food Radar Systems. Syftet är att flödesmätaren ska mäta hastigheten hos livsmedel som flödar i rör. Olika metoder för flödesmätning diskuteras och den ultraljudsbaserade löptidsmetoden anses bäst lämpad för syftet. Principer för ultraljudsmätningar såsom ultraljudsgivares elektriska egenskaper, utbredning av ultraljudsvågor och karakterisering av dämpning i livsmedel beskrivs.

Genom experimentella metoder och simuleringar designas en flödesmätare, bestående av ett utvecklingskort, en förstärkarkrets och ett par ultraljudsgivare. Ett rör för experimentella tester av flödeshastighet tas fram. Resultat för mätningar av flödeshastighet mellan 0 m/s och 1 m/s presenteras. Under stabila temperaturförhållanden kan flödesmätaren skilja ett flöde av 0,177 m/s från inget flöde. Avvikelser på grund av bland annat icke-reciprocitet påvisas och innan flödesmätaren är klar för industriella tillämpningar måste detta problem lösas. Förslag presenteras på hur det kan göras och hur flödesmätaren därefter kan vidareutvecklas.

Abstract

This report describes the development of a flowmeter for the company Food Radar Systems. The flowmeter aims to measure the flow velocity of fluids inside pipes in food production. Different methods for flow measurement are described and the ultrasonic based time-of-flight method is considered to be best suited for the purpose. Principles of ultrasonic measurement such as the electrical properties of ultrasonic transducers, propagation of ultrasonic waves, and characterization of damping in food products are described.

The flowmeter's design is based on experimental methods and simulations. It contains an evaluation module, an amplifier circuit and a pair of ultrasonic transducers. A pipe for experimental measurements of flow velocity in fluids is developed. Results from measurements of flow velocities between 0 m/s and 1 m/s are presented. The flowmeter can distinguish a flow velocity of 0,177 m/s from no flow during fixed temperature conditions. Errors arising from non-reciprocity are demonstrated. Before industrial application is in question this problem must be solved. Suggestions on how this is realised and further development of the flowmeter are presented.

Keywords: flowmeter, ultrasound, flow measurement, time of flight, transducer, damping, food, reciprocity, TDC1000-TDC7200EVM.

Förord

Vi vill tacka de personer som möjliggjort detta kandidatarbete. Först och främst vill vi tacka Food Radar Systems för rådgivning och stöd under projektet. Särskilda tack till Joakim Nilsson, vår kontaktperson och handledare på företaget, samt till Stig Norén för snabba, praktiska insatser där det behövdes. Tack till Flow-Viz AB för det materiel vi fått låna. Vi vill rikta ett stort tack till vår handledare Thomas Rylander för den vägledning och de råd han givit och doktorand Johan Nohlert som hjälpt oss på plats under det experimentella arbetet. Vi vill även tacka vår examinator Tomas McKelvey som givit värdefulla tips om skriv- och presentationsteknik liksom Claes Ohlsson på Fackspråk. Ytterligare ett tack till Lars Hellberg och Mats Rostedt som hjälpt oss med materiel och utrymme för experiment på Chalmers.

Innehåll

| 1 | Intr | oduktion 1 | | | | | |
|---|------|---|--|--|--|--|--|
| | 1.1 | 1 Kravspecifikation | | | | | |
| | 1.2 | Disposition | | | | | |
| | 1.3 | Principer för flödesmätning 2 | | | | | |
| | | 1.3.1 Termiska och mekaniska flödesmätare | | | | | |
| | | 1.3.2 Flödesmätning med ultraljud | | | | | |
| | | 1.3.2.1 Dopplermetoden | | | | | |
| | | 1.3.2.2 Löptidsmetoden | | | | | |
| | 1.4 | Flödesdynamik i rör | | | | | |
| | 1.5 | Val av princip för flödesmätning 5 | | | | | |
| | 1.6 | Avgränsningar | | | | | |
| _ | ~ | | | | | | |
| 2 | Gen | omförande 7 | | | | | |
| | 2.1 | Principer för ultraljudsmätningar | | | | | |
| | | 2.1.1 Elektriska egenskaper hos ultraljudsgivare | | | | | |
| | | 2.1.2 Modellering av ultraljudsgivarens tryckfördelning | | | | | |
| | | 2.1.3 Dämpning och spridning av ultraljudssignalen | | | | | |
| | | 2.1.4 Karakterisering av dämpning i livsmedel | | | | | |
| | 2.2 | Konstruktion | | | | | |
| | | 2.2.1 Val av ultraljudsgivare | | | | | |
| | | 2.2.2 Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM | | | | | |
| | | 2.2.3 Förstärkarkrets | | | | | |
| | | 2.2.4 Design av rör till flödesmätning 19 | | | | | |
| | 2.3 | Utförande av löptidsmätningar 21 | | | | | |
| | | 2.3.1 Metod för mätning av löptid från A till B | | | | | |
| | | 2.3.2 Metod för flödesmätning 22 | | | | | |
| 2 | Door | ultat 04 | | | | | |
| 3 | Rest | Dämmering en ultraliu designal | | | | | |
| | 3.1 | Dampning av uttraljuossignal | | | | | |
| | 3.Z | | | | | | |
| | 3.3 | | | | | | |
| | 3.4 | Flodesmatning | | | | | |
| | 3.5 | Drift av uppmatt flodeshastighet 31 | | | | | |
| | 3.6 | Slutkonstruktion | | | | | |
| 4 | Disl | sussion 34 | | | | | |
| | 4.1 | Uppfyllande av kravspecifikation | | | | | |
| | 4.2 | Felkällor 35 | | | | | |
| | | 421 Flödesdynamikens inverkan på uppmätt hastighet 35 | | | | | |
| | | 422 Brister i experimentumställning för dämpning | | | | | |
| | | 423 Skillnad i löntid från A till B mellan olika metoder | | | | | |
| | | 424 Skillnad i flödeshastighet mellan referens- och prototypmätning | | | | | |
| | 4 3 | Vidaroutvockling av flödesmätaron | | | | | |
| | ч.Ј | 4.3.1 Minimoring av nollflödosfol och drift 27 | | | | | |
| | | 4.2.2 Konstruktionsförhättringar | | | | | |
| | | 4.3.2 Komplettering mod Doppletmetoder | | | | | |
| | | 4.5.5 Komplettering med Dopplermetoden | | | | | |

| 5 | Slutsats | 40 |
|---|---|-----------------------------------|
| A | Termiska effekter | 41 |
| В | ElektronikB.1MikrokontrollerB.2LågbrusförstärkareB.3Programmerbar förstärkareB.4Externt filterB.5Komparator | 42 42 43 43 43 |
| C | Inställningar TDC1000-TDC7200EVM vid experiment C.1 Mätning av löptid från A till B | 45 45 46 |
| D | MATLAB-KOO D.1 Tvådimensionell tryckmodellering D.2 Upptagen effekt | 47 47 48 |

1 Introduktion

Food Radar Systems (FRS) är ett företag som tillämpar mikrovågsteknik inom livsmedelsindustrin. Deras affärsidé är att sälja system som detekterar och avlägsnar föremål som hamnat i livsmedlet. Detektionen sker i tillverkningsprocessen då livsmedlet passerar genom ett rör som kontinuerligt exponeras med mikrovågor. Om systemet detekterar några anomalier öppnas en ventil och det främmande föremålet slungas ut tillsammans med en del av livsmedlet. Då systemet enbart ska verka när produktionslinjen är i bruk krävs information om flödet i röret. För att styra aktiveringen av FRS detektionssystem kopplas i dagsläget en elektrisk ledning till pumpen som skapar flödet i röret. Detta innebär att FRS och dess kunder måste anlita en elektriker för att utföra installationen mellan pump och detektionssystem, vilket även medför extra kostnader vid flytt av systemet inom fabriken. FRS strävar därför efter att utveckla ett helt fristående system med en flödesmätare som analyserar om det flödar livsmedel i produktionslinjen.

Projektets syfte är att utveckla en prototyp för att mäta flödeshastigheten hos olika livsmedel. Flödesmätaren ska göra Food Radar Systems detektionssystem fristående från resten av fabrikens styrsystem. Arbetet ämnas resultera i en prisvärd prototyp som utför sin tilltänkta uppgift.

1.1 Kravspecifikation

Prototypen utformades för att uppfylla följande krav, vilka har tagits fram i samarbete med Food Radar Systems.

- 1. Den ska vara kompatibel med metallrör av diameter 1,5, 2,0, och 2,5 tum.
- 2. Hastigheten ska mätas för flöden mellan 0.05 och 3 m/s.
- 3. Prototypen ska mäta flödet med tillräckligt hög noggrannhet för att kunna bestämma om det flödar eller inte vid den lägsta flödeshastigheten 0.05 m/s.
- 4. Prototypen ska ange felmarginal för mätningarna.
- 5. Flödet ska mätas mer frekvent än en gång per sekund.
- Den flödesdata som mäts med hjälp av prototypen ska kunna överföras till FRS detektionssystem.
- 7. Flödeshastigheten ska kunna mätas för både *homogena* och *inhomogena fluider*, bland annat vatten och livsmedel med bitar i, även utan information om vad som finns i röret.
- 8. Alla delar som är i kontakt med livsmedelsröret ska vara certifierade som matsäkra.
- Prototypen ska ha ett lågt pris per enhet där målet är under 1000 SEK inklusive ultraljudsgivare.
- 10. Inga delar av prototypen ska befinna sig inuti röret.

I övrigt är det även önskvärt att prototypen är tålig, relativt kompakt och vattentät.

1.2 Disposition

För att presentera arbetsgången under projektet har rapportens struktur antagit en annan form än vad som anses konventionellt, specifikt i inlednings- och metodavsnitten. Inledningsavsnittet kommer fortsättningsvis behandla olika principer av flödesmätning och därefter motiveras metoden som prototypen baserades på. Under metodavsnittet ligger prototypens framtagning i fokus med teoretiska modeller och experimentell framtagen data som grund till prototypens komponenter. Resultatet från den slutgiltiga prototypen presenteras i resultatavsnittet. Diskussionsavsnittet behandlar resultaten, möjliga felkällor samt förbättringsmöjligheter.

1.3 Principer för flödesmätning

Flödeshastigheten i ett rör kan mätas med hjälp av flera metoder. Några av de vanligaste metoderna är baserade på termodynamiska principer, mekanisk apparatur eller ultraljudssystem.

1.3.1 Termiska och mekaniska flödesmätare

Det finns flera olika sorters massflödesmätare som utnyttjar termodynamiska principer. Den allmänna metoden bygger på att det finns ett värmeelement och en termometer i röret. Då fluiden rör sig för den med sig en del av värmen som elementet emitterar och detta leder till att termometern registrerar en lägre temperatur. Denna typ av flödesmätning begränsas av att fluidens termiska egenskaper måste vara kända. Metoden lämpar sig bäst för mindre rör och flödesmätning av gaser [1].

Mekaniska flödesmätare är mycket vanliga. De mäter hastigheten med hjälp av till exempel turbiner, skovlar eller pistonger. Den grundläggande principen är att utnyttja fluidens rörelse för att till exempel driva turbinen eller förskjuta pistongen och på så sätt kunna bestämma massflödet. En nackdel med mekaniska flödesgivare är att de innehåller rörliga delar, vilka kräver underhåll [2].

1.3.2 Flödesmätning med ultraljud

Nedan beskrivs två metoder för flödesmätning med ultraljud: Dopplermetoden och löptidsmetoden. För att utföra dessa mätningar används ultraljudsgivare, vilka skapar ultraljudsvågor. En ultraljudsgivare kan både sända och ta emot signaler. I avsnitt 2.1 presenteras ultraljudsgivare mer ingående.

1.3.2.1 Dopplermetoden

Ett sätt att tillämpa ultraljud för flödesmätning är genom att utnyttja Dopplereffekten. För en utsänd tidsharmonisk signal innebär Dopplereffekten att den mottagna signalen får en annan frekvens när källan rör sig i förhållande till observatören. Flödesmätare baserade på Dopplereffekten utnyttjar reflexionerna från inhomogeniteter i flödet som till exempel luftbubblor eller större partiklar i fluiden. Figur 1 visar en ultraljudsgivare som riktas med vinkeln θ i förhållande till röret och sänder ut en signal med frekvens f_t .



Figur 1: Röret i genomskärning. Ultraljudsgivaren sitter i överkant på röret och sänder ut ultraljudspulser samt tar emot pulser som reflekterats mot partiklar eller luftbubblor i fluiden. Frekvenserna hos skickad och reflekterad puls (f_t och f_r) används sedan för att beräkna flödeshastigheten i röret.

Ljudets hastighet i fluiden betecknas med c och hastigheten hos fluiden med v. När vågen träffar en partikel som rör sig med fluiden sker en frekvensförskjutning och frekvensen för den mottagna signalen blir

$$f_{\rm r} = \frac{c \cdot f_{\rm t}}{c \pm 2v \cdot \cos\theta} \tag{1}$$

med positivt tecken om partikeln rör sig ifrån signalkällan och negativt om den rör sig mot. Med hjälp av frekvensskillnaden $\Delta f = f_t - f_r$ kan flödeshastigheten beräknas som

$$v = \frac{\Delta f \cdot c}{2f_{\rm t} \cdot \cos\theta}.\tag{2}$$

Metoden begränsas av att ljudhastigheten i fluiden måste vara känd samt att fluiden måste innehålla inhomogeniteter som luftbubblor eller partiklar. Storleken på inhomogeniteterna måste även vara tillräckligt stor för att reflexion ska uppstå [3, s.5].

1.3.2.2 Löptidsmetoden

Löptidsmetoden bygger på att det tar längre tid för en ljudvåg att färdas motströms än medströms. Två ultraljudsgivare monteras i punkterna A och B på röret enligt Figur 2. Tiden det tar för en puls att färdas från punkt A till punkt B betecknas t_{AB} och motsvarande tid från B till A betecknas med t_{BA} . Sträckan pulsen färdas blir $l = d/\sin\theta$, där d är rörets diameter och θ är vinkeln mellan den räta linjen AB och rörets innerkant. Signalens hastighet då den färdas från A till B kommer att vara $v_{AB} = c + v \cos\theta$ och i motsatt riktning fås $v_{BA} = c - v \cos\theta$. Ljudhastigheten i fluiden betecknas c och flödeshastigheten i röret betecknas v, där flödeshastigheten är positiv för flöde i samma riktning som \hat{x} .



Figur 2: Röret i genomskärning med diameter d. Två ultraljudsgivare är placerade i punkten A respektive B. Dessa skickar och tar emot ultraljudssignaler för att mäta flödeshastigheten i röret.

Tiden det tar för signalen att färdas från A till B, respektive B till A, blir därmed:

$$\begin{cases} t_{AB} = \frac{d}{\sin \theta} \frac{1}{c + v \cos \theta} \\ t_{BA} = \frac{d}{\sin \theta} \frac{1}{c - v \cos \theta} \end{cases}$$
(3)

För att beräkna flödeshastigheten tecknas uttrycket för tidsskillnaden enligt

$$\Delta \text{TOF} = t_{\text{BA}} - t_{\text{AB}} = \frac{d}{\sin\theta} \left(\frac{2v\cos\theta}{c^2 - v^2\cos^2\theta} \right) = \frac{t_{\text{AB}}t_{\text{BA}}v\sin2\theta}{d}.$$
 (4)

Löptidsskillnanden $t_{BA} - t_{AB}$ kommer framöver kallas Δ TOF från engelskans *Time of Flight*. Ur ekvation (4) fås därmed flödeshastigheten

$$v = \frac{d}{\sin 2\theta} \frac{\Delta \text{TOF}}{t_{\text{AB}} t_{\text{BA}}}$$
(5)

som är oberoende av *c*. Ljudhastigeten i fluiden kan också beräknas med denna metod enligt [3, s.7] som

$$c = \frac{2d}{\sin\theta} \frac{1}{t_{\rm AB} + t_{\rm BA}}.$$
(6)

1.4 Flödesdynamik i rör

Typiska flöden i rör beskrivs som *laminära* eller *turbulenta*, vilket illustreras i Figur 3. Det laminära flödet i Figur 3a karakteriseras av att rörelsen sker med gradvis högre hastighet mot rörets centrum. En sådan flödesprofil är ofta parabolisk med avseende på det radiella avståndet från rörets centrumaxel. Ett exempel på turbulent flöde visas i Figur 3b. Ett turbulent flöde är svårt att definiera men en enkel beskrivning är att fluiden befinner sig i ett tillstånd av kontinuerlig instabillitet [4].



(a) Exempel på ett laminärt flöde med högst flödeshastighet i rörets centrum.

(b) Exempel på ett turbulent flöde.

Figur 3: Flödesdynamik i rör.

Ett sätt att identifiera flödets karaktär är med hjälp av det dimensionslösa *Reynoldstalet* som för rör ges av

$$\operatorname{Re} = \frac{2v\rho_{\mathrm{d}}r}{\mu} \tag{7}$$

där *r* är rörets radie, *v* är hastigheten, ρ_d är fluidens densitet och μ är den dynamiska viskositetskoefficienten [5]. Flöden med Reynoldstal lägre än 1000 betraktas som laminära och flöden med Reynoldstal över 2000 som turbulenta. Intervallet 1000-2000 utgör övergången mellan laminärt och turbulent flöde [6]. Två intressanta fluider för detta projekt är vatten och ketchup med viskositetskoefficient $1,004 \cdot 10^{-3}$ Pa · s respektive 50 Pa · s vid rumstemperatur [7]. Densiteten för vatten är $1,0 \text{ g/cm}^3$ och densiteten för ketchup approximeras här till samma värde. För den största rördiametern av d = 63 mm (2,5 tum) och högsta hastigheten v = 3 m/s kommer Reynoldstalet ligga kring 190 000 för vatten och 40 för ketchup.

1.5 Val av princip för flödesmätning

De principer för flödesmätning som presenterades i början av detta avsnitt (termisk, mekanisk, Dopplerbaserad och löptidsbaserad) lämpar sig olika bra för projektets mål. En fördel med termiska och mekaniska flödesmätare är att de ofta är enkla. Mekaniska flödesmätare kräver dock att delar av mätutrustningen befinner sig inuti röret, vilket går emot kravet på prototypen. Dessutom tvättas rören i livsmedelsindustrin med starka kemikalier som riskerar att förstöra utrustning inuti. De termiska flödesmätarna uppfyller inte kraven på prototypen då fluidens termiska egenskaper måste vara kända.

Flödesmätning med ultraljudsteknik har flera fördelar. Flödet påverkas inte eftersom givarna kan placeras utanpå röret, vilket dessutom gör att rören lätt kan rengöras. De har inte heller några rörliga delar på samma sätt som mekaniska flödesmätare. Med ultraljudsteknik kan flödesmätningar också göras med en hög samplingsfrekvens. Det möjliggör att flera mätningar kan medelvärdesbildas för ett mer precist resultat.

Dopplermetoden baseras på reflexioner mot fluidens inhomogeniteter. Ett Dopplerskift är lätt att mäta upp, men för att beräkna flödeshastigheten krävs kunskap om ljudhastigheten i fluiden. Prototypen ska klara av att mäta upp flödeshastigheten utan information om vad som finns i röret. Dessutom ska flödeshastigheten av homogena fluider som vatten kunna mätas, vilket inte går med Dopplermetoden. En annan nackdel med metoden är att en hög dämpning i fluiden kommer leda till en lokal mätning av flödeshastigheten. Om flödesprofilen dessutom är inhomogen blir resultatet av flödesmätningen svårtolkat.

Löptidsmetoden kräver att ultraljudssignalen transmitteras genom röret. Dämpningen i fluiden får därför inte vara för stor. Det är även svårt att mäta löptidsskillnader då de är små vid låga flödeshastigheter. Genom noggrant val av ultraljudsgivare och en genomtänkt konstruktion kan problemen undvikas. Metoden har fördelen att den inte kräver information om vad som finns i röret eller ljudhastigheten i fluiden. Löptidsmetoden är därför den metod som anses bäst lämpad för problemet.

1.6 Avgränsningar

Arbetet avgränsas på så sätt att prototypen inte integreras i FRS detektionssystem. Efter projektets avslut kommer FRS sköta integrationen med deras system. I projektet ingår inte att ta hänsyn till hygieniska krav vid val av komponenter. Valet av lämpliga ultraljudsgivare är inte heller en del av projektet. Prototypen anpassas istället till att vara kompatibel med flera olika givare lämpade för flödesmätning.

2 Genomförande



Figur 4: Schematisk bild över prototypen. Ultraljudsgivarna sitter fästa i vinkel θ i röret och visas i svart.

En schematisk bild över prototypens konstruktion kan ses i Figur 4. Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM sänder ut pulser med vald frekvens. Pulserna förstärks av en förstärkarkrets och sänds därefter genom ett rör med hjälp av en ultraljudsgivare. Ultraljudssignalen tas emot av ultraljudsgivaren på motsatt sida av röret och skickas tillbaka till utvecklingskortet via förstärkaren. Förstärkarkretsen behövs för att skapa signaler med tillräcklig styrka för att utföra mätningar i fluider med högre dämpning.

2.1 Principer för ultraljudsmätningar

En ultraljudsgivare omvandlar akustisk energi till elektrisk energi och vice versa, vilket innebär att givaren både kan sända och ta emot signaler [8]. Energiomvandlingen sker med hjälp av *piezoelektriska* material. Dessa material deformeras mekaniskt när en elektrisk spänning appliceras över materialet och en tryckvåg skapas. På samma sätt uppstår en spänning över elementen när de deformeras av en infallande tryckvåg. Ett tvärsnitt av en generell ultraljudsgivare visas i Figur 5. Givarna har även en *direktivitet*, vilket är ett mått på givarens riktverkan. Ju högre direktivitet, desto mer koncentrerad är ultraljudsvågen i en riktning.



Figur 5: Genomskärning av en cylindrisk ultraljudsgivare.

2.1.1 Elektriska egenskaper hos ultraljudsgivare

Ultraljudsgivare kan beskrivas elektriskt med hjälp av en lastimpedans Z_g då den betraktas från koaxialkabeln. Denna impedans Z_g kommer att anslutas till förstärkarens utgång via koaxial-

kabeln. Att mäta Z_g är därför användbart vid konstruktion av förstärkaren. Ultraljudsgivare är inte rent resistiva utan har en specifik resonansfrekvens, där de mest effektivt omvandlar mellan akustisk och elektrisk energi. Denna frekvens kallas *centerfrekvens* för ultraljudsgivare.

Ultraljudsgivare kan karakteriseras genom att mäta ingående ström och spänning likt Svilainis teknik [9], samt mottagen spänning då signalen skickas genom vatten. I projektet användes ultraljudsgivare från Olympus med nominell centerfrekvens 1 MHz. Impedansen mättes för dessa genom att mäta ström och spänning över ett seriekopplat $10,1 \Omega$ motstånd. Resultatet kan ses i Figur 6. Den uppmätta resonansfrekvensen var 1,12 MHz och antiresonansfrekvesen 1,27 MHz, som svarar mot det tydliga minimat och maximat. Impedanserna vid dessa frekvenser mättes till 42Ω respektive 142Ω .



Figur 6: Fas (ϕ_Z) och belopp för impedansen (Z_g) hos ultraljudsgivarna med nominell centerfrekvens 1 MHz. De streckade kurvorna är simuleringsresultat från LTspice. Notera att två y-axlar används.

Figur 7 visar en approximativ ekvivalent krets för Z_g , enligt Butterworth-Van Dyke-modellen (BVD) [10]. ¹ Utifrån värdena på resonans- och antiresonansfrekvensen bestämdes parametrarna i BVD-modellen enligt [10], och värden från simuleringar i LTspice visas i Figur 7. Modellen har endast bra överensstämmelse vid frekvenser kring 1 - 4 MHz.



Figur 7: Butterworth-Van Dyke modell för ultraljudsgivare. De givna värdena är för givarna med nominell centerfrekvens på 1 MHz.

¹Det finns andra modeller med bättre experimentell överensstämmelse [11, 12], men för detta illustrerande syfte räcker denna.

För BVD-modellen antas de mekaniska förlusterna vara små. Detta medför att den effekt som utvecklas i R_s är en approximation av den totala effekten hos den utskickade akustiska vågen. Den beräknade spänningen (V_{R_s}) över R_s visas i Figur 8, då ett pulståg av 6 negativa fyrkantspulser används som insignal (V_{in}). Efter ca 4 pulser har det utgående trycket stabiliserats.



Figur 8: Simulerad spänning över motståndet R_s i BVD-modellen i Figur 7, då ett pulståg av 6 negativa pulser som används som insignal.

Tester för olika ultraljudsgivare av samma modell visar att impedansen beror av tjockleken och permittiviteten hos det piezoelektriska materialet och flera andra tillverkningsparametrar [13]. Impedansen kan också ändras under drift och den beror bland annat av tryck och akustisk impedans hos transmissionsmediet [14]. Permittiviteten hos piezomaterialet beror också av temperatur [15–17], vilket i sin tur påverkar impedansen.

För att göra kvantitativa flödesmätningar är det önskvärt att det elektroakustiska systemet är så reciprokt som möjligt. Att ett fysikaliskt system är reciprokt innebär att det beter sig identiskt då man byter plats på dess ingång och utgång [18]. För löptidsmetoden applicerad på en stillastående akustiskt fluid innebär det att den mottagna signalen är identisk oavsett om den skickas från den ena givaren eller den andra. Om systemet är stabilt under drift (trots att det inte är reciprokt) kommer en konstant förskjutning adderas till löptiden Δ TOF. Detta leder till att ett nollskilt flöde mäts då inget flöde finns, men detta kan i allmänhet lösas med kalibrering [19, s.7]. Om impedanserna varierar med temperatur och tryck är detta i allmänhet inte möjligt. Ett möjligt alternativ är att designa det elektriska systemet för att minska inverkan på Δ TOF. En diskussion om hur detta kan göras finns i avsnitt 4.3.1.

2.1.2 Modellering av ultraljudsgivarens tryckfördelning

En ultraljudsgivare som består av ett cirkulärt piezoelement kan modelleras som en platta som rör sig fram och tillbaka. Plattan är fäst i en fixerad ram och i mekanisk kontakt med det medium där den skapade akustiska vågen utbreder sig. Plattans rörelse skapar tryckvariationer som propagerar genom mediet som harmoniska transversella och longitudinella vågor. I vätskor kommer endast longitudinella vågor att propagera eftersom de har för låg skjuvmodul för att transversella vågor ska kunna existera [20]. Dessa tryckvågor måste uppfylla vågekvationen

$$\nabla^2 p(x,y,z,t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p(x,y,z,t)}{\partial t^2} = 0$$
(8)

där p(x,y,z,t) är trycket. Vågorna beskrivs lämpligen i cylindriska koordinater vilket kommer användas fortsättningsvis. Vågens utbredningsriktning är längs *z*-axeln som är vinkelrät mot piezoelementets yta och origo antas ligga i piezoelementets mittpunkt. Vågorna kan då uttryckas som kvasi-planvågor

$$p(x,y,z,t) = P(\rho,z) \exp(ikz - i\omega t), \tag{9}$$

där $k = \omega/c$ är vågtalet och ρ är det radiella avståndet från *z*-axeln. Med axisymmetriska ultraljudsgivare kan $P(\rho,z)$ antas vara axisymmetrisk och vågekvationen kan uttryckas i cylindriska koordinater utan vinkelberoende. Under antagandet att vågen huvudsakligen propagerar längs *z*-axeln och att $(ka)^2 \gg 1$, där *a* är piezoelementets radie, kan vågekvationen approximeras med den *paraxiella vågekvationen* [21]. Detta innebär att det antas att $\left|2ik\frac{\partial p}{\partial z}\right| \gg \left|\frac{\partial^2 p}{\partial z^2}\right|$. I detta fall är vi inte intresserade av det snabba rums- och tidsberoendet hos lösningarna som kommer från faktorn $\exp(ikz - i\omega t)$, och vi väljer därför att presentera vågekvationen i termer av medeltrycket $P(\rho,z)$.² Insättning av ekvation (9) i ekvation (8) ger då att *P* måste uppfylla

$$\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + 2ik\frac{\partial}{\partial z}\right]P(\rho,z) = 0.$$
(10)

Den paraxiella vågekvationen har egenskapen att det finns lösningar vars tvärsnittsintensitet har samma karaktär på alla avstånd *z*. En viktig lösning är det *Gaussiska strålknippet* som väl modellerar många verkliga optiska system, och även tryckfördelningen från en ultraljudsgivare.

Ett Gaussiskt strålknippe har för varje z en tryckfördelning $P(\rho,z)$ som är Gaussisk med avseende på ρ . Den kan då parametriseras i termer av strålknippets bredd w(z), som definieras som radien där amplituden $P(\rho,z)$ har fallit till 1/e av amplituden för $P(\rho = 0,z)$. Ett Gaussiskt strålknippe kan definieras entydigt av midjebredden w_0 , där strålen är som smalast, och midjans position z_0 så att $w(z_0) = w_0$. Om det antas att strålen har sin midja precis vid ultraljudsgivarens yta (alltså ingen fokusering) kan vi införa *Rayleighavståndet*

$$z_{\rm R} = \frac{ka^2}{2}.\tag{11}$$

Rayleighavståndet definieras som avståndet där strålens midja har breddats med en faktor $\sqrt{2}$. Vi inför även den *komplexa strålparametern*, som förenklar uttrycket och är användbar om brytning mellan ytor ska modelleras:

$$q_n(z) = z + i \frac{z_{\mathsf{R}}}{B_n} \tag{12}$$

Wen och Breazeale har visat att tryckfältet från en ultraljudsgivare kan modelleras med hög noggrannhet med 15 superponerade Gaussiska strålknippen [22–24]. Wen och Breazeale har även tagit fram 15 par av koefficienter A_n , B_n som definierar Gaussiska strålknippen med olika midjebredd på olika avstånd. För att ta hänsyn till en sfärisk fokusering hos givaren måste den ena parametern modifieras enligt $B_n \rightarrow B_n + iz_R/F$, där F är givarens fokallängd [25, s. 226]. Notera att z_0 ofta ligger strax framför F. Vi får enligt Wen och Breazeales definition av koefficienterna uttrycket

$$P(\rho,z) = \sum_{n=1}^{15} \frac{A_n}{1 - z/q_n(0)} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2q_n(z)}\right).$$
(13)

²Den tids- och riktningsberoende faktorn $\exp(ikz - i\omega t)$ kan bevaras om exempelvis pulser eller vågutbredning i mer än en riktning ska modelleras.



Figur 9: Relativ tryckfördelning $P(\rho,z)$ som funktion av avstånd längs huvudaxeln, samt avstånd vinkelrätt mot huvudaxeln. Fokallängd 25 mm och frekvens 3,5 MHz.

Med detta kan exempelvis tryckfördelningen i röret bestämmas, vilken visas i Figur 9. Figuren ger en uppfattning om ultraljudsgivarens direktivitet. Simuleringarna gjordes i MATLAB och bygger på kod från Schmerr [25, s.342], vilken presenteras i bilaga D. En uppskattning av divergensvinkeln hos strålen kan fås av $\theta_d = c/(f\pi w_0)$ på stora avstånd från midjan [26]. Divergensvinkeln minskar alltså med ökande frekvens och ökar med starkare fokusering (smalare midjebredd). Trycket längs huvudaxeln illustreras även i Figur 10a. I samma figur visas också att det finns stora variationer i trycket nära givaren, där de Gaussiska strålknippena interfererar. Området innan det sista lokala maximat kallas *närfältet*, och området bortom det kallas *fjärrfältet*. Avståndet till detta maximum kan beräknas med $N = a^2 f/c$.

Vidare kan man beräkna den effekt som tas upp av den mottagande ultraljudsgivaren om avståndet mellan sändare och mottagare varieras. Effekten som avges från sändaren är proportionell mot den elektriska effekten som driver den, och motsvarande gäller för mottagaren. För att ge uttryck för den mottagna effekten måste även *intensiteten* beräknas. Den definieras som

$$I(\rho, z) = \frac{P(\rho, z)^2}{2\rho_{\rm d}c},$$
(14)

med materialets densitet ρ_d . Den totala upptagna effekten blir då integralen av intensiteten över yta, den cirkelskiva med radie *a* som svarar mot givaren på mottagarsidan. Då denna integral beräknas vid olika avstånd fås resultatet i Figur 10b.



ett material utan dämpning.

Figur 10: Tryck och upptagen effekt längs huvudaxeln för 3,5 MHz ultraljudsgivare, med fokallängd 25 mm och radie 3,175 mm.

2.1.3 Dämpning och spridning av ultraljudssignalen

Det finns flera fysikaliska effekter som gör att den mottagna ultraljudsvågen är svagare än den utsända. Bland dessa ingår stråldivergens, spridning och dämpning. Effekterna påverkar konstruktionen av prototypen eftersom den mottagna signalstyrkan måste överskrida bruströskeln. Enkla modeller för dämpning och spridning av signalen har tagits fram och justerats efter experimentellt framtagna resultat. Stråldivergens förklarades i avsnitt 2.1.2 respektive 1.4 ovan. Den sammanlagda inverkan av stråldivergens, spridning och dämpning kan beskrivas med en dämpningsfaktor α . Trycket $P(\rho, z)$ kommer att dämpas exponentiellt enligt

$$P(\rho, z) \to P(\rho, z)e^{-\alpha(f)z},$$
(15)

där *z* är avståndet från ultraljudsgivaren. Dämpningskonstanten kan modelleras i termer av signalens frekvens enligt $\alpha(f) = \alpha_0 \cdot f^{\gamma}$, där α_0 är en konstant som beror av det medium signalen färdas i. Exponenten γ beror också av mediet. För de flesta viskösa vätskor och fasta ämnen är $0 < \gamma < 2$ och för vatten gäller att $\gamma = 2$ [27–29]. Exponenten γ har en väldigt långsam variation i frekvens och kan därför antas vara konstant över intervallet 0, 1 - 10 MHz [27, 30]. I simuleringarna har det antagits att $\gamma = 2$ för alla ämnen.

2.1.4 Karakterisering av dämpning i livsmedel

För att utföra flödesmätningar i inhomogena fluider, krav 7 i specifikationen, krävs det att signalen inte dämpas eller sprids för mycket innan den når mottagaren. Genom att undersöka hur dessa effekters påverkan ser ut i olika fluider kan dämpningskonstanten α_0 i avsnitt 2.1.3 tas fram experimentellt. Enklare experiment utfördes med två ultraljudsgivare: en sändare och en mottagare. Dessa placerades mittemot varandra i en låda av plast, där hål borrats ut för att ultraljudsgivarna skulle vara i direktkontakt med fluiden. Två olika lådor tillverkades varpå fyra olika avstånd mellan givarna kunde undersökas: 35 mm, 56 mm, 77 mm och 125 mm. Dessa avstånd är jämförbara med möjliga avstånd mellan givarna i den slutgiltiga prototypen. Sändaren kopplades till en funktionsgenerator. Mottagaren kopplades till ett oscilloskop där mottagen amplitud hos signalen kunde studeras. Uppställningen visas i Figur 11.



Figur 11: Uppställning för experimentellt bestämmande av dämpning hos ultraljudssignalen i olika fluider. Sändaren är kopplad till en funktionsgenerator och mottagaren till ett oscilloskop. På bilden undersöks krossade tomater. Korkar placerades i de hål som inte används.

Ett pulståg av 10 fyrkantspulser med frekvens 3,5 MHz och amplitud 10 V topp-till-topp skickades från en funktionsgenerator till sändaren.³ Pulståget upprepades med en frekvens på 100 Hz. Ultraljudsivarna som användes var Panametrics-NDT V546 från Olympus. Centerfrekvensen hos dessa var 3,5 MHz. Aperturen på givarna, det vill säga piezoelementets diameter, var 6,35 mm. Det gjordes flera mätningar på samma avstånd som sedan medelvärdesbildades. Fluiden blandades om mellan varje mätning.

Resultaten från dämpningsexperimenten presenteras i Figur 12. För barnmat och bönor i tomatsås lyckas inte ultraljudsgivarna transmittera en tillräckligt stark signal över de aktuella avstånden i figuren. För att få ett ungefärligt värde på α_0 gjordes anpassningskurvor till datapunkterna baserade på teorin i avsnitt 2.1.3. Resultaten för dessa i de olika fluider som undersöktes presenteras i Tabell 1. Exponenten γ i frekvensrelationen för dämpningen är satt till 2 vid beräkningen av α_0 .

| Fluid | $\alpha_0 (10^{-15} \mathrm{Np} \cdot \mathrm{m}^{-1} \cdot \mathrm{Hz}^{-2})$ |
|------------------|--|
| Vatten | 25 |
| Krossade tomater | 1150 |
| Bönor i tomatsås | 2500 |
| Barnmat | 4000 |

Tabell 1: Dämpningskonstanter α_0 för olika fluider anpassade efter experimentella data. Givare med centerfrekvensen 3,5 MHz användes vid försöken. Exponenten γ är satt till 2 vid beräkningen av α_0 .

³I några få fall användes 20 pulser. Antalet pulser visade sig inte ha någon märkbar effekt på mottagen amplitud och resultaten särskiljdes därför inte.



Figur 12: Mottagen signals amplitud vid en frekvens på 3,5 MHz och topp-till-topp inspänning av 10 V. Mätpunkter för fyra olika avstånd mellan givarna i fyra olika fluider. Kurvorna är anpassningar av dämpningen med α_0 enligt Tabell 1.

2.2 Konstruktion

2.2.1 Val av ultraljudsgivare

Som nämndes i föregående avsnitt lyckades inte ultraljudsgivarna med centerfrekvens på 3,5 MHz att transmittera en tillräckligt stark signal, varken genom barnmat eller bönor i tomatsås. Enligt ekvation (15) ger en lägre frekvens mindre dämpning av signalen. För att bestämma en lämplig centerfrekvens utfördes därför simuleringar baserade på Wen och Breazeales modell, där den mottagna effekten undersöktes med avseende på frekvensen. Det gjordes för fyra olika fluider vars dämpningskonstanter presenterades i Tabell 1. I Figur 13 visas detta frekvensberoende. Ett maxima kan observeras kring 1 MHz för de mer viskösa fluiderna: tomat och barnmat. Den mottagna effekten ökar fram till ca 1 MHz eftersom divergensvinkeln minskar med ökande frekvens. Efter maximat kommer dämpningen av signalen få den mottagna effekten att minska. Centerfrekvensen hos ultraljudsgivarna i prototypen borde alltså ligga närmare 1 MHz än 3,5 MHz.



Figur 13: Normaliserad mottagen effekt för olika frekvenser och material, för ett avstånd av 70 mm mellan givarna. Effekten för vatten börjar avta strax efter 6 MHz.

Aperturstorleken har också stor inverkan på den mottagna effekten. För hög mottagen effekt önskas en liten divergensvinkel, vilket innebär ett stort Rayleighavstånd $z_{\rm R} = ka^2/2$. Aperturstorleken *a* har alltså en kvadratisk inverkan. En viktig slutsats utifrån detta var att prototypens ultraljudsgivare gärna ska ha en stor apertur.

Med de nya specifikationerna, en centerfrekvens på 1 MHz och en stor apertur, togs ett par nya ultraljudsgivare fram med hjälp av FRS. Centerfrekvensen låg på 1 MHz och aperturen var 10 mm.^4 Tyvärr var dessa ultraljudsgivare långt över budget enligt krav 9 i kravspecifikationen för den slutgiltiga prototypen. Billigare ultraljudsgivare har sämre karakteristik, vilket kommer behöva kompenseras för med hjälp av elektronik.

2.2.2 Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM

Flera olika elektroniska system för datainsamling i kombination med beräkning av flödeshastighet studerades vid konstruktionen. Ett lämpligt system skulle både uppfylla kraven på mätnoggrannhet, samplingsfrekvens, klara av att leverera högfrekventa pulser samt ha ett lågt pris. Dessa motsvarar krav 3, 5, 9 och delvis krav 7 i avsnitt 1.1.

Systemet som valdes för att utföra mätningar och beräkningar av flödeshastighet är utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM. Kortet möjliggör mätningar av löptid med två ultraljudsgivare och baseras i huvudsak på tre viktiga komponenter: mikrokontrollern MSP430, tidtagarkretsen TDC7200 och ultraljudsmätkretsen TDC1000. TDC1000 och TDC7200 styrs och ställs in av MSP430 genom gränssnittet SPI.

TDC1000 hanterar löptidsmätningar genom att sända och ta emot pulståg. Figur 14 illustrerar dess funktioner och signalbana. Sändning av signal inleds genom att Tx Generator genererar fyrkantspulser med frekvens som ges av Clock Divider och kan kontrolleras av användaren. Fyrkantspulserna skickas till ultraljudsgivaren samtidigt som en startpuls skickas till TDC7200. Startpulsen visas i Figur 15 som illustrerar ultraljudssignaler och elektriska signaler mellan komponenterna som funktion av tid. Channel Select bestämmer på vilken kanal sändning respektive mottagning sker. På mottagarsidan når signalen först en multiplexer, vilken ser till att mottagen signal registreras på mottagarkanalen och inte sändkanalen. I Figur 14 betyder det att en

⁴Fler specifikationer var ej tillgängliga då givarna var specialtillverkade av Olympus.



Figur 14: Blockdiagram över funktionerna och signalbanan i TDC1000. Figur hämtad från databladet för TDC1000 [31, s.12].

signal som skickas från TX1 endast ska tas emot på RX1. Den inkommande signalen når sedan lågbrusförstärkaren (Eng: *Low Noise Amplifier*, LNA). Den har bandpassegenskaper kring ett par MHz. Genom en kondensator före RX-kanalerna återkopplas lågbrusförstärkaren kapacitivt och får en bandpassförstärkning av 20 dB. Mellan LNAOUT och PGAIN formas ett passivt filter för 1 MHz genom en kondensator med värdet 1 nF. Efter filtret når signalen den programmerbara förstärkaren (Eng: *Programmable Gain Amplifier*, PGA) som kan ställas in av användaren mellan 0 - 21 dB. Därefter går signalen genom ett bandpassfilter för 1 MHz, vilket beskrivs i bilaga B.4. Om tillräcklig hög signalstyrka uppnås kan den programmerbara förstärkaren och lågbrusförstärkaren förbikopplas med intakta filter. Vid COMPIN når signalen två komparatorer. Med inställd spänningströskel verkar de tillsammans för att detektera den mottagna signalen och generera en inställd mängd stoppsignaler till TDC7200. Stopsignalerna visas i Figur 15. TDC7200 omvandlar sedan tidsdifferensen mellan start- och stoppulser till ett digitalt värde som skickas till MSP430.

Bortsett från de tre huvudkomponenterna återfinns på utvecklingskortet en mini-USBport. Den står för strömförsörjning, seriell kommunikation och programmering av de tre huvudkomponenterna. Vidare finns två oscillatorer med frekvenserna 8 MHz och 24 MHz för TDC1000 respektive MSP430. Slutligen finns också en DC/DC-omvandlare av modell LP2980IM5X-ADJ. Den omvandlar 5 V spänning till en analog matningsspänning (AVDD) av 3,675 V. AVDD används sedan som spänningsreferens i den programmerbara förstärkaren, lågbrusförstärkaren och komparatornerna i TDC1000.

Utvecklingskortet kommer även med ett grafiskt användargränssnitt (Eng: *Graphical User Interface*, GUI), vilket används för att programmera utvecklingskortet samt visualisera mätresultaten. Gränssnittet kommer med en mängd olika inställningar för TDC1000, TDC7200 och MSP430. Inställningarna motsvarar skrivning till olika register i dessa komponenter. Det är möjligt att



Figur 15: Tidslinje av ultraljuds- respektive kommunikationssignaler mellan TDC1000 och TDC7200. Figur hämtad från databladet för TDC1000 [31, s.27].

med ett egendesignat kretskort programmera MSP430 till att göra samma löptidsmätningar utan gränssnittet. Flödeshastigheten kan då presenteras på en skärm eller skickas vidare till en annan krets. Detta ligger dock utanför ramen för arbetet.

Utvecklingskortet uppfyller krav 5, i avsnitt 1.1, på att mäta mer frekvent än en gång per sekund [31]. Det möjliggör att flera mätningar hinner göras och sedan medelvärdesbildas för större mätnoggrannhet. Data från löptidsmätningar kan sparas till en csv-fil. Datapunkterna som används från denna är Start_to_StopX, vilket motsvarar tiden mellan startpulsen och de olika stoppulserna som visas i Figur 15. I den data som kontinuerligt samlas in ingår även standardavvikelse för de utförda mätningarna. Detta uppfyller krav nummer 4 i kravspecifikationen. Utvecklingskortet uppfyller även krav 6 på att uppmätta data ska kunna överföras till FRS detektionssystem.

2.2.3 Förstärkarkrets

Den utsignal som genereras från utvecklingskortet har en relativt låg spänning på ca 3,3 V och faller efter impedansmatching till närmare 1 V in till ultraljudsgivaren. Eftersom den slutliga prototypens ultraljudsgivare inte är bestämd bör denna signal förstärkas för att kunna driva ett större omfång av olika sorters ultraljudsgivare. Ytterligare en fördel med en starkare drivspänning var att utvecklingskortets inbyggda mottagarförstärkare kunde kringgås. Denna tenderade att förstärka brus på grund av instabilitet i matningsspänningen, vilket nu kunde undvikas.

För att bibehålla flexibilitet i val av givare designades en förstärkarkrets anpassad till att kunna arbeta i ett brett frekvensintervall (ungefär 100 kHz till 5 MHz), med en variabel utspänning. Kretsen behöver klara av att generera negativa fyrkantspulser ner till -100 V till låga impedanslaster

(ungefär 10–100 Ω). Den är därför baserad på en topologi från Brown och Lockwood [32], designad för att kunna generera 50 ns långa pulser ned till –350 V. Komponenter med lägre kostnad och sämre specifikationer än de föreslagna i referensen valdes eftersom att så pass höga spänningar och snabba pulser inte krävdes. För att kunna driva två ultraljudsgivare konstruerades två schematiskt identiska kanaler samt skyddskretsar, under antagandet att en eventuell konstant inverkan på löptiden enkelt kan kalibreras bort. Detta gjordes för att undvika att behöva styra omkopplingen av en extern brytare med mikrokontrollern på utvecklingskortet. Konsekvenserna av detta diskuteras i avsnitt . Ett diagram över en kanal presenteras i Figur 16.



Figur 16: Diagram över en av förstärkarens två kanaler.

Förstärkarkretsen kan enklast delas upp i tre olika steg. Insignalen förstärks först av en operationsförstärkare (op-amp), som sedan driver en transistorförstärkare i push-pull-topologi. Slutligen används en N-kanal-MOSFET för att generera en högspänningspuls. Op-ampen tjänar syftet att förstärka spänningen hos den digitala signalen från TDC1000 till 12 V, samt att öka strömmen för att driva resten av förstärkaren. En tvåkanalig strömåterkopplad op-amp (Texas Instruments THS3092) valdes för detta syfte. Strömåterkopplade op-ampar har i allmänhet mycket högre stighastighet (Eng: *slew rate*) än spänningsåterkopplade sådana. De har dessutom en bandbredd oberoende av förstärkningen, vilket ger ytterligare flexibilitet.

Ett motstånd med resistansen 15 Ω placerades i serie med utgången för att undvika att transistorernas gatekapacitans påverkar op-ampens återkopplingsnätverk, vilket kan orsaka självsvängning [33]. Ett stort motstånd placerades även parallellt med transistorerna för att säkerställa att de stängs om inporten lämnas öppen. En termineringsresistor $R_{\rm T}$ kan anslutas vid ingången för att matcha impedansen på spänningskällan. I vårt fall är $R_{\rm T} = 180 \Omega$ för att matcha motståndet på 200 Ω som sitter i serie med signalbanan från TDC1000.

Efter op-amp följer två steg av inverterande transistorförstärkare, som ökar strömtillförseln och minskar signalens stigtid. Det grundläggande transistorsteget består av ett par av en N-kanal samt en P-kanal-MOSFET (Diodes Inc. ZVN2106G och Vishay Si2003CDS) som vardera fungerar som komplementära brytare. Då spänningen från op-ampen är hög är N-kanal-transistorn öppen, och spänningen vid dess utgång blir låg, och vice versa för P-kanal. Kombinationen av

de två typerna av transistorer gör att ström både kan avges och upptas snabbt. Detta krävs för att snabbt kunna öppna och stänga den slutliga N-kanal-transistorn vid högspänningsdelen. Ytterligare två par av dessa transistorer är parallelkopplade efter det första steget, vilket dubblerar strömmen. Transistorerna valdes främst utifrån deras låga gateladdning och snabba stig- och falltid.

Som koppling mellan låg- och högspänningssteget används en $0.01 \,\mu\text{F}$ metalliserad polyesterfilmkondensator. En N-kanal-transistor (Infineon IPP530N15N3G, 150 V maximal drain-sourcespänning) är kopplad som en low-side-switch. Denna har en nominell inkapacitans på 667 pF, ca 10 gånger högre än ZVN2106G, varför strömförstärkningen hittills behövs. En biaseringsspänning ligger vid transistorns gate via ett stort motstånd till $V_{\rm H}$, för att tillåta den lägre spänningen från de tidigare stegen att öppna transistorn. Parallellt med motståndet är en 15 V Zenerdiod placerad för att skydda transistorn mot överspänning.

En skyddskrets designades också för att skydda mottagarsidan (RX) mot högspänningspulserna som genererades av förstärkarkretsen, och kan ses i Figur 17. Microchips MD0100 begränsar spänningen till maximalt ± 2 V. Dioderna som följer har ett framspänningsfall på 0,5 V, och begränsar alltså signalen ytterligare till omkring 1 V topp-till-topp.

Förstärkarkretsens utsignal finns både uppmätt och simulerad genom LTspice i avsnitt 3.2. Då undersöktes även kretsens karakteristik över ett större frekvensintervall.



Figur 17: Skyddskrets som placerades vid kontakten till ultraljudsgivarna för att skydda mottagarsidan (RX) från högspänning.

2.2.4 Design av rör till flödesmätning

För att fästa ultraljudsgivarna i FRS pilotanläggning designades ett rör. Med hjälp av röret utfördes mätningar av löptid för olika flödeshastigheter. Flödesröret designades enligt modellen för löptidsmätning, vilken presenterades i Figur 2 under avsnitt 1.3.2.2. Enligt krav 3 i avsnitt 1.1 ska prototypen kunna mäta ett nollskilt flöde vid en flödeshastighet på 0,05 m/s. Med detta i åtanke gjordes ett lämpligt val av vinkeln θ .

Valet av vinkel gjordes som en kompromiss mellan signalstyrka och mätnoggrannhet. Å ena sidan blir komponenten i flödesriktningen av sträckorna AB och BA mindre för stora vinklar. Därmed blir tidsdifferensen mellan t_{AB} och t_{BA} kortare och det relativa felet i uppmätt flödeshastighet större. Å andra sidan resulterar en för liten vinkel θ i att avståndet mellan givarna blir längre och mottagen signal riskerar att dämpas ut och inte detekteras.

Det uppmätta felet i flödeshastighet som funktion av vinkeln θ presenteras i Figur 18. Ekvation (16) som användes för att beräkna den avvikande flödeshastigheten är baserad på ekvation (4) i avsnitt 1.3.2.2. Löptiderna t_{AB} och t_{BA} beräknas enligt ekvation (3) i samma avsnitt. Övriga parametrar enligt stycket nedan.

$$v = \left| \frac{d}{\sin 2\theta} \right| \cdot \left| \frac{(t_{BA} + \sigma) - (t_{AB} - \sigma)}{(t_{BA} + \sigma)(t_{AB} - \sigma)} \right|$$
(16)

Låga flödeshastigheter ger störst relativt fel, varför kravspecifikationens undre gräns i flödeshastighet på 0.05 m/s användes vid feluppskattningen. Ljudets hastighet i vatten är approximerad till 1484 m/s vid rumstemperatur, 20.5 °C, med ekvation (20) i bilaga A. TDC1000 mäter tillsammans med TDC7200 en standardavvikelse för löptidsmätningar av $\sigma = 82 \text{ ps}$. Felet gäller för noll flöde av vatten vid rumstempereratur, utan medelvärdesbildning. Standardavvikelsen reduceras till 31 ps om man, under samma förhållanden, istället medelvärdesbildar över 10 mätningar [31, s.50]. I Figur 18 har $\sigma = 82 \text{ ps}$ använts.



Figur 18: Teoretisk procentuell avvikelse från 0,05 m/s för uppmätt flödeshastighet som funktion av vinkeln θ . De tre aktuella innerdiametrarna på röret är plottade var för sig. Avvikelsen är beräknad vid c=1484 m/s och σ =82 ps [31, s.50].

För att bibehålla flexibilitet och kompatibilitet med framtida, enklare och billigare givare behövs marginaler för dämpningen av signalen. Detta kan, som tidigare nämnts, underlättas med hjälp av förstärkning av signalen och en lämpligt vald centerfrekvens hos givarna. För ytterligare flexibilitet valdes vinkeln vid designen så stor som möjligt. Ett prototyprör med diameter på 2,5 tum i kombination med vinkeln $\theta = 70^{\circ}$ presenterades som förslag till FRS.

Det visade sig att FRS hade ett 1,5-tums rör med $\theta = 70^{\circ}$ tillgängligt sedan tidigare. Röret var kompatibelt med givarna och användes därför till mätningar med vår prototyp. För nollskilda flödeshastigheter samt inhomogena fluider väntas felet bli större än i Figur 18 då störningar i form av bland annat turbulens, dämpning och spridning förekommer i röret. Samma figur visar att för $\theta = 70^{\circ}$ med den minsta, mest kritiska, rördiametern fås en teoretisk avvikelse på under 30 %. Detta anses ge goda marginaler för att detektera ett nollskilt flöde för en hastighet på 0,05 m/s även vid sämre förhållanden. Röret från FRS som användes kan ses i Figur 19.



Figur 19: Röret som användes vid mätning av löptid. Lutningsvinkeln för givarnas hållare är θ =70°.

Med röret från FRS utfördes samma experiment för att undersöka dämpning av mottagen signal som i avsnitt 2.1.4 med de valda givarna på 1 MHz. Röret användes istället för en låda då rörets hållare var anpassade till de nya givarnas apertur. Resultatet från denna mätning presenteras i Figur 23 under avsnitt 3.1.

2.3 Utförande av löptidsmätningar

Mätning av löptid från punkt A till B samt mätning av skillnaden i löptid i ett rör med flöde har genomförts. I detta avsnitt presenteras först referensmätningar som gjordes för att bestämma utvecklingskortets noggrannhet. Sedan presenteras en experimentuppställning för mätningar med flöde i rör samt de experiment som utfördes.

2.3.1 Metod för mätning av löptid från A till B



Figur 20: Schematisk bild över den försöksuppställning som användes för referensmätning av löptid. Signalgeneratorn genererade pulser till ultraljudsgivaren fäst i röret samt en referenssignal till oscilloskopet. Till oscilloskopet kopplades även mottagande ultraljudsgivare.

Noggrannheten hos utvecklingskortet undersöktes genom att göra referensmätningar av löptid mellan A och B med hjälp av oscilloskop. Den experimentuppställning som användes presenteras i Figur 20. Två ultraljudsgivare fästes på var sin sida om FRS 1,5-tums rör, som visas i Figur 19. Röret fylldes sedan med vatten. Vattnet i röret var i termisk jämvikt med rummet för att undvika störningar av temperaturdrifter. Avståndet mellan ultraljudsgivarna uppmättes med hjälp av skjutmått och översattes till motsvarande löptid med hjälp av ljudhastigheten i vatten vid den aktuella temperaturen. En signal av 1 MHz, 1,5 V topp-till-topp och 3 pulser skickades från signalgeneratorn genom den högra ultraljudsgivaren i Figur 20. Signalen togs emot av den vänstra ultraljudsgivaren och sändes till oscilloskopet. Till oscilloskopet kopplades även en referenssignal från signalgeneratorn. Tidsskillnaden mellan referenspuls och mottagen puls mättes.



Figur 21: Schematisk bild över den försöksuppställning som användes för mätning av löptid. Utvecklingskortet genererade pulser som förstärktes och sedan skickades genom röret via en ultraljudsgivare. Signalen togs emot på motsatt sida röret via en andra ultraljudsgivare och skickades därefter genom förstärkaren till utvecklingskortet.

För att mäta tiden det tar för signalen att färdas mellan ultraljudsgivarna med hjälp av utvecklingskortet användes experimentuppställningen i Figur 21. Samma avstånd mellan ultraljudsgivarna som vid referensmätningen med oscilloskop användes. Två ultraljudspulser av frekvens 1 MHz förstärktes till 5 V av förstärkarkretsen och skickades genom röret. Utvecklingskortets inbyggda förstärkning och lågbrusförstärkare kopplades bort. En del av de inställningar som användes för utvecklingskortet presenteras i Tabell 2, detaljerade inställningar ses i bilaga C.1.

Tabell 2: Inställningar för TDC1000-TDC7200EVM som användes vid experimenten av löptidsmätning mellan punkt A och B.

| TX_FREQ_DIV | 1 MHz (Divide by 8) | Frekvens av utsänd signal |
|-------------------|---------------------|---|
| NUM_TX | 2 Pulses | Antalet pulser som skickas iväg |
| ECHO_QUAL_THLD | $-50\mathrm{mV}$ | Tröskelvärde för mottagen signal |
| SHRT_TOF_BLNK_PRD | 2 µs (16xT0) | Tid innan mottagen signal kan registreras |
| NUMBER OF STOPS | Five | Max antal mottagna pulser som registreras |

2.3.2 Metod för flödesmätning

Den uppställning som användes till att utföra experimenten för flödesmätning presenteras i Figur 22. Två ultraljudsgivare fästes i röret som visas i Figur 19. Röret kopplades samman med en pilotanläggning hos FRS via Tri-clamp kopplingar. För att skapa ett flöde genom röret användes sedan en pumpanläggning med reglerbar hastighet.

Ultraljudsgivarna i Figur 22 var kopplade till den förstärkarkrets som beskrevs i avsnitt 2.2.3. Förstärkarkretsen var i sin tur kopplad till utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM. Genom utvecklingskortets användargränssnitt ställdes TDC1000 och TDC7200 in för att utföra mätningar. En del av de inställningar som användes presenteras i Tabell 3, detaljerade inställningar finns i bilaga C.2.

Flödesmätningar utfördes med vatten i röret. Inför mätningarna tappades vatten upp i en tank och stod minst ett dygn för att anta rumstemperatur. Vattnets temperatur uppmättes till 20,5 °C och hölls konstant genom mätningarna. Temperaturen mättes med en Luxorparts DS18B20. Den



Figur 22: Schematisk bild över den försöksuppställning som användes till experimenten. Ultraljudsgivarna visas i svart, notera att givarna sticker in ett par millimeter i röret för att undvika luftfickor.

| Tabell 3: Inställningar för TDC1000-TDC7200EVM som användes vid flödesmätni | ng på vatten. |
|---|---------------|
|---|---------------|

| TRIGGER UPDATE FREQ | 100 ms | Tidsintervallet mellan varje flödesmätning |
|---------------------|----------------------|--|
| TX_FREQ_DIV | 1 MHz (Divide by 8) | Ger frekvensen 1 MHz |
| NUM_TX | 4 Pulses | Antalet pulser som skickas iväg |
| ECHO_QUAL_THLD | $-125\mathrm{mV}$ | Tröskelvärde för mottagen signal |
| SHRT_TOF_BLNK_PRD | $2\mu{ m s}$ (16xT0) | Tid innan mottagen signal kan registreras |
| NUMBER OF STOPS | Five | Max antal mottagna pulser som registreras |

anger temperatur med en noggrannhet på 0.5 °C och en upplösning på 0.044 °C [34]. Mätdatan hämtades med en Arduino med en samplingsfrekvens på 780:e ms.

Vid varje flödeshastighet som mättes gjordes referensmätningar. För att göra dessa referensmätningar startades först pumpen. Ett kärl fördes sedan in i vattenflödet under en bestämd tid. Efter det vägdes vattnet och med känd rördiameter kunde ett referensflöde beräknas. Denna referensmätning upprepades flera gånger och medelvärdesbildades för att ge en bättre uppskattning av flödet och eventuellt minska felet. Experiment utfördes för flödeshastigheter på 0 m/s, 0,101 m/s, 0,347 m/s, 0,696 m/s och 0,975 m/s. $\Delta \text{TOF}, t_{AB}$ och t_{BA} mättes upp med utvecklingskortet och med hjälp av ekvation (5) bestämdes flödeshastigheten.

Det utfördes även två delexperiment för undersökning av hur skillnad i löptid driver. I det första delexperimentet undersöktes hur Δ TOF med avseende på olika stoppulser driver i tid vid en konstant flödeshastighet på 0,957 m/s och varierande temperatur. Temperaturen ökades successivt från 12,5 °C till 45 °C genom att kontinuerligt tillföra varmvatten till systemet. Utvecklingskortet ställdes in för att generera fem stoppulser då en ultraljudssignal togs emot. Stoppulserna genereras med ungefär 1 µs mellanrum. Detta utnyttjades för att se hur skillnaden i löptid mellan startpuls och stoppuls *i*, kallat Δ TOF_i, för *i* = 1,2,3,4,5 varierar. I det andra delexperimentet mättes hur skillnaden i löptid Δ TOF ändras över längre tid vid konstant temperatur och utan flöde. Temperaturen mättes till 20,5 °C. Resultaten presenteras i avsnitt 3.4.

3 Resultat

3.1 Dämpning av ultraljudssignal

Resultatet för dämpning av ultraljudssiganlen i vatten och barnmat för givarna på 1 MHz visas i Figur 23. Anpassningskurvorna i samma figur är framtagna med samma modell som i avsnitt 2.1.4, men baserade på den nya frekvensen. Dämpningskonstanterna α_0 till anpassningskurvorna för vatten och barnmat anges i Tabell 1. Exponenten γ sattes till 2 för de båda fluiderna. Observera att röret från FRS användes vid dessa mätningar och inte lådan, som vid tidigare dämpningsundersökning. I figuren visas att mottagen signalamplitud för vatten är nästan 10 gånger så stor som den var för givarna på 3,5 MHz i Figur 12. Mottagen amplitud för barnmat på avståndet 81 mm är 335 mV.



Figur 23: Mottagen signalamplitud vid en frekvens på 1 MHz och med en sänd topp-till-topp-spänning på 10 V för olika avstånd mellan givarna i röret. Två olika fluider undersöktes: vatten och barnmat. Graferna är anpassningskurvor enligt avsnitt 2.1.2. Punkterna är mätdata och felstaplarna visar standardavvikelse.

3.2 Karakteristik hos förstärkarkretsen

I Figur 24 visas utsignalen från det externa förstärkarsystemet uppmätt i praktiken och simulerat i LTspice. Mätningarna utfördes med ett Keysight DSOX2022A oscilloskop. Förstärkarkretsens utgång kopplades till en last i form av ett 50 Ω motstånd. En koaxialkabel löddes fast så att spänningen kunde mätas över motståndet. Detta lastmotstånd användes eftersom det approximerar beloppet av impedansen hos ultraljudsgivarna vid deras centerfrekvens. Ultraljudsgivarnas impedans har även en reaktiv del men eftersom det är svårt att modellera dem teoretiskt användes en rent resistiv last för att kunna jämföra med simuleringar från LTspice. Förstärkarkretsen matades med -23,7 V över högspänningssteget. Som insignal användes ett pulståg av tre fyrkantspulser med en bärfrekvens på 1 MHz och en amplitud på 3 V.



Figur 24: Utsänd signal från förstärkarsteget tillsammans med simulerad signal från LTspice. Insignalen var 3 V.

Utsignalens karakteristik stämmer överens med den teoretiska modellen eftersom den skalar proportionerligt med matningsspänningen över högspänningsdelen. Dock uppstår en form av självsvängning vid den negativa flanken med en frekvens kring 20 MHz. Dessa självsvängningar dör dock ut snabbt.

Mätningar gjordes även för fler frekvenser med samma uppställning, vilket sammanfattas i Tabell 4. Stigtiden och falltiden var nästintill konstanta vid 62 ns respektive 3,3 ns för olika frekvenser. Överslaget var också relativt konstant och låg kring 45%. Vid test med lägre spänningsamplitud sågs att överslaget ökade till 56% relativt signalen vid -9,7 V matningsspänning.

| Frekvens (kHz) | Amplitud (V) | Överslag (%) | Stigtid (ns) | Falltid (ns) |
|----------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| 100 | 22,9 | 47 | 66 | 3,6 |
| 500 | 23,3 | 45 | 62 | 3,3 |
| 800 | 23,3 | 45 | 62 | 3,3 |
| 1000 | 23,3 | 45 | 61 | 3,3 |
| 1500 | 23,5 | 44 | 61 | 3,3 |
| 2000 | 23,3 | 46 | 61 | 3,3 |
| 3000 | 23,5 | 45 | 61 | 3,3 |

 Tabell 4: Insamlad data för olika frekvenser hos förstärkarkretsen.

3.3 Löptid från A till B

Resultaten av mätningarna i avsnitt 2.3.1 presenteras här. Det med skjutmått uppmätta avståndet mellan givarna var 33 mm. Två referensmätningar för löptid mellan punkt A och B med vardera 10 000 mätpunkter gjordes. Den första utfördes med funktionsgenerator och oscilloskop och

gav ett medelvärde av 26350 ns. Temperaturen under mätningen mättes till 21,5 °C. Ljudhastigheten för denna temperatur är approximativt 1486,9 m/s enligt ekvation (20) i bilaga A. Löptiden översatt i längd motsvarar ca 39,2 mm.

Den andra mätningen utfördes med TDC1000-TDC7200EVM och förstärkarkretsen och gav ett medelvärde av 26680 ns med en mätt temperatur av 21,4 °C. Den motsvarande ljudhastigheten är 1486,6 m/s och den översatta längden 39,7 mm. Vid mätning med givarna i direktkontakt mot varandra mäts en längd av 4,8 mm, vilket delvis kan förklara att ultraljudsmetoderna mäter för lång sträcka. Den tillkopplade förstärkarkretsen är också orsak till längre löptid för TDC1000-TDC7200EVM.

Vid båda mätningarna upptäcktes en drift av löptiden med tiden, vilken presenteras i Figur 25. Notera också att TDC1000-TDC7200EVM ger betydligt mindre brus än oscilloskopuppställningen.



Figur 25: Uppmätt löptid t_{AB} med oscilliskop och utvecklingskort. LOESS-anpassningar (i rött) gjordes för att korrigera för temperaturinducerad drift vid beräkning av standardavvikelser σ .

3.4 Flödesmätning

För att utföra flödesmätningar användes den experimentuppställning som beskrivs i Figur 22. Fem olika flödeshastigheter mättes upp och jämfördes mot referensmätningar av flödet. Vattnets temperatur vid mätningarna var konstant 20,5 °C. Nedan presenteras först Δ TOF från prototypen. Därefter presenteras resultaten av uppmätt flödeshastighet och referenshastighet med och utan medelvärdesbildning. Till sist presenteras kvoten mellan uppmätt flöde och referensflöde.

Alla flödesmätningar påbörjades utan flöde varpå pumpen startades och sedan stoppades efter 30–60 sekunder. Den blå linjen i Figur 26 visar datan från en mätning av Δ TOF. Bruset i mätningen är av storleken 5,5 ns. Detta kan minskas genom att medelvärdesbilda flera datapunkter. Under mätningen togs tio datapunkter per sekund. Alltså kan en medelvärdesbildning av tio konsekutiva punkter göras utan att frångå krav nummer 3 om minst en mätning per sekund.

Här antas tillräckligt snabb databehandling. Den svarta linjen i Figur 26 visar hur en sådan medelvärdesbildning kan minska bruset till ungefär 2,5 ns.



Figur 26: Δ TOF beräknad av utvecklingskortet med avseende på stoppuls 1 samt medelvärdet av Δ TOF beräknat på tio punkter. Flödet är först noll, sedan sätts det på och stängs därefter av igen.

Figur 26 visar ett nollskilt värde på Δ TOF innan pumpen startats. Det innebär att grafen visar en mätning av Δ TOF som leder till en beräknad flödeshastighet som inte är noll. Denna förskjutning kalibrerades för i Matlab efter att laborationen var slutförd. Medelvärdet av mätpunkterna i tidsintervallet innan pumpen startades subtraherades från Δ TOF. Förskjutningen beräknades i detta exemplet till 14,990 ns med en standardavvikelse på 1,206 ns. Flödeshastigheten v kunde då beräknas med ekvation (5) för att jämföras med referensmätningarna.

I Tabell 5 presenteras resultaten av referensmätningarna och den med prototypen uppmätta hastigheten. Flödeshastigheterna som mättes med prototypen presenteras också i form av histogram i Figur 27. I figuren visas även referensmätningarna som lodräta, streckade linjer och deras standardavvikelse som horisontella linjer. Från vänster till höger motsvarar de ett referensflöde av 0 m/s, 0,347 m/s, 0,696 m/s och 0,957 m/s. Ur figuren ses att felet jämfört med referenshastigheten ökar då flödeshastigheten ökar. För flödeshastigheten 0 m/s användes datan som presenteras i Figur 32, där anpassningen subtraherats.

Tabell 5: Mätningar av flöde med hink (referenshastighet) respektive prototypen (uppmätt hastighet). Standardavvikelsen för stickproven anges med σ , och antal mätpunkter vid flöde med N. Test av normalfördelningen gjordes med Kolmogorov–Smirnov-testet med signifikansnivån $\alpha = 0,001$.

| Referenshastighet $\pm \sigma \ [m/s]$ | Uppmätt hastighet $\pm \sigma \ [m/s]$ | N | Normalfördelad |
|--|--|-------|---------------------------------|
| 0 | $0\pm0,098$ | 10000 | Nej ($p = 1.8 \cdot 10^{-5}$) |
| $0,101 \pm 0,003$ | $0,080 \pm 0,130$ | 1001 | Nej $(p = 4.5 \cdot 10^{-7})$ |
| $0,347 \pm 0,011$ | $0,308 \pm 0,088$ | 1762 | Ja $(p = 0.60)$ |
| $0,\!696 \pm 0,\!021$ | $0,\!645 \pm 0,\!131$ | 1518 | Ja $(p = 0.0044)$ |
| $0,957 \pm 0,046$ | $0,829 \pm 0,115$ | 707 | Ja $(p = 0,28)$ |



Figur 27: Uppmätta hastigheter av prototypen (histogram), och uppmätta referenshastigheter (streckade linjer). De horisontella linjerna illustrerar standardavvikelsen hos referensmätningarna. Numeriska värden hittas i Tabell 5.

Den uppmätta hastigheten i Tabell 5 på 0,080 m/s är inte normalfördelad enligt Kolmogorov–Smirnovtestet med signifikansnivån $\alpha = 0,001.^5$ Vid inspektion av uppmätt hastighet sågs att tiden det tog för flödet att bli konstant var en stor andel av tiden pumpen var på, varför en normalfördelning med fixerat medelvärde inte väl representerar datan. Resultatet presenteras därför i Figur 28 tillsammans med mätningen för noll flöde i lila. Referensmätningen som motsvarar den uppmätta flödeshastigheten på 0,080 m/s gav ett resultat av 0,101 m/s, vilket illustreras av den högra,

⁵Fördelningen vid 0 m/s är inte heller normalfördelad enligt dess p-värde i Tabell 5. Med en approximativ normalfördelning för 0 m/s kan den ändå illustrativt jämföras med de andra normalfördelade hastigheterna i Figur 27.

streckade linjen i figuren. Det kan ses att uppmätt flödeshastighet vid dessa två hastigheter är svåra att skilja från varandra då histogrammen överlappar mycket. Medelvärdet av datapunkterna för referensen $0,080 \,\mathrm{m/s}$ visas som en svart lodrät linje. Dessa data uppvisar en stor varians, vilket tyder på att mätningen har varit instabil. Varför detta uppstår diskuteras vidare under avsnitt 4.1.



Figur 28: Uppmätta hastigheter av prototypen (histogram), och uppmätta referenshastigheter (streckade linjer). Medelvärdet av de uppmätta hastigheterna vid nollskilt flöde visas som en svart, heldragen, lodrät linje vid 0,080 m/s. De små, horisontella linjerna illustrerar standardavvikelsen hos referensmätningarna. Övriga numeriska värden hittas i Tabell 5.

Figur 29 visar datapunkterna från Figur 27 och 28 efter en medelvärdesbildning av tio på varandra följande datapunkter. Från vänster till höger motsvarar de lodräta, streckade linjerna referensflödena: 0 m/s, 0,101 m/s, 0,347 m/s, 0,696 m/s och 0,957 m/s.

En justerbar tröskel kan användas för att klassificera om det flödar eller inte. Med kända normalfördelningar kan en indikation fås om var tröskeln måste ligga för att inte felaktigt mäta hastigheten 0 då det faktiskt flödar, eller tvärt om. Tiden tills dess att det är mer än 50 % sannolikt att en felklassificering inträffat definieras som den genomsnittliga tiden till fel. Givet en viss sannolikhet för felklassificering p vid varje mätning relateras denna till medeltiden t enligt

$$(1-p)^{s \cdot t} = 1/2,\tag{17}$$

där *s* anger samplingsfrekvensen. Om denna tid väljs som 7 dagar respektive 365 dagar fås att tröskeln måste ligga på avståndet 0.153 m/s respektive 0.177 m/s från medelflödet. Detta är förutsatt att ett glidande medelvärde över 10 prov används, vilket effektivt ger en samplingsfrekvens på 1 Hz. Standardavvikelsen 0.0324 m/s användes för att uppskatta normalfördelningen, vilket var standardavvikelsen utan flöde då medelvärdering användes.

Om flödet som ska mätas upp exempelvis är 0.20 m/s kan tröskeln placeras vid 0.2 - 0.177 = 0.023 m/s då man vill avgöra när flödet stängs av, och sedan flyttas till 0.0+0.177 = 0.177 m/s om

man vill avgöra när flödet slås på igen. Detta innebär också att det inte är rimligt att detektera differenser mellan flöden mindre än ungefär 0.177 m/s med en responstid på 1 s.



Figur 29: Glidande medelvärde över 10 datapunkter uppmätta med prototypen (histogram), samt uppmätta referenshastigheter (streckade linjer). De horisontella linjerna illustrerar standardavvikelsen hos referensätningarna.

Figur 30 visar kvoten mellan uppmätt flöde och referensflöde som funktion av det uppmätta flödet. Polynomanpassningen visar att kvoten är svagt ökande. Det ses även att den alltid ligger under 1. Att kvoten är någorlunda konstant tyder på att det finns ett systematiskt fel vid beräkningen av uppmätt flöde från Δ TOF. Det kan innebära att det uppmätta avståndet mellan ultraljudsgivarna är felaktigt.



Figur 30: Kvot mellan uppmätt flöde och referensflöde. En polynomanpassning visar att denna är svagt ökande, men det ses även att kvoten alltid ligger under 1. Felstaplarna visar standardavvikelse. De streckade linjerna visar ett 70 % konfidensintervall hos polynomanpassningen.

3.5 Drift av uppmätt flödeshastighet

Det utfördes två delexperiment för att undersöka hur skillnad i löptid driver. I det första delexperimentet undersöktes hur Δ TOF med avseende på olika stoppulser driver i tid vid en konstant flödeshastighet på 0,957 m/s och varierande temperatur. Resultatet presenteras i Figur 31. Temperaturhöjningen illustreras av den röda kurvan och högra y-axeln. De andra kurvorna presenterar uppmätt skillnad i löptid mellan startpuls och stoppuls *i*, Δ TOF_{*i*}, för *i* = 1,2,3,4,5.

Under ideala förhållanden bör skillnaden mellan de olika ΔTOF_i -graferna vara en konstant. Detta stämmer ganska bra då det inte flödar i röret samt temperaturen i vattnet hålls konstant, vilket kan ses i Figur 31 under de första 100 sekunderna av mätningen. Skillnaden är då av samma storleksordning som bruset på signalen. Experimentet visar dock att skillnaden mellan ΔTOF_i -graferna driver, och även att de driver i förhållande till varandra.



Figur 31: Tidsutveckling av Δ *TOF med avseende på 5 stoppulser. Den röda kurvan visar hur temperaturen höjs från 12,5* °C *till 45* °C. *Pumpen startades efter ca 100 s.*

I det andra delexperimentet mättes hur skillnaden i löptid Δ TOF ändras över längre tid utan flöde. Temperaturen var här konstant och mättes till 20,5 °C. Data från mätningen visas i Figur 32. I figuren visas även en anpassning som gjorts med linjär regression. Anpassningen ger att Δ TOF ökar med 1,23 ps/s.



Figur 32: Ändring av Δ TOF utan flöde vid konstant temperatur. Den svarta linjen motsvarar en anpassning med linjär regression.

3.6 Slutkonstruktion

Den i projektet framtagna prototypen visas i Figur 33. Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM sitter kopplat till förstärkarkretsen. Till förstärkarkretsen fästs två ultraljudsgivare. Priset för utvecklingskortet var 800 SEK, och komponenterna för förstärkarkretsen kostade 486 SEK. De ultraljudsgivare som använts kostar runt 10 000 SEK styck.



Figur 33: Prototyp framtagen för flödesmätning. Till vänster ses utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM och sammansatt med detta sitter förstärkarkretsen. Ultraljudsgivarna som använts för flödesmätning visas till höger i bild.

4 Diskussion

4.1 Uppfyllande av kravspecifikation

Den framtagna prototypen uppfyller inte alla de 10 krav som ställdes i kravspecifikationen i avsnitt 1.1. Vid valet av både mätprincip, delsystem och mindre komponenter under avsnitt 1.5 respektive 2 diskuterades och uppfylldes krav 1, 4, 5, 6 och 10. Krav 8 ligger utanför avgränsningen av arbetet och detta krav svarar FRS för att uppfylla. Resterande krav diskuteras i detta avsnitt.

Krav 2 och 3 säger tillsammans att vi ska kunna mäta upp flödeshastigheter ner till 0.05 m/s och kunna skilja dem från att det inte flödar. Precisionen som krävdes för att skilja 0.05 från 0 m/s vid mätningarna med prototypen skulle enligt teorin i avsnitt 2.2.4 vara uppfylld med den givna designen. Pumpen i pilotanläggningen klarade inte av att ge ett jämnt flöde vid flödeshastigheten 0.101 m/s, vilket kan ses i Figur 28. Tester kunde därför inte utföras för att bekräfta krav 2 och 3. Eftersom FRS:s system bygger på att detektera främmande föremål är det viktigt att mikrovågsdetektionen är aktiv hela tiden det finns ett flöde. Flödesmätaren ska därför mycket sällan felklassificera ett flöde som stillastående. I resultatet nämndes att en tröskel för att detektera flöde måste placeras 0.177 m/s under flödet som önskas mätas. Detta gäller givet att en felklassificering endast ska ske en gång per år i genomsnitt. Valet av ett år är godtyckligt, men ger en indikation om det lägsta uppmätbara flöde, som bör ligga kring 0.2 m/s.

En övre gräns för vilken flödeshastighet som kan detekteras med prototypen har inte bestämts. Resultaten visar att ett flöde av knappt 1 m/s går att mäta. Experimenten som utfördes begränsades av den pump som FRS har till sin pilotanläggning, vars maxhastighet är ca 1 m/s.⁶ Det finns inget som tyder på att flödeshastigheter upp till 3 m/s inte skulle kunna mätas. Krav nummer 2 säger att prototypen ska kunna mäta hastigheter mellan 0 och 3 m/s. Slutsatsen som dras från de uppmätta resultaten är att den övre gränsen troligtvis är uppfylld av prototypen eftersom signal-brus-förhållandet ökar med hastigheten.

Krav 7 säger att prototypen ska klara av att mäta flödeshastigheten för både homogena och inhomogena fluider. Tester på olika fluider har på grund av tidsbrist inte utförts på prototypen. Innan detta är gjort kan inte kravet anses vara uppfyllt. Däremot undersöktes dämpning av mottagen signal i olika fluider med en annan uppställning. Den mest viskösa fluiden som undersöktes var barnmat. Prototypen klarade barnmaten utan problem med rätt vald centerfrekvens hos givarna, utan förstärkning från förstärkarkretsen, vilket visas i Figur 23. Bönor i tomatsås var en annan inhomogen fluid som undersöktes. I Figur 12 kan det ses att den mottagna signalen var nästan lika svag för bönorna som för barnmaten. Antagandet att signalens dämpning i bönorna inte skulle vara något problem för prototypen med ändrad frekvens, då barnmaten inte längre var ett problem, skulle kunna vara en osäkerhetsfaktor. Detta beror på att de två fluiderna har olika sammansättning och inte nödvändigtvis kan hanteras på samma sätt. Det finns utrymme för att förstärka signalen ytterligare, men dämpning i bönor har ännu inte undersökts med prototypen och kan därför inte helt bekräftas.

Krav 9 om ett pris under 1000 SEK är inte uppfyllt av den nuvarande prototypen, framför allt på grund av de dyra ultraljudsgivare som använts. Prototypen är dock designad med en för-

⁶En starkare pump kunde kopplas till pilotanläggningen för att uppnå högre flödeshastigheter. Det var dock svårt att göra referensmätningar med denna.

stärkarkrets för att vara kompatibel med billigare givare. För att sänka kostnaden behöver därför de nuvarande ultraljudsgivarna bytas ut mot en billigare variant. För att ytterligare sänka priset kan utvecklingskortet ersättas av ett egendesignat kretskort med de komponenter som använts. Då kan prototypen även göras mer kompakt och placeras i en skyddande låda för att bli tålig och vattentät. Den framtagna förstärkarkretsen har två kanaler, en för vardera ultraljudsgivare. Om ett kretskort designas kan dessa ersättas av en kanal samt en multiplexer. Kostnaden för förstärkarkretsen skulle då sänkas till runt 300 SEK. Tillsammans med TDC1000-TDC7200 beräknas kretskortet kosta runt 500 SEK. Det lämnar 500 SEK till två ultraljudsgivare. Vår slutsats är att det är svårt att få ner kostnaden under 1000 SEK för prototypen.

4.2 Felkällor

4.2.1 Flödesdynamikens inverkan på uppmätt hastighet

Ultraljudsmätningar av flödeshastigheten påverkas av flödesdynamiken. För ett laminärt flöde fås ett medelvärde av flödets hastighet längs ultraljudsvågens utbredningsriktning. Det verkliga flödet bestäms däremot av integralen av flödeshastigheten i varje punkt över rörets tvärsnittsarea. Vi kommer därför mäta upp en högre hastighet med löptidsmetoden än den faktiska flödeshastigheten i röret. Storleken på felet kommer bestämmas av flödesprofilen. Det går att kompensera för det felaktigt uppmätta värdet om flödesprofilen är känd, men då krävs det att flödet mäts med fler än ett par ultraljudsgivare [3].

Även för ett turbulent flöde fås ett medelvärde av flödets hastighet längs ultraljudsvågens utbredningsriktning. Detta flöde är inte konstant i tiden vilket leder till att den uppmätta flödeshastigheten inte är konstant för ett konstant medelflöde. För att kunna bestämma flödeshastigheten med högre precision för turbulenta flöden behöver en medelvärdesbildning av flera statistiskt oberoende mätningar göras. Strunz har undersökt den kortaste tiden mellan sampler som ger oberoende flödesmätningar [35]. Struntz konstaterar att så länge mätningarna inte är statistiskt oberoende fås ingen ytterligare information om flödet med en högre samplingsfrekvens. Detta gjordes under antagandet att det elektroniska bruset är försumbart i jämförelse med bruset från turbulent flöde.

Vid ett tillfälle då flödesmätningar utfördes kunde ett mindre brus uppnås med en standardavvikelse på $\sigma = 0.029 \,\mathrm{m/s}$ utan flöde, samt $\sigma = 0.095 \,\mathrm{m/s}$ vid maximal flödedeshastighet i pilotanläggningen.⁷ Utan flöde är vattnet inte turbulent och bruset bör därför orsakas av elektroniken. Det elektroniska bruset var alltså en faktor 3,3 mindre än det totala bruset vid flöde, och bör därför inte anses vara försumbart. Slutsatsen är att en så hög samplingsfrekvens som möjligt bör användas. Vid övriga mätningar kunde inte samma låga signal-brus-förhållande uppnås, trots att samma inställningar i användargränssnittet för utvecklingskortet användes.

4.2.2 Brister i experimentuppställning för dämpning

Uppmätta data vid karakteriseringen av olika livsmedels dämpning kan ha påverkats av flera faktorer. En av dem är reflexioner av sänd signal i fluidens yta. Dessa försöktes undvikas vid experimentet genom att fylla upp lådan ordentligt med aktuell fluid så att ytans avstånd till givar-

⁷Detta kan jämföras med $\sigma = 0.098$ m/s utan flöde, från mätningarna som presenteras i avsnitt 3.4.

na ökade. Reflexioner i plastlådans väggar och botten kan ha påverkat mätningarna. Framförallt med den lilla lådan (40x60 mm) där avstånden är kortare. Detta tror vi är en av anledningarna till att uppmätta data i Figur 12 avviker så mycket från anpassningskurvan för mätning på de korta längderna 40 och 60 mm. För resultatet i Figur 23 användes röret istället för lådan. Även där förekommer antagligen reflexioner. För de längre sträckorna kan det också förekomma riktverkan i hålen för ultraljudsgivarana om de inte sticker ut i flödesröret. Detta tror vi är orsakerna till att vissa datapunkter i Figur 23 avviker mer från anpassningskurvan för vatten.

Det upptäcktes att luftbubblor snabbt uppkom på givarnas aperturer vid mätning på noll flöde i vatten. Dessa dämpade den mottagna signalen markant och behövde avlägsnas ofta vid experimentets utförande. Detta skulle kunna ha givit en svagare mottagen signal i röret då luftbubblor inuti inte var möjliga att se vid flödesmätningarna. Vid flöde i röret tros inte bubblor vara ett problem.

Ytterligare en faktor som bidrar till en svagare mottagen signal är om givarna inte är perfekt riktade mot varandra. Detta var svårt att kontrollera med lådorna som saknade ordentliga hållare. I ett flödesrör designat med hållare för givarna riktade i en viss vinkel där positionen kan fixeras kommer inte problemet uppstå.

4.2.3 Skillnad i löptid från A till B mellan olika metoder

Avståndet mellan givarna som svarade mot löptiden t_{AB} uppmättes till tre olika värden enligt avsnitt 3.3. Med skjutmått var detta avstånd 33 mm, oscilloskopet gav 39,2 mm och prototypen 39,7 mm. Mellan det uppmätta värdet från oscilloskopet och prototypen skiljer det 0,5 mm. Anledningen skulle kunna vara en elektronisk fördröjning i prototypen gentemot oscilloskopet. Det skulle också kunna bero på vilken puls i den mottagna signalens pulståg som oscilloskopet triggar på. Detta anses vara ett acceptabelt fel hos prototypen om så inte är fallet.

Mellan skjutmåttets uppmätta värde och de andra två skiljer det ca 6,5 mm. Om givarna hålls tryckta mot varandra uppmäts en nollskild löptid på 2,88 µs. Detta svarar mot ett avstånd på 5,3 mm.⁸ Den förlängda löptiden tror vi alltså beror på att det sitter någon sorts plast framför vardera givares piezoelement. Därmed uppmäts ett större avstånd. Denna differens försvinner dock vid mätning av skillnad i löptid.

Vad som kan ses i Figur 25 i avsnitt 3.3 är att löptiden t_{AB} driver i tiden trots inget flöde. Som visas i Figur 31 i avsnitt 3.5 mäter utvecklingskortet även ett drivande värde på Δ TOF mellan -80 ns och 60 ns då inget flöde finns. Ännu större drift uppstår också vid temperaturförändring, vilket orsakar stora problem när prototypen ska implementeras. Felet innebär att kretsen inte är reciprok. Som diskuterades i avsnitt 2.1.1 påverkas ultraljudsgivarnas impedans av bland annat temperatur, tryck, och mekanisk last. Eftersom det inte är rimligt att kalibrera för dessa parametrar i en produktionsmiljö måste systemet göras mer reciprokt.

Driften för t_{AB} i mätningen som gjordes med utvecklingskortet är av storleken 4,8 ns. Felmarginal på termometern kan antas vara dess upplösning på ±0,044 °C [34]. Enligt ekvation (18) i bilaga A skulle en positiv temperaturförändring av denna storlek ge upphov till en fasförskjutning på 3,2 ns hos den mottagna signalen. Alltså skulle en svag upphettning av vattnet kunna förklara en del av den uppmätta driften. Driften i mätningen av t_{AB} som gjordes med oscilloskopet är av

 $^{^8}$ Uppskattat med ljudhastigheten i akryl på $1840\,\mathrm{m/s}$ då plasten framför piezoelementen inte är känd [36, s.52].

storleken -12,1 ns. Vid mätningen uppmättes en temperaturminskning hos vattnet på 0,06 °C. Om samma resonemang som ovan appliceras på denna mätning kan en drift på -5,5 ns förklaras med ekvation (18). Detta beskriver inte hela driften. Dock visar en temperaturminskning också en minskning i t_{AB} , vilket stämmer överens med teorin.

4.2.4 Skillnad i flödeshastighet mellan referens- och prototypmätning

Referenshastigheterna (de vertikala linjerna) i Figur 27 är större än varje normalfördelnings medelvärde. Detta kan bero på ett mätfel i avståndet mellan ultraljudsgivarna. Felet i hastigheten är enligt ekvation (5) linjärt mot ett fel i avståndet $d/\sin\theta$. I Figur 27 kan det ses att normalfördelningarnas toppar avviker från referensvärdet med ca 10 %. Då diametern d på röret som användes var 3,81 cm och avståndet mellan givarna beräknades enligt $d/\sin 70^\circ$ skulle 10 % avvikelse motsvara en längd på mindre än 4 mm. Det är mycket möjligt att vardera givare skulle kunna ha varit inskjuten 2 mm extra i röret vid mätningarna. Detta avståndsfel är något som kan och bör undvikas vid användning av prototypen.

Figur 28 visar histogram för uppmätta hastigheter vid flöden på 0 m/s och 0,101 m/s.⁹ Där kan det ses att uppmätt flöde vid 0,101 m/s varierar kraftigt och att data inte kunnat anpassas med en normalfördelning som de andra nollskiljda flödeshastigheterna i Figur 27. Vi tror att orsaken kan vara att pumpen vid lägre hastigheter pumpar så pass långsamt att det tar lång tid för vattnet att komma upp i den givna hastigheten. Detta behöver nödvändigtvis inte vara ett problem i livsmedelsindustriernas system. Exempelvis borde problemet minska med horisontella flöden istället för vertikala som i pilotanläggningen. Man kan också tänka sig att olika fluider skulle kunna skapa ett mer eller mindre jämnt flöde vid lägre hastigheter.

Vid experimenten som utförts upptäcktes problem med brus i spänningsregleringen hos utvecklingskortet. Detta fel påverkade direkt förstärkarna hos TDC1000 i form av regelbundna små spikar i signalen. Det är alltså viktigt att skapa en stabil referensspänning för att få så högt elektriskt signal-brus-förhållande som möjligt. Det upptäcktes också att lågbrusförstärkaren och den programmerbara förstärkaren inte fungerade på ett önskvärt sätt. När dessa ställts in på en viss förstärkning av signalen har inte motsvarande förstärkning kunnat påvisas med hjälp av oscilloskop. Förstärkarna har också skapat problem med förvrängning av signalen, vilken tydligt genomgår en harmonisk distorsion i förstärkarstegen. Detta skulle i sin tur kunna påverka stoppulserna och direkt mätresultaten. En undersökning av orsaken till distortionen borde genomföras.

4.3 Vidareutveckling av flödesmätaren

4.3.1 Minimering av nollflödesfel och drift

Som nämndes i avsnitt 2.1.1 är icke-reciprocitet ett stort problem för kvantitativa flödesmätningar. Eftersom spänningen skiljer sig över flera storleksordningar mellan skickad och mottagen signal måste mottagaren skyddas från den sända signalen genom en brytare eller liknande. Därför

⁹Lägre flödeshastigheter kunde inte undersökas med pilotanläggningen då de inte gav tillräckligt tryck för att pumpa runt vattnet jämt i röret.

kan inte reciprocitet uppnås i den strikta meningen där systemet måste vara oförändrad. Begreppet reciprocitet används istället här för att betyda korrelation mellan signalbanorna $A \rightarrow B$ och $B \rightarrow A$.

Det finns tre olika huvudsakliga förbättringar som kan göras i avseendet att öka reciprociteten. Den första av dessa är att designa en förstärkarkrets med endast en förstärkarkanal, istället för två som i nuläget. Utsignalen kan sedan kopplas till den sändande ultraljudsgivaren med en brytare och den mottagna signalen kopplas direkt till förstärkaren på mottagarsidan. Brytaren måste styras av en mikrokontroller som koordinerar omkopplingen samtidigt som en signal skickas. Denna lösning garanterar att variationer mellan komponenter på vardera förstärkarkanal inte påverkar reciprociteten. Stor vikt bör också läggas vid att matcha kabellängd samt andra parametrar mellan de båda ultraljudsgivarna vid montering [13].

För det andra bör sändarförstärkarens utimpedans samt mottagarförstärkarens inimpedans väljas på ett mer lämpligt sätt. Bo och Li har undersökt hur olika uppkopplingar av en matchingsresistans i samband med en push-pull-topologi påverkade reciprociteten [37]. De visar hur en operationsförstärkare på mottagarsidan kan matchas för att öka reciprociteten. De fann att systemet var som mest reciprokt då ett seriekopplat motstånd efter ett push-pull-steg användes för att driva ultraljudsgivaren på sändarsidan. I samband med detta bör ett seriekopplat motstånd på mottagarsidan anslutas med samma resistans som det tidigare motståndet. Med rätt val av resistans kan detta i bästa fall minska felet i Δ TOF med en faktor mellan 10 och 2000. En avvägning måste dock göras mellan signalstyrka och precision, eftersom matchningsimpedanserna minskar transmissionseffektiviteten. Bättre matchning kan också minska överslaget hos förstärkarens utsignal som kan ses i Figur 24. Efter att en ultraljudsgivare har valts bör därför tid läggas på att bestämma den specifika ultraljudsgivarens impedans och därefter hitta lämpliga matchningsimpedanser.

I samma artikel beskriver Bo och Li även hur val av drivpuls påverkar reciprociteten [37]. Genom att endast driva ultraljudsgivarna med en halv period lång fyrkantspuls kan impedansmatchningen förenklas. Förstärkarkretsens utimpedans är i allmänhet inte konstant då ultraljudsgivaren drivs och det är därför svårt att välja en lämplig matchningsimpedans. Om en tillräckligt kort puls genereras kommer däremot givaren att självsvänga fritt och impedansen bestäms då endast från ultraljudsgivarens impulssvar. Bo, Li och Yupin demonstrerar också hur en kontinuerlig sinusvåg kan användas som drivsignal för flödesmätning [38]. Genom att använda en frekvens något förskjuten från givarens centerfrekvens kan temperaturrelaterad drift minskas. Fasförskjutningen hos den mottagna signalen kan sedan mätas för att bestämma flödeshastigheten. Beroende på det specifika mediet som signalen kommer att färdas genom bör en avvägning göras mellan ett kortare pulståg och därmed bättre mätnoggrannhet, samt ett längre pulståg och starkare mottagen signal.

4.3.2 Konstruktionsförbättringar

Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM är bra i prototypsyfte för att hitta fungerande inställningar och säkerställa att uppställningen är möjlig. Utvecklingskortets användargränssnitt med tillhörande graf gör det enkelt att ändra inställningar och följa utfallet i realtid. Prototypen behöver dock vidareutvecklas för att sammankopplas med FRS nuvarande detektionssystem. Ett kretskort bestående av baskomponenter samt TDC1000, TDC7200, förstärkarkretsen och en styrande mikrokontroller behöver designas. Mikrokontrollern skulle kunna vara en av de befintliga i FRS system och ett digitalt signalgränssnitt skulle kunna användas. En termometer kan även kopplas till TDC1000 om det visar sig användbart vid justering av drift.

Om det visar sig att TDC1000 och TDC7200 inte är lämpliga för FRS tillämpning kan ett par andra chip föreslås. Det första är MAX35103 som i början av projektet valdes bort då dess maxfrekvens för att driva ultraljudsgivarna är 1 MHz [39]. Det framkom senare att frekvensen 1 MHz var önskvärd på grund av dämpning i de undersökta livsmedlen. Det andra alternativet TDC-GP30 valdes bort på grund av hög kostnad för utvecklingskortet. Det hade även krävt kodning i assembler och det ansågs för tidskrävande för projektet [40].

Infästningsvinkeln θ för ultraljudsgivarna ska baseras på rörets tjocklek. För 1,5-tums röret som användes vid experimenten hade en mindre vinkel än 70° varit önskvärd. För 2 och 2,5-tums rören kan vinkeln vara något större för samma resultat enligt diskussionen avsnitt 2.2.4. En mindre vinkel innebär att ultraljudsvågen färdas en längre sträcka i röret. Detta leder till att den påverkas av flödet under en längre tid och en större skillnad i Δ TOF mäts upp. Vidare skulle detta kunna möjliggöra detektion av lägre flödeshastigheter.

För att få en konkurrenskraftig mätutrustning är det viktigt att komponenterna i systemet är billiga. Därför är det inte aktuellt att använda så pass exklusiva ultraljudsgivare som användes vid utvecklingen av prototypen. Ultraljudsgivarens pris är starkt kopplad till aperturstorleken eftersom större piezoelement är dyrare att konstruera. Kostnaden brukar även avspeglas i den övriga kvaliteten, såsom vattentäthet och huruvida de reagerar kemiskt med olika material. Prototypen kommer i framtiden användas industriellt där systemen utsätts för starka kemikalier för att hålla rören rena. Därmed kommer det vara aktuellt att säkra upp ytan mellan ultraljudsgivare och hålrummet i röret med en skyddande plast. Plasten skulle vara av typen Polyetereterketon (PEEK), vilken i dagsläget är standardiserad i livsmedelsindustrin [41]. Ett skyddande hölje av PEEK skulle dock kunna innebära svårigheter för ultraljudsvågens utbredning då den kommer att brytas mellan PEEK-ytan och fluiden i röret. Detta skulle kunna kompenseras för genom att bestämma ultraljudgivarnas vinkel θ relativt röret så att den motsvarar brytningsvinkeln. PEEK-plasten hade även givit ett konstant fel i löptid, då signalen färdas genom ännu ett medium med en annorlunda ljudhastighet. Detta konstanta fel kan kalibreras bort.

4.3.3 Komplettering med Dopplermetoden

Prototypen bygger i nuläget på att en signal ska kunna transmitteras genom fluiden. Därmed begränsas valet av ultraljudsgivare. Inhomogena fluider dämpar oftast signalen mycket, vilket kräver en stark och riktad signal. Dopplermetoden skulle kunna användas i kombination med löptidsmetoden, eftersom Dopplermetoden fungerar bättre med inhomogena fluider. En lägre frekvens hos ultraljudsgivaren som används för Dopplermätningar skulle vara lämplig. Låga frekvenser dämpas inte lika mycket i viskösa fluider och en lägre direktivitet skulle kunna innebära att signalen kan reflekteras mot fler inhomogeniteter. Dopplermetoden är dock begränsad av kravet på en känd ljudhastighet. Om en signal kan penetrera fluiden mellan sensorerna som används för löptidsmätningar kan ljudshastigheten beräknas enligt ekvation (6).

5 Slutsats

Under projektet har en flödesmätare designats med utgångspunkt från en framtagen kravspecifikation. Syftet var att mäta flödeshastigheten hos olika livsmedel som flödar i rör. Löptidsmetoden valdes för detta ändamål. Ultraljudsgivare valdes med hjälp av experiment och simuleringar av dämpning i livsmedel. Slutsatsen är att ultraljudsgivarnas centerfrekvens och apertur spelar en stor roll för signalens dämpning. En optimal centerfrekvens av 1 MHz och en så stor apertur som möjligt är lämpligt.

Utvecklingskortet TDC1000-TDC7200EVM ansågs vara lämpligt för datainsamling samt beräkning av flödeshastighet. Projektet har visat att plattformen har hög tidsupplösning men är känslig för elektriska störningar. En förstärkarkrets byggdes för att dels göra flödesmätaren kompatibel med enkla ultraljudsgivare och dels för att utvecklingskortet införstärkning var instabil.

För att fästa ultraljudsgivarna i röret designades en infästning med en specifik lutningsvinkel. Denna vinkel är en avvägning mellan mottagen signalstyrka och mätprecision. Dämpningen visade sig tillräckligt låg för att signalen skulle penetrera över 10 cm av de undersökta livsmedlen. En mindre vinkel än den nuvarande bedöms vara lämpligare. Då fås en större skillnad i löptid och lägre flödeshastigheter skulle kunna detekteras.

Genom att till en början mäta löptiden en väg, med tre olika metoder, kunde funktionen hos prototypen bekräftas. Den framtagna flödesmätaren kan efter kompensering för drift skilja ett flöde av 0,177 m/s från ett nollskilt flöde. Denna kompensering är något som i nuläget inte kan genomföras i realtid. Slutsatsen är att lägre hastigheter inte kan detekteras inom ett tidsintervall av 1 s. Det har även observerats att flödesmätningarna är väldigt temperaturkänsliga. Kretsen är troligtvis inte reciprok och en elektrisk krets måste designas för att minska inverkan av detta på det uppmätta flödet.

Slutsatsen av projektet är att flödesmätaren fungerar under ideala förhållanden, men i nuläget inte uppfyller alla krav i specifikationen. Troligtvis är det efter vidarekonstruktion möjligt att uppfylla denna. Ytterligare experiment för att undersöka hur bruset påverkas av olika flödesprofiler och inhomogena fluider behöver genomföras. Det skulle leda till en ökad förståelse för tillämpningsområdet.

A Termiska effekter

När temperaturen ändras hos fluiden som flödar kommer ultraljudssignalen att påverkas. Temperaturförändringen i fluiden kommer att förändra ljudhastigheten [42], men också göra att röret expanderar eller kontraherar då det värms [43]. Hur löptiden påverkas av en temperaturskillnad beskrivs av

$$\Delta t = t_{\rm i} - t_{\rm f} = \frac{s_{\rm i}}{c_{\rm i}} - \frac{s_{\rm f}}{c_{\rm f}},\tag{18}$$

där t_i och t_f är tiden det tar för ljudsignalen att färdas genom mediet före och efter temperaturen förändrats, s_i och s_f är start- respektive slutsträckan som ljudvågen skall färdas i röret, och c_i och c_f är initial respektive slutlig ljudhastighet. Den termiska expansionen kan beräknas som

$$s_{\rm f} = s_{\rm i} \cdot (\beta \cdot \Delta T + 1), \tag{19}$$

där β är den termiska utvidgningskoefficienten och ΔT är temperaturskillnaden [43]. Utvidgningskoefficienten β har approximerats till 13 μ m·(m·K)⁻¹, eftersom röret består av rostfritt stål [36, s.32]. Rörets initiala innerdiameter har uppmätts till 3,81 cm, vilket motsvarar 1,5 tum. Det antas att röret expanderar isotropt, så att $s_i = 3,81$ cm/ sin θ .

Ljudhastigheten i vatten har approximerats med ett femgradigt polynom av Bilaniuk och Wong [42]. Ekvationen är giltig mellan 0 och 100 °C under atmosfärstryck. Under dessa förutsättningar ges ljudhastigheten av

$$c(T) = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 + a_5 T^5,$$
(20)

där a_i är koefficienter som presenteras i Tabell 6 nedan. Temperaturen T ska anges i grader Celsius. Enligt FRS förändras trycket i röret uppskattningsvis som mest 5 kPa då flödet startas på vår experimentuppställning, vilket är en förhållandevis liten förändring som inte kommer att påverka ljudhastigheten märkbart [44].

Figur 34 visar att temperaturförändringar i den experimentuppställning som beskrivs i avsnitt 2.3.1 kan påverka löptiden upp till 1200 ns. Detta är under antagandet att röret antagit vattnets temperatur då mätningen för t_{f} görs.



Figur 34: Påverkan på löptid då temperaturen i vattnet ändras till temperaturen T. I grafen är starttemperaturen 20,5 °C. Utvidgningskoefficienten β har approximerats till 13 μ m·(m·K)⁻¹ [36, s.32], och rörets innerdiameter har uppmätts till 3,81 cm.

| Koefficient | Värde | Enhet |
|-------------|-----------------------------|-------------------|
| a_0 | $1,40238742 \cdot 10^3$ | m/s |
| a_1 | 5,03821344 | $m/(s \cdot C)$ |
| a_2 | $-5,80539349 \cdot 10^{-2}$ | $m/(s \cdot C^2)$ |
| a_3 | $3,32000870 \cdot 10^{-4}$ | $m/(s \cdot C^3)$ |
| a_4 | $-1,44537900 \cdot 10^{-6}$ | $m/(s \cdot C^4)$ |
| a_5 | $2,99402365 \cdot 10^{-9}$ | $m/(s \cdot C^5)$ |

Tabell 6: Koefficienter i ekvation (20) som approximerar ljudets hastighet i vatten [42]

B Elektronik

B.1 Mikrokontroller

En mikrokontroller är en programmeringsbar beräkningsenhet som ofta är i storleken av en tumnagel. I grund och botten är en mikrokontroller en dator som kör ett enda program om och om igen. Beräkningskraften är begränsad, men den har sin styrka i sitt låga pris samt sina inoch utgångar. Genom dessa är det möjligt att koppla till och styra eller läsa från diverse sensorer, displayer, elektriska motorer och WiFi-moduler som exempel. De tillkopplade enheterna styrs av den inprogrammerade koden och mikrokontrollern kan arbeta självständigt utan kontakt med dator. Arbetsfrekvensen hos mikrokontrollerns processor bestäms av en oscillator och ligger ofta kring tiotalet MHz. Detta kan jämföras med en persondators processor vilken oftast arbetar kring tusentalet MHz [45, s.1-20].

I detta projekt används en mikrokontroller för att styra en analog gränssnittskrets (Eng: *Analog Front-End*) i form av TDC1000. Denna krets tillverkas av Texas Instruments och är gjord för olika typer av ultraljudsmätningar. Den har 28 pins och ett mått av 9,7 x 4,4 mm. Vanliga användningsområden för enheten är vätskeflödesmätningar, vätskenivåmätningar, identifiering av fluider och avståndsmätning. TDC1000 kan skicka och ta emot signaler från två ultraljudsgivare. Två multiplexers används för att styra vilken givare som är aktiv. Sändardelen (TX) är relativt enkel och består i princip av en fyrkantspulsgenerator. Mottagarkanalen (RX) är mer invecklad och dess komponenter beskrivs ingående nedan. Ett blockschema av signalbanan illustreras i Figur 35.



Figur 35: Signalbanan på mottagarsidan hos TDC1000

B.2 Lågbrusförstärkare

Lågbrusförstärkaren (Eng: *Low Noise Amplifier*, LNA) är en inbyggd förstärkare i TDC1000. Den är placerad direkt efter inkommande multiplexer enligt Figur 36a. Det är möjligt att använda LNA återkopplad resistivt eller kapacitivt. För ultraljudsgivare med högre resonansfrekvens än

ett par 100 KHz rekommenderar Texas Instruments det senare. Kapacitiv återkoppling kräver en extern kondensator, C_{IN} med rekommenderat värde 300 pF, kopplad enligt Figur 36a. En bandpassförstärkare fås då med hörnfrekvenser 590 kHz och 5 MHz och en bandpassförstärkning av 21 dB.



Figur 36: Förstärkarstegen LNA och PGA. Figurer hämtade från databladet för TDC1000 [31, s.14-15]

B.3 Programmerbar förstärkare

Den programmerbara förstärkaren (Eng: *Programmable Gain Amplifier*, PGA) är en inbyggd förstärkare med justerbar förstärkning. Den kommer efter LNA i signalbanan enligt Figur 35. PGA har ett platt frekvenssvar vars statiska förstärkning kan ställas mellan 0 och 21 dB. Förstärkningen ställs in digitalt genom skrivning till fältet PGA_GAIN i register TOF_1, vilket påverkar R_{FB}, som visas i Figur 36b. Bandbredden är frekvensberoende och blir sämre med högre förstärkning. Vid full förstärkning är bandbredden 5 MHz.

B.4 Externt filter

Texas Instruments rekommenderar förutom LNA och PGA även ett externt bandpassfilter centrerat kring 1 MHz enligt Figur 37. Det totala filtret består av två kaskadkopplade steg av ett lågpassfilter och ett högpassfilter. De valda frekvenserna ger ett högpasshörn av 600 kHz samt ett lågpasshörn av 3 MHz. Notera att R_{F2} är kopplad till VCOM för att bibehålla likspänningsreferensen till komparatorn.



Figur 37: Externt filter för signaler om 1 MHz. Figur hämtad från databladet för TDC1000 [31, s.16].

B.5 Komparator

Sista delen i signalbanan formas av en Digital-Analog-omvandlare (Eng: *Digital Analog Converter*, DAC), två komparatorer och en händelsehanterare (Eng: *Event Manager*) som visas i Figur 38. Genom att skriva till fältet ECH0_QUAL_THLD i registret CONFIG_3 kan en spänning till DAC ställas in, vilken i sin tur genererar en spänningströskel för komparatorerna. Den första komparatorn, för nollgenomgångsdetektion (Eng: *Zero Cross Detect*), jämför den inkommande signalen med spänningsreferensen VCOM. Är signalen högre sätts utgången till hög fram tills att signalen nått hysteresnivån 10 mV under VCOM, då signalen återigen sätts till låg. Hysteresnivån ser till att komparatorn inte svänger för brus i insignalen. Samtidigt som nollgenomgångsdetektion (Threshold Detect) signalen med det inställda tröskelvärdet som visas i Figur 39. När signalen når över tröskeln meddelar tröskeldetektionshanteraren (Eng: *Threshold Detect Event Manager*) att nästa nollgenomgångsdetektion ska kvalificeras för en stoppsignal.



Figur 38: Komparatordelen som genererar stoppulser, hämtad från databladet för TDC1000 [31, s.16]



Figur 39: Tröskel, hämtad fån databladet för TDC1000 [31, s.17]

C Inställningar TDC1000-TDC7200EVM vid experiment

C.1 Mätning av löptid från A till B

Inställningar för utvecklingskortet vid de genomförda löptidsmätningarna från punkt A till B. Metoden presenterades i avsnitt 2.3.1 och resultaten i avsnitt 3.3.

| TDC1000_Config0 | 42 |
|--------------------------------|----------------|
| TDC1000_Config1 | 42 |
| TDC1000_Config2 | 05 |
| TDC1000_Config3 | 09 |
| TDC1000_Config4 | 1F |
| TDC1000_TOF-1 | 98 |
| TDC1000_TOF-0 | 28 |
| TDC1000_Error_Flags | 00 |
| TDC1000_Timeout | 4A |
| TDC1000_Clock_Rate | 03 |
| TDC1000_Conts_Trigger | 01 |
| TDC7200_Config1 | 03 |
| TDC7200_Config2 | 44 |
| TDC7200_Interrupt_Status | 07 |
| TDC7200_Interrupt_Mask | 07 |
| TDC7200_Coarse_Cntr_Ov_H | FF |
| TDC7200_Coarse_Cntr_Ov_L | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Ov_H | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Ov_L | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Stop_Mask_H | 00 |
| TDC7200_Clock_Cntr_Stop_Mask_L | 00 |
| TRIGGER_UPDATE_FREQ | 0002 |
| TDC_AVG/STDEV_NUM_ELEMS | 0064 |
| SAVE_GRAPH_DATA_TO_FILE | 00 |
| FLOW_MODE_SELECT | 01 |
| Y-SCALE_CENTER | 0000 |
| X-SCALE_RANGE | 0000 |
| MEASURE_RTD1 | 00 |
| SAVE_RESULT_REGR_TO_FILE | 00 |
| GRAPH_MULTI_STOPS | 00 |
| TDC_SELECT | 04 |
| TEMP_RTD_SELECT | 00 |
| TEMP_RTD_MODE | 01 |
| TEMP_AVG/STDEV_NUM_ELEMS | AOOO |
| SAVE_TEMP_DATA | 00 |
| GRAPH_YMAX_DATA | 00000008000000 |
| GRAPH_YMIN_DATA | 00000007FFFFFF |
| TDC1000-HV_DRV_EN1 | 00 |
| TDC1000-HV_DRV_EN2 | 00 |
| HV_DRV_EN1_Period | 001E |
| HV_DRV_EN2_Period | 001E |

| ENABLE_POWER_CYCLE | 00 |
|------------------------|----------|
| CLK_FREQ_(1-16MHz) | 8.000000 |
| CLK_SOURCE_SEL | 00 |
| CPU_CLK_FREQ | 05 |
| CPU_CLK_EN | 00 |
| TDC1000-HV_BST_PWR_EN | 00 |
| HV_BST_PWR_EN_Period | 0000 |
| FWD2REV_FLOW_DELAY | 0000 |
| TDC1000-IMPE_MATCH_EN | 01 |
| ENABLE_UART_STREAM | 00 |
| ENABLE_MSP430TIMER_TDC | 00 |

C.2 Mätning av skillnad i löptid för flöde i rör

Inställningar för utvecklingskortet vid de genomförda flödesmätningarna. Metoden presenterades i avsnitt 2.3.2 och resultaten i avsnitt 3.4.

| TDC1000_Config0 | 44 |
|--------------------------------|------|
| TDC1000_Config1 | 43 |
| TDC1000_Config2 | 05 |
| TDC1000_Config3 | 0B |
| TDC1000_Config4 | 1F |
| TDC1000_TOF-1 | B8 |
| TDC1000_TOF-0 | 28 |
| TDC1000_Error_Flags | 00 |
| TDC1000_Timeout | 4A |
| TDC1000_Clock_Rate | 03 |
| TDC1000_Conts_Trigger | 01 |
| TDC7200_Config1 | 03 |
| TDC7200_Config2 | 42 |
| TDC7200_Interrupt_Status | 07 |
| TDC7200_Interrupt_Mask | 07 |
| TDC7200_Coarse_Cntr_Ov_H | FF |
| TDC7200_Coarse_Cntr_Ov_L | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Ov_H | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Ov_L | FF |
| TDC7200_Clock_Cntr_Stop_Mask_H | 00 |
| TDC7200_Clock_Cntr_Stop_Mask_L | 00 |
| TRIGGER_UPDATE_FREQ | 0000 |
| TDC_AVG/STDEV_NUM_ELEMS | 0064 |
| SAVE_GRAPH_DATA_TO_FILE | 00 |
| FLOW_MODE_SELECT | 00 |
| Y-SCALE_CENTER | 0000 |
| X-SCALE_RANGE | 0000 |
| MEASURE_RTD1 | 00 |
| SAVE_RESULT_REGR_TO_FILE | 00 |
| GRAPH_MULTI_STOPS | 00 |
| TDC_SELECT | 00 |

| TEMP_RTD_SELECT | 00 |
|--------------------------|----------------|
| TEMP_RTD_MODE | 01 |
| TEMP_AVG/STDEV_NUM_ELEMS | A000 |
| SAVE_TEMP_DATA | 00 |
| GRAPH_YMAX_DATA | 000000000068B6 |
| GRAPH_YMIN_DATA | 000000000068B4 |
| TDC1000-HV_DRV_EN1 | 00 |
| TDC1000-HV_DRV_EN2 | 00 |
| HV_DRV_EN1_Period | 001E |
| HV_DRV_EN2_Period | 001E |
| ENABLE_POWER_CYCLE | 00 |
| CLK_FREQ_(1-16MHz) | 8.000000 |
| CLK_SOURCE_SEL | 00 |
| CPU_CLK_FREQ | 05 |
| CPU_CLK_EN | 00 |
| TDC1000-HV_BST_PWR_EN | 00 |
| HV_BST_PWR_EN_Period | 0000 |
| FWD2REV_FLOW_DELAY | 0000 |
| TDC1000-IMPE_MATCH_EN | 01 |
| ENABLE_UART_STREAM | 00 |
| ENABLE_MSP430TIMER_TDC | 00 |

D MATLAB-kod

Simuleringarna genomfördes i Matlab 2016b och 2017a.

D.1 Tvådimensionell tryckmodellering

Kod för att rita tvådimensionell tryckfördelning:

```
% get input parameters
f = 3.5; %frequency (MHz)
a = 3.175; % transducer radius (mm)
Fl = 70; % transducer focal length (mm)
z1 = 0; % path length in medium 1 (mm)
z2t = linspace(0, 120,300);
rt = linspace(-15, 15, 100);
[z2, r]=meshgrid(z2t, rt);
R0 = inf; % interface radius of curvature (mm)
d1 = 1.0; % density, medium 1 (gm/cm<sup>3</sup>)
d2 = 1.0; % density, medium 2 (gm/cm<sup>3</sup>)
c1 = 1480.; % wave speed, medium 1 (m/sec)
c2 = 1480.; % wave speed, medium 2 (m/sec)
d = 25e-15; % attenuation, medium 2 (Np/m Hz<sup>2</sup>)
alpha = 1e-3*d*(f*10<sup>6</sup>)<sup>2</sup>; % attenuation factor
```

```
% get Wen and Breazeale coefficients (10)
[A, B] = gauss c15;
% transmission coefficient (base on pressure ratio)
T = (2*c2*d2)/(c1*d1+c2*d2);
h = 1/R0; % interface curvature
zr = eps*(f == 0) + 1000*pi*(a<sup>2</sup>)*f./c1; % Rayleigh distance, ka<sup>2</sup>/2
k1 = 2*pi*1000*f./c1; % wave number in medium 1
p = 0;
%multi-Gaussian beam model
for j = 1:15 % form up multi-Gaussian beam model
b =B(j) + 1i*zr./Fl; % modify coefficients for focused probe
q = z1 - 1i*zr./b;
K = q.*(1 - (c1/c2));
M = (1 + K.*h);
ZR = q./M;
m = 1./(ZR + (c2/c1).*z2);
t1 = A(j)./(1 + (1i.*b./zr).*z1);
t2 = t1.*T.*ZR.*m;
p = p + t2.*exp(-alpha*z2).*exp(1i.*(k1./2).*m.*(r.^2));
end
p_plot = abs(p) ./ max(max(abs(p))); % normalize pressure for plotting
p_plot = p_plot * 256*0.5;
p_plot(p_plot>128) = 128;
image(z2t, rt, p_plot)
axis equal tight
xlabel('z-axis (mm)')
ylabel('r-axis (mm)')
```

D.2 Upptagen effekt

Script för att rita upptagen effekt på olika avstånd:

```
% d = 25e-15 (water)
% d = 1250e-15 (crushed tomatos)
% d = 2250e-15 (beans in tomato sauce)
% d = 4800e-15 (baby food)
% get input parameters
f = 1; %frequency (MHz)
a = 5; % transducer radius (mm)
F1 = Inf; % transducer focal length (mm)
z2t = linspace(0, 160, 200);
rt =linspace(-10, 10, 400);
d_water = 25e-15; % attenuation water (Np/m Hz<sup>2</sup>)
d_baby = 4800e-15; % attenuation baby food (Np/m Hz<sup>2</sup>)
```

```
offset = 0; % reciever offset from center axis (mm)
angle = 0; % offset angle (degrees)
cf = 4200/10000; % Total conversion loss factor
V_in = 10000; %Input voltage (mV)
% prototype
% V_out = recieved_power(f, a, Fl, d, offset, angle, z2t, rt);
V_out_water = V_in.*received_power(cf,f,a,Fl, d_water, offset, angle, z2t, rt); %water
V_out_baby = V_in.*received_power(cf,f,a,Fl, d_baby, offset, angle, z2t, rt); % baby food
clf
hold on
h1 = plot(z2t, V_out_water, '-k','displayname','Vatten');
h4 = plot(z2t, V_out_baby, ':k','displayname','Barnmat', 'linewidth',1.5);
xlabel('Avstånd mellan givare (mm)')
ylabel('Utspänning (mV)')
```

grid on

Funktion för att beräkna mottagen effekt vid olika avstånd:

```
function [ V_out ] = received_power(conv_loss, f, a, Fl, d, offset, angle, z2t, rt)
% received_power.m
% get input parameters
z1 = 0; % path length in medium 1 (mm)
[z2, r]=meshgrid(z2t, rt);
RO = inf; % interface radius of curvature (mm)
d1 = 1.0; % density, medium 1 (gm/cm<sup>3</sup>)
d2 = 1.0; % density, medium 2 (gm/cm<sup>3</sup>)
c1 = 1480; % wave speed, medium 1 (m/sec)
c2 = 1480; \% wave speed, medium 2 (m/sec)
alpha = 1e-3*d*(f*10<sup>6</sup>)<sup>2</sup>; % attenuation factor
% get Wen and Breazeale coefficients (10)
[A, B] = gauss_c15;
% transmission coefficient (base on pressure ratio)
T = (2*c2*d2)/(c1*d1+c2*d2);
h = 1/R0; % interface curvature
zr = eps*(f == 0) + 1000*pi*(a<sup>2</sup>)*f./c1; % "Rayleigh" distance, ka<sup>2</sup>/2
k1 = 2*pi*1000*f./c1; % wave number in medium 1
p = 0;
%multi-Gaussian beam model
for j = 1:15 % form up multi-Gaussian beam model with
    % 10 Wen and Breazeale coefficients
    b = B(j) + 1i*zr./Fl; % modify coefficients for focused probe
```

```
q = z1 - 1i*zr./b;
    K = q.*(1 - (c1/c2));
    M = (1 + K.*h);
    ZR = q./M;
    m = 1./(ZR + (c2/c1).*z2);
    t1 = A(j)./(1 + (1i.*b./zr).*z1);
    t2 = t1.*T.*ZR.*m;
    p = p + t2.*exp(-alpha*z2).*exp(1i.*(k1./2).*m.*(r.^2));
end
% calculate XY meshgrid from polar coordinates
theta = linspace(0,2*pi, length(rt));
[TH, R] = meshgrid(theta, rt);
[X,Y] = pol2cart(TH,R);
\% calculate power at 0 distance with no offset or angle as reference
bounds = 1*(sqrt(X.^2 + Y.^2) <= a);</pre>
P = repmat(p(:,1), 1,length(rt));
Power = abs(P).^2;
I_0 = trapz(rt,trapz(theta,abs(R).*Power.*bounds,2));
I = zeros(1,length(z2t));
\% calculate received power at different distances
for iz = 1:length(z2t)
    % create bounds mask matrix
    bounds = 1*(sqrt((X+offset + z2t(iz)*sin(pi*angle/180)).^2 + Y.^2) <= a);</pre>
    P = repmat(p(:,iz), 1,length(rt));
    Power = abs(P).^2;
    % integrate over power for intensity
    I(iz) = trapz(rt,trapz(theta,abs(R).*Power.*bounds,2));
end
I = I ./ I_0; % normalize
V_out = I*conv_loss;
```

```
end
```

Referenser

- [1] Universal Flow Monitors Inc. (2017). Thermal Flowmeter Technology, [Online]. Tillgänglig: http://www.flowmeters.com/thermal-technology (hämtad 2017-02-03).
- Jernkontoret. (2017). Flödesmätning, [Online]. Tillgänglig: http://www.energihandbok. se/flodesmatning/ (hämtad 2017-02-03).
- [3] F. Hofmann, "Fundamentals of ultrasonic-flow measurement for industrial applications", KROHNE Messtechnik GmbH, Duisburg, tekn. rapport, 2000, s. 5–17. [Online]. Tillgänglig: http://www.investigacion.frc.utn.edu.ar/sensores/Caudal/HB_ULTRASONIC_ e_144.pdf.
- [4] D. J. Tritton, *Physical Fluid Dynamics*. New York, USA: Van Nostrand Reinhold Company, 1977, s. 6–16.
- [5] Reynolds number, i A Dictionary of Physics, J. Law och R. Rennie, utg., 7 ed, Oxford, UK: Oxford University Press, 2015. DOI: 10.1093/acref/9780198714743.001.0001. [Online]. Tillgänglig: http://www.oxfordreference.com/view/10.1093/acref/9780198714743. 001.0001/acref-9780198714743.
- [6] S. Mayhew, Reynolds number, i Oxford dictionary of geography, 5. utg., Oxford, UK: Oxford University Press, 2015. DOI: 10.1093/acref/9780199680856.001.0001. [Online]. Tillgänglig: http://www.oxfordreference.com/view/10.1093/acref/9780199680856. 001.0001/acref-9780199680856-e-2643.
- [7] V&P Scientific Inc. (2010). Viscosity tables, [Online]. Tillgänglig: http://www.vp-scientific. com/Viscosity_Tables.htm (hämtad 2017-03-03).
- [8] P. A. Payne, *Transducer*, i *Access Science*, McGraw-Hill Education, 2014. DOI: 10.1036/1097-8542.704500. [Online]. Tillgänglig: http://accessscience.com/content/704500.
- [9] L. Svilainis och V. Dumbrava, "Measurement of complex impedance of ultrasonic transducers", Ultragarsas, vol. 62, nr 1, s. 1392–2114, 2007. DOI: 10.5755/J01.U.62.1.17014.
 [Online]. Tillgänglig: http://www.ultragarsas.ktu.lt/index.php/USnd/article/ view/17014.
- M. Garcia-Rodriguez *et al*, "Low cost matching network for ultrasonic transducers", *Physics Procedia*, vol. 3, nr 1, s. 1025–1031, jan. 2010. DOI: 10.1016/j.phpro.2010.01.
 132. [Online]. Tillgänglig: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389210001331.
- [11] H. Choi, J. Hayong, H. C. Yang, F. Zheng och K. K. Shung, "New modified Butterworth Van-Dyke model for high frequency ultrasonic imaging", i 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, Blacksburg Virginia, USA: IEEE, okt. 2012, s. 576–579. DOI: 10.1109/ ULTSYM.2012.0143. [Online]. Tillgänglig: http://ieeexplore.ieee.org/document/ 6561905/.
- [12] H. Jin, S. Dong, J. Luo och W. Milne, "Generalised Butterworth-Van Dyke equivalent circuit for thin-film bulk acoustic resonator", *Electronics Letters*, vol. 47, nr 7, s. 424, 2011. DOI: 10.1049/el.2011.0343. [Online]. Tillgänglig: http://digital-library.theiet.org/ content/journals/10.1049/el.2011.0343.

- J. van Deventer och J. Delsing, "Apparent transducer non-reciprocity in an ultrasonic flow meter", Ultrasonics, vol. 40, nr 1, s. 403–405, 2002. DOI: 10.1016/S0041-624X(02)00152-X. [Online]. Tillgänglig: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X0200152X.
- [14] F. Jose Arnold, M. S. Gonçalves, L. Lorenzo Bravo-Roger och S. Santos Mühlen, "Electric impedance of piezoelectric ceramics under acoustic loads", *ECTI Transactions on Electrical Engineering, Electronics, and Communications*, vol. 12, nr 2, s. 48–54, 2014. [Online]. Tillgänglig: http://www.ecti-eec.org/index.php/ecti-eec/article/view/3.
- [15] K. C. Krishnamurthy, "Effects of temperature on the electrical impedance of piezoelectric elements", Examensarbete, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg Virginia, USA, Virginia Tech, 2009. [Online]. Tillgänglig: https://vtechworks.lib.vt.edu/ handle/10919/41067.
- [16] F. G. Baptista, D. E. Budoya, V. A. D. de Almeida och J. A. C. Ulson, "An experimental study on the effect of temperature on piezoelectric sensors for impedance-based structural health monitoring", *Sensors*, vol. 14, nr 1, s. 1208–27, jan. 2014. DOI: 10.3390/s140101208.
 [Online]. Tillgänglig: http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/24434878%20http://www.pubmedcentral.nih.gov/articlerender.fcgi?artid=PMC3926611.
- [17] A. K. Shukla, V. K. Agrawal, I. M. L. Das, J. Singh och S. L. Srivastava, "Temperature dependence of electromechanical properties of plzt x/57/43 ceramics", *Bulletin of Materials Science*, vol. 33, nr 4, s. 383–390, aug. 2010. DOI: 10.1007/s12034-010-0058-0. [Online]. Tillgänglig: http://link.springer.com/10.1007/s12034-010-0058-0.
- [18] H. S. Landes, Reciprocity principle, i Access Science, McGraw-Hill Education, 2014. DOI: 10. 1036/1097-8542.575400. [Online]. Tillgänglig: https://www-accessscience-com/ content/reciprocity-principle/575400.
- [19] Bahram, Mirshab, Ultrasonic sensing for water flow meters and heat meters, april, 2015, s. 1–14.
- [20] N. J. Giordano, *College physics: reasoning and relationships*, 1. utg., M. Julet, utg. Belmont, CA: Cengage Brooks-Cole, 2009, s. 387.
- [21] J. N. Tjøtta och S. Tjøtta, "An analytical model for the nearfield of a baffled piston transducer", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, nr 1, s. 334–339, juli 1980. DOI: 10.1121/1.384601. [Online]. Tillgänglig: http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1. 384601.
- [22] J. J. Wen och M. A. Breazeale, "A diffraction beam field expressed as the superposition of gaussian beams", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 83, nr 5, s. 1752–1756, maj 1988. DOI: 10.1121/1.396508. [Online]. Tillgänglig: http://asa.scitation.org/ doi/10.1121/1.396508.
- [23] —, "Computer optimization of the gaussian beam description of an ultrasonic field", *Computational Acoustics: Scattering, Gaussian Beams and Aeroacoustics*, vol. 2, D. Lee, A. Cakmak och R. Vichnevetsky, utg., s. 181–196, 1990.
- [24] H. J. Kim, L. W. Schmerr och A. Sedov, "Generation of the basis sets for multi-gaussian ultrasonic beam models—an overview", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 119, nr 4, s. 1971–1978, april 2006. DOI: 10.1121/1.2169921. [Online]. Tillgänglig: http: //asa.scitation.org/doi/10.1121/1.2169921.

- [25] L. W. Schmerr och S.-J. Song, Ultrasonic Nondestructive Evaluation Systems. Boston, MA: Springer US, 2007. DOI: 10.1007/978-0-387-49063-2. arXiv: 1011.1669v3. [Online]. Tillgänglig: http://link.springer.com/10.1007/978-0-387-49063-2.
- [26] O. Svelto, Principles of Lasers, 5. utg., D. Hanna, utg. Boston, MA: Springer US, 2010, s. 491. DOI: 10.1007/978-1-4419-1302-9. [Online]. Tillgänglig: http://link.springer.com/ 10.1007/978-1-4419-1302-9.
- [27] T. L. Szabo och J. Wu, "A model for longitudinal and shear wave propagation in viscoelastic media", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 109, nr 5, s. 2437, 2000. DOI: 10.1121/1.428630. [Online]. Tillgänglig: http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1. 428630.
- [28] H. G. Nasief, I. M. Rosado-Mendez, J. A. Zagzebski och T. J. Hall, "Acoustic properties of breast fat", *Journal of Ultrasound in Medicine*, vol. 34, nr 11, s. 2007–2016, nov. 2015. DOI: 10.7863/ultra.14.07039. [Online]. Tillgänglig: http://doi.wiley.com/10.7863/ ultra.14.07039.
- [29] W. Chen och S. Holm, "Fractional laplacian time-space models for linear and nonlinear lossy media exhibiting arbitrary frequency power-law dependency", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 115, nr 4, s. 1424–1430, april 2004. DOI: 10.1121/1.1646399. [Online]. Tillgänglig: http://asa.scitation.org/doi/10.1121/1.1646399.
- [30] A. S. Dukhin och P. J. Goetz, *Characterization of liquids, nano- and microparticulates, and porous bodies using ultrasound,* 2. utg. Amsterdam: Elsevier, 2010, s. 109.
- [31] *TDC1000 datasheet*, Texas Instruments, Dallas, Texas, USA, 2014. [Online]. Tillgänglig: http://www.ti.com/product/TDC1000-Q1/description.
- [32] J. Brown och G. Lockwood, "Low-cost, high-performance pulse generator for ultrasound imaging", IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 49, nr 6, s. 848–851, juni 2002. DOI: 10.1109/TUFFC.2002.1009345. [Online]. Tillgänglig: http: //ieeexplore.ieee.org/document/1009345/.
- [33] THS3092 datasheet, Texas Instruments, Dallas, Texas, USA, 2006. [Online]. Tillgänglig: http: //www.ti.com/lit/ds/symlink/ths3092.pdf.
- [34] DS18B20 programmable resolution 1-wire digital thermometer, Rev 4, Maxim Integrated Products, San Jose, California, USA, 2008. [Online]. Tillgänglig: https://datasheets.maximintegrated. com/en/ds/DS18B20.pdf.
- [35] T. Strunz, A. Wiest, A. Fleury, T. Fröhlich och E. H. F. Ag, "Influence of turbulence on ultrasonic flow measurements", i *5th IGHEM conference* 2004, Reinach, Switzerland, 2004, s. 101–107. [Online]. Tillgänglig: http://www.ighem.org/Paper2004/12Strunz.pdf.
- [36] C. Nordling och J. Österman, *Physics Handbook for Science and Engineering*, 6. utg. Lund: Studentlitteratur, 1999.
- [37] Y. Bo och C. Li, "Electronic circuit design for reciprocal operation of transit-time ultrasonic flow meters", *Flow Measurement and Instrumentation*, vol. 32, s. 5–13, 2013. DOI: 10.1016/ j.flowmeasinst.2013.02.003. [Online]. Tillgänglig: http://www.sciencedirect.com/ science/article/pii/S0955598613000265.
- [38] Y. Bo, C. Li och L. Yupin, "Forced oscillation to reduce zero flow error and thermal drift for non-reciprocal operating liquid ultrasonic flow meters", *Flow Measurement and Instru*-

mentation, vol. 22, nr 4, s. 257-264, 2011. DOI: 10 . 1016 / j . flowmeasinst . 2011 . 03 . 005. [Online]. Tillgänglig: http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/ S095559861100032X.

- [39] MAX35103 datasheet, Maxim Integrated, San Jose, CA, USA, 2015. [Online]. Tillgänglig: https://www.maximintegrated.com/en/products/analog/sensors-and-sensorinterface/MAX35103.html.
- [40] TDC-GP30 ultrasonic-flow-converter data sheet, ACAM, Stutensee-Blankenloch, Tyskland, 2015. [Online]. Tillgänglig: http://www.acam.de/fileadmin/Download/pdf/UFC/ English/DB_GP30_Vol1_en.pdf (hämtad 2017-03-02).
- [41] K. Hechtel, "Performance advantages of VICTREX PEEK (polyetheretherketone)", Curbell Plastics, Orchard Park, NY, USA, tekn. rapport, 2012. [Online]. Tillgänglig: https:// www.curbellplastics.com/Research-Solutions/Technical-Resources/Technical-Resources/Performance-Advantages-of-Victrex-PEEK.
- [42] N. Bilaniuk och G. Wong, "Speed of sound in pure water as a function of temperature", *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 93, nr 52, s. 1–5, sept. 1993. DOI: 10.1121/1.1913258. [Online]. Tillgänglig: http://dx.doi.org/10.1121/1.406819%20http://asa.scitation.org/toc/jas/93/3.
- [43] Expansivity (thermal expansion), i A Dictionary of Physics, J. Law och R. Rennie, utg., 7. utg., Oxford, UK: Oxford University Press, 2015. DOI: 10.1093/acref/9780198714743.001.
 0001. [Online]. Tillgänglig: http://www.oxfordreference.com/view/10.1093/acref/ 9780198714743.001.0001/acref-9780198714743.
- [44] V. A. Belogol'skii, S. S. Sekoyan, L. M. Samorukova, S. R. Stefanov och V. I. Levtsov, "Pressure dependence of the sound velocity in distilled water", *Measurement Techniques*, vol. 42, nr 4, s. 406–413, april 1999. DOI: 10.1007/BF02504405. [Online]. Tillgänglig: http://link.springer.com/10.1007/BF02504405.
- [45] J. H. Davies, "Embedded electronic systems and microcontrollers", i MSP430 Microcontroller Basics, 2008, kap. 1, s. 1–20. DOI: http://dx.doi.org/10.1016/B978-075068276-3.50002-X. [Online]. Tillgänglig: http://www.sciencedirect.com/science/article/ pii/B978075068276350002X.