

Olaf Magnor

**Hochdynamische akustische
Temperaturmessung**



Cuvillier Verlag Göttingen

Hochdynamische akustische Temperaturmessung

Von der Gemeinsamen Fakultät für Maschinenbau und
Elektrotechnik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung der Würde
eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Ing. Olaf Magnor
aus Witzenhausen

eingereicht am:	29.11.2002
mündliche Prüfung am:	03.07.2003
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. K. Bethe
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. G. Schänzer

2003

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2003
Zugl.: Braunschweig, Univ., Diss., 2003
ISBN 3-89873-818-3

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2003
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2003
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-89873-818-3

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Elektrische Meßtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik der Technischen Universität Braunschweig.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Bethe, der auch nach Antritt seines Ruhestandes für meine Arbeit großes Interesse zeigte. Die Diskussionen mit ihm trugen sehr oft wertvoll zur Arbeit an der akustischen Temperaturmessung bei.

Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Enders danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes, Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Schänzer für die Mitberichterstattung. Allen drei Professoren danke ich für den fairen Verlauf der mündlichen Prüfung.

Mein ganz besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. D. Huhnke: Seine Idee ist es gewesen, die Temperatur mittels Ultraschall zu messen. Seine langjährige Erfahrung im Bereich der Temperaturmeßtechnik sowie der analogen Schaltungselektronik waren für uns Mitarbeiter stets eine sehr wertvolle Hilfe.

Den ehemaligen Kollegen Dr.-Ing. D. Brunsch, H. Gerlicher, Dr.-Ing. J. Gleitzmann, O. v. Maydell und R. Träger danke ich für die vielen fachlichen Diskussionen und die Durchsicht meiner Arbeit. Besonders zu erwähnen ist die Arbeit von H. Müller, H. Schmidt und J. Pförtner für die hilfreiche Beratung bei der Konstruktion der feinwerktechnischen Sensorteile und deren Anfertigung in ihrer Werkstatt. Allen anderen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Institutes danke ich für drei sehr schöne Jahre. Zu ihnen zählen auch S. Volmer und D. Büchner, die ihm Rahmen einer Studien- und einer Diplomarbeit zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Dr.-Ing. Th. Lange danke ich für die umfangreiche konstruktive Kritik am schriftlichen Teil meiner Arbeit sowie deren sehr intensive Durchsicht. Von ihm habe ich vor und während meiner Zeit am Institut viele wertvolle praktische Erkenntnisse aus dem Bereich der Analogelektronik gewonnen, die hier ihren Einsatz fanden.

Der vorliegende Text wurde fast ausnahmslos zu Hause angefertigt. Meiner Familie und meinen Eltern daher ein großes Dankeschön für ihre Geduld und Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Wichtige Größen im Text, Abkürzungen	9
2	Grundlagen	13
2.1	Meßeffect	16
2.2	Schallgleichung	18
2.3	Variation durch chemische Zusammensetzung	20
2.3.1	Wasserdampf	20
2.4	Bewertung der Einflüsse	25
3	Strömende Atmosphäre	29
3.1	Abtransport des Schalls durch die Strömung	29
3.1.1	Homogene Strömung	29
3.1.2	Inhomogene, stationäre Strömung	31
3.1.3	Instationäre Strömung	34
3.1.4	Grenzen der akustischen Temperaturmessung	35
3.2	Aufstauung des Gases	35
3.3	Meßkette	38
3.4	Rauhe Meßumgebung – reale, freie Atmosphäre . . .	39
3.4.1	Partikel	39
3.4.2	Ablagerungen	40
3.4.3	Fremdschall	41
4	Sensorgestaltung	43
4.1	Schallwandler	43
4.2	Chronologie der Sensorentwicklung	45

4.2.1	Gabelsensor	45
4.2.2	Rohrsensor	47
4.2.3	Ringsensor	48
4.2.4	Antiparalleler Gabelsensor	49
4.3	Dreiachsensensor	51
4.3.1	Mathematisches Modell	52
4.3.2	Sensordetails	57
4.4	Elektrische Ansteuerung und Meßwertbildung	67
4.4.1	Chronologische Entwicklung	67
4.5	Phasendemodulation mit zentralem Mutteroszillator	78
5	Messungen	83
5.1	Ruhendes Medium	84
5.2	Windkanal	86
5.2.1	Normalanströmung	86
5.2.2	Schräganströmung	88
5.2.3	Temperaturmodulation	89
5.3	Erprobung auf der Straße	93
5.4	Fremdschalleinfluß	95
5.5	Analyse	96
5.5.1	Meßgenauigkeit und Meßdynamik der Temperatur	96
5.5.2	Sonstige Sensoreigenschaften	98
6	Zusammenfassung und Ausblick	99
7	Literaturverzeichnis	103
A	Berechnungsvorschrift zum Dreiachsensensor	109

1 Einleitung

Die Temperatur ist eine physikalische Größe, die einen wesentlichen Einfluß auf unser Wohlergehen hat, sich alltäglich mal mehr, mal weniger angenehm äußert und im privaten Bereich, im Verkehr, in der Industrie und anderenorts eine bedeutende Rolle spielt. Daher ist es nicht weiter verwunderlich, daß bereits im beginnenden 18. Jahrhundert Instrumente entwickelt wurden, um die Temperatur an unterschiedlichen Orten zu unterschiedlichen Zeiten zu erfassen und miteinander zu vergleichen. Skalen wurden definiert – die Namen RENÉ ANTOINE FERCHAULT DE RÉAUMUR (1683 - 1757), GABRIEL DANIEL FAHRENHEIT (1686 - 1736), ANDERS CELSIUS (1701 - 1744), WILLIAM RANKINE (1820 - 1872) und WILLIAM LORD KELVIN OF LARGS (1824 - 1907) erinnern daran.

Entsprechend weit ist die Temperaturmeßtechnik heute fortgeschritten. Die Meßabweichungen liegen nicht selten bei einigen zehntel Kelvin, im Laborbetrieb im Bereich von hundertstel Kelvin und die der Temperaturforschungslabors bei weniger als einem Millikelvin. Die Frage nach dem Nutzen von Forschungsaktivitäten mit dem Ziel immer kleinerer Meßabweichungen liegt nahe; das Forschungspotential in der Temperaturmeßtechnik scheint erschöpft. Dem ist jedoch nicht so, wenn hohe Ansprüche an die Dynamik der Messung gestellt werden und das „saubere“ Labor mit seinen bekannten und konstanten Umweltbedingungen durch eine rauhere Umgebung wie die freie, strömende, mit Partikeln durchsetzte Atmosphäre ersetzt wird. Meßabweichungen von deutlich mehr als einem Kelvin als Folge zahlreicher Störgrößen sind nicht selten – so auch im vorliegenden Fall der Flugmeßtechnik, der seinen Ursprung in der Meteorologie hat:

Die Vorhersage des Wettergeschehens auf der Erde erfolgt immer seltener nach phänomenologischen, also auf einem Katalog historischer Wetterlagen basierender Methoden. Sie wurden weitgehend durch numerische, rechnergestützte Verfahren verdrängt. Hierzu wird die Erdatmosphäre durch eine große Zahl kleiner aneinandergrenzender Volumina (in der Größenordnung einiger Kubikkilometer) dargestellt, denen atmosphärische Zustandsgrößen wie Temperatur, Druck, Windvektor und Wasserdampfgehalt zugeordnet werden. Beobachtungen von Land- und Seestationen, Radiosondenaufstiegen, automatisierten Messungen von Verkehrsflugzeugen und Fernerkundungen durch Wettersatelliten liefern die Zustandsgrößen einiger weniger Volumina des Atmosphärenmodells. Die Zustände des Großteils des Modells müssen jedoch durch Interpolation zwischen den gemessenen Volumina und Extrapolation nach außen, zur Erdoberfläche, zum Weltraum und zu datenarmen Gebieten angenähert werden. Besonders schwierig ist hierbei die Berechnung in Bereichen über großflächigen, unbewohnten Gebieten mit einer geringen Stationsdichte sowie mit zunehmender Höhe über der Erdoberfläche. Nach einer erstellten Analyse des Istzustandes des Gesamtmodells lassen sich durch die zeitliche Fortschreibung Vorhersagen für die atmosphärischen Zustände der einzelnen Volumina gewinnen.

Die Aktivitäten auf dem Gebiet der numerischen Meteorologie zeigen, daß sowohl die Interpolation und Extrapolation, als auch die zeitliche Fortschreibung noch erheblichen Forschungsaufwandes bedürfen [10]. Immer wieder werden bestehende Modelle verbessert oder durch neue ersetzt und heben die Analyse- und Vorhersagequalität an. Ein wichtiges Instrument bei diesen Arbeiten sind Verifikationsmessungen. Hierzu wird ein kleiner Teil der Atmosphäre mit einem Meßflugzeug zeilen- und schichtweise abgeflogen und die Atmosphärenzustände innerhalb möglichst kurzer Zeit – das Wetter ändert sich schließlich fortwährend – gemessen. Für diese Messungen werden Instrumente benötigt, die genau und zudem zeitlich sehr hochauflösend messen. Erschwerend kommt die im allgemei-

nen unfreundliche Meßumgebung „freie Atmosphäre“ mit flüssigen und festen Niederschlägen und Ablagerungen sowie Erosion an den Sensoren hinzu, welche die Messungen verfälschen, verhindern oder sogar irreparable Schäden an den Sensoren verursachen können.

Aufgabe des Projektes *Flugmeßtechnik* war die Bereitstellung eines Meßsystems für meteorologische Verifikationsmessungen. Dem Projekt gingen die Forschungsarbeiten zum *Helipod* voraus, einer von einem Hubschrauber geschleppten Sonde, die Mitte der neunziger Jahre unter der Leitung des Institutes für Klimatologie der Universität Hannover fertiggestellt wurde [29]. Im Gegensatz zum *Helipod* sollte jetzt ein Meßsystem in ein Forschungsflugzeug integriert werden, das die in situ Messung, Verarbeitung und Speicherung der gewonnenen Daten erlaubte, damit sie anderen Sensoren an Bord als Hilfsgrößen zur Verfügung standen. Als Meßflugzeug diente eine zweimotorige Do 128-6 der Technischen Universität Braunschweig (Abbildung 1.1). Wegen der Komplexität des Projektes erfolgte eine Gliederung in Teilprojekte, die von mehreren Instituten der Technischen Universität Braunschweig, der Universität Hannover, dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, beide in Braunschweig, wahrgenommen wurden. Von 1997 bis 2000 wurde das Projekt von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen eines Sonderforschungsbereiches [32] finanziell unterstützt.

Die gleichzeitig schnelle und genaue Messung der Temperatur steht in einem Widerspruch, der sich unter dem Einfluß eines strömenden Gases noch verstärkt: Einerseits geht die Forderung einer zeitlich hochauflösenden Messung mit einer geringen Wärmekapazität des Meßfühlers einher, andererseits verlangt eine genaue Messung eine möglichst große Zeit für eine gute Annäherung des thermischen Gleichgewichts zwischen Meßobjekt und Meßfühler. Das strömende Gas wiederum erfordert eine mechanisch stabile Auslegung des Temperatursensors, die mit größeren Massen, höheren Wärmekapazitäten und so wieder mit trägeren Eigenschaften des Sensors verbunden ist.



Abbildung 1.1: *Forschungsflugzeug D-IBUF der Technischen Universität Braunschweig vom Typ Dornier Do 128-6. Unter dem Bug des Flugzeuges ist bereits ein Nasenmast zur Aufnahme von Sensoren angebracht.*

Der im Teilprojekt *Messung der Temperatur* verfolgte Lösungsansatz für dieses Problem besteht im wesentlichen aus der Auftrennung des Meßsignals in zwei parallele Meßzweige, von denen sich der eine durch seine höhere Genauigkeit, jedoch geringere Dynamik und umgekehrt der andere durch seine hohe Dynamik, dafür aber weniger gute Meßgenauigkeit auszeichnet. Die Signale beider Zweige durchlaufen anschließend zwei in ihren Frequenzgängen komplementäre Filter, bevor sie in einer Additionsstelle wieder zusammen treffen. Das Ergebnis ist ein gemeinsames Temperatursignal hoher Genauigkeit und hoher Dynamik, wenn auch Genauigkeit und Dynamik der Zweige jeweils teilweise eingebüßt werden.

Wesentlicher Bestandteil des genauen Meßzweiges ist ein Präzisionsthermometer nach Huhnke [32], das auf sechs Platin-Widerstandsdraht-Thermometern basiert, die in einem strömungs-, wärmeleitungs- und strahlungsoptimierten Konus untergebracht sind. Die Einführung der zu messenden Luft in das Innere des Konus erfolgt zur Herstellung der Anströmrichtungsunabhängigkeit über

mehrere Bohrungen und einen „Turbolator“¹. Die Luft umströmt die Widerstandsthermometer bevor sie den Konus durch seitliche Bohrungen wieder verläßt. Zum Schutz vor Wärmeleitung sind die Widerstandsthermometer auf einem Ring aus PEEK² mit geringen Wärmeleitungseigenschaften montiert und zum Schutz vor Strahlung ihre Oberflächen metallisch blank überzogen. Auch der Konus besitzt außen wie innen hochreflektierende Oberflächen. [13]

Für den hochdynamischen Zweig standen zunächst mehrere konkurrierende Verfahren zur Diskussion, darunter ein sehr dünner Platinwiderstandsdraht (ähnlich [11]) sowie ein Hitzdrahtthermometer, die beide wegen zu großer mechanischer Empfindlichkeit ausschieden. Untersucht wurde auch die Eignung eines Widerstandsthermometers auf Basis einer Dünnschicht-Sandwichbauweise, analog dem Prinzip des gesteuerten elektrischen Schirms koaxialer Leitungen: Hierbei wird die dynamikbestimmende Wärmekapazität des Sensorkörpers durch fortwährende aktive Angleichung an die Lufttemperatur bis auf eine geringe Regelabweichung annähernd wirkungslos. Da das Verfahren jedoch zu große technische Probleme für diesen Anwendungsfall bereitete, wurde es verworfen. Schließlich wurden noch zwei faseroptische Verfahren untersucht, die jedoch ebenfalls wegen mechanisch empfindlicher Meßfühler ausschieden. Die beste Eignung für die hochdynamische Messung versprach die akustische Temperaturmessung, die das Thema der vorliegenden Arbeit ist.

Das Signal des Präzisionssensors wird mit dem des hochdynamischen in einer Additionsstelle verknüpft. Zuvor durchläuft das Präzisionssignal ein Tiefpaßfilter, so daß die niederfrequenten Signalanteile durch den Präzisionssensor bestimmt werden. Das hochdynamische Signal durchläuft ein Hochpaßfilter, um die hochfrequenten

¹Als Turbolator wird ein feststehendes, propellerähnliches Gebilde bezeichnet, welches die Strömung verwirbelt und dadurch Strömungsinhomogenitäten verringert.

²Bei PEEK (Polyarylenetherketon) handelt es sich um einen Kunststoff, der wegen seiner hohen Temperaturbeständigkeit, sehr hohen Zug- und Biegefestigkeit, hohen Schlagzähigkeit, schlechten Entflammbarkeit und guten chemischen und Strahlungsbeständigkeit in der Luftfahrttechnik oft Einsatz findet.

Anteile im Summensignal zu bestimmen. Die beiden Filter sind so dimensioniert, daß sie jeweils zusammen mit ihren vorhergehenden Sensoren zueinander komplementäre Frequenzgänge haben.

Die Arbeiten zum komplementären Streckenpaar mit anschließender Additionsstelle befinden sich noch im Anfangsstadium. Auf den ersten Blick scheint die Bereitstellung dieses Filterpaares eher trivialer Art zu sein. Bei Betrachtung der Abweichung der Filterantwort von der Sollantwort, die eine Folge nicht vollständig komplementärer Frequenzgänge ist, entstehen nicht hinnehmbare Abweichungen. Ob das Filterpaar auf rein analogelektronischem Wege überhaupt realisierbar ist, ist fraglich. Vermutlich wird die Analog-Digital-Umsetzung und anschließende zeit- und wertediskrete Filterung durch ein Rechenprogramm erfolversprechender sein, da hier die Übertragungsfunktionen wesentlich freier definierbar sind. Ein erster Ansatz ist in [14] wiedergegeben.

Der Umfang der vorliegenden Arbeit beschränkt sich auf den hochdynamischen Temperatursensor in Gestalt eines akustischen, also nicht-dinglichen Sensors. Zunächst wird im folgenden Kapitel auf die Grundlagen der akustischen Temperaturmeßtechnik eingegangen, im Kapitel 3 auf die Besonderheiten, die sich durch die strömende, freie Atmosphäre ergeben. Im nächsten Kapitel erfolgt die Beschreibung des konzipierten Temperatursensors aus mechanischer und elektronischer Sicht, gefolgt von der Vorstellung von Messungen im Kapitel 5. Den Schluß der Arbeit bilden eine Zusammenfassung und ein Ausblick auf Ansätze weiterführender Forschungs- und Entwicklungsarbeiten zu diesem Thema sowie eine Übersicht über die verwendeten Literaturstellen.

1.1 Wichtige Größen im Text, Abkürzungen

Der nachfolgende Text überstreicht Gebiete der Thermodynamik, der Strömungsmechanik, der Elektrotechnik und der Meteorologie, in denen sich jeweils eigene Nomenklaturen für die einzelnen physikalischen Größen eingebürgert haben. Nicht immer bezeichnet ein Buchstabe dieselbe physikalische Größe, und nicht immer wird eine physikalische Größe durch dieselbe Bezeichnung benannt. So repräsentiert das „u“ in der Strömungsmechanik die Geschwindigkeit und in der Elektrotechnik die elektrische Spannung. In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Benennung der physikalischen Größen durchgehend konstant, auch wenn dies an einigen Stellen ungewohnt erscheint. Der Übersicht halber sind die wichtigsten Größen im folgenden aufgeführt. Deren Einheiten werden ausschließlich nach dem Internationalen Einheitensystem (SI) angegeben.

Wichtige Größen im Text:

Abk.	Einheit	Größe
A	m^2	Fläche
\hat{a}	m	Amplitude der Sendermembrane
C_p	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	spezifische isobare Wärmekapazität
C_v	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	spezifische isochore Wärmekapazität
C_1	Pa	} Konstanten der MAGNUS'schen Formel
C_2		
C_3	K	
C_4	K	
c	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Schallgeschwindigkeit
c'	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	scheinbare Schallgeschwindigkeit

Wichtige Größen im Text (Fortsetzung):

Abk.	Einheit	Größe
d	m	Abstand
f	Hz	Frequenz
k		Volumenanteil des Wasserdampfes in der Luft
Ma		Machzahl
P	W	Leistung
p	Pa	Druck
p_w	Pa	Wasserdampfdruck
$p_{w,sat}$	Pa	Sättigungsdruck der Luft mit Wasserdampf
R	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	universelle Gaskonstante
Re		REYNOLDS-Zahl
r	m	Distanz
r_0		Recovery-Faktor
\overline{SE}	m	Distanz zwischen Sender und Empfänger
s	m	Auslenkung eines Gasteilchens aus seiner statistischen Mittellage
T	K	Temperatur
T_d	K	Taupunkttemperatur
T_{pr}	K	Temperatur des Präzisionssensors
T_0	K	Temperatur der noch ungestörten Luft
t	s	Zeit
t_{SE}	s	Schalllaufzeit vom Sender zum Empfänger
u	V	elektrische Spannung
V	m^3	Volumen
v	$m \cdot s^{-1}$	Strömungsgeschwindigkeit

Wichtige Größen im Text (Fortsetzung):

Abk.	Einheit	Größe
\vec{v}	$\begin{pmatrix} m \cdot s^{-1} \\ m \cdot s^{-1} \\ m \cdot s^{-1} \end{pmatrix}$	Strömungsvektor (rechtwinkl. Koordinatensystem)
\vec{v}	$\begin{pmatrix} m \cdot s^{-1} \\ \circ \\ \circ \end{pmatrix}$	Strömungsvektor (polares Koordinatensystem)
x, y, z	m	Koordinaten des rechtwinkligen Koordinatensystems
Z_L		Realgaskonstante der Luft
α	\circ	Anstellwinkel
β	\circ	Anströmwinkel allgemein, Schiebewinkel beim Flugzeug
Δc	$m \cdot s^{-1}$	Meßabweichung von der Schallgeschwindigkeit
ΔT_{ad}	K	adiabater Temperaturzuschlag
ΔT_r	K	Recovery-Temperatur
δ_{Gr}	m	Dicke der laminaren Grenzschicht
γ_1	$m \cdot s^{-1} \cdot K^{-1/2}$	} Konstanten zur } schallvirtuellen Temperatur
γ_2		
ε_w		Dampfdruck-Gesamtdruck- Verhältnis
κ		Isentropenexponent
λ	m	Wellenlänge
ν_L	$m^2 \cdot s^{-1}$	kinematische Viskosität der Luft
ϕ		Phase
ϱ	$kg \cdot m^{-3}$	Dichte
ω	s^{-1}	Kreisfrequenz

Teilweise werden die genannten Größen mit Indizes versehen, welche die folgenden Bedeutungen haben:

H, R	hin- und rücklaufender Schall
L	Luft
S, E	Sender und Empfänger
tr	trockene Luft
U, V, W	Achsenindizes des Dreiachsensors
W	Wasserdampf
$=$	Gleichanteil
\sim	Wechselanteil

Im Text werden die folgenden, nicht allgemein bekannten Abkürzungen verwendet:

ICAO	International Civil Aviation Organization (Internationale Behörde für die zivile Luftfahrt)
PEEK	Polyarylenetherketon $\cdots[-\text{C}_6\text{H}_6 - \text{CO} - \text{C}_6\text{H}_6 - \text{O} - \text{C}_6\text{H}_6 - \text{O}-]_n \cdots$
PLL	Phase-Locked-Loop (Phasennachlaufsynchronisation)

2 Grundlagen der akustischen Temperaturmeßtechnik

Die akustische Temperaturmessung, d.h. die Bestimmung der Temperatur des Meßmediums aus seiner temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit, ist ein Randgebiet in der Thermometrie. Allein schon wegen des mit ihr verbundenen meßtechnischen Aufwandes ist die Bevorzugung anderer Verfahren in vielen Fällen gerechtfertigt. Drei Eigenschaften zeichnen das Verfahren gegen alle andere aus: Zum einen besteht die Möglichkeit der nicht dinglichen Messung der Temperatur eines Gases, zum anderen erstreckt sich der Sensor, d.h. die Schallmeßstrecke über die baulichen Grenzen des Sensorgehäuses hinaus, indem der Meßfühler Teil des Meßobjektes ist. Dies bringt den Vorteil, daß sich der Meßfühler stets im thermischen Gleichgewicht mit dem Meßobjekt befindet – Wärmeübergangswiderstände und Wärmekapazitäten sind bei diesem nicht-dinglichen Verfahren unwirksam. Zum Dritten erfolgt die Messung der Temperatur indirekt über eine Zwischengröße, die Schallgeschwindigkeit.

Über die technische Umsetzung eines hochdynamischen Temperatursensors auf akustischer Basis ist bislang nichts bekannt. Der einleitend genannte *Helipod* stützt seine Temperaturmessung auf einen kommerziellen Temperatursensor, bei dem der elektrische Widerstand eines Platinelements gemessen wird. An den Flugzeugen der großen Flugzeughersteller werden nach deren Angaben ebenfalls ausschließlich Temperatursensoren auf Basis von Widerstandsmessung eingesetzt, wie sie exemplarisch in den Abbildungen 2.1 und 2.2 zu sehen sind: Anströmende Luft gerät in einen umschlossenen



Abbildung 2.1: *Kommerzieller Temperatursensor für den Einsatz an Luftfahrzeugen im sub- und transsonischen Bereich nach ROSEMOUNT auf Basis eines Widerstandselements [33]. Die Anströmung erfolgt im Bild von links nach rechts. Länge etwa 10 cm, innerer Aufbau siehe Abbildung 2.2.*

Kanal und wird dort verzögert. Absaugbohrungen halten die an der Oberfläche haftende Grenzschicht klein. Die Umlenkung der Luft stellt eine Partikelfalle zum Schutz vor Verschmutzung und Zerstörung des Sensors dar. Nachdem die Luft das Widerstandsthermometer umspült hat, tritt sie durch Auslaßbohrungen auf der Sensorleeseite wieder aus. Die Zeitkonstante des Sensors wird für den betreffenden Geschwindigkeitsbereich mit 2,4 s angegeben [27]. Für den regulären Flugbetrieb ist die Dynamik in jedem Fall ausreichend.

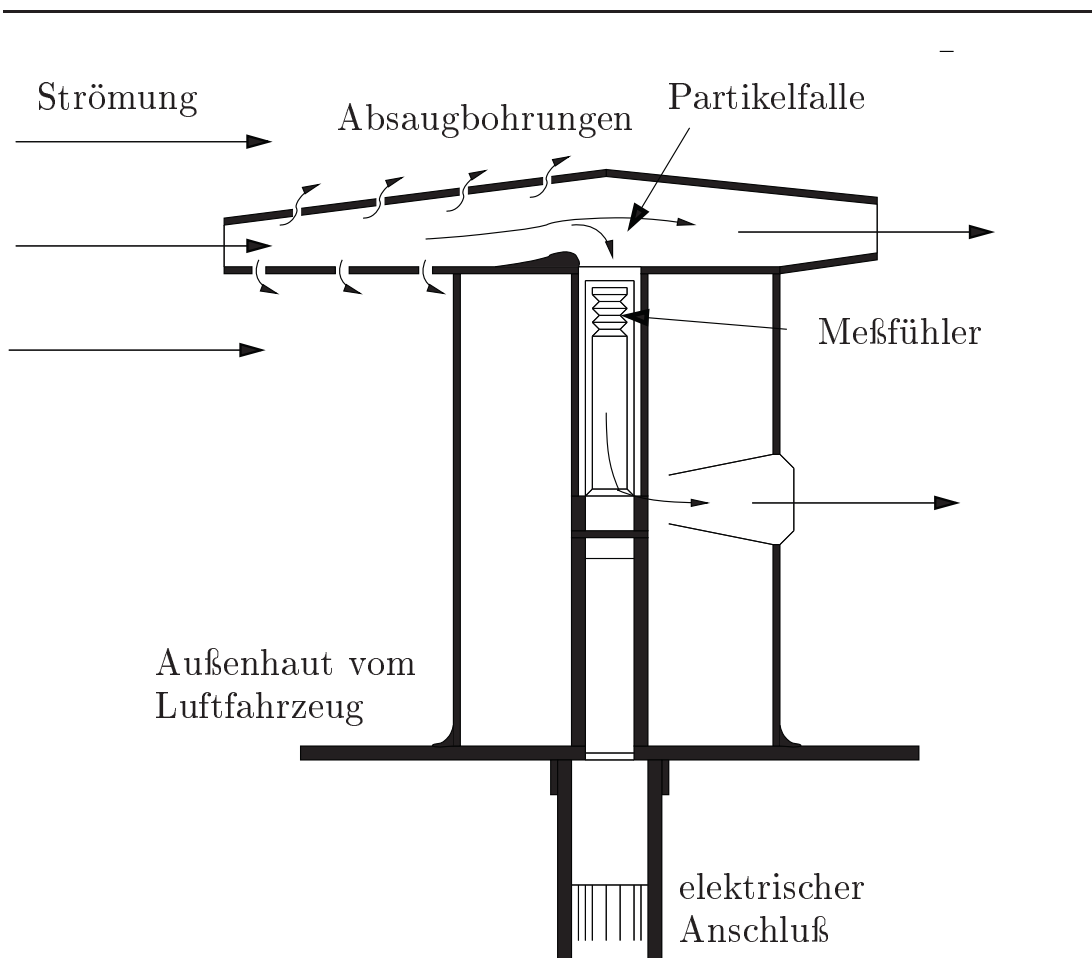


Abbildung 2.2: Querschnittsskizze zum Temperatursensor nach ROSEMOUNT (siehe Abbildung 2.1), nach [33].

Von der Möglichkeit der berührungslosen, aber nicht hochdynamischen Messung mit akustischen Thermometern macht man dahingegen Gebrauch: die bekannten Schalenkreuzanemometer und Windrichtungsfahnen an Bord von Schiffen und Einrichtungen auf offener See werden zunehmend durch akustische Anemometer ersetzt, da sie gegenüber Salzwasser wesentlich resistenter als makromechanische Verfahren sind. Zudem ist ihre Funktionsfähigkeit auch bei gefrierendem Regen, Tau und Gischt gewährleistet, weil sich das akustische Anemometer sehr gut beheizen läßt. Aus den Schallmessungen läßt sich die Lufttemperatur als „Nebenprodukt“ der Windvektorberechnung ableiten. Die bekannten Hersteller geben die Tem-

peraturmeßgenauigkeit ihrer Anemometer im allgemeinen mit dem relativ großen Wert von 2°C an. [2]

Ein weiteres praktisches Anwendungsgebiet der akustischen Temperaturmessung ist der Einsatz in Müllverfeuerungsanlagen [6] zur Ermittlung der „integralen Temperatur“. Die Messung erfolgt hierbei über eine Distanz von mehreren Metern und über Reflexionsflächen in der Brennkammer. In der Temperaturforschung werden ebenfalls akustische Verfahren zur hochgenauen Messung eingesetzt [24, 25]. In diesem Fall ist insbesondere die chemische Zusammensetzung des Gases sehr genau bekannt, und es sind sehr präzise Messungen möglich.

2.1 Meßeffect

Der Meßeffect der akustischen Temperaturmessung beruht auf der sich mit der Temperatur ändernden Ausbreitungsgeschwindigkeit c des Schalls. Diesen thermoakustischen Effekt kann man in Gasen, wie auch Flüssigkeiten und Festkörpern beobachten, doch ist er in Gasen besonders ausgeprägt. Die Schallgeschwindigkeit steigt mit zunehmender Temperatur T an – bei „Zimmertemperatur“ breitet sich der Schall in Luft mit einer Geschwindigkeit von etwa 340 m/s aus.

Um nun die Temperatur eines Gases akustisch zu ermitteln, kann man einen Schallimpuls mittels eines Senders S emittieren und die Zeit messen, bis der Schall einen Empfänger E im Abstand \overline{SE} vom Sender erreicht. Diese Zeit werde im folgenden *Schalllaufzeit* t_{SE} genannt. Für sie gilt nach der beschriebenen Meßmethode

$$c = \frac{\overline{SE}}{t_{SE}} \quad (2.1)$$

Voraussetzung ist ein gegenüber Sender und Empfänger ruhendes, isothermes und in seiner chemischen Zusammensetzung homogenes Gas. Damit ergibt sich die folgende Meßkette:

Meßobjekt	Luft
Meßfühler	<p>Luft (Umformung der primären Meßgröße Temperatur in die sekundäre Meßgröße Schallgeschwindigkeit bzw. Schalllaufzeit) und</p> <p>Zeitmesser (Umformung der sekundären Meßgröße in eine analogelektrische Größe, zum Beispiel eine Spannung)</p> <p>zum Vergleich: Der Meßfühler einer konventionellen Temperaturmessung wäre an dieser Stelle zum Beispiel das Thermoelement oder das Pt100-Element</p>
Meßverstärker	elektronischer Verstärker
Ausgabe	elektrisches Ausgabegerät, zum Beispiel Voltmeter

Auffällig ist, daß der Meßfühler zweistufig ist, wobei der erste Teil mit dem Meßobjekt zusammenfällt. Im Gegensatz zu vielen anderen Temperaturmeßverfahren, wie zum Beispiel der Messung mittels Thermoelementen oder Widerstandsthermometern, befindet sich der sonst dynamikbestimmende Übergang Meßobjekt-Meßfühler stets im thermischen Gleichgewicht. Das Problem der Wärmekapazität des Meßfühlers und des Wärmeübergangswiderstandes zwischen Meßobjekt und Meßfühler ist auf diese Weise umgangen, so daß die zeitbestimmenden Glieder der Kette nun an anderer Stelle zu suchen sind. Dies verspricht zum einen sehr hohe Meßraten, andererseits aber auch die berührungslose Temperaturmessung mit geringer Rückwirkung, da Schallsender und -empfänger sich nur am Rande des zu messenden Luftvolumens befinden.

2.2 Schallgleichung

In der Literatur [22, 23, 30] findet man den Zusammenhang zwischen Temperatur T und Schallgeschwindigkeit c in einem Gas mit

$$c = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T} \quad (2.2)$$

angegeben. Hierin ist

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.3)$$

der Isentropenexponent als Quotient aus spezifischer isobarer und spezifischer isochorer Wärmekapazität des Gases und R dessen individuelle Gaskonstante. Als erste Anhaltswerte können für Luft die Werte $\kappa_L = 1,4$ und $R_L = 287 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$ angenommen werden. Die partielle Ableitung der Schallgleichung nach der Temperatur liefert die Meßempfindlichkeit:

$$\frac{\partial c}{\partial T} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\kappa \cdot R}{T}} \quad (2.4)$$

für Luft im Betriebspunkt „Zimmertemperatur“ also etwa $+0,58 \frac{\text{m}}{\text{s} \cdot \text{K}}$.

Bei der genannten Schallgleichung handelt es sich um eine Näherungslösung. Die sich in Gasen stets in longitudinaler Form ausbreitenden Wellen führen zu räumlichen und zeitlichen Schwankungen des Druckes p , der Temperatur T und damit der Dichte ϱ des Mediums sowie der Abweichung \vec{s} der Gasteilchen aus ihrer statistischen Mittellage und deren Geschwindigkeit \vec{v} . Dichte, Druck und Geschwindigkeit der Teilchen können in einen konstanten (Index „=“) und einen variablen Anteil (Index „~“) zerlegt werden:

$$\varrho = \varrho_{=} + \varrho_{\sim} \quad (2.5)$$

$$p = p_{=} + p_{\sim} \quad (2.6)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_{=} + \vec{v}_{\sim} \quad (2.7)$$

$p = p(\vec{r}, t)$ und $v = v(\vec{r}, t)$ charakterisieren Druck und Teilchengeschwindigkeit im Ort \vec{r} zur Zeit t .

Betrachtet werde ein infinitesimal kleiner Gasquader mit den Kantenlängen dx , dy und dz , durch dessen Begrenzungsflächen $z = 0$ und $z = dz$ eine ebene Schallwelle hindurchgeht [30]. Man stellt in diesen beiden Flächen die Drücke p_0 und $p_0 + \frac{\partial p}{\partial z} \cdot dz$ fest. Der Vektor der Schallschnelle v ist in z -Richtung orientiert. Der Druckunterschied bewirkt die Beschleunigung

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \quad (2.8)$$

An dieser Stelle wird angenommen, daß die durch die Schallwelle angeregten Gasteilchen nur kleine Auslenkungen erfahren, so daß der in Gleichung (2.8) zweite Summand gegenüber dem ersten vernachlässigt werden kann. Zum Nachweis der Gültigkeit dieser Vereinfachung wird später ab Seite 45 gezeigt, daß für die Schallschnelle

$$v(t, z) = \hat{v} \cdot \sin\left(\omega t + \frac{z}{\lambda}\right) \quad (2.9)$$

in jedem Ort z die Ungleichung

$$\left| \frac{\partial v(t, z)}{\partial t} \right| \gg \left| \hat{v}(t, z) \cdot \frac{\partial v(t, z)}{\partial z} \right|$$

erfüllt ist. Dies ist gleichbedeutend mit:

$$\begin{aligned} \left| \hat{v} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \sin\Psi \right| &\gg \left| \hat{v}^2 \cdot \sin\Psi \cdot \frac{\partial}{\partial z} \sin\Psi \right| \\ \iff \omega \cdot \lambda &\gg \hat{v} \cdot |\sin\Psi| \\ \implies 2\pi f \cdot \frac{c}{f} &\gg \hat{v} \\ c &\gg \frac{\hat{v}}{2\pi} \end{aligned} \quad (2.10)$$

mit der Abkürzung

$$\Psi := \omega t + \frac{z}{\lambda} \quad (2.11)$$

$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ ist die Kreisfrequenz der Schwingung, λ die Wellenlänge. Die Voraussetzung kann dann als erfüllt angesehen werden, wenn

man annimmt, daß \hat{v} die Geschwindigkeit der schallerzeugenden Membrane nicht übersteigt.

Die weitere Herleitung der Schallgeschwindigkeit als Funktion der Temperatur ist in [30] nachzulesen. Hier sei nur erwähnt, daß man mit der Beschleunigungsgleichung (2.8), einer Betrachtung der Dichteänderung im Quader als Folge der Bilanz ein- und ausströmender Massen, sowie mit der Zustandsgleichung für Gase eine Wellengleichung erhält, deren allgemeine Lösung die zu Anfang dieses Abschnitts vorgestellte Schallgleichung (2.2) ist.

2.3 Variation durch chemische Zusammensetzung

Die Schallgleichung (2.2) stützt sich auf die beiden gasindividuellen Größen κ und R . Weil es sich bei dem Gas „Luft“ weder um einen chemisch reinen Stoff handelt, noch seine Zusammensetzung aus einzelnen Gasen über die Zeit oder den Ort konstant ist, werden diese beiden Größen schwanken und die Schallgeschwindigkeit beeinflussen. Die Schallgleichung geht bei Berücksichtigung der einzelnen Teilgase $i = 1..n$ über in den in [18] hergeleiteten Ausdruck

$$c = \sqrt{\frac{T}{p_0} \cdot \sum_{i=1}^n p_i \cdot \kappa_i \cdot R_i} \quad (2.12)$$

mit dem Gesamtdruck $p_0 = \sum p_i$ und den Partialdrücken p_i , den individuellen Isentropenexponenten κ_i und den individuellen Gas-konstanten R_i der Teilgase. Andere mathematische Betrachtungen zur Ermittlung der Schallgeschwindigkeit von Gasgemischen kommen zu ähnlichen Ergebnissen [5].

2.3.1 Wasserdampf

Die Tabelle 2.1 zeigt die chemische Zusammensetzung der sogenannten *trockenen Luft*, die charakteristischen Größen der häufig-

Gas	Volumenanteil	R in $\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	κ
N ₂	78,1 %	232,9	1,40
O ₂	20,1 %	266,1	1,40
Ar	0,93 %	332,2	1,66
CO ₂	0,037 % ± 0,25 %	365,9	1,30
Ne	$1,8 \cdot 10^{-3}$	167,8	1,66
He	$5,24 \cdot 10^{-4}$	33,28	1,66
Kr	$1,0 \cdot 10^{-4}$	696,8	1,66
H ₂	$5,0 \cdot 10^{-5}$	16,76	1,40
Xe	$8,0 \cdot 10^{-6}$	1091	1,66
O ₃	$1,0 \cdot 10^{-6}$ ± $6,0 \cdot 10^{-6}$	399,1	1,20
Luft	100,0 %	285,1	1,40
H₂O		461,50	1,332

Tabelle 2.1: *Zusammensetzung trockener Luft in der unteren Troposphäre sowie Gaskonstanten und Isentropenexponenten der Bestandteile. Zum Vergleich die Werte für Wasserdampf. [26, 7, 16, 34]*

sten Teilgase und die zu erwartende Schwankungsbreite der Konzentrationen des Kohlendioxids und des Ozons. Unter dem Begriff der *trockenen Luft* wird in der Meteorologie der wasserdampf- und aerosolfreie Teil der Luft verstanden.

Von den genannten Gasen schwanken die Konzentrationen des Kohlendioxids und des Ozons durch natürliche wie auch anthropogene Prozesse deutlich stärker als die der anderen. Zudem ist beim Kohlendioxid ein überlagerter, langsamer Anstieg von einigen ppm pro Jahr als Folge des rasch angestiegenen Bevölkerungswachstums und der Industrialisierung zu verzeichnen.

Aerosolteilchen in der Luft haben wegen ihres geringen Durchmessers allenfalls einen dämpfenden Einfluß auf die Schallausbreitung, jedoch keinen auf die Schallgeschwindigkeit. Dem atmosphärischen Wasser kommt dagegen eine besondere Bedeutung zu, da es sich um den einzigen Stoff handelt, der in der natürlichen Atmosphä-

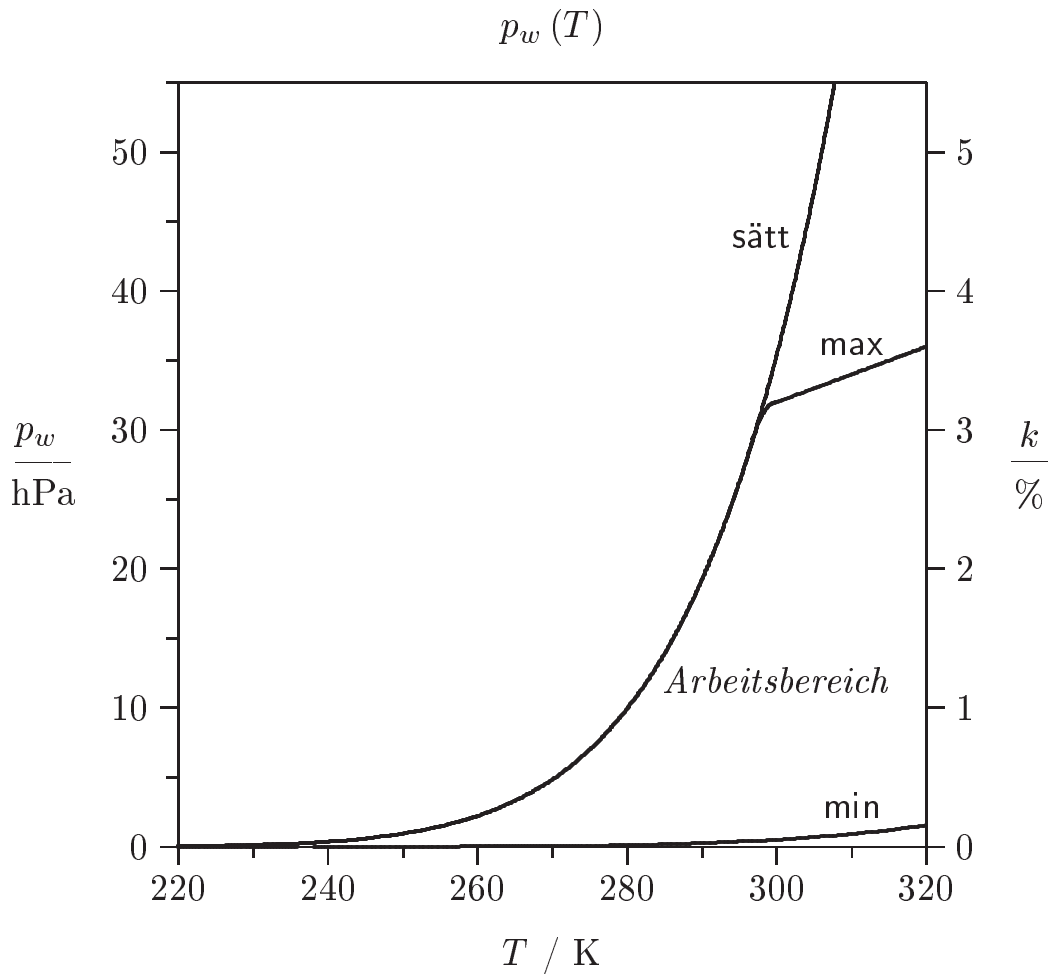


Abbildung 2.3: Dampfdruckkurven – Sättigungsdampfdruck p_w („sätt“), höchster und niedrigster zu erwartender Dampfdruck („max“ und „min“) unter natürlichen Bedingungen in der Troposphäre der mittleren Breiten bei einem Gesamtdruck von 1013 hPa. Zum Vergleich mit anderen Luftbestandteilen ist der Volumenanteil k des Wasserdampfes an der rechten Ordinate aufgetragen. Der Arbeitsbereich wird nach unten durch den niedrigst zu erwartenden, nach oben durch den höchst zu erwartenden, bzw. den Sättigungsdampfdruck begrenzt.

re in allen drei Aggregatzuständen in nennenswerter Menge vorkommt. Zudem reicht seine Konzentration im gasförmigen Zustand bis an die Sättigungsgrenze heran. Die Abbildung 2.3 zeigt den Sättigungsdampfdruck $p_{w, sat}$ und die in der Natur im allgemeinen zu erwartenden Partialdrücke des Wasserdampfes p_w . Im folgenden soll der Partialdruck des Wasserdampfes kurz mit *Dampfdruck* bezeichnet werden. Zum Vergleich mit den Werten der Tabelle 2.1 ist an der rechten Ordinate der Volumenanteil k des Wasserdampfes eingetragen; angenommen wird in dieser Abbildung ein Gesamtdruck von $p_0 = 1013 \text{ hPa}$. Der Arbeitsbereich wird durch die Graphen „min“ und „max“ begrenzt, welche auf Erfahrungswerten basieren.

Auffällig ist, daß die Variation der Konzentration des Wasserdampfes die Schwankungen aller anderer Luftgase wesentlich übertrifft. Daher kann die Luft alleine als zweikomponentiges Gemisch aus *trockener Luft* mit konstanter Zusammensetzung und Wasserdampf betrachtet werden, deren Isentropenexponenten und Gaskonstanten im nachfolgenden Text durch die Indizes „tr“ und „w“ unterschieden werden. Dann vereinfacht sich mit dem Gesamtdruck

$$p_0 = p_{tr} + p_w \quad (2.13)$$

als Summe der Partialdrücke die Gleichung (2.12) nach [18] zu:

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{\frac{T}{p_0} \cdot (p_{tr} \cdot \kappa_{tr} \cdot R_{tr} + p_w \cdot \kappa_w \cdot R_w)} \\ &= \sqrt{\kappa_{tr} \cdot R_{tr}} \cdot \sqrt{T \cdot \left(1 + \frac{p_w}{p_0} \cdot \left(\frac{\kappa_w \cdot R_w}{\kappa_{tr} \cdot R_{tr}} - 1\right)\right)} \\ &= \gamma_1 \cdot \sqrt{T \cdot \left(1 + \gamma_2 \cdot \frac{p_w}{p_0}\right)} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Für die beiden Konstanten ergeben sich

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \sqrt{\kappa_{tr} \cdot R_{tr}} \\ &= \sqrt{1,40 \cdot 285,1 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}} = 20,06 \frac{\text{m}}{\text{s}\sqrt{\text{K}}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\gamma_2 &= \frac{\kappa_w \cdot R_w}{\kappa_{tr} \cdot R_{tr}} - 1 \\ &= \frac{1,332 \cdot 461,50 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}}{1,40 \cdot 285,1 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}} - 1 = 0,528\end{aligned}$$

Die Gleichung ist somit neben der Temperatur T nur noch eine Funktion des Quotienten aus Dampfdruck p_w und Absolutdruck p_0 . Der in der modifizierten Schallgleichung (2.14) unter der Wurzel stehende Ausdruck wird auch als *schallvirtuelle Temperatur* T_{sv} bezeichnet und stellt die Temperatur dar, die die *trockene Luft* annehmen müßte, um dieselbe Schallgeschwindigkeit anzunehmen, wie die wasserdampfhaltige Luft. Daß der Quotient beider Drücke für genaue Messungen nicht vernachlässigt werden kann, zeigt die Tatsache, daß er zwischen etwa $3 \cdot 10^{-4}$ und $4 \cdot 10^{-2}$ schwanken wird, was einer Meßabweichung im Temperatursignal von etwa 0,015 % bis 2,1 % gleichkäme.

Es ist somit erforderlich, daß der Dampfdruck stets simultan und in gleicher zeitlicher Auflösung und möglichst am selben Ort mitgemessen wird. Im Projekt „Flugmeßtechnik“ erfolgt dies zunächst durch ein Taupunktspiegelverfahren, das später durch das Lyman-Alpha-Hygrometer eines benachbarten Teilprojektes [32] ersetzt wird. Die Beziehung zwischen der Taupunkttemperatur T_d , bei der sich die Sättigung einstellt, und dem Sättigungsdampfdruck $p_{w,sat}$ wird nach MAGNUS [7] mit

$$p_{w,sat} = C_1 \cdot \exp\left(\frac{C_2 \cdot T_d + C_3}{C_4 + T_d}\right) \quad (2.15)$$

hergestellt, mit den vier Konstanten

$$\begin{aligned}C_1 &= 610,780 \text{ hPa} \\ C_2 &= \begin{cases} 17,081 & \text{falls } T \geq T_{TP} \\ 17,844 & \text{sonst} \end{cases} \\ C_3 &= \begin{cases} 4665,6 \text{ K} & \text{falls } T \geq T_{TP} \\ 4874,0 \text{ K} & \text{sonst} \end{cases} \\ C_4 &= \begin{cases} 507,33 \text{ K} & \text{falls } T \geq T_{TP} \\ 518,58 \text{ K} & \text{sonst} \end{cases}\end{aligned}$$

von denen C_2 , C_3 und C_4 von der Lage der Temperatur T zum Tripelpunkt T_{TP} des Wassers abhängig sind, für den bei Normaldruck $T_{TP} = 273,16$ K gilt.

In der Gleichung (2.14) ist der Gesamtdruck p_0 als Argument der Funktion dargestellt, dennoch ist er ohne weiteren Einfluß: Aus der Schallgleichung (2.2) geht kein Einfluß des Gesamtdruckes auf die Schallgeschwindigkeit hervor¹, und der Quotient von Wasserdampfdruck und Gesamtdruck in (2.14) stellt lediglich einen Konzentrationswert dar. Daher sind nur der Quotient als Ganzes, der im folgenden mit *Dampfdruckverhältnis*

$$\varepsilon_w = \frac{p_w}{p} \quad (2.16)$$

bezeichnet wird, sowie die Temperatur Argumente der Schallgeschwindigkeitsfunktion.

2.4 Bewertung der Einflüsse

Die Meßempfindlichkeit und die Störempfindlichkeit der akustischen Temperaturmessung, zunächst ein ruhendes Medium vorausgesetzt, erhält man aus der partiellen Ableitung der modifizierten Schallgleichung (2.14) jeweils nach der Temperatur T und dem Druckverhältnis ε_w :

$$\frac{\partial c}{\partial T} = \frac{\gamma_1}{2} \cdot \sqrt{\frac{1 + \varepsilon_w \cdot \gamma_2}{T}} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial c}{\partial \varepsilon_w} = \frac{\gamma_1 \cdot \gamma_2}{2} \cdot \sqrt{\frac{T}{1 + \varepsilon_w \cdot \gamma_2}} \quad (2.18)$$

Für die Meßempfindlichkeit (2.17) und die Störempfindlichkeit (2.18) sollen dabei beispielhaft in jeweils drei ausgewählten „Be-

¹Der Druck äußert sich in der Schalleitfähigkeit: Mit abnehmenden Druck wird diese geringer, bis die Schalleitung im Vakuum ($p = 0$) schließlich ganz ausbleibt

Betriebspunkt	T in K	p in hPa	p_w in hPa	ε_w in Pa/Pa
unten	310	1050	45	$42,9 \cdot 10^{-3}$
mittig	260	700	1,0	$1,43 \cdot 10^{-3}$
oben	220	450	0,01	$0,0222 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 2.2: *Dampfdrücke p_w und Dampfdruckverhältnisse ε_w in ausgewählten Betriebspunkten (p, T)*

triebspunkten“ am unteren und oberen Bereichsende sowie im mittleren Bereich repräsentative Werte durch Einsetzen bestimmt werden (Tabelle 2.2).

Hierzu sind in Abbildung 2.4 die zu erwartenden Temperaturen und Dampfdruckverhältnisse über dem Gesamtdruck bzw. über der Flughöhe aufgetragen².

Für die Meßempfindlichkeit erhält man in den drei oben genannten Betriebspunkten die Werte

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial c}{\partial T} \right|_{unten} &= 0,576 \frac{\text{m}}{\text{s} \cdot \text{K}} \\ \left. \frac{\partial c}{\partial T} \right|_{mittig} &= 0,622 \frac{\text{m}}{\text{s} \cdot \text{K}} \\ \left. \frac{\partial c}{\partial T} \right|_{oben} &= 0,676 \frac{\text{m}}{\text{s} \cdot \text{K}} \end{aligned}$$

²Die Abbildung 2.4 gilt nur als Anhalt. Besonders in den klimatischen Extremgebieten der Erde sind Überschreitungen der gezeigten Grenzen nicht selten. Der Abstand zwischen höchster und niedrigster zu erwartender Temperatur ist in Bodennähe relativ groß, was daran liegt, daß hier die thermisch wenig träge Erdoberfläche mit hohen Temperaturen tags und im Sommer sowie niedrigen nachts und im Winter Einfluß auf die Temperatur der Luft nimmt. Zudem muß in der Abbildung beachtet werden, daß der auf der linken Abszisse aufgetragene Gesamtdruck nicht eine feste Zuordnung zur Höhe rechts besitzt, sondern mit dem „Wetter“ schwankt – in Meereshöhe zwischen etwa 930 hPa und 1060 hPa – mit zunehmender Höhe weniger stark.

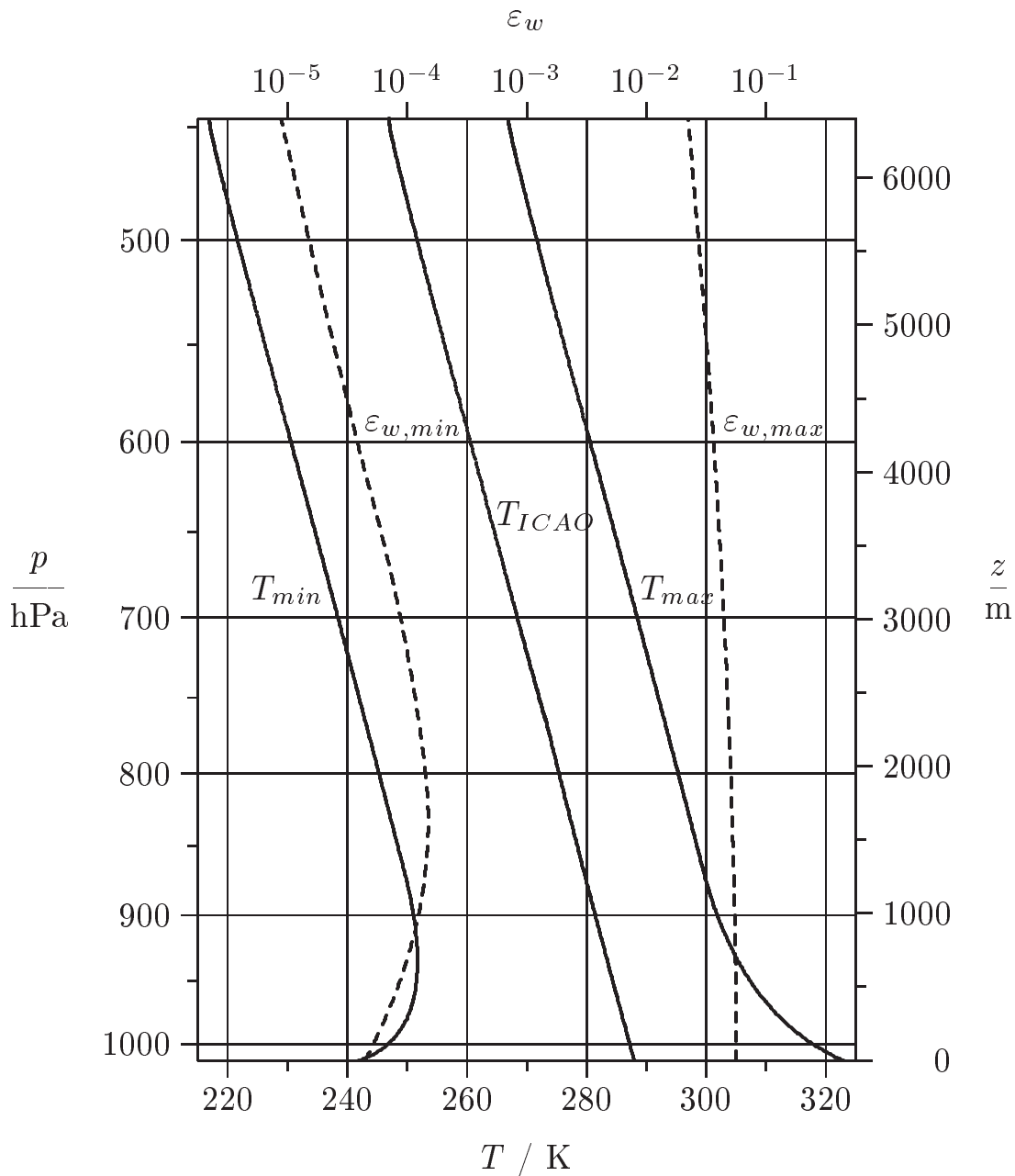


Abbildung 2.4: Niedrigste und höchste zu erwartende Temperatur T_{min} und T_{max} , Temperatur der ICAO-Standardatmosphäre T_{ICAO} (ICAO: International Civil Aviation Organization – internationale Behörde für die zivile Luftfahrt), sowie niedrigstes und höchstes zu erwartendes Dampfdruckverhältnis $\varepsilon_{w,min}$ und $\varepsilon_{w,max}$ in Abhängigkeit vom Gesamtdruck p , bzw. der Höhe z über dem mittleren Meeresspiegel [7]

und für die Störempfindlichkeit (jeweils mit den Einheiten $\frac{\text{m/s}}{\text{Pa/Pa}} \equiv \frac{\text{m}}{\text{s}}$):

$$\begin{aligned}\left. \frac{\partial c}{\partial \varepsilon_w} \right|_{\text{unten}} &= 92,2 \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ \left. \frac{\partial c}{\partial \varepsilon_w} \right|_{\text{mittig}} &= 85,4 \frac{\text{m}}{\text{s}} \\ \left. \frac{\partial c}{\partial \varepsilon_w} \right|_{\text{oben}} &= 78,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}\end{aligned}$$

Anhand der beispielhaften Werte in Tabelle 2.2 erkennt man, daß das Dampfdruckverhältnis ε_w nur sehr kleine Werte annehmen kann und das Nutzsignal dominierend ist. Für genaue Messungen ist es jedoch erforderlich, die Störgröße „Taupunkttemperatur“ simultan und möglichst gleichenorts zu bestimmen und zu berücksichtigen.

3 Strömende Atmosphäre

Der Vorteil der akustischen Temperaturmessung besteht darin, daß es sich um ein nicht-dingliches Meßverfahren handelt, der Meßfühler also nicht fester Bestandteil des Sensors, sondern des Meßobjektes ist. Der verzögernde Einfluß eines wärme­kapazitätsbehafteten Meß­fühlers wird umgangen, die Meßdynamik stark heraufgesetzt. Andererseits bringt die Verlagerung des Meßfühlers in das Meßobjekt gerade im vorliegenden Fall den Nachteil mit sich, daß dieser Meß­fühler „Luft“ durch Impulsübertragung aus seiner Mittellage aus­gelenkt oder sogar durch die Strömung vollkommen fortgetragen werden kann.

3.1 Abtransport des Schalls durch die Strömung

3.1.1 Homogene Strömung

Im Idealfall ist der gesamte Sensor einer homogenen, stationären Strömung ausgesetzt. Zunächst soll angenommen werden, daß auch keine Grenzschicht existiere, der konstante Strömungsvektor bis unmittelbar an die Oberflächen Gültigkeit habe und die räumliche Ausdehnung der einzelnen Sensorteile (Sende- und Empfangsköpfe) derart klein sei, daß sie vernachlässigbar wird. Dann gibt es keine Verformungen des Strömungsfeldes durch Verdrängungseffekte.

Infolge des Abtransports des Schalls mit dem strömenden Medium wird die Geschwindigkeit, mit der sich der signalauslösende Teil der Schallwellenfront gegenüber dem Sensor ausgebreitet hat, im allgemeinen nicht gleich der Schallgeschwindigkeit c des ruhen-

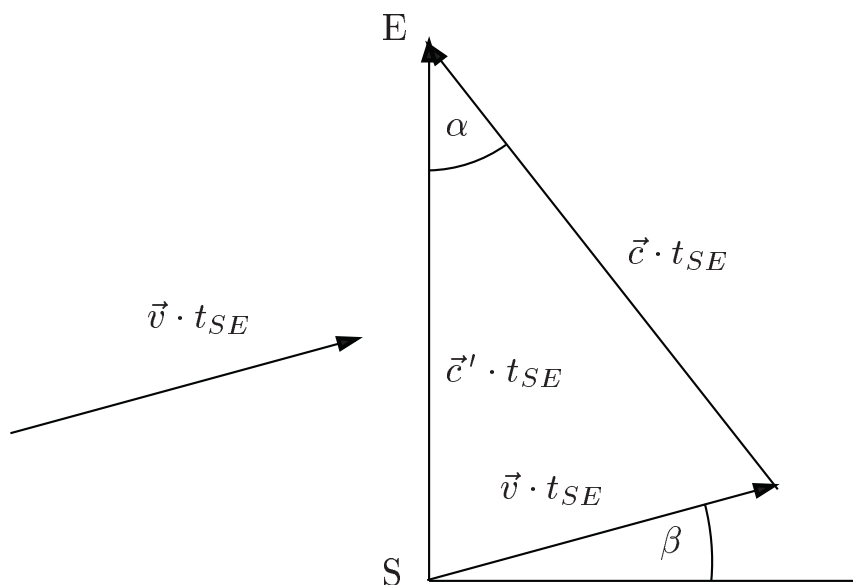


Abbildung 3.1: Die scheinbare Schallgeschwindigkeit c' läßt sich aus der vektoriellen Addition des Strömungsvektors \vec{v} und der Schallgeschwindigkeit c ermitteln. β ist der Anströmwinkel, t_{SE} die Schalllaufzeit zwischen Sender S und Empfänger E .

den Mediums sein. Die sich einstellende Ausbreitungsgeschwindigkeit sei die *scheinbare Schallgeschwindigkeit* c' . Sie kann durch vektorielle Addition ermittelt werden (Gleichung (3.1)): Sei die gemessene Schalllaufzeit zwischen Sender und Empfänger t_{SE} , dann ist die ursprüngliche Quelle des Schalls um den Vektor $t_{SE} \cdot \vec{v}$ mit der Strömung fortgetragen worden, siehe Abbildung 3.1. Die Orte aller Schallwellenfronten zu dieser scheinbaren Quelle haben neben ihrer Ausbreitung mit der Geschwindigkeit c ebenfalls diese Überlagerung erfahren. Daraus ergibt sich, daß der Ortsvektor des signalauslösenden Teils der Schallwellenfront gleich der Summe des Ortsvektors der scheinbaren Quelle und des Ortsvektors des scheinbar signalauslösenden Schallwellenteilchens ist:

$$t_{SE} \cdot \vec{c}' = t_{SE} \cdot \vec{v} + t_{SE} \cdot \vec{c} \quad (3.1)$$

Führt man den Anströmwinkel β ein, der gleich null ist für den senkrechten Strömungszustand – im folgenden als *Normalanströmung* bezeichnet, dann ist

$$t_{SE} \cdot v \cdot \cos \beta = t_{SE} \cdot c \cdot \sin \alpha \quad (3.2)$$

wobei α der Winkel ist, der aus Sicht des Empfängers zwischen realem Sender und scheinbarem Sender liegt. Daraus folgt:

$$\sin \alpha = \frac{v}{c} \cdot \cos \beta \quad (3.3)$$

$$\cos \alpha = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \quad (3.4)$$

$$= \pm \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \cdot \cos^2 \beta} \quad (3.5)$$

Aus der Gleichung (3.1) läßt sich auch ablesen, daß gilt:

$$t_{SE} \cdot c' = t_{SE} \cdot v \cdot \sin \beta + t_{SE} \cdot c \cdot \cos \alpha \quad (3.6)$$

$$c' = v \cdot \sin \beta \pm c \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \cdot \cos^2 \beta} \quad (3.7)$$

Der mathematische Ausdruck unter der Wurzel läßt die Grenzen des beschriebenen Verfahrens in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und dem Anströmwinkel erkennen. Es ergibt sich das folgende Bild 3.2: Nur innerhalb der unschraffierten Fläche erreicht der Schall des Senders den Empfänger noch. Die Flächenbegrenzung stellt den Fall dar, daß der Schall unendlich lange zum Erreichen des Empfängers benötigt.

3.1.2 Inhomogene, stationäre Strömung

Großräumige Inhomogenität

Nicht mehr oder nur noch eingeschränkt gültig sind die getroffenen Annahmen, wenn das Strömungsfeld nicht mehr homogen ist. Ursache dafür kann die Änderung des Bewegungsvektors des Flugzeuges sein, die im allgemeinen immer dann vorliegt, wenn eines der drei Ruder des Flugzeuges sich nicht in Neutralstellung befindet,

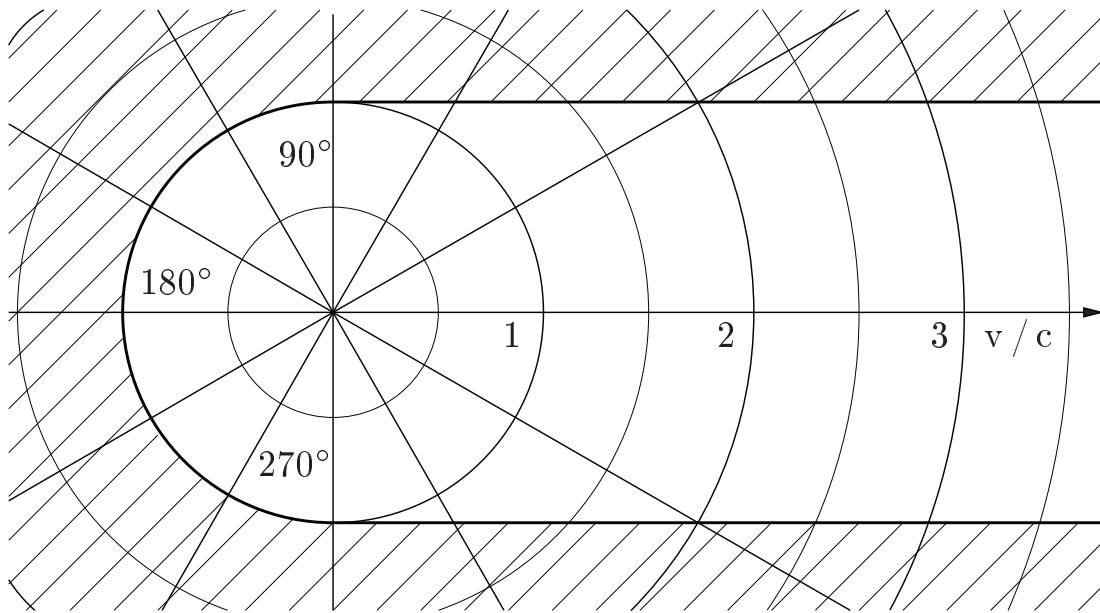


Abbildung 3.2: *Arbeitsbereich des akustischen Sensors: Anström-
winkel β über der normierten Anströmgeschwindig-
keit v/c . Im schraffierten Bereich erreicht der Schall
den Empfänger nicht.*

die Antriebsleistung variiert oder der Windvektor instationär wird (Windbö). Das Flugzeug wird dann eine Gier-, Nick- oder Rollbewegung machen, die aus flugzeugfester Sicht einer deformierten Strömung gleichkommt, oder in seiner Längsbewegung beschleunigt oder verzögert werden.

Eine Deformierung des Strömungsfeldes erfolgt auch zwangsläufig durch den volumenbehafteten Sensorkörper. Vor allem aber geschieht dies durch den sehr viel größeren Verdrängungskörper „Flugzeug“, welcher zur Druckerhöhung vor ihm und hinter ihm sowie zur Druckminderung etwa auf Flugzeughöhe führt. Dieses Verhalten wird durch die BERNOULLI-Gleichung beschrieben.

Liegen die Stromlinienkrümmungsradien im Bereich von mehreren Metern, soll von *großräumiger Inhomogenität* gesprochen werden, die für die akustische Temperaturmessung am Forschungsflugzeug (Meßstrecke etwa 10 cm) vernachlässigt werden kann, also

durch eine homogene Strömung approximiert werden kann. Auch für Längsbeschleunigungen durch Variation der Antriebsleistung, die im allgemeinen kleiner als etwa 2 m/s^2 bleiben, soll diese Annahme getroffen werden und die Gleichung (3.1) weiterhin Gültigkeit besitzen.

Kleinräumige Inhomogenität

Diese Vernachlässigung kann nicht mehr getroffen werden, wenn die Krümmungsradien der Stromlinien derart klein oder die lokalen Beschleunigungen so groß werden, daß die Abweichung der gemessenen Schallgeschwindigkeit c_{mess} von der tatsächlichen c um einen Betrag $\Delta c_{inhom,max}$ abweicht, so daß die Meßabweichung der Temperatur den geforderten Wert $\Delta T \leq 0,5 \text{ K}$ überschreiten würde:

$$\begin{aligned} \Delta T &= \Delta T (\Delta c_{inhom,max}) \\ &= \Delta T (|c - c_{mess}(r_{vKr,min}, (\dot{v})_{max})|) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Hierbei stellt $r_{vKr,min}$ den kleinsten Krümmungsradius der Stromlinien und $(\dot{v})_{max}$ die größte Beschleunigung der Strömung in der Sensorumgebung dar, die zu einer noch vertretbaren Meßabweichung der gemessenen Temperatur führt.

Bei kleineren Krümmungsradien als $r_{vKr,min}$ oder größeren Beschleunigungen als \dot{v}_{max} ist zunächst keine genaue Aussage über die tatsächliche Schallgeschwindigkeit c zu treffen. Weil das Flugzeug und auch das Sensorgehäuse eine Deformierung des Strömungsfeldes verursachen, ist ein geeigneter Anbauort am Flugzeug zu wählen. Im vorliegenden Fall hat das Forschungsflugzeug einen Nasenmast am Bug erhalten, der für die Montage von Meßgeräten geeignet ist und diese vom Hauptverdrängungskörper um etwa drei Meter stromauf weitgehend fernhält.

Dennoch stellen auch der Nasenmast und das Sensorgehäuse an sich Hindernisse in der Strömung dar, die zu Inhomogenität führen. Vor allem zu nennen sind die Inhomogenitäten innerhalb der Grenzschicht zur Oberfläche des Sensorgehäuses. In der Annahme, daß es sich um eine laminare Grenzschicht handelt, könnte deren Dicke δ_{Gr}

auf einfache Weise berechnet werden [1], wenn es sich um eine ebene Wand handelte:

$$\delta_{Gr} = \sqrt{12 \cdot \frac{\nu_L \cdot z_1}{v_0}} \quad (3.9)$$

Darin treten die kinematische Viskosität der Luft ν_L , der Abstand z_1 zur Wandkante und die Geschwindigkeit v_0 der ungestörten Strömung auf. Beispielhaft erhält man für eine Geschwindigkeit von $v_0 = 50$ m/s und einen Wandkantenabstand $d = 10$ mm eine Grenzschichtdicke $\delta_{Gr} \approx 0,3$ mm. Dieses Zahlenbeispiel plausibilisiert die Forderung nach einem geringen Abstand zwischen der Sensorvorderkante und der Schallstrecke ersichtlich. Dies gilt vor allem dann, wenn die Messung auch bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten sicher erfolgen soll. Durch entsprechende Formgebung läßt sich die Grenzschichtdicke im vorderen Profilbereich zudem noch verringern.

3.1.3 Instationäre Strömung

Allmähliche Variation der Strömung

Neben der örtlichen Inhomogenität kann die Strömung auch über der Zeit inhomogen, also instationär sein. Ähnlich der räumlichen Inhomogenität kann das Problem der Instationarität dann bewältigt werden, wenn das Verhältnis zwischen Meßfrequenz und Änderungsfrequenz sehr groß ist. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn eines der Ruder des Flugzeuges bewegt oder die Antriebsleistung variiert wird und das Flugzeug etwa in einen Kurven- oder einen Sinkflug übergeht. Diese Änderung wird gegenüber einer akustischen Messung, die im Bereich von Millisekunden abläuft, vernachlässigbar langsam stattfinden. Selbst böiger Wind liefert im Vergleich dazu immer noch sehr träge zeitliche Veränderungen.

Schnelle Variation der Strömung

Anders verhält es sich jedoch bei schnellen Änderungen des Strömungsvektors, die vor allem im lokalen Bereich des Sensorgehäuses durch Abrisse der Strömung zu beobachten sind. Analog zu der

inhomogenen Strömung kann hier eine maximale Frequenz $f_{v,max}$ angegeben werden, die nicht überschritten werden darf, wenn die hierdurch bewirkte Meßabweichung

$$\Delta c_{instat,max} = |c - c_{mess}(f_{v,max})| \quad (3.10)$$

eingehalten werden soll.

Mangels geeigneter Rechenmodelle kann man die Einhaltung der Forderungen an das Strömungsumfeld ausschließlich durch Messungen im Flugversuch des kompletten Meßsystems nachweisen.

3.1.4 Grenzen der akustischen Temperaturmessung in strömender Atmosphäre

Aus den vorangegangenen Betrachtungen ist zu erkennen, daß Strömungsinhomogenität und Strömungsinstationarität nicht jeweils für sich allein betrachtet werden dürfen, will man eine Aussage über die zu erwartende Meßabweichung treffen. Großräumige Inhomogenitäten und auch niederfrequente Instationaritäten sind für die Messung kaum schädlich. Die Grenzen der akustischen Temperaturmessung sind jedoch dann erreicht, wenn die Krümmungsradien klein und die Instationaritäten schnell sind. Der Schallpfad wird dann nicht mehr reproduzierbar, seine Länge unbekannt. Es ist sogar zu erwarten, daß es zu Überlagerungen mit Verstärkungs- und Auslöscheffekten kommt sowie zu störendem Fremdschall infolge schneller Druckwechsel. Daher ist bei der mechanischen Konstruktion des Sensors sowie bei der Wahl des Anbauortes am Flugzeug besonderer Wert auf die strömungsgünstige Gestaltung zu legen.

3.2 Aufstauung des Gases

Die Aufstauung der Luft vor dem Flugzeug wurde bereits mehrfach angesprochen. Sie bewirkt eine lokale Druckerhöhung Δp_{st} vor dem Flugzeug. Dieser Vorgang verläuft so schnell, daß er als adiabat

angesehen werden kann. Bei der am Forschungsflugzeug zu erwartenden Machzahl

$$Ma = \frac{v}{c} \quad (3.11)$$

von deutlich weniger als eins ist der Hindurchflug durch ein Luftvolumen zudem als isochor zu betrachten. Aus der Zustandsgleichung der Gase

$$\frac{p}{\varrho} = Z_L \cdot R_L \cdot T_0 \quad (3.12)$$

folgt, daß mit einer lokalen Erhöhung des Druckes eine lokale Erhöhung der Temperatur T_0 der noch ungestörten Umgebung um ΔT_{ad} einhergeht (Z_L ist der Realgasfaktor der Luft). Die Erhöhung kann nach [33] beschrieben werden als Funktion der Machzahl durch den Ausdruck

$$\Delta T_{ad} = T_0 \cdot \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \quad (3.13)$$

und wird als *adiabater Temperaturzuschlag* bezeichnet. Hierin ist κ der bereits genannte Isentropenexponent (siehe Gleichung (2.3)).

Der adiabate Temperaturzuschlag kann beträchtlich sein. Dies zeigt die Übersicht in der Tabelle 3.1, die beispielhaft für die Machzahlen einiger Flugzeuge in deren typischen Temperaturbereichen gilt.

Die Druckerhöhung vor dem Verdrängungskörper bewirkt, daß die Temperatur T_0 der noch ungestörten Atmosphäre nicht auf direktem Weg gemessen werden kann; statt dessen umgibt Luft mit der lokalen Temperatur $T_0 + \Delta T_{ad}$ jeden dinglichen Sensor. Andererseits ist der adiabate Temperaturzuschlag ΔT_{ad} nach Gleichung (3.13) im vorliegenden Fall selbst bei nur grob bekannter Machzahl hinreichend genau bestimmbar (bei einer Meßabweichung von 10 % würde die Abweichung von ΔT_{ad} kleiner als 0,15 K bleiben).

Erfolgt vor dem Sensor noch eine weitere Aufstauung der Luft, kommt es bei Temperatursensoren, deren Meßfühler nicht im Stau punkt liegt, zu einer Druckminderung, die nun mit einer Abnahme der Temperatur einhergeht. Dieser Effekt wird in der Literatur oft mit *Recovery-Effekt* bezeichnet, die Temperaturabnahme mit

Machzahl Ma	adiabater		Flugzeugtyp (Beispiel)
	Temperatur- zuschlag ΔT_{ad}		
0,11	0,65	K	Do 128-6 (Forschungsflugzeug)
0,83	30	K	Airbus
2,0	180	K	Concorde
3,0	400	K	SR-71

Tabelle 3.1: *Typische Machzahlen einiger Flugzeuge und die dazugehörigen adiabaten Temperaturzuschläge im Staupunkt*

Recovery-Temperatur ΔT_r . Eine entsprechende Gestaltung des Sensors ermöglicht sogar die weitgehende Wiederherstellung der Temperatur der ungestörten Umgebung über große Machzahlbereiche. Man ordnet dieser Eigenschaft den *Recovery-Faktor* $r = r(Ma)$ zu, der gleich dem Verhältnis des Temperaturunterschiedes durch die Druckminderung zum adiabaten Temperaturanstieg durch den Druckanstieg ist:

$$r = \frac{\Delta T_r}{\Delta T_{ad}} \quad (3.14)$$

Der Recovery-Faktor eines Temperatursensors wird im allgemeinen experimentell ermittelt. Die Recovery-Faktoren sehr guter Temperatursensoren werden mit 0,9 oder darüber für den gesamten subsonischen Bereich angegeben. Viele andere liegen darunter, so daß für hohe Geschwindigkeiten gegebenenfalls eine Korrektur über die Machzahl erfolgen muß.

Der reale Meßfühler ist also von Luft der Temperatur

$$\begin{aligned} T_s &= T_0 + \Delta T_{ad} - \Delta T_r \\ &= T_0 \cdot \left(1 - \frac{(r-1)(\kappa-1)}{2} \cdot Ma^2 \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

umgeben. Auch ein akustisches Temperaturmeßverfahren wird dieser Gleichung gehorchen, erfährt doch die Luft mindestens durch das Flugzeug eine Aufstauung und ist der Temperatursensor im allgemeinen nicht im – ohnehin nicht ortsfesten – Staupunkt angeordnet.

3.3 Meßkette

Die zuvor angestellten Überlegungen lassen sich in einer Meßkette zusammenfassen, die für den akustischen Temperatursensor in der Abbildung 3.3 bis zum Umformer $t_{SE} \rightarrow u_{roh}$ dargestellt ist.

Nach der Addition des adiabaten Temperaturzuschlages durch die Aufstauung des Gases und der Subtraktion der Recovery-Temperatur infolge der Sensorgehäusegeometrie erfaßt die Kombination aus Meßobjekt (strömende Luft) und Meßfühler (überwiegend freie Luft) die Temperatur T_s , die nach der Schallgleichung (2.2) die Schallgeschwindigkeit $c(T)$ liefert. Die herausgerechnete Störgröße ist hierbei das Dampfdruckverhältnis ε_w , das sich sowohl auf die Gaskonstante als auch auf den Isentropenexponenten auswirkt. Der vorletzte Block berücksichtigt die Störgröße Windvektor und formt die Schallgeschwindigkeit in die Schalllaufzeit t_{SE} um, aus der über den letzten Block die Rohsignalspannung $u_{roh} = u_{roh}(T, \varepsilon_w, \vec{v}, t)$ gebildet wird. Die Nennung der Zeit t als Argument der Funktion u_{roh} erfolgt, um in ihr die Totzeit zu berücksichtigen, die durch die Schalllaufzeit entsteht.

Durch das Fehlen von Meßkettengliedern mit nennenswerten Tiefpaßeigenschaften, wie sie durch dingliche Meßkörper dargestellt werden, kann mit dem akustischen Meßverfahren eine sehr hohe Meßdynamik erreicht werden. Dies ist Voraussetzung einer Echtzeitmessung mit zeitlich und im vorliegenden Fall auch örtlich hoher Auflösung.

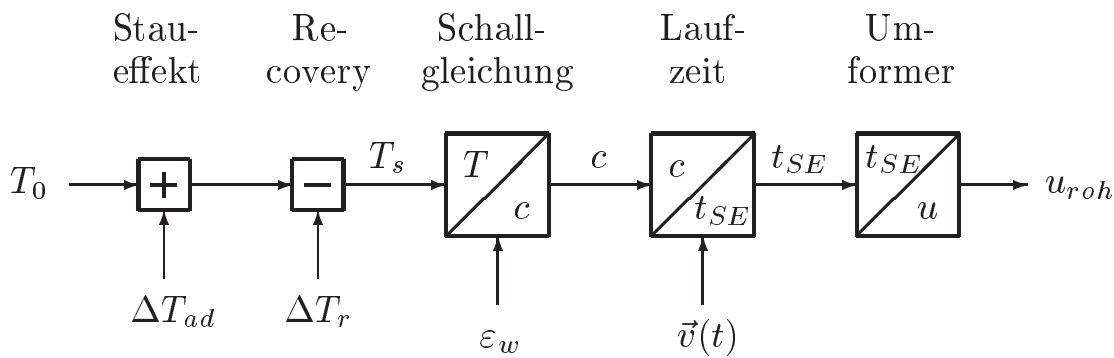


Abbildung 3.3: „Front-End“ der Ultraschall-Meßkette bei der Temperaturmessung in strömender, freier Atmosphäre: Die Temperatur T_0 erhöht sich um den adiabaten Temperaturzuschlag ΔT_{ad} und sie vermindert sich um die Recovery-Temperatur ΔT_r zur Sensortemperatur T_s . Das Meßsignal wird anschließend in die Schallgeschwindigkeit c , in die Schalllaufzeit t_{SE} und in das analogelektrische Spannungssignal u_{roh} umgeformt. Hierbei machen sich die Störgrößen Dampfdruckverhältnis ε_w und Strömungsvektor $\vec{v}(t)$ bemerkbar. Im Gegensatz zu dinglichen Temperaturmeßverfahren kommt dieses ohne den Einfluß von Wärmeübergangswiderständen und Wärmekapazitäten und somit nahezu ohne verzögernde Meßkettenglieder aus.

3.4 Rauhe Meßumgebung – reale, freie Atmosphäre

3.4.1 Partikel

Der Betrieb des Temperatursensors außenbords eines Flugzeuges in der freien Atmosphäre erfordert unter anderem die Resistenz gegenüber einschlagenden Partikeln. Meßflüge des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. haben gezeigt, daß insbesondere in der warmen Jahreszeit je nach Konvektionsintensität bis in mehrere

hundert Meter Höhe über Grund mit dem Einschlag von Insekten zu rechnen ist, der gegebenenfalls zu irreversiblen Schäden am Sensor führen kann.

Die Wahl eines akustischen Temperaturmeßverfahrens bietet hier den Vorzug mechanisch relativ stabiler Teile, ohne die Meßdynamik infolge von zu hohen Wärmekapazitäten einbüßen zu müssen. Dennoch sollte darauf geachtet werden, daß die wenigen empfindlichen Teile des Sensors, nämlich die Schallein- und -austrittsfenster, gegen den direkten Einschlag geschützt sind – etwa indem man deren Oberflächen parallel zur Hauptanströmrichtung legt.

Es ist denkbar, daß in der Luft schwebende Partikel, wie Insekten, fester und flüssiger Niederschlag, Staub und Blütenpollen die Messung zumindest dann stören, wenn sie durch die Schallstrecke hindurchfliegen. Eine Streuung oder gar Reflexion des Schalls wird auftreten, wenn der Durchmesser des Partikels gegenüber der Schallwellenlänge groß wird. Nimmt man eine Nutzschallfrequenz von 100 kHz bei einer Schallgeschwindigkeit von 340 m/s an, dann liegt die Wellenlänge bei 3,4 mm. Bei Partikeln dieser Größenordnung handelt es sich um Regentropfen, Graupel- und Hagelkörner sowie Insekten. Sie vermögen zwar die Messung zu stören, andererseits ist die Antreffwahrscheinlichkeit im Meßvolumen so gering, daß sie nur zu gelegentlichen Störungen führen, die mittels Plausibilitätsbetrachtungen ausgeblendet werden können. Die deutlich häufiger anzutreffenden Staubpartikel sind wesentlich kleiner als die genannte Länge und führen somit allenfalls zu einer Signaldämpfung, die sich nicht auf die Laufzeit und damit auch nicht auf das Temperatursignal auswirkt.

3.4.2 Ablagerungen

In der freien Atmosphäre kommt es zu Ablagerungen auf dem schallabstrahlenden, bzw. empfindlichen Teil der Sensoroberfläche in Form von Benetzung mit Niederschlagswasser oder Tau, in Form von Reif- und Eisansatz, vor allem aber in Form von Rückständen aus verdunsteten Flüssigkeiten auf der Oberfläche. Von die-

sen Ablagerungen ist ebenfalls eine dämpfende Wirkung zu erwarten, die sich erst bei dichter Ablagerung einstellen wird. Ursache für die Dämpfung ist die zunehmende Fehlanpassung der akustischen Impedanzen von Schallwandler und Luft. Vor allem bei der im Flugbetrieb immer wieder anzutreffenden Vereisung wird sich die Dämpfung so weit vergrößern, bis kein nutzbares Signal mehr erkannt werden kann. Weil es sich bei der akustischen Temperaturmessung um ein nicht dingliches Verfahren handelt, kann hier das Sensorgehäuse gegen Vereisung geheizt werden, ohne die Messung nennenswert zu verfälschen. Voraussetzung ist, daß der Wärmeaustausch zwischen Sensoroberfläche und der zu messenden oder noch zu messenden Luft sehr gering bleibt, was bei den vorgegebenen hohen Strömungsgeschwindigkeiten und entsprechender konstruktiver Gestaltung erwartet werden kann.

3.4.3 Fremdschall

Mit einigen zur Verfügung stehenden Schallwandlern wurden erste Messungen am Forschungsflugzeug (Turboprop-Antrieb) und am bereits montierten, etwa drei Meter langen Nasenmast gemacht. Bei laufenden Motoren – aber am Boden stehenden Flugzeug – durch alle Drehzahlbereiche hindurch konnten an allen Schallwandlern bis zu einer Frequenz von etwa 12 kHz Signale festgestellt werden, die deutlich größer als die eines Nutzsymbols gewesen sind, siehe Abbildung 3.4. Oberhalb dieser Frequenz zeigte ein Schallwandler mit Nutzfrequenz 45 kHz bis zu etwa 35 kHz einen „stillen Bereich“: Dies ist jedoch dessen Frequenzcharakteristik zuzuschreiben, da die drei anderen Schallwandler noch bis etwa 50 kHz deutliche Signale lieferten. Als brauchbar erwies sich nur ein Schallwandlertyp, der in seinem Nutzfrequenzbereich um 90 kHz fremdschallerzeugte Spannungen lieferte, die deutlich unterhalb des Nutzsymbols liegen.

Das sehr laute Geräusch der Propeller und vermutlich auch der beiden Turboprop-Triebwerke – über Körperschall durch die Flugzeugzelle – machen die Filterung des Eingangssymbols nötig. Entgegenkommend ist hier der große Frequenzabstand zwischen Nutz-

und Störsignal, so daß an die Steilflankigkeit des Eingangsfilters nicht allzu hohe Anforderungen gestellt werden.

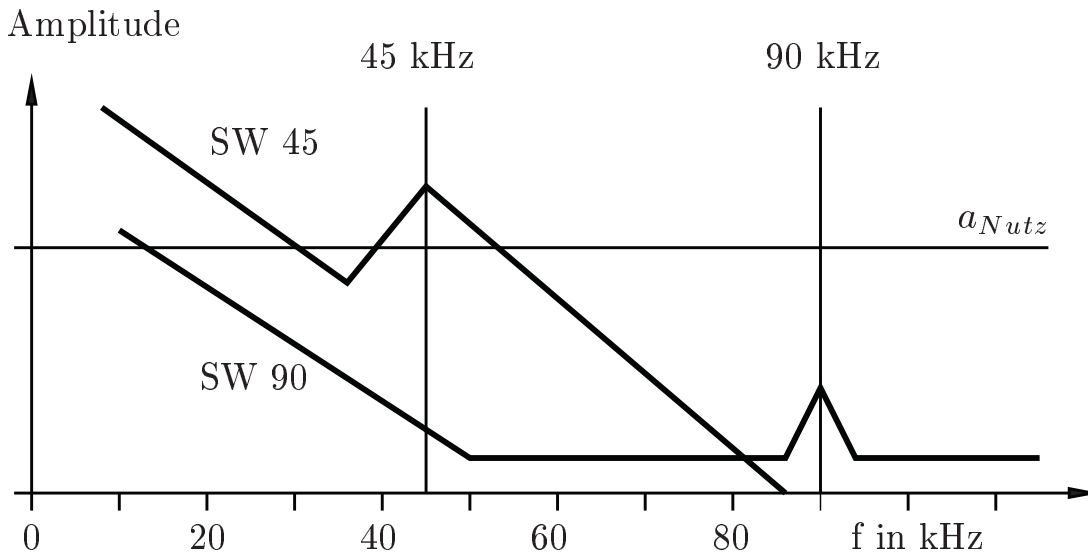


Abbildung 3.4: *Prinzipieller Amplitudenverlauf am Ausgang zweier Schallwandler mit Resonanzfrequenzen von 45 kHz (SW 45) und 90 kHz (SW 90), jeweils ohne Nutzsignal: Im Resonanzbereich des niederfrequenten Wandlers wird bei laufenden Flugzeugmotoren ein erheblicher Störanteil gemessen, die Amplitude a_{Nutz} des Nutzsignals ist deutlich geringer. Beim 90 kHz-Wandler liegt der zu messende Störanteil im Resonanzbereich deutlich darunter.*

4 Sensorgestaltung

Die gewonnenen Erkenntnisse zur geometrischen Gestaltung des endgültigen Dreiachsen-Ultraschall-Temperatursensors sowie zur Ansteuerelektronik sollen anhand der entsprechenden Zwischenstationen der Entwicklungsgeschichte belegt werden.

4.1 Schallwandler

Die beschriebenen ersten Messungen des am Boden stehenden Flugzeuges empfehlen eine Begrenzung des Nutzfrequenzbereiches nach unten auf etwa 75 kHz. Andererseits ist wegen der mit steigender Frequenz wachsenden Dämpfung in der Übertragungskette Sender-Luft-Empfänger auf höhere Frequenzen als 100 kHz zu verzichten. Es kann zwar nicht ausgeschlossen werden, daß höhere Frequenzen empfangsseitig „ruhiger“ sind, doch ist das Angebot für Schallwandler zur Ein- und Auskopplung in Luft nur sehr gering – für Frequenzen oberhalb von etwa 100 kHz sind überhaupt keine kommerziell gefertigten Wandler verfügbar¹. Am geeignetsten haben sich piezokeramische Schallwandler gezeigt, nicht nur wegen ihrer Arbeitsfrequenz, sondern auch wegen ihrer mechanisch robusten Ausführung und ihrer geringen geometrischen Maße; siehe hierzu auch die Abbildung 4.1.

Der piezoaktive Teil des benutzten Schallwandlers besteht aus einem Bariumzirkonattitanat-Quader von 12 mm Länge und 2 mm × 2 mm im Querschnitt. Zwei seiner gegenüberliegenden

¹Nach Abschluß der experimentellen Arbeiten wurden zwei neue Schallwandler der Firma Marco angeboten, die bei Frequenzen von 420 kHz und 2 MHz arbeiteten.

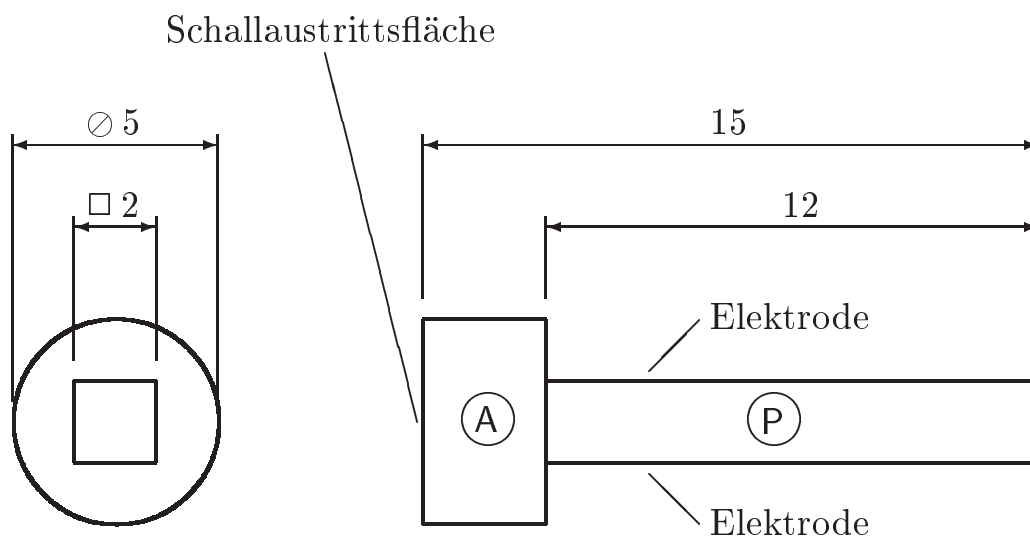


Abbildung 4.1: *Skizze eines piezokeramischen Schallwandlers der Firma MARCO mit einer Resonanzfrequenz von etwa 87,5 kHz; P: piezokeramisch aktiver Quader, A: zylindrischer Impedanzwandler zur Anpassung an Luft.*

Längsseiten sind metallbeschichtet, so daß bei Anlegen einer Spannung eine Kontraktion oder Expansion des Keramikkörpers in Richtung normal zu den Elektroden erfolgt. Die Kontraktion bewirkt eine Querexpansion, umgekehrt die Expansion eine Querkontraktion in Längsrichtung. An einer dieser Stirnflächen ist ein synthetischer Anpassungskörper in Form eines Zylinders aufgeklebt, der zur akustischen Impedanzwandlung dient und die Anpassung an die Luft vornimmt.

Die Resonanzfrequenz gibt der Hersteller mit 87,5 kHz an, die maximal zulässige Spannungsamplitude an den Elektroden mit 350 V. Der 3 dB-Öffnungswinkel der Abstrahlcharakteristik bei Nennfrequenz beträgt 8° . Weitere Angaben, insbesondere über akustische Größen wie die Schallintensität, liegen nicht vor.

Die Schallwandler sind geeignet, sowohl als Sender als auch als Empfänger betrieben zu werden. Eine eingehendere Beschreibung zu den Empfangscharakteristika liegt aber ebenfalls nicht vor.

Im zweiten Kapitel der Arbeit wurde die Forderung der Einhaltung einer oberen Grenze für die Schallschnelle v_w gestellt (Gleichung (2.10)), um nicht in den Bereich der nicht-linearen Akustik zu geraten, in dem die Schallgleichung (2.2) ihre Gültigkeit verliert. Nimmt man eine ungedämpfte und ebene Schwingung an, so daß sich der Scheitelwert \hat{a} der Amplitude unverändert auf die Schallschnelle überträgt, also

$$v_w = 2 \cdot f \cdot \hat{a} \quad (4.1)$$

dann muß die Bedingung

$$\frac{\pi \cdot c}{f} \approx 10 \text{ mm} \gg \hat{a} \quad (4.2)$$

erfüllt sein, was aufgrund der geometrischen Maße der Schallwandler und bei einer angenommenen Arbeitsfrequenz von $f = 100 \text{ kHz}$ sicher gegeben ist. Damit ist die Bedingung (2.10) erfüllt.

4.2 Chronologie der Sensorentwicklung

4.2.1 Gabelsensor

Eine denkbar einfache Form des Ultraschall-Temperatursensors ist ein Gestell, das einen Sende- und einen Empfangswandler in stets konstantem Abstand zueinander hält und so die Messung der dazwischenliegenden Luft über die Schallausbreitungsgeschwindigkeit gestattet, siehe Abbildung 4.2. Zur Vermeidung größerer Strömungsinhomogenitäten werden die Durchmesser der Gestellrohre klein gehalten; die tragenden Arme halten die Schallwandler auf eine gewisse Distanz (etwa 50 mm) zum Hauptsensorgehäuse und damit zu dessen stark inhomogenem Strömungsbereich.

Diese als *Gabelsensor* bezeichnete Ausführung gestattete erste Messungen und brachte in ruhender Atmosphäre bereits gute Ergebnisse. Zu dieser Zeit wurde für die Meßwertgewinnung ein Laufzeitverfahren benutzt. So konnte zusammen mit einem Temperatursensor nach dem Prinzip des Hitzdrahtthermometers die Funktionsfähigkeit der akustischen Temperaturmessung bestätigt werden. In

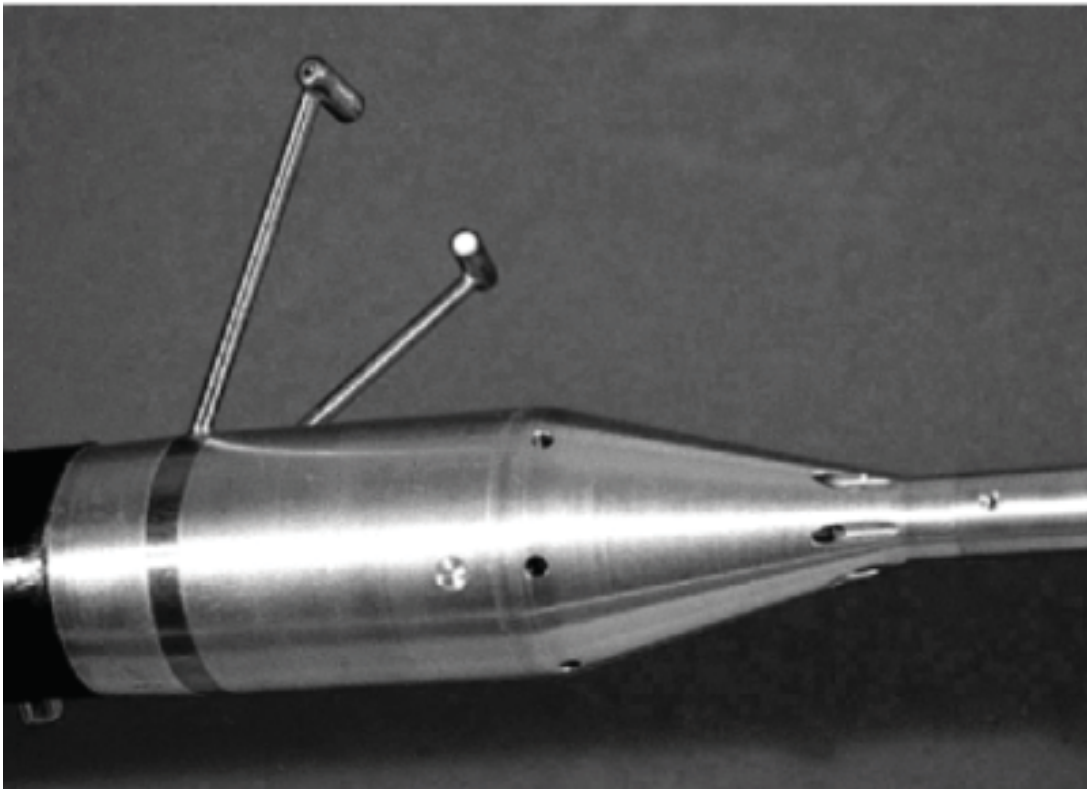


Abbildung 4.2: *Ausschnitt aus dem vordersten Bereich des etwa 3 Meter langen Nasenmasten mit zwei Auslegern für Schallwandler des akustischen Thermometers. Der im Bild zu erkennende konische Teil mit Ein- und Auslaßbohrungen ist das Gehäuse des in der Einleitung erwähnten Präzisionsthermometers.*

einem temperaturmoduliertem, langsamem Luftstrom ($v \approx 12 \text{ m/s}$) konnte eine Meßdynamik von mindestens 40 Hz nachgewiesen werden. Darüber hinaus war die Temperaturmodulation mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht durchführbar. Als nachteilig erwies sich jedoch, daß das Meßsignal von der Strömungsgeschwindigkeit, vor allem von der Anströmrichtung abhing. Diese Eigenschaft wurde durch die vorhergehenden Ausführungen theoretisch begründet (siehe Abschnitt 3).

4.2.2 Rohrsensor

Mit geringem Aufwand kann eine Strömungsrichtung senkrecht zum Schallpfad erzwungen und damit untersucht werden, ob dies die Richtungsabhängigkeit der Messung verringert. Dies konnte dadurch erreicht werden, daß der Gabelsensor in der Art in einem Stück Rohr (Durchmesser 50 mm, Länge 100 mm) untergebracht wurde, daß die Schallein- und -austrittsflächen der Schallwandler jeweils fluchtend mit der Rohrwand abschlossen, siehe Abbildung 4.3.

Die Maßnahme führte jedoch nicht zum Erfolg – das Meßsignal war stark gestört. Ursache hierfür ist die hohe REYNOLDS-Zahl

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu_L} \approx 1,25 \cdot 10^7 \quad (4.3)$$

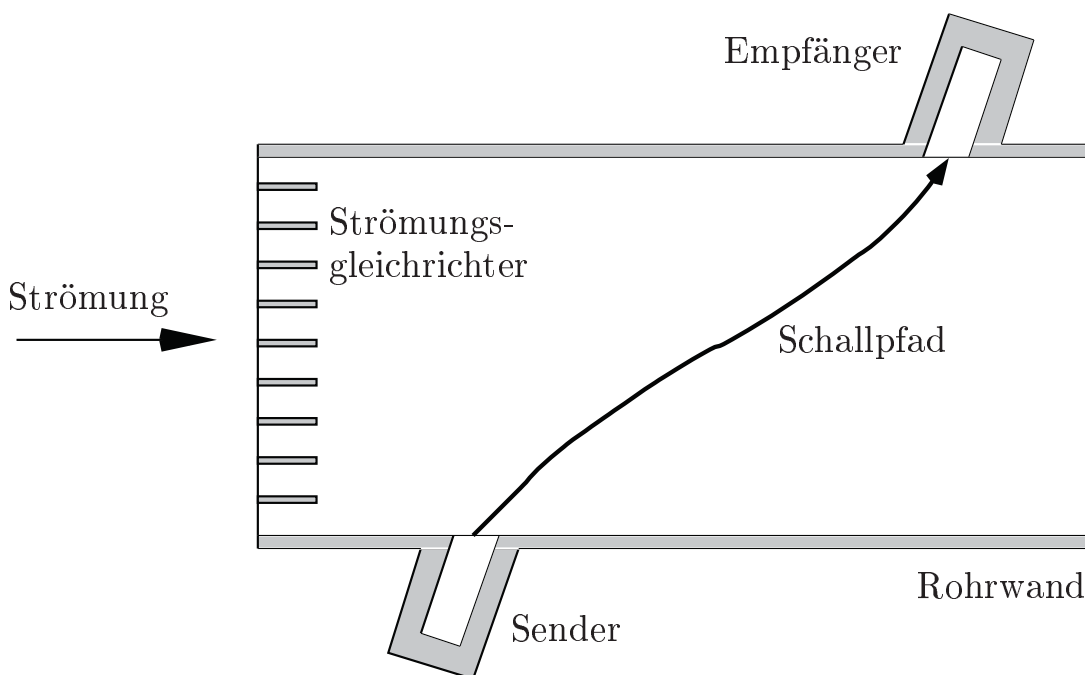


Abbildung 4.3: *Skizze des Rohrsensors: Die im Bild von links kommende Strömung wird durch die Rohrwände in mehr oder weniger wandparallelen Stromlinien durch den Schallpfad geführt. Der Innendurchmesser des Rohres beträgt 50 mm, die Länge des Rohres 100 mm.*

(bei: Strömungsgeschwindigkeit $v = 50$ m/s, Rohrdurchmesser $d = 50$ mm, kinematische Viskosität der Luft $\nu_L \approx 2 \cdot 10^{-7}$ m²/s), die weit über der Turbulenzgrenze $Re_{turb} \approx 2300$ liegt: An der Rohrinnenwand und auch der Kanten am Rohreinlaß bilden sich in der Strömung Wirbel aus, die zu einem nicht reproduzierbaren Schallpfad führen und eine Laufzeitmessung des Schalls verhindern. Besonders groß wird der Effekt mit zunehmender Auslenkung der Rohrachse aus der Strömungsrichtungssachse.

4.2.3 Ringsensor

Das Rohrstück des Rohrsensors wurde daraufhin so stark verkürzt, daß Wirbel zwar noch auftreten, jedoch infolge der geringen Länge bis zu den Schallein- und -austrittsfenstern auf einen kleinen Randbereich am Anfang und am Ende des Schallpfades begrenzt blieben (Abbildung 4.4).

Der Ringsensor ist sogar im begrenzten Maße in der Lage, die sehr große Richtungsempfindlichkeit des Verfahrens zu kompensieren, da der Schall durch vier Reflexionen an der Rohrinnenwand so umgeleitet wird, daß er je zweimal Strecken in entgegengesetzten Richtungen durchläuft (differentielles Meßverfahren). Die Kompensation erfolgt nur eingeschränkt, da es sich bei den gegenläufigen Strecken nicht um dieselben, sondern um jeweils etwa 40 mm voneinander entfernte Strecken handelt. Eine vollständige Kompensation würde in diesem Fall eine homogene Strömungsverteilung im Umfeld des Sensor verlangen.

Erwartungsgemäß verringerte sich mit immer kürzeren Rohren der wirbelinduzierte Störanteil, gleichzeitig stieg aber auch wieder die Abhängigkeit des Meßsignals vom Anströmwinkel an. Der Einbau der Schallwandler in einen Rohr- oder auch Ringkanal wurde daraufhin endgültig verworfen.

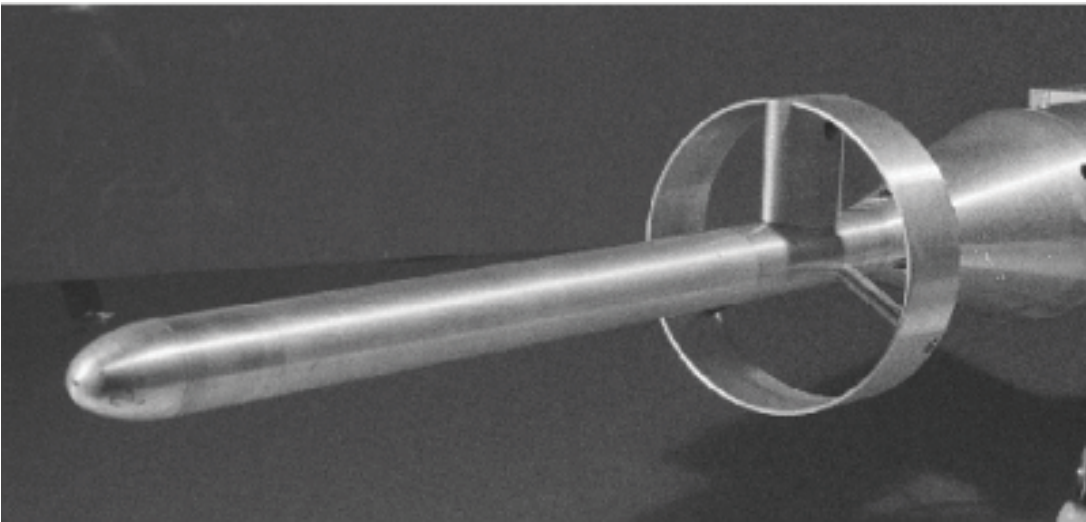


Abbildung 4.4: *Ringsensor* – die Abbildung zeigt den vordersten Teil des Nasenmastes, in dem eine Strömungssonde untergebracht ist. Unmittelbar vor dem konischen Teil umschließt der Ringsensor den Nasenmast, der durch drei Stege getragen wird. Der im Bild nach oben stehende, dickere Steg trägt einen Schallsender und einen Schallempfänger. Der Schall wird je Durchlauf auf der Innenfläche des Rings viermal reflektiert.

4.2.4 Antiparalleler Gabelsensor

Zur Kompensation der Anströmwinkelabhängigkeit ist beim Gabelsensor parallel zur Schallstrecke eine zweite, jedoch mit vertauschtem Sender und Empfänger denkbar, so daß die Schallsignale gegenläufig sind. Damit sind allerdings trans- und supersonische Messungen prinzipiell nicht möglich, denn mindestens einer der beiden Sensoren wird stets von der Bedingung $v \geq c$ betroffen sein, wie bereits in Abbildung 3.2 dargestellt. Im folgenden wird ein entsprechend realisiertes Schallstreckenpaar, trotz nicht ganz antiparallelen Schallverlaufs, als *antiparallele Schallstrecke* bezeichnet, eine der Schallstrecken als *hinlaufende* (Index H), die andere als *rücklaufende* (Index R) Strecke.

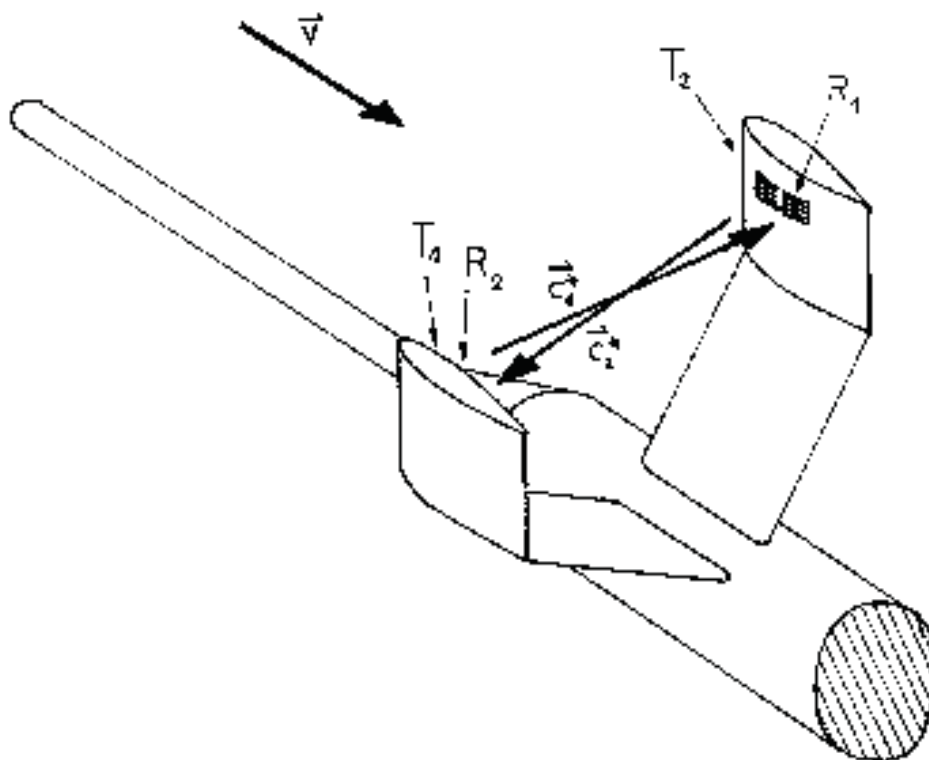


Abbildung 4.5: Skizze zum Gabelsensor mit antiparallelem Schallstreckenpaar. In der Bildebene erfolgt die Anströmung von links oben ($T = \text{Sender}$, $R = \text{Empfänger}$, $\vec{v} = \text{Strömungsvektor}$, \vec{c}_1^* , $\vec{c}_2^* = \text{Bewegungsvektoren der Schallwellen zu den jeweiligen Empfängern}$). Ein Prototyp wurde nicht angefertigt, da sich bereits vorzeitig Probleme durch Körperschallübertragung zeigten.

Technisch wird es schwierig sein, beide Schallstrecken in genau einer Strecke zu vereinigen und diese gleichzeitig zu betreiben. Hierzu müßten die Schallwandler als Sender und Empfänger auf verschiedenen Frequenzen betrieben werden. Die sehr große Differenz von etwa $1 : 10^6$ zwischen Empfangs- und Sendespannung würde zu unangemessen hohem Aufwand in der Signalverarbeitung führen. Daher wurde der Schallstreckenverlauf so gewählt, daß sich hin- und rücklaufende Strecke jeweils in ihrer Hälfte in einem gemeinsamen

Punkt treffen und beide in einem Winkel von etwa 8° zueinander stehen (siehe hierzu die Skizze in der Abbildung 4.5). Durch diesen Kompromiß erfahren beide Strecken unabhängig vom Anströmwinkel annähernd dieselben Strömungsquerkomponenten und durchlaufen dennoch nahezu gleiche Luftvolumina.

Bereits bei der Fertigstellung der Gehäuse zur Aufnahme jeweils eines Senders und eines Empfängers stellte sich heraus, daß dieses Konzept unbrauchbar ist: Das etwa 2 mm vom Empfängerfenster (Index 1 in der Abbildung 4.5) entfernt liegende Senderfenster (Index 2) verursachte derart große Störungen durch Körperschallübertragung, daß das Nutzsignal des Senders im gegenüberliegenden Gehäuse nicht detektiert werden konnte. Die Trennung in separate Sender- und Empfängergehäuse zeigten zwar eine deutliche Verbesserung, scheiterte aber an der mechanischen Stabilität. Die Untersuchung des antiparallelen Gabelsensors in der gezeigten Form wurde daher nicht weiter verfolgt. Antiparallele Schallstreckenverläufe und die räumliche Trennung der Sende- und Empfangswandler bilden jedoch die Grundidee des nachfolgend gezeigten Sensors.

4.3 Dreiachsensensor

Die Erkenntnisse der bis hierhin erwähnten Sensoren flossen in den endgültigen Sensor, den sogenannten *Dreiachsensensor* ein. Prinzipiell handelt es sich dabei ebenfalls um einen Gabelsensor mit antiparallelen Schallstrecken. Im Gegensatz zu seinem Vorgänger sind Sender und Empfänger nun aber in separaten Gehäusen untergebracht. Auf diese Weise konnte der störende Einfluß durch Körperschall umgangen werden. Eine weitere Verbesserung speziell für die Auswertung besteht darin, daß es sich beim Dreiachsensensor um ein Tripel antiparalleler Gabelsensoren handelt. Sie sind so zueinander positioniert, daß ihre Achsen ein linear unabhängiges, wenn auch nicht kartesisches Koordinatensystem aufspannen und genau einen gemeinsamen Schnittpunkt O haben. Bei den „Achsen“ handelt es sich jeweils um die Geraden durch die Streckenhalbierenden eines

benachbarten Sender-Empfänger-Paars. Sie werden im folgenden als *Schallmittengeraden* bezeichnet. Die Schallmittengeraden sind die Spiegelgeraden der Schallstrecken. Siehe hierzu Abbildung 4.6.

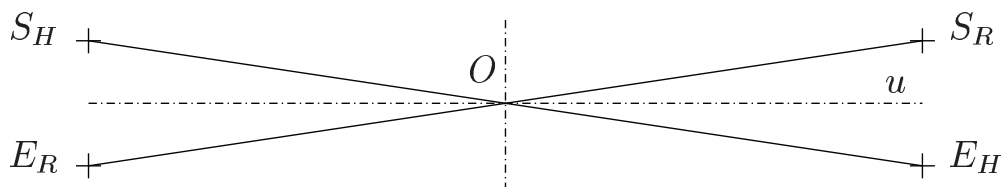


Abbildung 4.6: *Antiparalleles Schallstreckenpaar mit Sender S_H und Empfänger E_H der hinlaufenden Schallstrecke sowie Sender S_R und Empfänger E_R der rücklaufenden Schallstrecke. Die Schallstrecken sind symmetrisch zur Schallmittengeraden u und schneiden diese im Punkt O . In diesem Punkt schneiden sich auch die Schallstrecken und Schallmittengeraden der benachbarten Meßstrecken.*

4.3.1 Mathematisches Modell

Die Arbeitsweise des Dreiachsensensors wird anhand eines mathematischen Modells erklärt (siehe hierzu Abbildung 4.7), das auch für die datentechnische Verarbeitung der Rohmeßdaten im Bordrechner des Flugzeuges erforderlich ist. Eingangsgrößen des Modells dürfen nur die Rohmeßdaten des Dreiachsensensors und global zur Verfügung gestellte Meßwerte anderer Sensoren sein. Es sind dies die vom Dreiachsensensor gewonnene Matrix der scheinbaren Schallgeschwindigkeiten c'

$$C'_3 = \begin{pmatrix} c'_{UH} & c'_{UR} \\ c'_{VH} & c'_{VR} \\ c'_{WH} & c'_{WR} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

(mit den Indizes UH, VH, WH sowie UR, VR, WR zur Kennzeichnung der betreffenden Achse u, v, w und der Orientierung (H = hin-

laufend, R = rücklaufend)), die Taupunkttemperatur T_d zur Berücksichtigung des Wasserdampfeinflusses und das Temperatursignal T_{pr} des Präzisionsensors. Ein erweitertes Modell sieht die Korrektur des Temperatursignals T_{mess} mit Hilfe des von einer Fünflochsonde an der Spitze des Nasenmasts (Abbildung 4.4) gemessenen Strömungsvektors eines benachbarten Projektes vor [4, 21, 17]. Für die Berücksichtigung des Recovery-Faktors ist die Kenntnis des Betrages des Strömungsvektors $|\vec{v}|$ notwendig, der sowohl über den Dreiachsensensor, als auch über die Fünflochsonde bezogen werden kann. Ausgangsgrößen des mathematischen Modells sind die um den Recovery-Faktor korrigierte Temperatur T_{mess} sowie der Strömungsvektor. Ähnlich wie in Abbildung 4.7 gezeigt, jedoch in wesentlich detaillierterer Form, erfolgt die Definition der Berechnungsvorschrift mit Hilfe einer graphischen Eingabeoberfläche (*SIMULINK*).

Die Rohsignale der drei antiparallelen Schallstreckenpaare $c'_{U..W;H..R}$ werden jeweils analogelektronisch addiert und subtrahiert. Im homogenen und stationären Strömungsfall unterscheiden sich hin- und rücklaufendes Signal wie folgt voneinander:

$$\begin{aligned}
 c'_H &= v \cdot \left(\sin \beta + \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2 \beta} \right) \\
 c'_R &= v \cdot \left(\sin(-\beta) + \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2(-\beta)} \right) \\
 &= v \cdot \left(-\sin \beta + \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2 \beta} \right) \tag{4.5}
 \end{aligned}$$

Durch Summenbildung von c'_H und c'_R erhält man für den gegebenen Strömungsgeschwindigkeitsbereich einen vom Anströmvektor – näherungsweise – unabhängigen Ausdruck, durch Differenzbildung einen von der Schallgeschwindigkeit unabhängigen, so daß sich die beiden Größen T und \vec{v} getrennt bestimmen lassen:

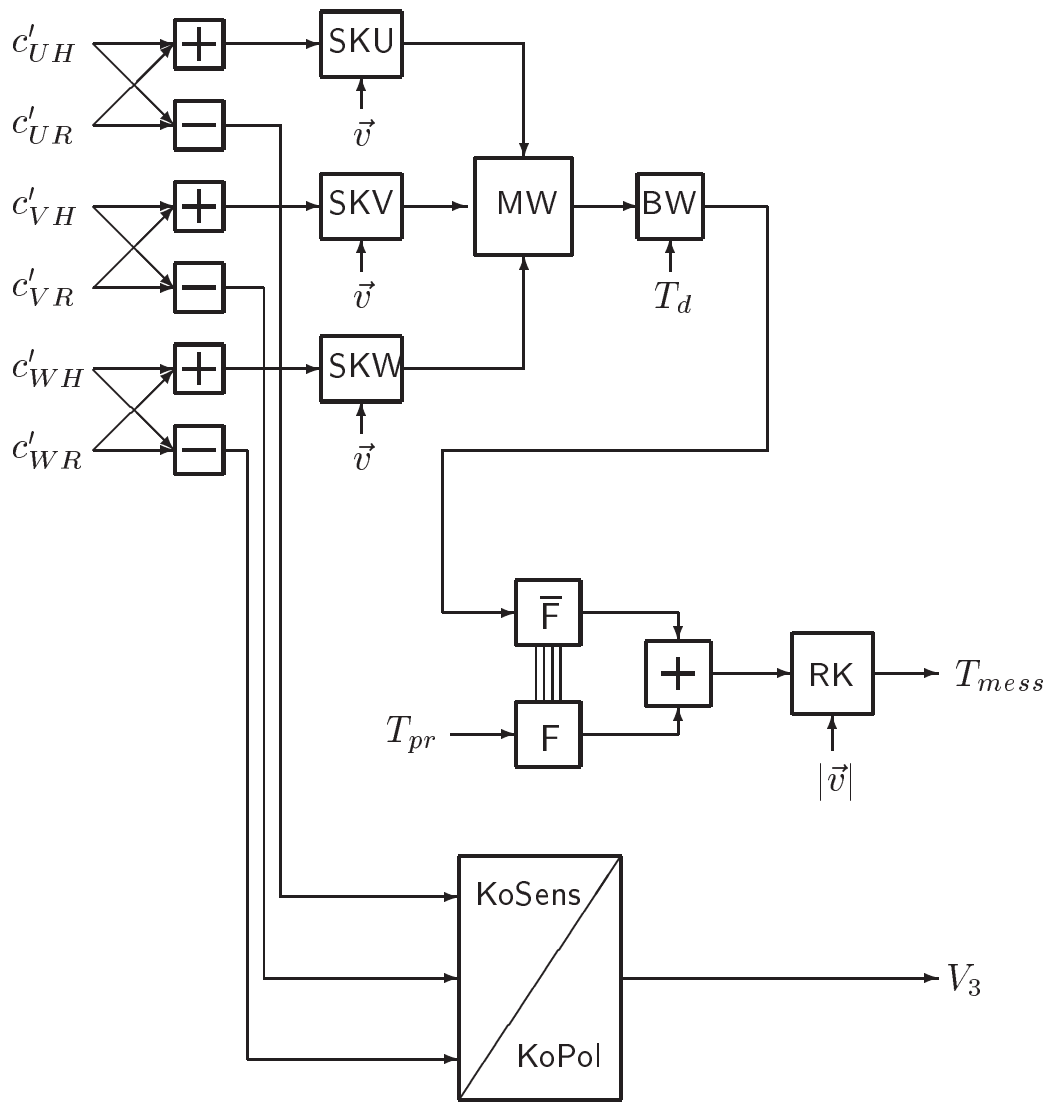


Abbildung 4.7: Vereinfachtes Mathematisches Modell des akustischen Temperaturmeßsystems „Dreiachsensensor“ (Erklärung siehe Text)

$$c'_H + c'_R = 2 \cdot v \cdot \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - \cos^2 \beta} \quad (4.6)$$

$$\approx 2 \cdot v \cdot \sqrt{\left(\frac{c}{v}\right)^2 - 1} \approx 2c \quad (4.7)$$

und

$$c'_H - c'_R = 2v \cdot \sin \beta \quad (4.8)$$

In den in der Abbildung dargestellten Blöcken SKU, SKV und SKW erfolgt die Berücksichtigung des Normalanteils der Strömung: Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Schallaufzeit für die hin-, wie auch die rücklaufende Strecke gleichermaßen zu. Ausgangssignale dieser drei Blöcke sind Roh-Temperatursignale, die im Block MW per Mittelwertbildung oder einem anderen geeigneten Algorithmus zu genau einem (überbestimmten) Temperatursignal vereinigt werden.

Wie bereits in den Grundlagen zur akustischen Temperaturmeßtechnik im Abschnitt 2 gezeigt, muß für hinreichend genaue Messungen der Wasserdampfgehalt der Luft berücksichtigt werden. Dies geschieht im Block BW über die am Forschungsflugzeug separat gemessene Taupunkttemperatur T_d .

Das nun vorliegende hochdynamische Signal durchläuft ein Hochpaßfilter, dessen Frequenzgang komplementär zu einem benachbarten Tiefpaßfilter ist², durch den das Signal des zusätzlichen Präzisionsensors auf langsame Temperaturänderungen begrenzt wird. Nach der sich an die Filter anschließende Summation beider Signale erfolgt im Block RK noch die Berücksichtigung des adiabaten Temperaturzuschlages ΔT_{ad} infolge der Aufstauung der Luft sowie eines eventuell vorhandenen Recovery-Effekts ΔT_r , der flugzeugindividuell, sensorindividuell sowie geschwindigkeitsabhängig ist und experimentell ermittelt werden muß.

Die drei Differenzsignale der antiparallelen Schallstreckenpaare werden einem Block KoSens/KoPol zugeführt, der daraus ein rechen-technisch einfacher handhabbares Datentripel in kartesischer oder polarer Form erzeugt – im Bordrechner ist der Bezug auf das kartesische Koordinatensystem nach der Luftfahrtnorm LN 9300 [8, 28]

²Strenggenommen ist das Übertragungsverhalten des gesamten Präzisionszweiges komplementär zu dem des gesamten hochdynamischen Zweiges.

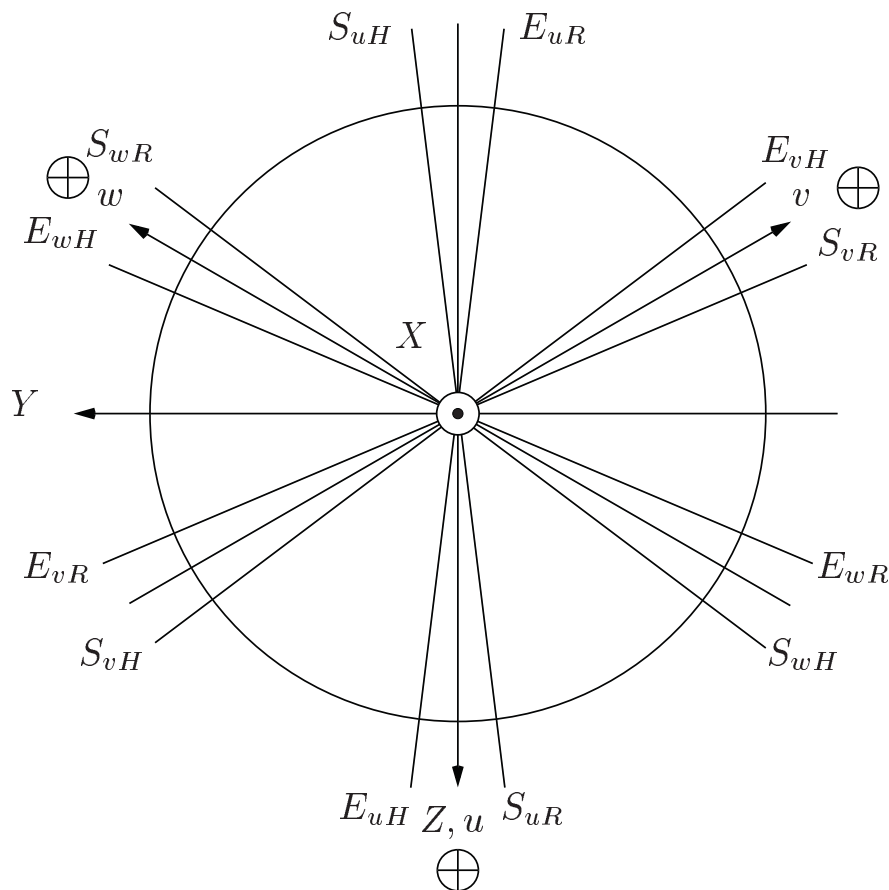


Abbildung 4.8: *Sensorkoordinatensystem, Ansicht in Richtung Flugzeugheck: Jede der Schallmittengeraden u, v, w besitzt zwei Schallstrecken. Sender und Empfänger tragen im Index die Orientierung (H: „hin“, R: „rück“) und sind um $7,5^\circ$ stromauf verkippt, wenn sie mit einem \oplus gekennzeichnet sind. Anderenfalls sind sie um $7,5^\circ$ stromab verkippt.*

vorgesehen³. Die Umrechnung ist sinnvoll, weil die Schallstrecken ein „gestauchtes lineares Koordinatensystem“ aufspannen, deren Schallmittengeraden jeweils einen Winkel von etwa 15° aufspannen. Die Abbildung 4.8 zeigt die Projektion des Sensorkoordinatensystems

³Nach der Luftfahrtnorm LN 9300 befindet sich der Ursprung des Koordinatensystems im Schwerpunkt des Flugzeuges. Seine x-Achse ist in Flugrichtung nach vorne gerichtet, die y-Achse in der Horizontalen nach steuerbord und die z-Achse nach unten.

in die y - z -Ebene. Die mathematischen Berechnungsvorschriften der einzelnen Blöcke des in der Abbildung 4.7 gezeigten Modells befinden sich im Anhang A.

4.3.2 Sensordetails

Aus den vorangehend beschriebenen Erfahrungen und Überlegungen entstand der sogenannte *Dreiachsensensor*, der in Abbildung 4.9 zu sehen ist. Am Flugzeug wird er so positioniert, daß bei Normalanströmung die Ringachse strömungsparallel liegt, die Orientierung derart, daß die 12 Ausleger stromauf zeigen. Der Anbau wird am Nasenmast des Flugzeuges erfolgen, um die Messung in noch möglichst wenig gestörter Umgebung (durch das Flugzeug und den Nasenmast an sich) durchführen zu können.

Nachfolgend werden die markantesten Teile des Dreiachsensensors beschrieben. Diese sind die Köpfe und Arme – jeweils 12 Stück – und der ebenfalls in der Abbildung zu erkennende Ring (Durchmesser 155 mm), der sich in vier Teile gliedert.

Kopf

Die in der Abbildung zu erkennenden Ausleger beinhalten jeweils einen Schallwandler (entweder einen sendenden oder einen empfangenden – die Wandler sind identisch, nur die daran angeschlossene Elektronik ist verschieden), wobei die Ausleger unterteilt sind in ein Kopfgehäuse und einen tragenden Arm. Ein Kopf und oberer Teil eines Arms sind in der Abbildung 4.10 in ihren Querschnitten skizziert.

Der Kopf liegt im Luftstrom zuvorderst und ist somit entscheidend für das Verhalten der Strömung stromabwärts. Angestrebt wird eine geometrische Form, deren Kontur durch eine mathematische Funktion beschrieben wird, die in ihrer ersten Ableitung stetig ist und in der zweiten Ableitung nur kleine Werte annimmt. Dadurch wird erreicht, daß die Beschleunigungen auf ein Luftvolumen, das der Kontur folgt, stets klein bleiben. Anderenfalls könnte das

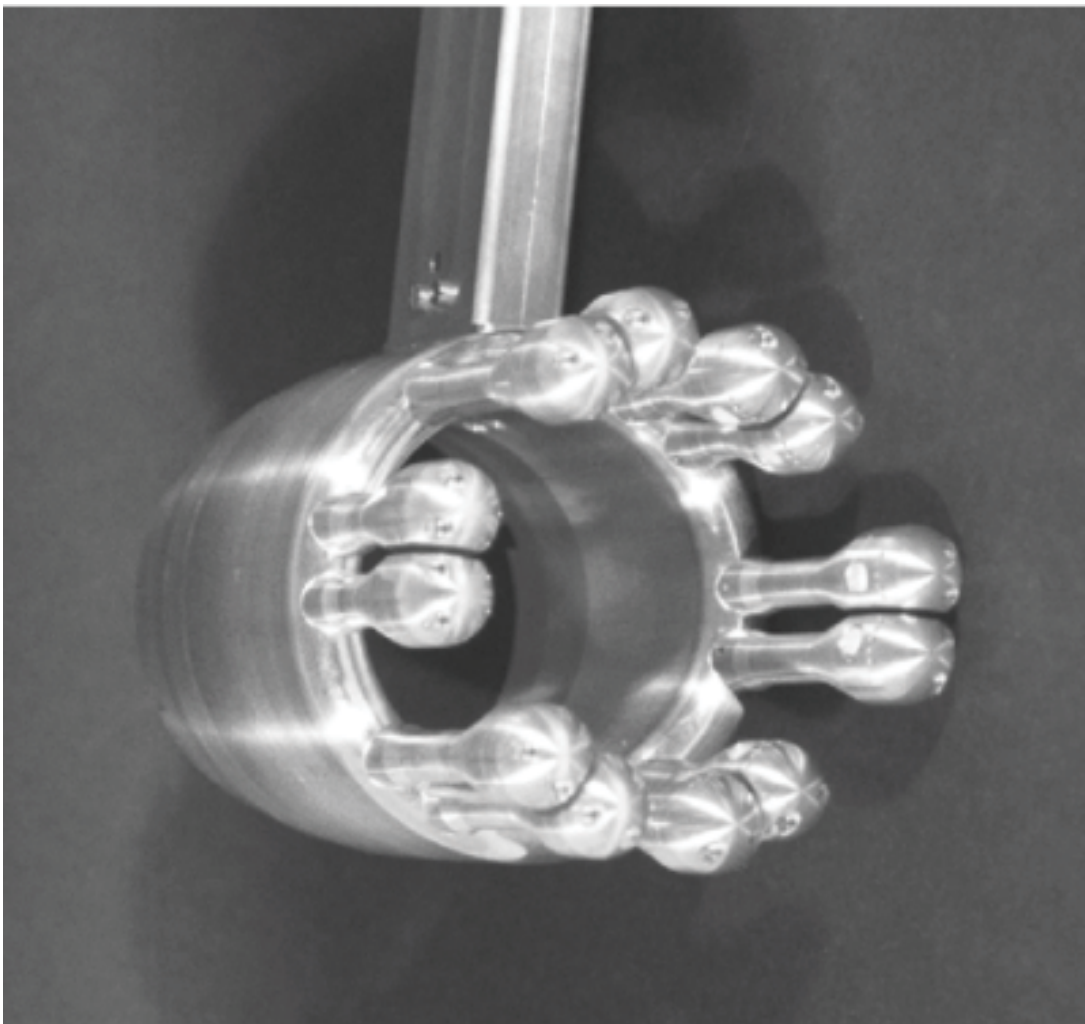


Abbildung 4.9: *Dreiachsensensor – die Strömung erfolgt normal zur Kreisfläche.*

Volumen aufgrund seiner Massenträgheit dem Konturverlauf nicht folgen und es käme zu Abrissen und damit Wirbeln in der Strömung. Dies soll natürlich wegen des dann nicht mehr nachvollziehbaren Schallpfades im nahegelegenen Meßvolumen soweit möglich vermieden werden.

Eine Funktion, die in ihrer ersten Ableitung stetig und in ihrer zweiten Ableitung hinreichend klein bleibt, wäre zum Beispiel

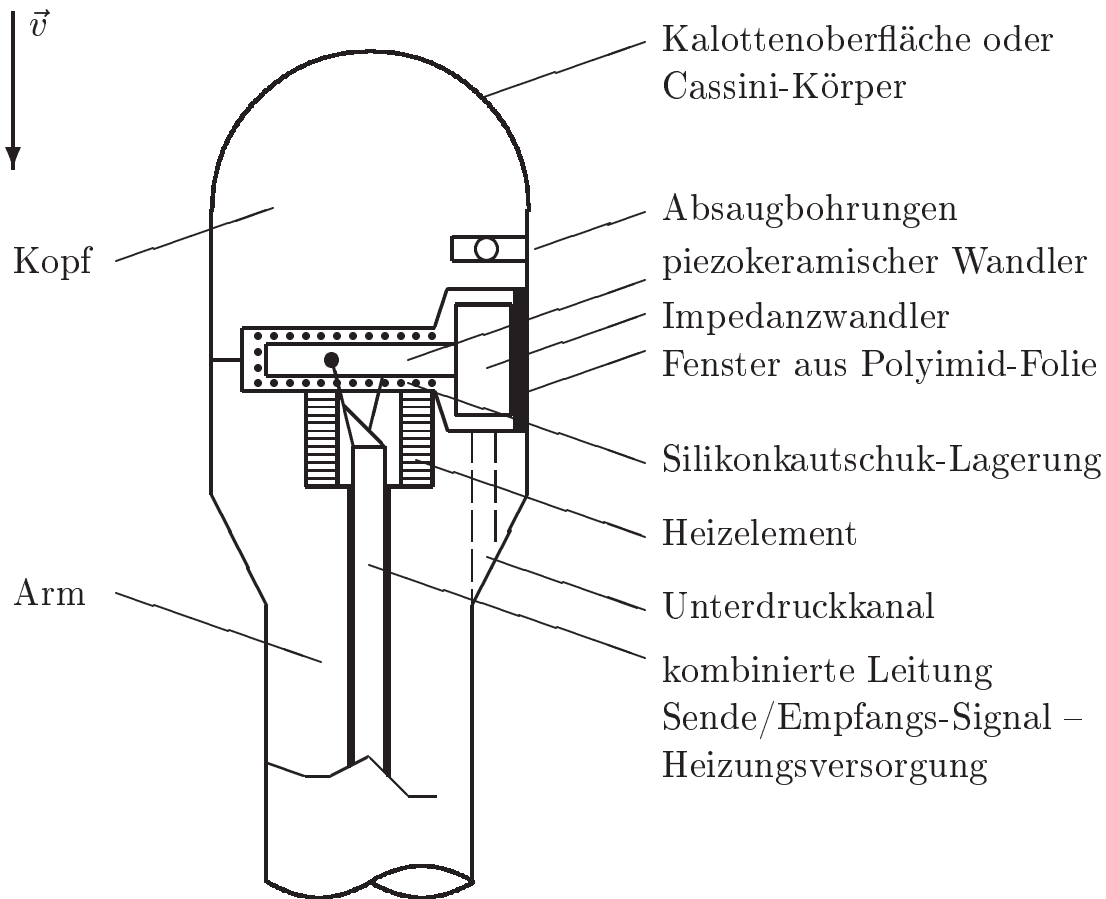


Abbildung 4.10: *Skizze des Kopfes und des oberen Teil eines Armes des Dreiachsensensors (nicht maßstabgetreu). Der Durchmesser des Kopfes beträgt 15 mm.*

die Kombination aus einem CASSINI'schem Körper⁴ mit daran anschließendem Zylinder in der Halbachse. Der im allgemeinen pro-

⁴Ein CASSINI'scher Körper zeichnet sich dadurch aus, daß sowohl die erste, als auch die zweite Ableitung seiner Oberflächenkonturfunktion stetig sind. Er wird durch Rotation der Fläche A in der Ebene (x, y) gebildet, für deren Randlinie gilt:

$$(x^2 + y^2)^2 - 2e^2 \cdot (x^2 + y^2) - a^4 + e^4 = 0$$

wobei $2e$ die Entfernung zweier Punkte auf der x -Achse symmetrisch zu $y = 0$ ist und a^2 das konstante Produkt der beiden Leitstrahlen von den genannten Punkten zur Flächengrenze. [3]

blematische Übergang auf den Zylinder wäre ebenfalls bis in seiner ersten Ableitung stetig, in der zweiten bliebe er klein. Statt des CASSINI'schen Körpers lassen sich auch Körper durch Polynome beschreiben, die diese Voraussetzungen gleichfalls erfüllen. Sowohl der CASSINI'sche Körper als auch ein polygonbeschriebener Körper bringen jedoch den Nachteil mit sich, daß bei anormalen Anströmzuständen um den Sensorkopf herum kein symmetrischer Strömungszustand mehr existiert, da die Krümmung des Körpers in der Staupunktumgebung nicht mehr symmetrisch ist. Messungen mit diesem Sensor wären also stets durch eine zusätzliche Anströmrichtungskomponente beeinflusst.

Als Kompromiß zwischen der Forderung nach kleinen Beschleunigungen der vorbeiströmenden Luftvolumen und einer Anströmsymmetrie wurde daher die Kombination aus einer Halbkugel mit daran anschließenden Zylinder gewählt. Sie birgt zwar die Gefahr von Verwirbelungen im Übergangsbereich beider Teilkörper, bietet dafür aber bis in den Bereich des Übergangs einen symmetrischen Strömungszustand. Zudem kann die Beschleunigung im Übergangsbereich als eher mäßig angesehen werden.

Um die Wirkung dennoch entstehender Wirbel möglichst zu verringern, wurde die Halbkugel mit Absaugbohrungen stromoberhalb der Schallfenster versehen. Auf die Stirnseite des Halbkugel-Zylinder-Körpers gesehen, überstreichen die Absaugbohrungen einen Sektor, der etwas größer als der Sektor ist, den die Schallaustritts- bzw. Schalleintrittsfläche überstreicht. Versuche mit einer Unterdruckpumpe haben gezeigt, daß sich das Meßsignal beruhigt, wenn ein Normalanströmzustand vorliegt oder das Schallfenster durch Winkelvariation in Leelage gerät. Der gegenüberliegende Sender oder Empfänger blieb dabei stets in Normalposition. Bei luvlagigem Schallfenster konnte kaum eine Änderung des ohnehin guten Meßsignals ausgemacht werden.

Erklärt werden kann dieser Effekt dadurch, daß die durch Querbeschleunigungen turbulent gewordene Schicht durch die Bohrungen teilweise abgesaugt und zumindest in ihrer Dicke verringert wird.

Der Schallstreckenteil mit nicht reproduzierbarem Schallverlauf verringert sich hierdurch.

Die turbulente Schicht wächst mit zunehmender Leelage wegen des sich verringernden Druckes, wird aber durch die Bohrungen teils wieder abgesaugt. Umgekehrt bleibt die verwirbelte Schicht in der Luvlage klein, so daß auch eine Absaugung kaum zu Verbesserung führte.

Diese Beobachtungen führten dazu, die Sensorköpfe mit jeweils fünf Absaugbohrungen mit einem Durchmesser von 1,0 mm zu versehen. Sie münden in einem gemeinsamen Kanal von 2,5 mm Durchmesser. Um eine separate Unterdruckversorgung für den Sensor überflüssig zu machen, wurden die Sensorarme so gestaltet, daß sie durch Verjüngung weiter stromabwärts einen Unterdruck um sich herum bilden – eine strömende Atmosphäre vorausgesetzt. Im Bereich geringen Druckes endet der gemeinsame Kanal und erzeugt so einen Unterdruck an den Absaugbohrungen.

Sowohl die feinen Bohrungen als auch das Schallfenster drohen unter Umständen schnell zu vereisen, so daß die Temperaturmessung große Abweichungen erfährt oder gar unmöglich wird. Als Gegenmaßnahme besitzt jeder Schallkopf ein Heizelement in Form eines OHM'schen Verbrauchers, der zur Enteisung oder bei drohender Vereisung bestromt werden kann.

Die Schallwandler sind jeweils zur Hälfte im Sensorkopf und im Sensorarm untergebracht und werden von diesen in Halbschalen getragen. Die Lagerung der Schallwandler hat so zu erfolgen, daß sie in ihrer Schwingungsbewegung nicht zu sehr gedämpft werden. Dazu wurden zunächst Versuche mit spanend hergestellten PVC-Lagerungen gemacht, die sich wegen ihrer Steifigkeit als vollkommen ungeeignet zeigten. Aus Sicht des Dämpfungsverhaltens lieferten Silikonschläuche ein gutes Ergebnis, die über die piezoaktiven Teile der Schallwandler gezogen wurden. Sie wurden in ihren Durchmessern so gewählt, daß die Schallwandler nicht aus den Schläuchen sowie die schlauchüberzogenen Schallwandler nicht aus den Halbschalen des Sensorgehäuses herausfallen.

Problematisch wurde jedoch die elektrische Kontaktierung der Schallwandler. Wegen des geringen zur Verfügung stehenden Bau- raumes mußten die Leitungen seitlich an den Quader angelötet werden – die Leitungen konnten nicht an der rückwärtigen Stirnseite abgeführt werden. Dies erzwang, die Silikonschläuche entweder ihrer Länge nach aufzuschneiden oder zumindest mit kleinen Durch- gangslöchern zu versehen. Beide Maßnahmen führten jedoch dazu, daß sich die Silikonschläuche leicht verformten und sich die Schall- wandler aus ihrer Flucht verdrehten. So konnte es passieren, daß die zylinderförmigen akustischen Anpassungskörper der Schallwandler mit dem Sensorgehäuse in Berührung kamen und in ihrer Schwin- gungsbewegung gedämpft wurden.

Als Lösung des Problems stellte sich die Verwendung von spritz- fähiger Silikonmasse heraus. Hierzu wurden die Schallwandler zuerst mit elektrischen Kontakten versehen und anschließend in eine mehr- teilige Kokille eingespannt, die anschließend mit Silikonmasse be- füllt wurde. Die Kokille ist derart gestaltet, daß nur der Quader der Schallwandlers umgossen wird, der zylindrische Anpassungskörper bleibt frei. Der Vorgang der Aushärtung unter Luftabschluß konn- te durch die Verwendung einer Beimengungskomponente auf etwa eine Woche verkürzt werden. Anschließend wurde der Silikonkörper aus der Kokille herausgenommen und Steiger und Grate vorsichtig entfernt.

Die Silikonkörper mit leichtem Übermaß von einigen zehntel Mil- limetern ließen sich nun so in das Sensorgehäuse einbauen, daß sich die Schallwandler nicht feststellbar aus ihrer Flucht verdrehten. Das Signal zeigt gegenüber dem der frei schwingenden Schallwandler nur eine vernachlässigbare Zusatzdämpfung, so daß diese – wenn auch zeitaufwendig herzustellende – Lagerungsmethode letztendlich um- gesetzt wurde.

Fertig montiert, weisen die Anpassungskörper nun einen kreisrun- den Spalt zum Sensorgehäuse auf, dessen Breite 0,5 mm beträgt. Zum Schutz vor Verschmutzung und auch vor direkter mechani- scher Einwirkung auf den Anpassungskörper können die Schallfen-

ster mit Polyimid-Folie abgeschlossen werden, wobei darauf geachtet werden muß, daß die Folie einerseits plan auf dem Anpassungskörper aufliegt, andererseits aber auch ohne Faltenbildung mit der Sensorgehäuseoberfläche abschließt. Da sich die Folie kaum dehnen läßt, müßte hierfür eine entsprechend vorgeformte Folie zur Verfügung stehen, denn ein zylindrisch gewölbter Anpassungskörper hätte ein ungünstiges Abstrahlungsverhalten, eine lokal plangeschliffene Sensorgehäuseoberfläche ein schlechtes Strömungsverhalten. Weil hierfür keine ausreichenden finanziellen Mittel zur Verfügung standen und dieses Problem auch eher einer Entwicklungsaufgabe nahekommt, wurde auf die Anbringung einer solchen Schutzfolie verzichtet. Die prinzipielle Funktion ist jedoch gewährleistet, da akustische Temperaturmessungen mit aufgeklebten Folien erfolgreich angestellt wurden.

Die Befestigung des Sensorkopfes erfolgt über Verschraubungen und Paßstifte, wobei die Bohrungen auf der Anströmseite der Sensorköpfe zur Wahrung der Strömungseigenschaften mit Füllmasse (Epoxydharz) verspachtelt wurden. Zu einem späteren Zeitpunkt, wenn das Sensorgehäuse nicht mehr geöffnet werden muß, kann statt der Verschraubungen auch eine Klebung vorgesehen werden, so daß die Sensorkopfoberfläche unversehrt bleibt.

Arm

Weiter stromab schließt sich an jeden Sensorkopf der Sensorarm an, der, wie bereits beschrieben, gemeinsam mit dem Sensorkopf den Schallwandler umschließt (Abbildung 4.11). Beim Sensorarm handelt es sich um einen zylindrischen Aluminiumkörper, der sich stromab über einen Konus verjüngt, um sich später wieder über einen Konus auf einen Zylinder größeren Durchmessers aufzuweiten. Idealerweise sind die Übergänge vom Zylinder auf den Konus und umgekehrt in der Weise abgerundet, daß nicht mit Wirbelentstehung zu rechnen ist.

An der Kontaktfläche zum Sensorkopf verfügt der Sensorarm neben den Ausfräsungen zur Aufnahme des Schallkörpers über eine

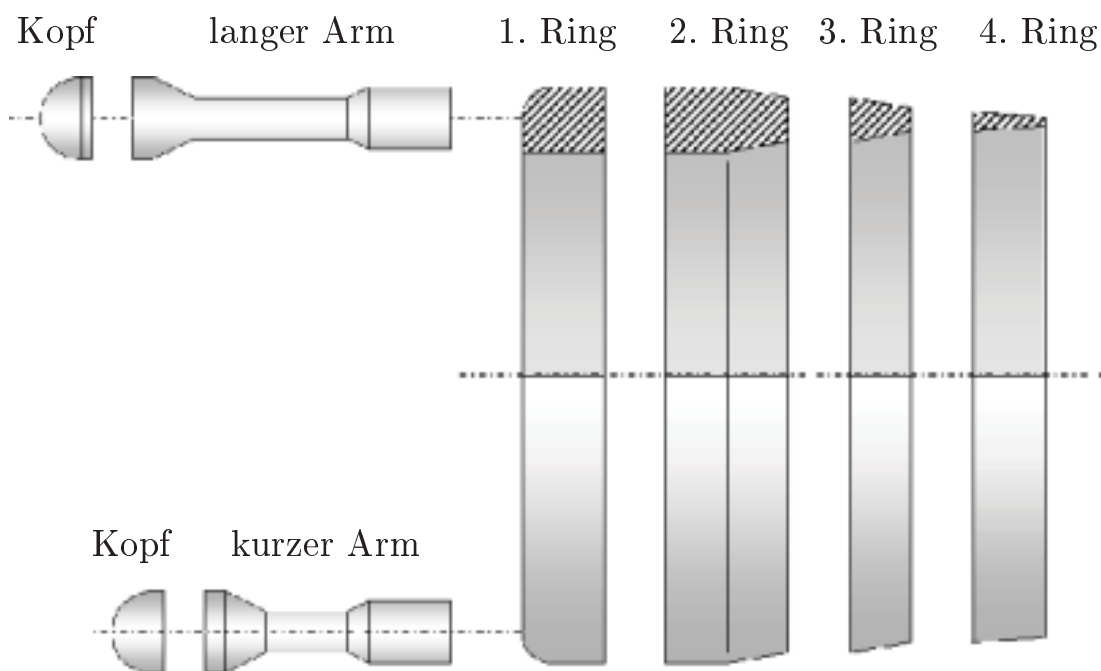


Abbildung 4.11: *Skizze vom Dreiachsensensor, in der unteren Hälfte als Seitenansicht, in der oberen als Schnitt durch die Vertikalachse des Sensors. Der Dreiachsensensor setzt sich aus vier Ringen zusammen, die unter anderem jeweils sechs kurze und lange Arme mit den Schallwandlern tragen.*

Bohrung zur Aufnahme des elektrischen Anschlusses an eine Koaxialleitung. Die signalführende Leitung wird zusammen mit einer weiteren Leitung für die elektrische Versorgung des Heizelementes durch den gesamten Zylinder hindurchgeführt. Die zweite zu erkennende, exzentrisch angebrachte Bohrung stellt die Weiterführung des Unterdruckkanals für die Absaugbohrungen dar. Diese Bohrung endet im stromabwärtigen Konus, an dem sich bei Anströmung ein Unterdruck bildet.

Noch nicht besprochen wurden die in der Abbildung 4.9 zu erkennenden Abflachungen von Sensorkopf und -arm: sie ermöglichen die dicht benachbarte, aber dennoch mechanisch getrennte Monta-

ge jeweils eines Schallwandler für den Sende- und den Empfangsbetrieb, ohne Gefahr zu laufen, den Empfänger durch nebensprechenden Körperschall oder elektrische Kopplung zu übersteuern. Versuche mit einem gemeinsamen Sender-Empfänger-Gehäuse haben die Notwendigkeit der getrennten Unterbringung beider Schallwandler gezeigt. Dadurch, daß Sender und Empfänger sehr nahe beieinander liegen, werden für die Differenzmessung annähernd gleiche Meßvolumina betrachtet.

In der Gesamtabbildung 4.9 ist zudem zu erkennen, daß Sensorarme zweier verschiedener Längen verbaut sind. Durch abwechselnd kurze und lange Sensorarmpaare wird die Aufspannung eines linear unabhängigen Koordinatensystems erreicht, das für die dreidimensionale Vermessung des Strömungsvektors notwendig ist. Durch die unterschiedlichen Sensorarmlängen schließen die Koordinatenachsen senkrecht zur Normalanströmrichtung einen Winkel von jeweils $92,5^\circ$ ein.

Erster Ring

Getragen werden die sechs langen und sechs kurzen Sensorarme von einem ringförmigen Träger, der in vier Teilringe unterteilt ist, wobei dem stromvordersten Ring eine besondere Bedeutung zukommt. Aus strömungsmechanischer Sicht müßte es sich hierbei um ein kreisähnliches Strömungsprofil handeln, zur Vermeidung von Wirbeln etwa wieder mit einer CASSINI-Kontur. Auch hier wird jedoch wieder aus Anströmsymmetriegründen ein Halbkreisprofil vorgezogen, das später in einen leicht konischen Ring übergeht.

Auf der Ringstirnseite befinden sich sechs Sackbohrungspaare zur Aufnahme der Sensorarme. Sie werden durch Stifte zentriert und von der Ringrückseite verschraubt. Ebenfalls auf der Rückseite befinden sich sechs Sackbohrungen, in die die Hochspannungstransformatoren für die Schallwandler eingelassen werden. Die Positionierung der Transformatoren erfolgt erst hier, weil einerseits die Einstreuungen längerer, hohe Spannungen führender Leitungen in die Empfangsleitungen sich sehr störend auf die nur schwachen Empfangssignale

auswirken würde. Andererseits macht sich die Last der Leitungskapazitäten auf der Sekundärseite des Transformators proportional zum Quadrat dessen Übersetzungsverhältnisses primärseitig bemerkbar. Infolge des hohen Übersetzungsverhältnisses von etwa 1:8 belastete man den Sendeverstärker zusätzlich mit einer Kapazität von etwa 650 pF bei verstärkernaher Unterbringung des Transformators.

Bei Betrachten der Ringrückseite fallen vier Sackbohrungen auf. Sie dienen der Aufnahme von Heizelementen.

Weitere Ringe

Der zweite Ring ist im wesentlichen ein zylindrischer Ring. In ihm sind sechs Empfangsvorverstärker untergebracht, um eine sichere Übertragung des sehr schwachen Signals der Schallempfänger bis hin zur Hauptelektronik zu gewährleisten. Zudem enthält er auf vorderer und rückwärtiger Stirnseite umlaufende Nuten, die die coaxialen Sende- und Empfangsleitungen an die Oberseite des Ringkomplexes führen, von wo aus sie über einen Halter in das Flugzeuginnere geführt werden.

Der dritte Ring besitzt ein sich verjüngendes Profil. Er dient neben der Strömungsführung der Kabelführung zum Sensorhalter sowie der Aufnahme von sechs Heizelementen.

Der letzte, abschließende Ring ist in seinem Profil ein gleichschenkliges Dreieck mit abgerundeter Spitze. Über die stromabwärtige Stirnseite erfolgt die Verschraubung des Ringes, so daß hier entsprechende Ausfräsungen zu erkennen sind.

Halterung

Getragen wird das Ringgebilde von einem in seiner Profilgrundform rechteckigen Haltearm, dessen Kanten zur strömungsgünstigeren Gestaltung stark abgerundet sind. Große Teile des zweischaligen Haltearmes sind ausgefräst, so daß neben den Leitungen zu den Schallwandlern und den Heizelementen auch elektronische Kompo-

nennten untergebracht werden könnten – auch wenn dies in der vorliegenden Version des Sensors nicht notwendig ist. Zudem trägt die Ausfräsung zu der im Flugzeugbau wichtigen Gewichtsersparnis bei.

Eine weitere, nicht zu vernachlässigende Funktion der Halterung ist die Positionierung des Sensors abseits der Flugzeugoberfläche, um eine ungestörte Durchströmung zu gewährleisten.

4.4 Elektrische Ansteuerung und Meßwertbildung

Die elektrische Ansteuerung der Schallwandler sowie die Gewinnung eines Meßsignals aus der Kombination der Sende- und der Empfangssignale sind für die Funktion des akustischen Temperatursensors von besonderer Bedeutung. Wie die Arbeiten an der geometrischen und mechanischen Gestaltung haben die Arbeiten hierzu im Laufe der Zeit mehrere Stadien durchlaufen. Da sie aufeinander aufbauen, teilweise aber auch zeigen, welche Lösungen nicht oder nur wenig erfolgversprechend sind, werden sie kurz angesprochen. Die letztendliche Problemlösung durch ein Phasendemodulationsverfahren mit zentralem Mutteroszillator wird eingehender dargestellt.

4.4.1 Chronologische Entwicklung

Laufzeitmessung

Zur Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Signals liegt es nahe, die Laufzeit des Signals zwischen zwei Orten bekannten Abstandes zu messen. Voraussetzung hierfür sind die über den Weg homogene Ausbreitungsgeschwindigkeit sowie ein definierter Ausbreitungsweg, der auch nicht-geradlinig sein kann, wenn die Länge seines Pfades bekannt ist. Dies könnte zum Beispiel in Rohren mit bekanntem Strömungsprofil der Fall sein.

Für die technische Umsetzung wurden zwei gleiche Schallwandler durch ein gabelförmiges Gehäuse, ähnlich dem in Abbildung 4.2,

so zueinander in Position gebracht, daß sich ihre Schallaustrittsflächen mit einem Abstand von etwa 120 mm gegenüberlagen. Auf den Schallwandler wurde einmal je Sekunde eine Folge von bis zu 16 elektrischen Burstimpulsen mit sinusförmigen Verlauf und einer Periodendauer von $11,5 \mu\text{s}$ gegeben.

Empfangsseitig konnte folgendes festgestellt werden:

- Zeitgleich zu den Rechteckimpulsen im Sendesignal sind im Empfangssignal diese Impulse wiederzuerkennen – zusätzlich und anschließend an diese Impulse aber auch noch weitere, die nach etwa vier Periodendurchläufen bis auf die Hälfte in ihrer Amplitude abgeklungen sind.

Diese Erscheinung wird zunächst als elektrisches Übersprechen interpretiert und zeigt die Notwendigkeit, entsprechende Gegenmaßnahmen zu schaffen. Auf den zweiten Blick zeigt sie aber auch das Nachschwingverhalten des Schallwandlers, der nach der Anregungsphase als Generator arbeitet und über die Umkehrung des piezoelektrischen Effektes nun Energie in die Senderstufe zurückgibt. Verglichen mit den Signalen, die durch akustische Einwirkung entstehen, sind die Amplituden dieser Signale enorm groß – um den Faktor 10^5 bis 10^6 !

- Wie erwartet, ist das Signal am Empfänger zeitversetzt wiederzufinden. Im Vergleich zum elektrischen Sendesignal ist hier aber nicht nur das Ende der Impulsfolge allmählich abklingend, sondern auch dessen Beginn eine Folge, die erst nach einigen Perioden ihre Maximalamplitude erreicht. Gerade dieses allmähliche Einsetzen des Signals erschwert die Messung: Die erste oder die ersten Perioden sind je nach Störanteil mehr oder weniger gut zu detektieren, so daß es sehr oft zu zeitlichen Meßabweichungen kommt, die ein Vielfaches der Periodendauer betragen. Weil eine Periodendauer etwa in der Größenordnung eines Zwanzigstels der Schallaufzeit zwischen Sender und Empfänger liegt, kann man das „Verschlucken“ einiger Impul-

se nicht tolerieren. Auch im praktischen Versuch macht sich dieser Effekt durch ein springendes Signal deutlich bemerkbar.

Man könnte nun diesen Störeffekt dadurch in seiner Auswirkung auf das Nutzsignal vermindern, daß man die Schallstrecke oder die Schallfrequenz vergrößert. Letzteres kommt nicht in Frage, da die Dämpfung durch die Luft einerseits zu groß würde und andererseits Schallwandler für die Einkopplung in Luft für höhere Fre-

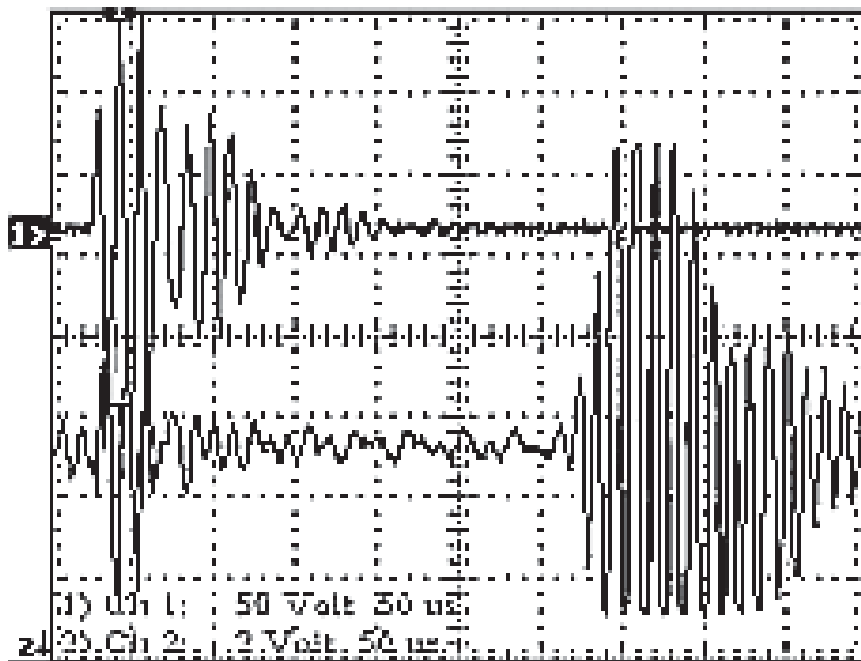


Abbildung 4.12: Spannungssignal auf der Sendeleitung (oben) und daraus resultierendes Antwortverhalten im Empfangsteil (unten) bei Laufzeitmessung: Der sendeseitige Wandler soll nur zwei vollständige Schwingungsperioden erzeugen, schwingt aber nach und bewirkt auf der Sendeleitung ein abklingendes Spannungssignal. Empfangsseitig ist ebenfalls ein deutliches Nachschwingen des Wandlers zu erkennen. Das Störsignal auf der Empfangsleitung zur Zeit des Sendens ist durch elektrisches Übersprechen entstanden.

quenzen nicht verfügbar sind. Blicke also die Vergrößerung des Abstandes Sender-Empfänger. Um nur einen einfachen Periodensprung um $12 \mu\text{s}$ als hinnehmbare Abweichung von einem Hundertstel der Schalllaufzeit zu definieren, wäre bereits ein Abstand der Schallwandler von rund 40 cm notwendig. Abgesehen davon, daß es sich hierbei immer noch um eine relativ große Abweichung handelt und zudem vorausgesetzt wird, daß wenigstens die zweite Periode sicher erkannt wird, wäre ein Sensor dieser Größe für das Forschungsflugzeug nicht mehr akzeptabel.

Die direkte Laufzeitmessung kann auch aus einem weiteren Grund nicht für den vorliegenden Anwendungsfall verwendet werden: Das Ausklingen der Schwingungen der Schallwandler wie auch das Auftreten von Echos durch Hindernisse in der näheren Umgebung erfordert nach jeder Einzelmessung eine Ruhezeit von einigen Zehntelsekunden. Dies widerspricht jedoch der Forderung nach einer hohen zeitlichen Auflösung der zu messenden Temperatur. Die Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft das Antwortverhalten des Empfängers.

Die direkte Laufzeitmessung ist aus diesen Gründen für die hochdynamische akustische Temperaturmessung ungeeignet und wurde verworfen.

Sing-Around-Verfahren

Der direkten Laufzeitmessung sehr ähnlich ist die Messung der Schalllaufzeit durch das sogenannte *Sing-Around-Verfahren* [23], siehe Abbildung 4.13. Es zeichnet sich dadurch aus, daß die Auslösung einer Impulsfolge durch den Empfang der vorangehenden Impulsfolge ausgelöst wird. Der Sensor wird somit als Oszillator betrieben, dessen abstimmbares Element das schalllaufzeitbeeinflussende Medium zwischen Sender und Empfänger ist. Das Meßsignal ist hier in der Umlauffrequenz wiederzufinden. Zur Vermeidung des Umlaufs gleichzeitig mehrerer Impulse im Oszillator, die etwa durch Störungen zustande gekommen sein können, werden nur solche Impulse ausgewertet, die innerhalb eines plausiblen Zeitfensters den Empfänger erreichen.

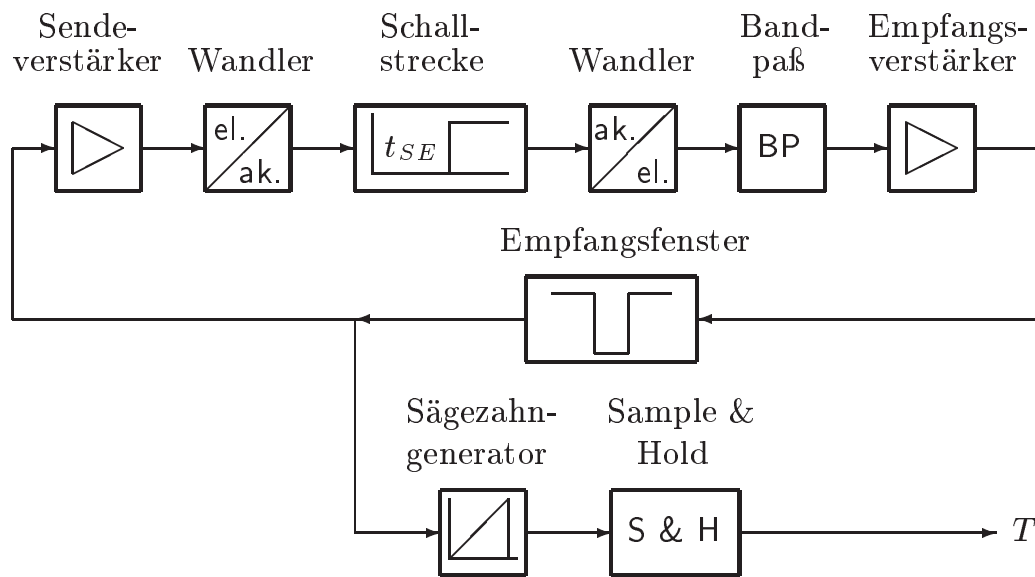


Abbildung 4.13: *Sing-Around-Verfahren: Der Sendeverstärker gibt ein elektrisches Impulssignal auf den sendeseitigen Schallwandler. Das Signal erfährt auf der Schallstrecke eine Verzögerung t_{SE} , gelangt zum empfangsseitigen Schallwandler und durchläuft einen Bandpaß. Über den anschließenden Empfangsverstärker und ein sogenanntes Empfangsfenster löst das Signal wieder einen Sendeimpuls aus. Das in der Periodendauer des Signalumlaufes wiederzufindende Meßsignal wird über einen Sägezahn-generator und ein Sample & Hold - Glied in ein Spannungssignal umgeformt.*

Keine Abhilfe bietet das Sing-Around-Verfahren jedoch gegen den störenden Einfluß der Abklingvorgänge der Schallwandler und der Echos aus der Umgebung. Genauso wenig ist eine sichere Erkennung des ersten Schallimpulses gewährleistet, so daß es auch hier zu Sprüngen im Meßsignal kommt. Daher wird auch das Sing-Around-Verfahren nicht weiter verfolgt.

Phasennachlaufsynchronisation (PLL)

Emittiert der Schallsender statt einer Impulsfolge ein Dauerton-signal, bringt dies Vorteile mit sich: Das Problem des Nachschwin-gens des Senders wird komplett vermieden – er schwingt ja schließ-lich fortwährend mit konstanter Amplitude. Echos aus der Umge-bung werden aber weiterhin vom Empfänger wahrgenommen. Da Nutz- und Störsignal gleichfrequent sind, wird man eine parasitäre Phasenverschiebung feststellen, die abgeschätzt werden kann:

Gegenüber dem direkt vom Sender ankommenden Nutzsinal U_S besitzt das Echosignal U_{Echo} die Phasenverschiebung φ_{Echo} , die sich im Empfangssignal U_E als Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ bemerkbar macht. Durch vektorielle Addition des Sende- und des Störphasors erhält man den Empfangsphasor:

$$\begin{aligned} \vec{U}_E &= \vec{U}_S + \vec{U}_{Echo} \\ \implies u_E &= U_S \cdot \sin \omega t + U_{Echo} \cdot \sin (\omega t + \varphi_{Echo}) \quad (4.9) \end{aligned}$$

Nach Umrechnung erhält man den Betrag des Empfangssignals, außerdem dessen Phase als Summe der ungestörten Phase ωt und des echobedingten Störanteils $\Delta\varphi$:

$$\begin{aligned} u_E &= U_{Echo} \\ &\cdot \sqrt{\left(\frac{U_S}{U_{Echo}} + \cos \varphi_{Echo}\right)^2 + \sin^2 \varphi_{Echo}} \\ &\cdot \sin \left(\omega t + \underbrace{\arctan \left(\frac{\sin \varphi_{Echo}}{\frac{U_S}{U_{Echo}} + \cos \varphi_{Echo}} \right)}_{= \Delta\varphi} \right) \quad (4.10) \end{aligned}$$

Der Betrag der Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ durch das Echo kann in Abhängigkeit von der Spannungsamplitude des Echosignals abge-

schätzt werden. Sie wird maximal, wenn

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\varphi_{Echo}} \frac{\sin \varphi_{Echo}}{\frac{U_S}{U_{Echo}} + \cos \varphi_{Echo}} &= 0 \\ \frac{\cos \varphi_{Echo} \cdot \left(\frac{U_S}{U_{Echo}} + \cos \varphi_{Echo} \right) + \sin^2 \varphi_{Echo}}{\left(\frac{U_S}{U_{Echo}} + \cos \varphi_{Echo} \right)^2} &= 0 \quad (4.11) \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\cos \varphi_{Echo} = - \frac{U_{Echo}}{U_S} \quad (4.12)$$

Mit dem Additionstheorem

$$\sin^2 x + \cos^2 x = 1 \quad (4.13)$$

erhält man auch den Sinus der Phasenverschiebung

$$\sin \varphi_{Echo} = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{U_{Echo}}{U_S} \right)^2} \quad (4.14)$$

Beides läßt sich nun in den Term $\Delta\varphi$ in (4.10) einsetzen:

$$\begin{aligned} |\Delta\varphi|_{max} &= \arctan \frac{\pm \sqrt{1 - \left(\frac{U_{Echo}}{U_S} \right)^2}}{\frac{U_S}{U_{Echo}} - \frac{U_{Echo}}{U_S}} \\ &= \arctan \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{U_S}{U_{Echo}} \right)^2 - 1}} \quad (4.15) \end{aligned}$$

Sorgt man durch eine geeignete Sendeamplitude dafür, daß das Echosignal klein gegenüber dem Sendesignal bleibt, kann die Phasenverschiebung aus der Gleichung (4.15) zu

$$|\Delta\varphi| < \arctan \frac{U_{Echo}}{U_S} \quad (4.16)$$

abgeschätzt und in der Auswertung als Unsicherheit berücksichtigt werden. Es kann aber nicht nach Gleichung (4.10) zurückgerechnet werden, solange nicht auch die Phase φ_{Echo} bekannt ist.

Nun kann der sendeseitige Schallwandler mit einem Sinussignal betrieben werden, das weniger steilflankig als ein Rechteckimpuls ist und so zu geringerem elektrischen Übersprechen auf Teile der Empfangselektronik führt. Das als *Phasennachlaufsynchronisation* oder kurz mit *PLL* (für engl. phase locked loop) bezeichnete Verfahren ist vor allem in der Nachrichtentechnik bei der Signalgenerierung wie auch der Demodulation bekannt. Das Blockschaltbild der Phasennachlaufsynchronisation ist in Abbildung 4.14 wiedergegeben.

Empfangsseitig wird nach Filterung und Verstärkung das Empfangssignal mit einem Schmitt-Trigger aufbereitet und mit dem Sendersignal verglichen, das ebenfalls zuvor einen Schmitt-Trigger durchlaufen hat. Eine Phasennachlaufsynchronisation regelt nun die Sendefrequenz derart, daß beide vorliegenden Signale phasengleich zueinander sind. Mathematisch bedeutet dies für die Phasen abgesehen von der Regelabweichung:

$$\omega_S \cdot t = \omega_E \cdot t + n \cdot 2\pi, \quad n \in \mathbb{N} \quad (4.17)$$

ω_S und ω_E stammen aus demselben Oszillator, daher ist $\omega_S = \omega_E$, sonst wäre die obige Beziehung auch nicht dauerhaft erfüllt. Nun regelt das tiefpaßgefilterte Ausgangssignal des Phasenkomparators die Kreisfrequenz des Oszillators $\omega_E = \omega_S$ so nach, daß die Phasendifferenz zwischen Sende- und Empfangssignal stets $n \cdot 2\pi$ beträgt und Gleichung (4.17) erfüllt ist. Diese Phasendifferenz wird aber durch die Laufzeit \overline{SE}/c der akustischen Strecke und eine zusätzliche – hier als konstant angenommene – Phasenverschiebung φ_0 in der elektrischen Signalverarbeitung hervorgerufen:

$$\begin{aligned} n \cdot 2\pi &= \varphi_0 + \omega_S \cdot \frac{\overline{SE}}{c} \\ \implies \overline{SE} &= \frac{c}{\omega_S} (n \cdot 2\pi - \varphi_0) = \frac{c}{2\pi f_S} (n \cdot 2\pi - \varphi_0) \\ \implies c &= \frac{2\pi f_S \cdot \overline{SE}}{n \cdot 2\pi - \varphi_0} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Der Phasenregelkreis wird die Frequenz f_S also kontinuierlich nachregeln, so daß die Beziehung (4.18) erfüllt ist. Anschließend kann aus den bekannten Parametern \overline{SE} , f_S und φ_0 mit einer Unsicherheit bezüglich n auf die scheinbare Schallgeschwindigkeit c' geschlossen werden.

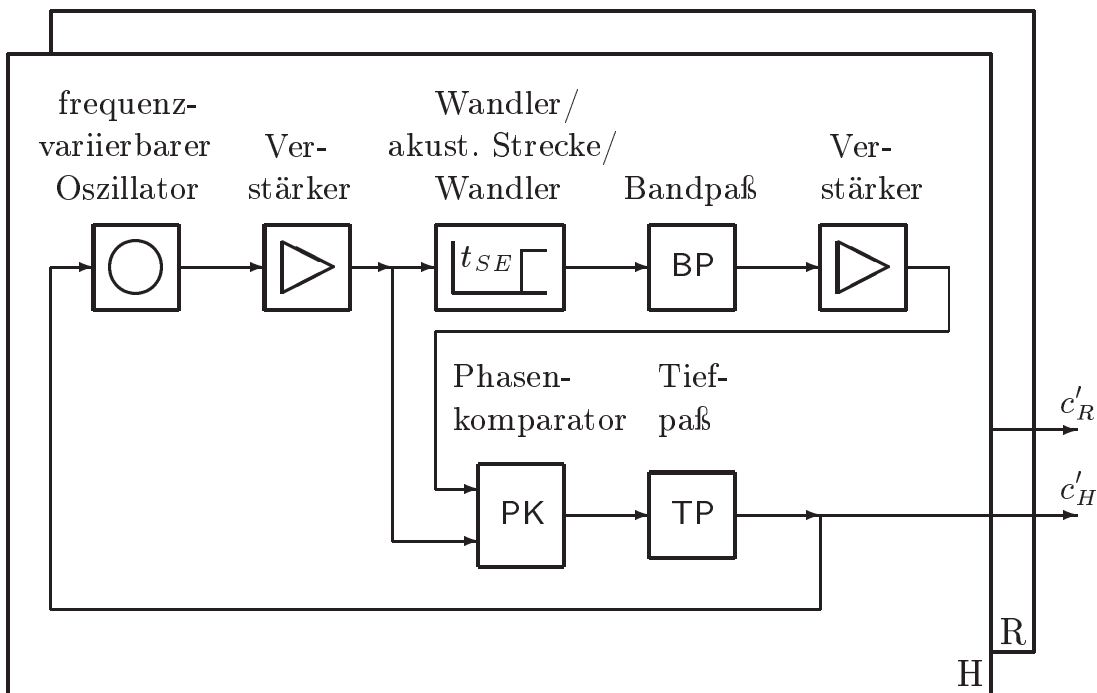


Abbildung 4.14: PLL-Verfahren für Hin- und Rückkanal: Über einen Oszillator, Verstärker und Schallwandler wird ein akustisches Signal emittiert. Über den empfangsseitigen Wandler, Bandpaß und Verstärker gelangt es zum Phasenkomparator PK und wird dort mit dem Sendesignal verglichen. Das Ergebnis signal durchläuft das Tiefpaßfilter TP und steuert den Oszillator. Das Meßsignal ist in der Steuerungsspannung des Oszillators wiederzufinden.

Die Gleichung (4.18) kann auch nach der sich einstellenden Frequenz aufgelöst werden:

$$f_{S,n} = \frac{c}{2\pi \cdot \overline{SE}} (n \cdot 2\pi - \varphi_0) = \frac{n \cdot c}{\overline{SE}} - \frac{c \cdot \varphi_0}{2\pi \cdot \overline{SE}} \quad (4.19)$$

Abhängig von dem sich einstellenden Vielfachen n der redundanten Phasenverschiebung 2π erhält man verschiedene mögliche Frequenzen $f_{S,n}$, die die gleiche Schallgeschwindigkeit beschreiben; die Auswertung ist also zunächst mehrdeutig. Es stellt sich also stets die Frequenz $f_{S,n}$ ein, die der Nennfrequenz f_0 des Reglers mit einer gewissen Hysterese am nächsten liegt.

Allgemein findet also ein Sprung von der durch n beschriebenen auf die durch $n + 1$ beschriebene Frequenz oder zurück, also etwa an die Stelle

$$\begin{aligned} f_0 - f_{S,n} &\approx f_{S,n+1} - f_0 \\ f_0 - \frac{n \cdot c}{\overline{SE}} + \frac{c \cdot \varphi_0}{2\pi \overline{SE}} &\approx \frac{(n+1) \cdot c}{\overline{SE}} - \frac{c \cdot \varphi_0}{2\pi \overline{SE}} - f_0 \end{aligned} \quad (4.20)$$

statt. Dort ist

$$c = \frac{2 \cdot f_0 \cdot \overline{SE}}{2n + 1 - \frac{\varphi_0}{\pi}} \quad (4.21)$$

Bei hinreichend kleiner elektrischer Phasenverschiebung φ_0 kann diese vernachlässigt werden und es folgt:

$$c \approx \frac{2 \cdot f_0 \cdot \overline{SE}}{2n + 1} \quad (4.22)$$

Der relative Fehler dieser Näherung ist

$$\begin{aligned} \frac{\Delta c}{c} &= 1 - \frac{2n + 1 - \frac{c}{\pi}}{2n + 1} \\ &= \frac{\varphi_0}{\pi \cdot (2n + 1)} \end{aligned} \quad (4.23)$$

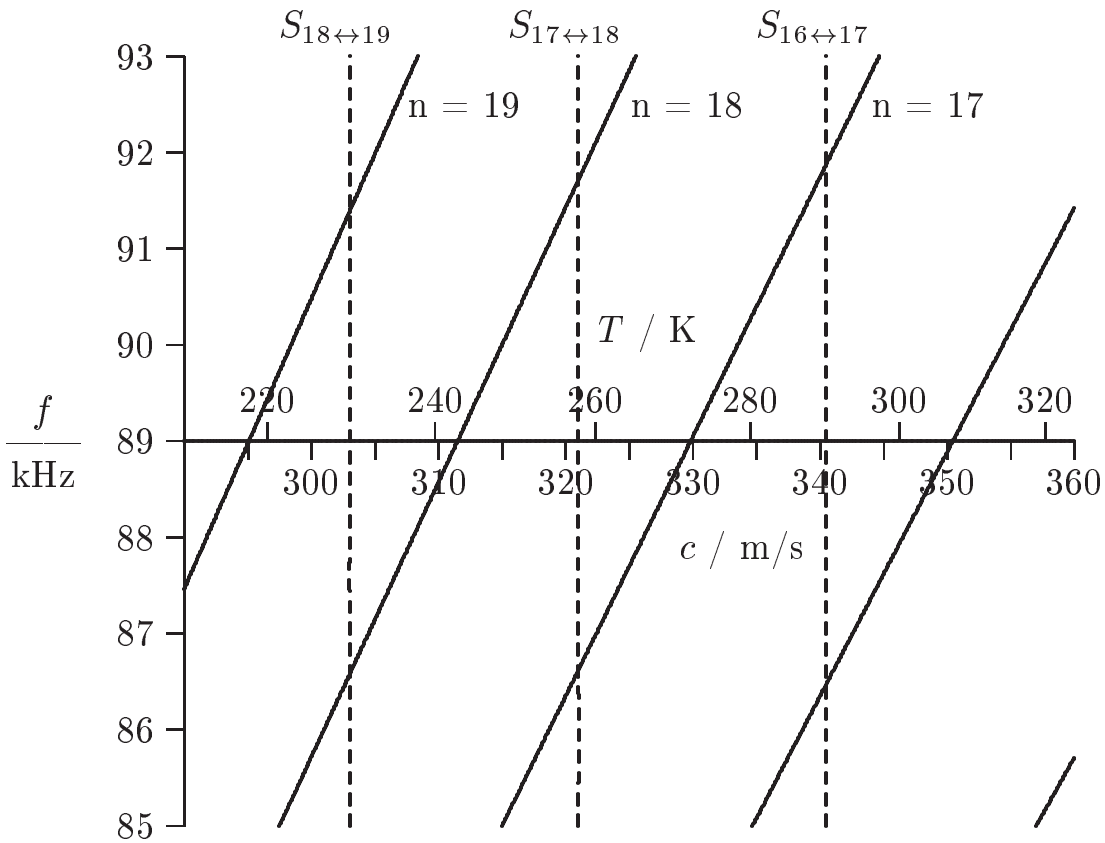


Abbildung 4.15: Uneindeutige Temperatur-Frequenz-Zuordnung des PLL-Verfahrens – Beispiel für ein System mit einer Mittenfrequenz von 89,0 kHz und einer Schallstreckenlänge von $d_{SE} = 63$ mm.

Setzt man c in die Schallgleichung (2.2) ein, dann erhält man alle 30 K eine Sprungstelle (die genaue Temperaturdifferenz hängt zudem nach Gleichung (2.14) von der Schallgeschwindigkeit ab). Dieses Verhalten ist exemplarisch in der Abbildung 4.15 dargestellt.

Diese Uneindeutigkeit ist hinnehmbar, da es sich um ein relativ großes Temperaturintervall handelt. Setzt man voraus, daß Temperaturänderungen von 30 K eine derart lange Zeit in Anspruch nehmen, daß auch der Präzisionssensor des Gesamttemperaturmeßsystems in der Lage ist, die Änderung deutlich zu erkennen, kann der Sprung in der datentechnischen Verarbeitung durch Plausibilitätsbetrachtungen rückgängig gemacht werden.

Während der Arbeiten zum akustischen Temperatursensor wurde eine entsprechende Phasennachlaufsynchronisation aufgebaut und getestet. Durch geeignete Dimensionierung eines Tiefpaßfilters, das die Regelung an sich zu dämpfen vermag, läßt sich ein sehr guter Kompromiß zwischen hoher Meßdynamik und Sicherheit gegen kurzzeitige Störungen erreichen. Man erreicht so ein hervorragendes Temperatursignal. Die eben besprochenen Sprünge stellen sich erwartungsgemäß an den Grenzen des Frequenzbereiches mit einer gewissen Hysterese ein.

Unangenehm äußert sich die in der Regelung als konstant angenommene, wirklich aber frequenzabhängige elektrische Phasenverschiebung φ_0 , so daß alle drei Schallstreckenpaare verschiedene scheinbare Schallgeschwindigkeiten c' , somit auch verschiedene Frequenzen und damit verschiedene φ_0 liefern. Dies ist der Hauptgrund für die Verwerfung des Phasennachlaufsynchronisationsverfahrens im Zusammenhang mit einem Mehrachsensensor.

Ein weiteres Problem des Dreiachsensensors wurde jetzt gelöst: Immer wieder kam es zu Störungen des Meßsignals, deren Ursache zunächst darin vermutet wurde, daß Fremdschall anderer Sender als des gegenüberliegenden einen Empfänger treffen. Der Verdacht bestätigte sich jedoch nicht, da dieser Effekt auch dann noch auftrat, wenn die Sender zweier Achsen abgeklebt wurden. Die Ursache hierfür lag vielmehr darin, daß es in dem beengten Sensorgehäuse zu elektrischen Kopplungen der verschiedenen Sende- und Empfangsleitungen kam. Parallel zu der Suche nach einer elektrischen Lösung konnte der Effekt durch eine bauliche Umgestaltung des ersten Ringes erreicht werden, indem die Sendesignale erst unmittelbar vor den Schallwandlern hochtransformiert wurden (siehe Seite 65).

4.5 Phasendemodulation mit zentralem Mutteroszillator

Die Suche nach einem gegen unterschiedliche elektrische Phasenverschiebungen unempfindlichen Alternativverfahren führte zum Pha-

sendemodulationsverfahren, das sich prinzipiell nur wenig von der Phasennachlaufsynchronisation unterscheidet und in Form eines Blockschaltbildes in Abbildung 4.16 zu sehen ist: Statt die Frequenz des Systems auf Phasengleichheit von Sender und Empfänger anzupassen, regelt es die Phase eines aus dem Sendesignal gewonnenen Signals auf Phasengleichheit mit dem Empfangssignal. Die Meßgröße ist nun in der Steuerspannung des Phasenschiebers wiederzufinden. Der Vorteil gegenüber der Phasennachlaufsynchronisation liegt darin, daß alle Sender aus demselben Mutteroszillator gespeist werden können. Zudem wird nun nur noch eine einzige Sendeleitung zu den sechs Sendern benötigt, die relativ einfach und gesondert geschirmt innerhalb des Sensorgehäuses verlegt werden kann⁵.

Ein Blockschaltbild des Phasendemodulationsverfahrens ist in der Abbildung 4.16 zu sehen. Zu erkennen ist ein zentraler Mutteroszillator, dem eine Verstärkerstufe nachgeschaltet ist, die ein frequenz- und phasenkonstantes Signal mit einer Amplitude von etwa 7 V in die gemeinsame Sendeleitung einkoppelt. Wie erwähnt befinden sich räumlich davon getrennt die sechs Impedanzwandler, die das Sendesignal auf eine Amplitude von etwa $250 V_{\text{eff}}$ hochtransformieren. Die sechs Blöcke und deren Signale sind durch deren Achsen u , v und w sowie deren Orientierungen „hin“ (H) und „rück“ (R) gekennzeichnet.

Die Empfangssignale durchlaufen jeweils zunächst ein Bandpaßfilter (BP) mit Mittenfrequenzen von 87 kHz, bevor sie verstärkt werden. Beides erfolgt räumlich sehr nahe den Empfangsschallwandlern im Sensorgehäuse. Später, in der zentralen Ansteuerungs- und Auswerteelektronik, werden die im Idealfall sinusförmigen Empfangssignale in sehr kurzzeitige Nadelimpulse gewandelt, die mit dem Nulldurchgang einer positiven Flanke zusammenfallen. Diese Nadel-

⁵Der abgebildete Dreiachsensensor besitzt dahingegen für jeden Sender separate Zuleitungen. Dies erfordert einerseits einen hohen Fertigungs- und Montageaufwand, erlaubt andererseits die Erprobung anderer elektrischer Ansteuerungsverfahren, die eventuell getrennte Sendeleitungen verlangen. Zudem werden durch separate Sendeleitungen die Diagnosemöglichkeiten für Selbsttests erweitert.

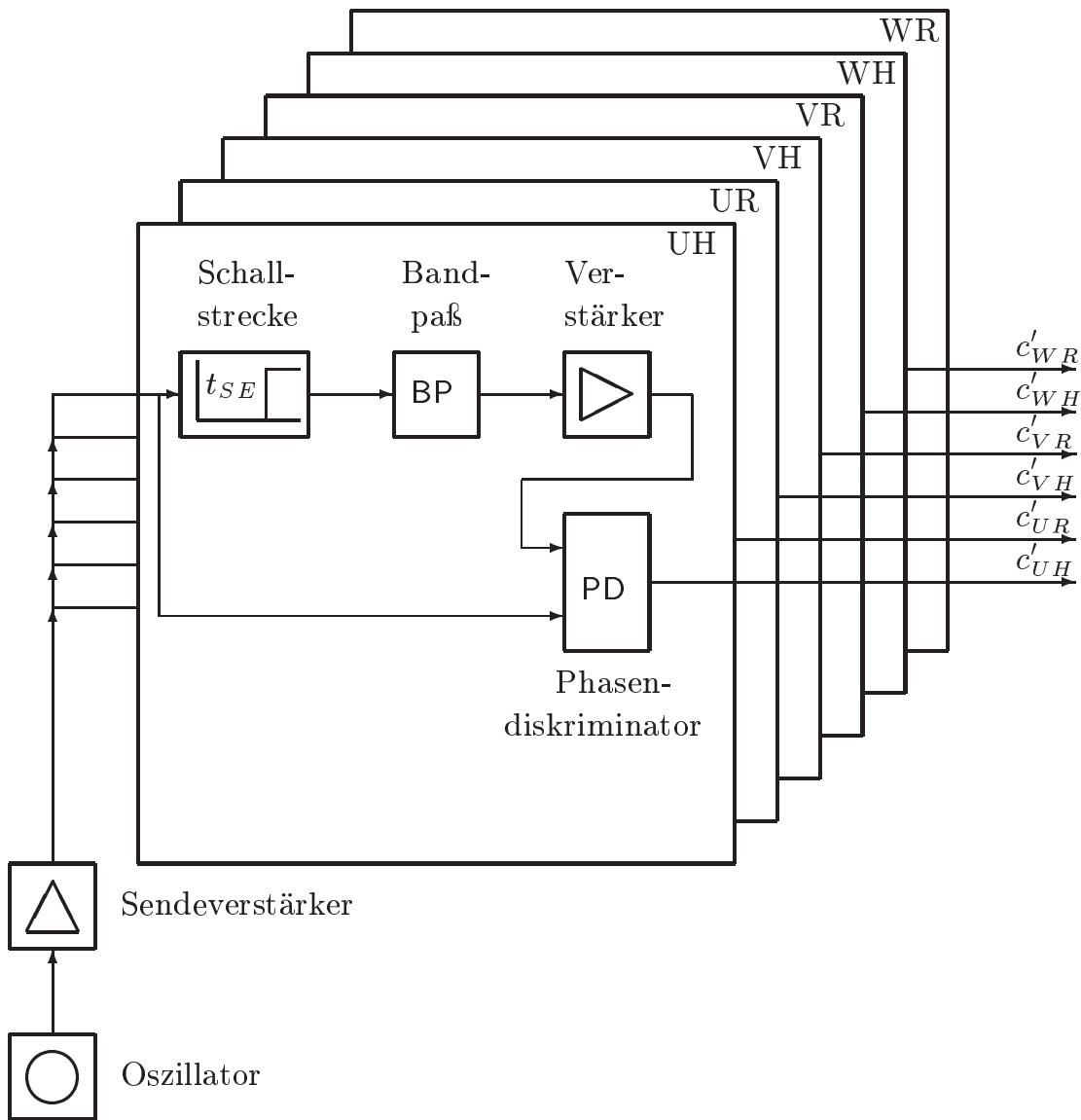


Abbildung 4.16: Blockschaltbild zur Phasendemodulation für alle sechs Kanäle: Ein gemeinsamer Oszillator und Sendeverstärker versorgt alle Kanäle. Diese vergleichen das Sendesignal mit dem jeweils empfangenen Signal in den Phasendiskriminatoren PD, deren Ausgänge die Meßsignale beinhalten.

impulse wiederum steuern ein Sample & Hold-Glied, dessen Eingang mit dem dreieckgewandelten Sendesignal gespeist wird (PD).

Alle sechs Auswerteeinheiten greifen auf dasselbe Dreiecksignal zurück, so daß sich Frequenzänderungen gemeinsam auf alle Kanäle auswirken. Durch den Vergleich des Sample & Hold-Signals mit der unteren und oberen Spannungsgrenze des Dreiecksignals vermeidet man zudem Offsetabweichungen. Die prinzipielle elektronische Schaltung dieses Teils der Meßauswertung ist in der Abbildung 4.17 zu sehen.

Im Vergleich zum Phasennachlaufsynchronisationsverfahren konnte in Versuchen beim Phasendemodulationsverfahren eine geringfügig größere Neigung zur Störempfindlichkeit festgestellt werden. Sichere Aussagen sind jedoch kaum möglich, da vollkommen gleiche atmosphärische Zustände nur sehr schwer zu verwirklichen sind. In jedem Fall zeigt das Verfahren eine sehr hohe Meßdynamik (siehe nächstes Kapitel), verbunden mit einer guten Störsicherheit.

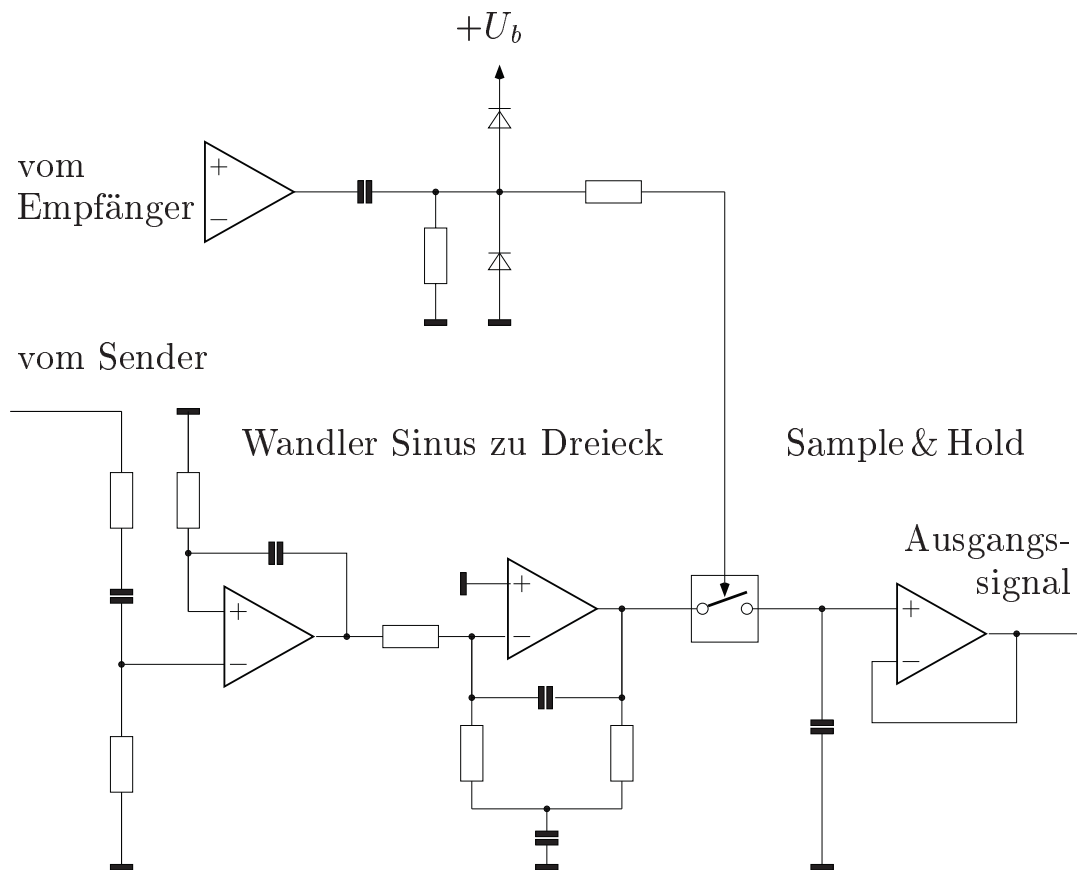


Abbildung 4.17: Ausschnitt aus der elektronischen Schaltung zur Phasendemodulation: Das senderseitig abgegriffene Signal wird dreieckgewandelt, während aus dem Empfangssignal jeweils in einer konstanten Phase ein Nadelimpuls erzeugt wird. Der Nadelimpuls steuert das Sample & Hold-Glied, dessen Ausgang die Information über die Phasendifferenz zwischen sender- und empfangsseitigen Signal liefert.

5 Messungen

Die Aufgabe des hier vorgestellten Sensors ist, in Kombination mit einem resistiven Präzisions-Temperatursensor und einem komplementären Filterpaar ein sowohl sehr genaues als auch zeitlich hochaufgelöstes Temperatursignal zur Verfügung zu stellen. Abweichend von vielen anderen Bewertungen der Eigenschaften eines Sensors ist hier vor allem der Blick auf die Meßdynamik zu richten. Gleichzeitig stellt sich die Frage, mit welchen Mitteln oder Methoden man überhaupt in der Lage sein wird, diese Eigenschaft zu untersuchen, wenn nicht Sensoren mindestens gleicher Dynamik für diese Anwendung zur Verfügung stehen.

In den nachfolgenden Kapiteln soll von „langsamen“ Temperaturänderungen auf immer schnellere eingegangen werden, so daß möglichst der gesamte Dynamikbereich überstrichen wird. Ursprüngliches Ziel war es, diese Meßreihe im ruhenden Medium beginnen und beim Einsatz am Flugzeug enden zu lassen. Die feste Montage des Sensors ist allerdings an sehr hohe Anforderungen geknüpft, die durch geltende Gesetze geregelt und deren Einhaltung in Deutschland durch das Luftfahrtbundesamt überwacht werden. Es sind hier vor allem der Festigkeitsnachweis im Crash-Fall und die ausschließliche Verwendung für die Luftfahrt zugelassener elektronischer Bauteile (schwer oder nicht entflammbare Materialien, raucharme Verbrennung), die die Kosten für den Sensor in Höhen trieben, die bei weitem nicht zur Verfügung gestanden hätten. Alternativ zum Flugzeug wurde daher der Sensor auf einem Auto an einem etwa zwei Meter langen Nasenmast montiert. Während der Meßfahrten wurden Strömungsgeschwindigkeiten bis zu 50 m/s erreicht.

Für alle nachfolgenden Messungen gilt, daß die Summen- und Differenzbildung je eines Kanalpaares analogelektronisch in der

Ansteuer- und Meßwertbildungseinheit erfolgte. Die an deren Ausgang anliegenden sechs Spannungssignale wurden über einen mehrkanaligen Analog-Digital-Umsetzer und eine Rechnerschnittstelle gespeichert. Die Abtastung für den vorhandenen Analog-Digital-Umsetzer erfolgt zeitgleich parallel auf allen Kanälen mit einer Abtastrate von 1000/s. Die letztendliche Berechnung des Temperaturwertes und des Strömungsvektors geschah über Rechenprogramme und erst nach vollständig abgeschlossener Messung. Mittels eines Flügelradanemometers wurde die Strömungsgeschwindigkeit parallel zu den Messungen erfaßt.

5.1 Ruhendes Medium

Zunächst wurde der betriebsbereite Dreiachsensensor in einem geschlossenen Klimaschrank untersucht. Das Ergebnis war ein sehr unruhiges Meßsignal, das keinerlei Rückschlüsse auf eine Temperatur ermöglichte. Als Hauptursache zeigte sich die Reflexion des Schalls an den ebenen, parallelen Metallwänden der Meßkammer des Klimaschranks. Nachdem der Boden der Kammer mit einer Styroportafel ausgelegt und die Wände und die Decke mit einfachen Stofftüchern abgehängt wurden, stellte sich ein plausibles Temperatursignal ein. Das Problem, in engen geschlossenen Räumen mit schallharten Wänden zu messen, stellte sich immer wieder ein, so daß Messungen innerhalb des Klimaschranks nur bedingt möglich waren. Messungen innerhalb der Laborräume wurden dadurch ermöglicht, daß die Sendeleistung herabgesetzt wurde.¹

Die Ursache weiterer, wenn auch wesentlich geringerer Störungen im Meßsignal konnte in der weder homogenen noch stationären Strömung im Klimaschrank ausgemacht werden, die durch den Lüfter verursacht wird. Daher wurde zu den Messungen der Lüfter jeweils kurzzeitig angehalten. Das Temperatursignal zeigte sich dann sehr stabil und verweilte innerhalb eines Bandes von etwa 0,5 K.

¹Dieser Effekt konnte nicht erklärt werden, weil er eine Nichtlinearität voraussetzt.

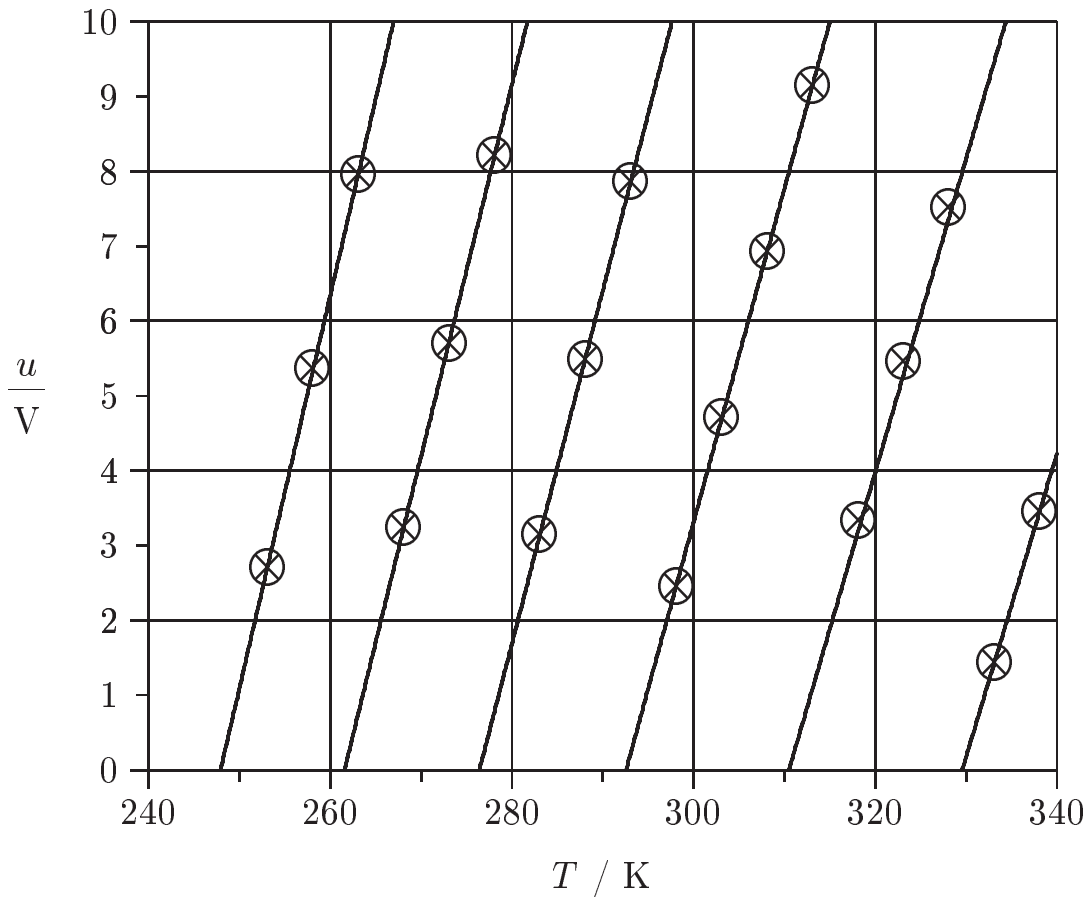


Abbildung 5.1: *Beispiel einer Kalibriermessung im ruhenden Medium. Gemessene Werte sind mit \otimes gekennzeichnet. Der Übersichtlichkeit halber sind zudem Graphen eingetragen, welche interpolierte und extrapolierte Werte zwischen den einzelnen Meßpunkten darstellen.*

Diese Messungen dienten der Kalibrierung des Sensors, waren sie doch wegen der hohen Signalstabilität und der sehr genau bekannten Temperatur der Sensorumgebung gerade geeignet hierfür. Zur Zuordnung der Spannung am Meßausgang zur Schallgeschwindigkeit und damit zur Meßgröße „Temperatur“ siehe Abbildung 5.1. Die Messungen wurden in stationären Temperaturpunkten vorgenommen, weil genaue Messungen nur bei stillstehendem Kühlaggregat und Lüftermotor des Klimaschranks möglich waren. Um einen

besseren Überblick über die Meßpunkte zu erhalten, sind die Punkte gleicher Anzahl von Wellenperioden durch Geraden miteinander verbunden. Zu den Randbereichen der Ausgangsspannung sind die Werte linear extrapoliert. Die Sprungspannung in die benachbarte Wellenzahl schwankt und ist zudem mit einer gewollten Hysterese behaftet, also abhängig von der Richtung, aus welcher der Sprung „angefahren“ wird.

5.2 Windkanal

Für dynamische Messungen stand ein kleiner freiblasender Windkanal mit einem Strömungsausstrittsquerschnitt von etwa $250 \text{ mm} \times 250 \text{ mm}$ und einer maximalen Strömungsgeschwindigkeit von 19 m/s zur Verfügung, der zudem über ein sehr feines Heizgitter verfügte. Versuche in geschlossenen Windkanälen haben sich im vorliegenden Fall als weniger geeignet erwiesen, da sich die Luft durch den Eintrag von „Reibungsenergie“ und Motorabwärme rasch aufheizt. Bei offenen Kanälen in ausreichend großen Räumen kann man dahingegen von konstanten Temperaturverhältnissen ausgehen.

Zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit diente ein kalibriertes Flügelradanemometer, zur Bestimmung der Temperatur sowohl ein kalibriertes Widerstandsthermometer, als auch ein nicht kalibriertes Freidrahtthermometer. Während die Referenzsensoren orts- und lagefest zum Windkanal montiert wurden, konnte der Dreiachsensensor zur Simulierung verschiedener Anströmwinkel um einen Winkel von etwa $\pm 25^\circ$ im Luftstrom verdreht werden.

5.2.1 Normalanströmung

Die ersten Messungen im Windkanal erfolgten ohne Temperaturmodulation durch das Heizgitter und mit Anströmwinkel null in einem Strömungsgeschwindigkeitsbereich von $0..19 \text{ m/s}$ – siehe Abbildung 5.2. Das aus den drei Teilsignalen gebildete Gesamtmeßsignal zeigt zu Beginn der Messung bei noch ruhender Luft ein aperiodi-

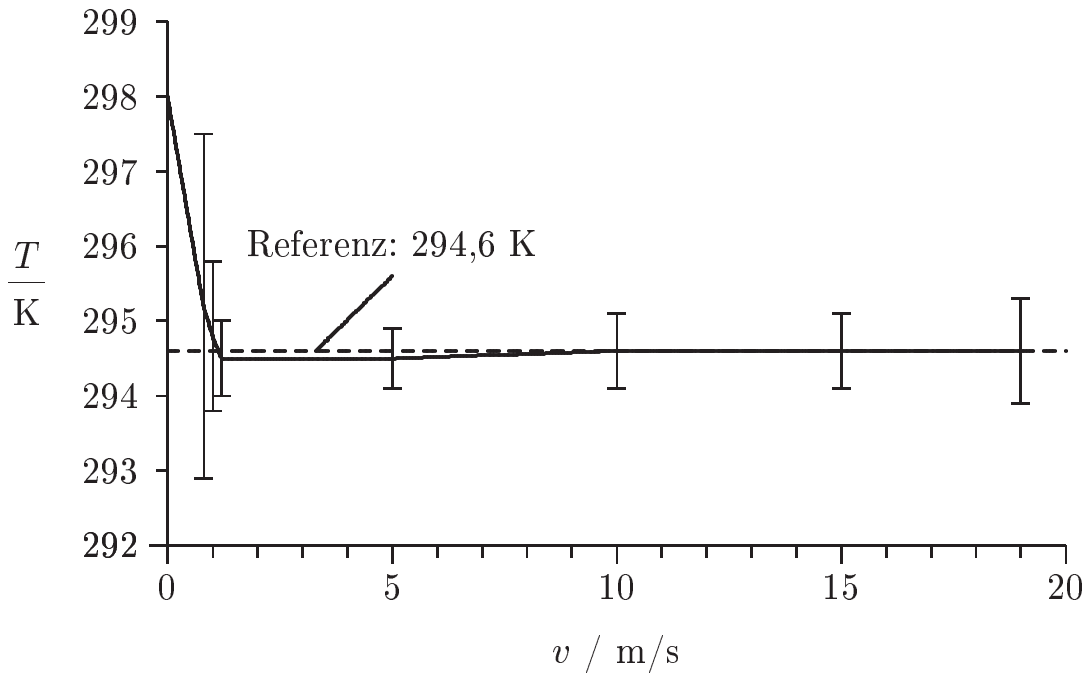


Abbildung 5.2: Verhalten des Temperatursignals am Ausgang eines offenen Windkanals im Strömungsgeschwindigkeitsbereich von 0 bis 19 m/s. Dargestellt sind auch die Streubreiten der Meßsignale.

sches Verhalten. Diese gemessenen Schwankungen der Temperatur konnten durch das ebenfalls sehr dynamische Freidrahtthermometer qualitativ bestätigt werden. Die Schwankungen treten nicht im Klimaschrank auf und auch nicht dann, wenn der Sensor in einen Karton mit akustisch weichen Wänden gelegt wird (im Versuch wurde ein Tuch so um den Sensor gewickelt, daß er von thermischen Fluktuationen seiner Umgebung abgeschirmt war, die Schallstrecken aber nicht unterbrochen wurden). Es handelt es sich um kleinräumige, aufsteigende Konvektionsblasen im Labor, die erst bei Einsetzen einer erzwungenen Strömung allmählich verschmieren und sich schließlich gänzlich auflösen. Dieses Temperaturverhalten konnte durch das ebenfalls hochdynamische Freidrahtthermometer mit einer Zeitkonstanten im Bereich einer Zehntelsekunde bestätigt werden.

Mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit nimmt die Unruhe auf dem Meßsignal zunächst schnell ab, um dann allmählich wieder geringfügig anzusteigen. Der Ursprung dieser zufälligen, neuen Meßabweichungen liegt zum großen Teil in Instationaritäten oder Inhomogenitäten der Windkanalströmung. Sie lassen sich durch die Verwendung eines Kastengitters im Luftstrom vermindern.

5.2.2 Schräganströmung

In einem zweiten Schritt wurde die zuvor beschriebene Messung unter verschiedenen Anströmwinkeln durchgeführt. Hierzu wurde der Dreiachsensensor in 5° -Schritten bis zu einem Winkel von 25° aus der Normalrichtung verdreht. Während der Mittelwert für alle Winkel recht genau (abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit, jedoch allgemein innerhalb weniger zehntel Grad Celsius) mit den zuvor vorgestellten Messungen übereinstimmt, stellt man für zunehmende Winkel größere zufällige Abweichungen von mehreren Grad Celsius fest. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3 zu sehen, wobei die einzelnen Messungen um jeweils 5° Anströmwinkel versetzt erfolgt sind. Die Strömungsgeschwindigkeiten in den elf gezeigten Messungen sind allerdings nicht exakt identisch, da sich die Gebläsemotorleistung lediglich per Hand einstellen ließ.

In der Normalanströmrichtung ist das Signal aus der in Abbildung 5.3 abgebildeten Messung mit seiner Unruhe im unteren Geschwindigkeitsbereich ab $v = 3 \text{ m/s}$ und dem stabilen Signal im oberen Geschwindigkeitsbereich wiederzuerkennen. Die darüber- und darunterliegenden Graphen verhalten sich sehr ähnlich. Eine Ausnahme bildet der 20° -Graph, der schnell große Abweichungen zeigt, so daß kein korrektes Temperatursignal mehr vorliegt.

Hierzu wurden Messungen bei jeweils konstanter Temperatur und variablen Anströmwinkel vorgenommen. Bei allen darstellbaren Strömungsgeschwindigkeiten stellte sich ein Sprung bei Anstellwinkeln im Bereich von $18..20^\circ$ ein. Oberhalb dieses Winkels scheint die Strömung an den Sensorköpfen nicht mehr anzuliegen, sondern „reißt ab“ und führt zu variierenden Schallpfaden.

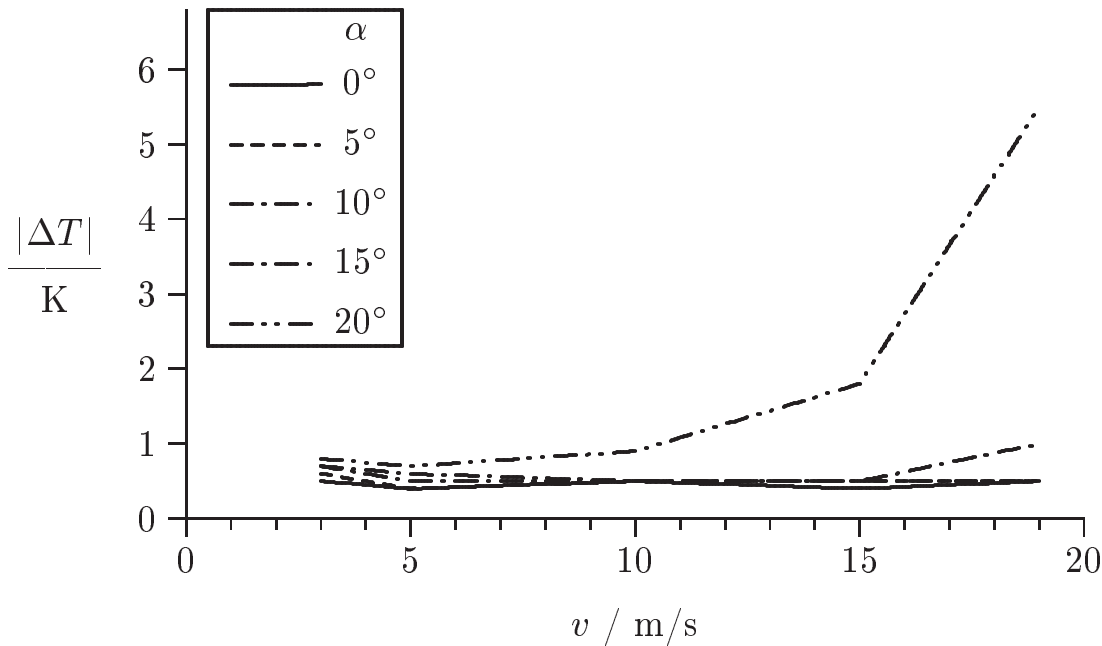


Abbildung 5.3: Abweichung des Temperatursignals am Ausgang eines offenen Windkanals gegenüber der Temperatur eines Referenzthermometers außerhalb der Strömung. Die Abweichung ist für den Strömungsgeschwindigkeitsbereich von 0 bis 19 m/s bei unterschiedlichen Anströmwinden α aufgetragen.

5.2.3 Temperaturmodulation

Wieder unter Normalanströmung und bei konstanter Strömungsgeschwindigkeit von 9,0 m/s wurde nun der Luftströmung mit dem Heizgitter [12] eine örtlich rechteckmodulierte Temperatur mit einer Modulationsfrequenz von 0,7 Hz hinzugefügt – siehe Abbildung 5.4. Die eingebrachte Heizleistung betrug im eingeschalteten Rechteckzustand 1200 W, im ausgeschalteten Zustand wurde keine Leistung eingebracht.

Erstaunlicherweise zeigt das Meßsignal im warmen Temperaturzustand ganz erhebliche Schwankungen, wohingegen es im kalten Zustand ruhiger ist. Zudem sind die ansteigenden und abfallenden Flanken verzögert. Um die Ursache hierfür zu ermitteln, wurde eine

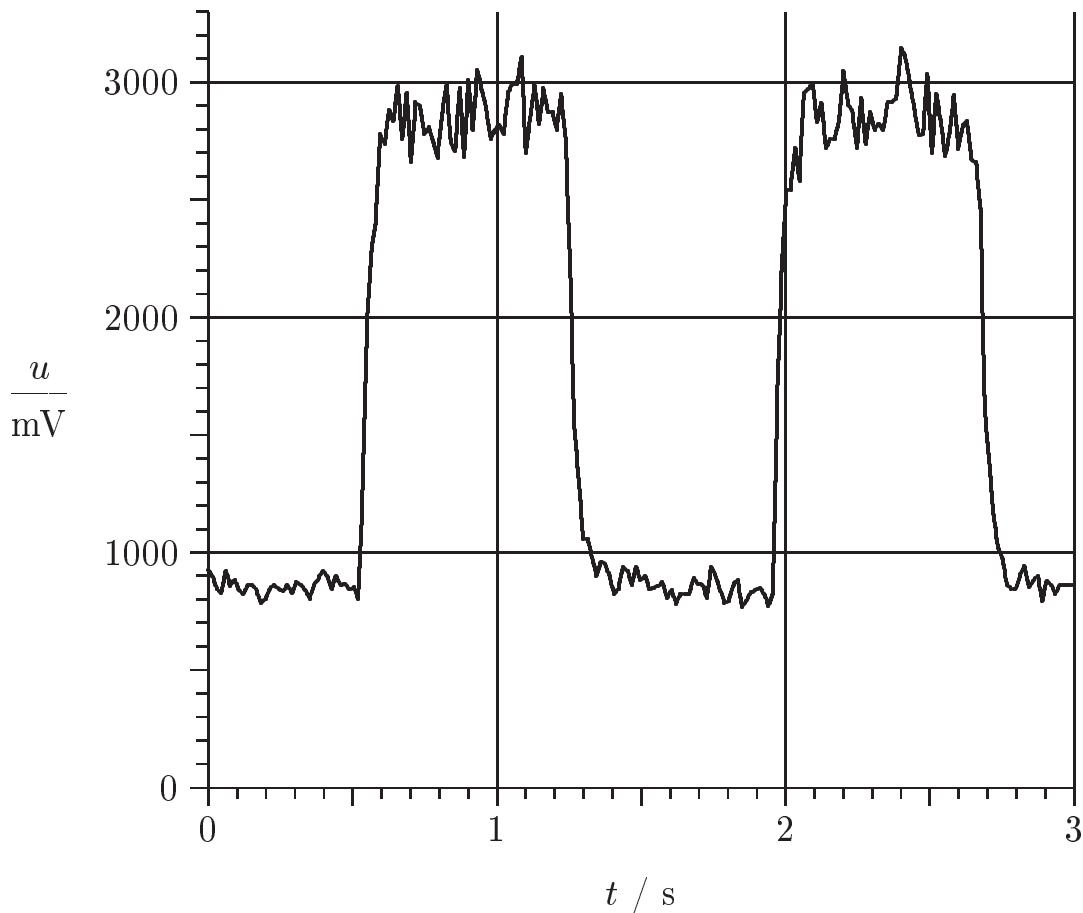


Abbildung 5.4: Spannungssignal eines antiparallelen Schallstreckenkanals bei Messung am Ausgang eines offenen Windkanals bei Rechteckmodulation der Temperatur durch ein Heizgitter, $|\vec{v}| = 9,0 \text{ m/s}$, $P_{\text{Heiz}} = 1200 \text{ W}$, $\alpha = 0^\circ$.

Kontrollmessung mit dem schnellen Freidrahtthermometer durchgeführt: es zeigte dasselbe Verhalten. Als Grund der Signalunruhe stellte sich heraus, daß der Wärmeübergang der nur $20 \mu\text{m}$ starken Heizdrähte zur Luft in sehr hohem Maße von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt. Änderungen in der Strömung (kleinsträumige Schwankungen durch Wirbel) wirken sich überproportional auf den Wärmeübergang und damit auf die Temperatur der Luft in der Schallstrecke des Sensors aus.

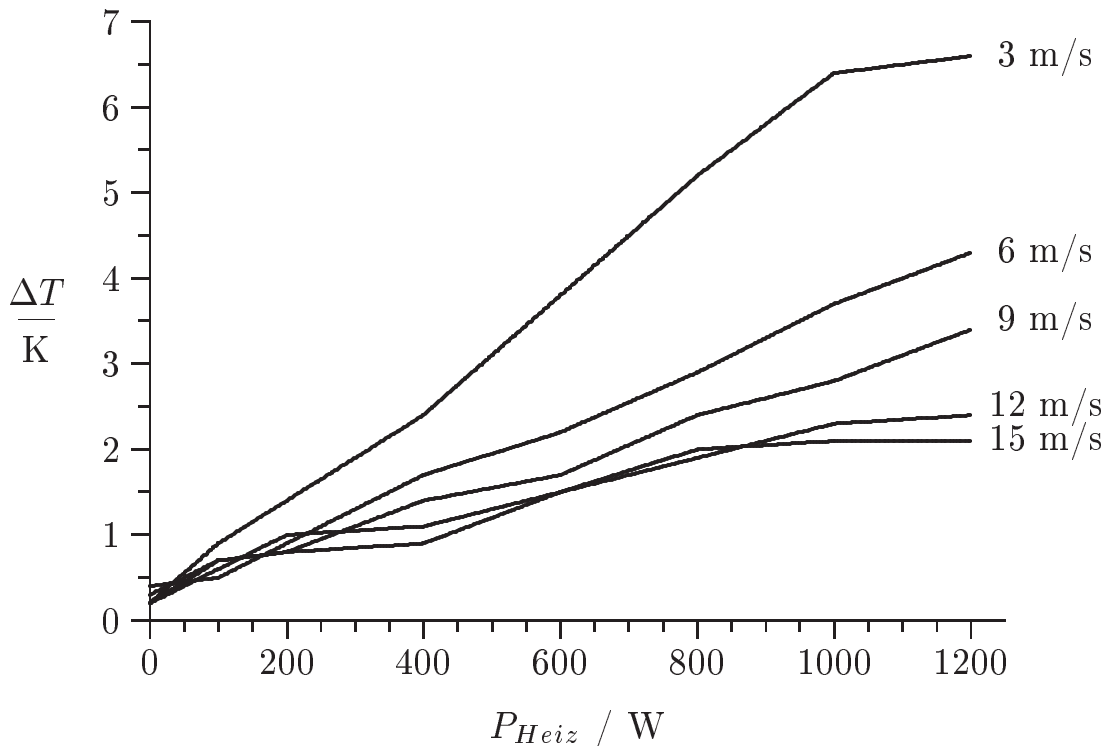


Abbildung 5.5: *Temperaturerhöhung ΔT in Abhängigkeit von der Heizleistung P_{Heiz} für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten v durch das Heizgitter am Windkanal (mit einem kommerziellen Widerstandsthermometer gemessene Temperaturerhöhungen).*

Die Steilheit der ersten abgebildeten ansteigenden Flanke des Ultraschall-Temperatursensors beträgt $38,5 \text{ mV/s}$, was unter den gegebenen Meßumständen einem Temperaturgradienten von etwa 88 K/s entspricht. Der Bezug der Meßspannung zur Temperatur ist durch die in der Abbildung 5.1 dargestellten Messung gegeben. Die Erwärmung der Luft in Abhängigkeit von Strömungsgeschwindigkeit und Heizleistung ist in der Abbildung 5.5 wiedergegeben.

Daraufhin wurde, wie schon zuvor bei der ersten vorgestellten Messung, hinter das Heizgitter ein Gitter aus etwa 10 mm langen, parallelen Röhrrchen eingebracht, um die Temperaturverteilung in Strömungsrichtung, geringfügig auch quer zu ihr, zu verwischen. Das

Verhalten des Meßsignals mit diesem Strömungsgleichrichter ist in der Abbildung 5.6 dargestellt: Die Signalunruhe im warmen Bereich hat zwar abgenommen, ist aber immer noch zu erkennen.

Ebenfalls erhalten blieben die verzögerten Flanken des Temperatursignals. Sie lassen sich mit derselben Steilheit durch das Freidrahtthermometer nachweisen und haben ihren Grund sowohl in der „Verwischung“ des Temperatursignals auf dem Weg zum Sensor, als auch in der thermischen Trägheit des Heizgitters. Die thermische Trägheit ist auch in der Rechteckamplitude zu erkennen, die

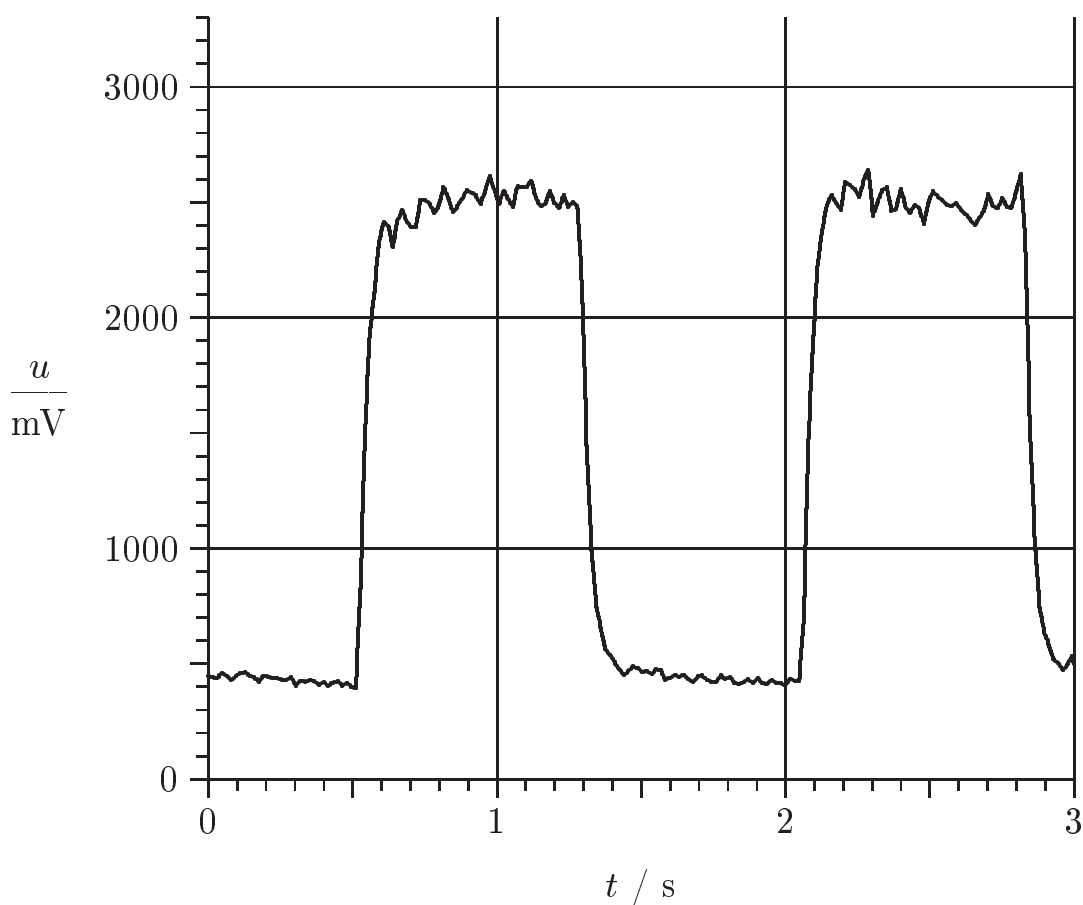


Abbildung 5.6: *Signal am Ausgang eines offenen Windkanals bei Rechteckmodulation der Temperatur durch ein Heizgitter nach Einbringung eines Strömungsgleichrichters*

mit steigender Modulationsfrequenz abnimmt. Deutlich zu erkennen sind noch Rechteckanteile bis zu einer Modulationsfrequenz von etwa 40 Hz – darüber sind sie infolge von Störungen sowie Verwischen der Temperaturgrenzen in der Strömung nicht mehr deutlich ausmachbar. Die dynamische Grenze dieser Meßanordnung – nicht des Ultraschall-Temperatursensors – liegt demnach bei 25 ms und ist damit erreicht.

Die Erzeugung steilerer Temperaturflanken gestaltet sich schwierig. Prinzipiell denkbar ist die Erzeugung eines gegenüber der ruhenden Umgebung warmen Luftstroms, etwa durch Konstantbetrieb des Heizgitters am Windkanal, durch den man den Sensor quer zur Strömungsrichtung hindurchbewegt. Bei scharfer Begrenzung des Luftstroms, was durch Düsen erreicht werden kann, würden sich nur sehr schmale Übergangsbereiche einstellen. Problematisch ist hierbei allerdings, daß die Meßstrecken des Sensors zusammen ein dreidimensionales Gebilde aufspannen, das nicht in beliebig kurzer Zeit in den Luftstrom eingebracht werden kann. Selbst wenn man nur eines der drei Streckenpaare untersuchen wollte, stünde man dann vor dem Problem, daß sich der Strömungsvektor mit Eintritt in die Strömung schlagartig ändern würde.

5.3 Erprobung auf der Straße

Die Problematik der Dynamikbestimmung führte zu dem Gedanken, den Sensor mit hoher Geschwindigkeit durch ein ruhendes Medium mit möglichst scharfen Temperaturgrenzen zu bewegen – was ja der vorgesehenen Verwendung als Flugzeugsensor entspricht. Dafür wurde der Sensor an einem Ausleger so auf das Dach eines Autos montiert, daß er in etwa mit den vorderen Fahrzeugumrissen abschloß. In die Nähe des Sensors wurde das Flügelradanemometer zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit montiert.

Belebte Straßen, vor allem durch Fahrzeuge mit hohen Aufbauten stören die Messung, da sie teilweise zu derart großen Anströmwinkeln führen, daß es zu den beschriebenen Strömungsabrissen kommt.

Diese Störungen sind nicht nur neben oder unmittelbar hinter diesen Fahrzeugen zu erkennen, sondern bereits mehrere hundert Meter hinter ihnen. Auf der Suche nach geeigneten Temperaturgrenzen stellte sich schließlich heraus, daß Wind und geringe Sonneneinstrahlung zu eher homogener Temperaturverteilung führen.

Bei starker Sonneneinstrahlung und geringen Windgeschwindigkeiten ließen sich andererseits sehr steile Temperaturflanken finden, wenn der Straßenverlauf durch beschattete Gebiete führte, wie etwa unter Brückenbauwerken oder durch Waldschneisen hindurch. Hier scheint sich die Unterlage, die Straßenoberfläche, weniger stark aufzuheizen, so daß die darüberliegende Luft ebenfalls kühler als die über der besonnten Fläche ist. Zudem kann vermutet werden, daß die Konvektion über dem beschatteten Gebiet weniger stark ausfällt, es vielleicht sogar zu einem Abwärtsstrom kühler Luft kommt, die durch die benachbarte aufsteigende Luft angesaugt wird.

Die Abbildung 5.7 zeigt den Temperatursprung, der an einer solchen Temperaturgrenze von warm nach kalt gemessen wurde; die Strömungsgeschwindigkeit lag hier bei etwa 40 m/s, die des Fahrzeugs gegenüber der Straße – laut fahrzeugüblichem Geschwindigkeitsmesser – ebenfalls bei etwa 40 m/s (144 km/h). Zum Zeitpunkt $t = 0$ wurde in das Gebiet der beschatteten Straßenoberfläche unter einer Autobahnbrücke eingefahren. Die starke Sonneneinstrahlung und das windstille Wetter hatten zu einem hohen und beständigen Temperaturgradienten im Schattenrandbereich geführt. Laut Ultraschallmessung betrug der Temperatursprung -12 K. Bereits nach etwa 20 ms wurde eine stabile Temperatur registriert; die Meßrate betrug 1000/s. Eine Vergleichsmessung mit kommerziellen Temperatursensoren fehlt jedoch, so daß keine Aussage über den tatsächlichen Temperaturtransienten getroffen werden kann. Eine Meßdynamik von

$$\frac{dT_{mess}}{dt} \geq 600 \frac{\text{K}}{\text{s}} \quad (5.1)$$

kann jedoch aufgrund der vorgestellten Messung angenommen werden. Weitere Messungen führten zu ähnlich großen Gradienten.

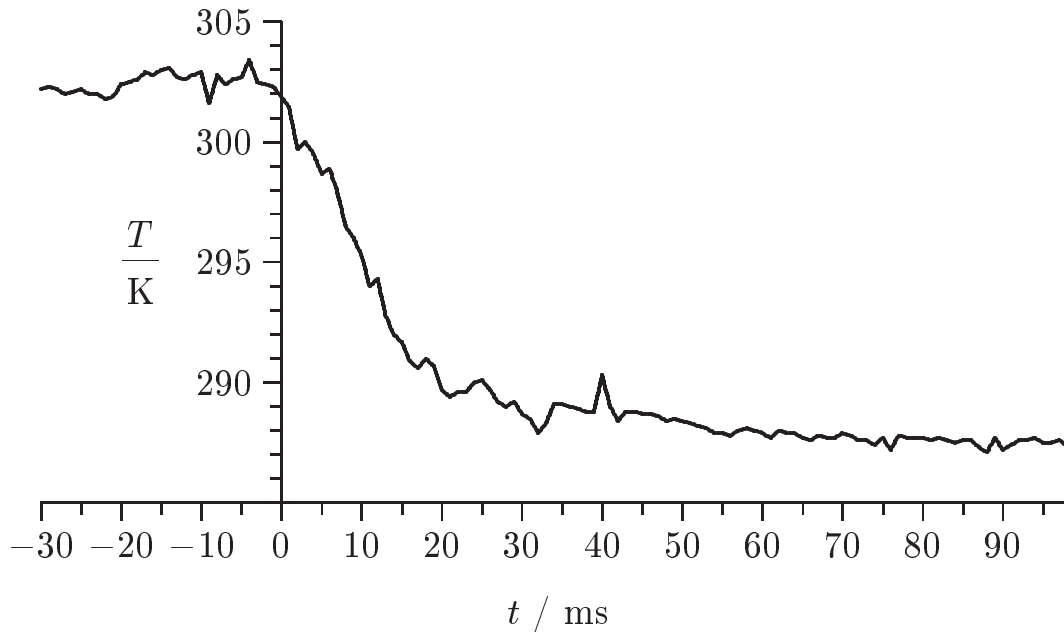


Abbildung 5.7: Zur Meßdynamik des akustischen Temperatursensors: Bei der Messung mit dem auf einem Auto montierten Sensor wurde beim Einfahren in ein beschattetes Gebiet ein Temperatursprung von -12 K innerhalb einer Zeit von etwa 20 ms gemessen. Die Strömungs- wie auch Fortbewegungsgeschwindigkeit des Autos betrug etwa 40 m/s.

Die kurze Sprunglänge von nur 20 ms konnte im Windkanalversuch aufgrund der Trägheit des thermodynamischen Systems Heizgitter-Luft nicht erreicht werden. Wohl konnte dort aber die prinzipielle Funktion des Sensors nochmals bestätigt werden.

Beim Betrieb am Auto wurde auch die sichere Funktion bei stärkerem Regen sowie bei dichtem Nieselregen nachgewiesen.

5.4 Fremdschalleinfluß

Da der vorgestellte Sensor auf akustischen Messungen beruht, stellt sich die Frage nach der Störempfindlichkeit des Systems gegen Fremdschall. Dieser kann durch Luftschallübertragung von exter-

nen Quellen den Sensor erreichen, durch Körperschallübertragung der mit dem Sensor gekoppelten Systeme (Flugzeugantrieb) und durch selbstinduzierte Wirbel entstehen, die vor dem Empfängerfenster vorbeiziehen. Wie bereits im Kapitel 2 beschrieben, konnte bei der Verwendung der genannten Schallwandler keine luftgebundene Fremdschallwirkung festgestellt werden: Weder das Motorengeräusch, noch andere externe Quellen konnten jemals als Störquelle im Nutzfrequenzbereich (um 90 kHz) oder in dessen Nähe ausgemacht werden. Körperschallstörungen sind dahingegen vor allem in drei Fällen auszumachen: Erstens, wenn auch in geringem Maße, durch die Sender der benachbarten Kanäle, zweitens, ebenfalls nur mit geringem Einfluß, durch das Flugzeug oder durch das Auto. Sehr starke Störungen durch Körperschall, die zum vorübergehenden Ausfall der Messung führen, entstehen dann, wenn man mit harten Gegenständen auf Teile des Sensorgehäuses klopft oder gar die Schallfenster an sich berührt. Die zuletzt genannte Ursache für Störungen durch Fremdschall, eben durch Wirbel, ist dann von Bedeutung, wenn der Anströmwinkel größer als etwa 20° wird, was bereits in 5.2 beschrieben wurde.

5.5 Analyse

Die angestellten Messungen führen zusammen mit theoretischen Überlegungen zu einer Aufstellung der Sensoreigenschaften. Zu beachten ist, daß Aussagen über die Meßgenauigkeit nur im Zusammenhang mit Angaben über den Strömungsvektor, den Strömungszustand (Homogenität und Stationarität der Strömung) und den Dampfdruck gemacht werden können.

5.5.1 Meßgenauigkeit und Meßdynamik der Temperatur

Die Meßgenauigkeit des Sensors setzt eine homogene Strömung (einschließlich einer „Nullströmung“) im Sensorbereich voraus. Das Vor-

handensein eines vollkommen ruhenden Meßvolumens oder einer sehr langsamen, aber homogenen Strömung in ihm ist im regulären Flugbetrieb eines Flächenflugzeuges nicht möglich. Daher wird die Eignung des Sensors als Thermometer – wie auch als Strömungsvektorsensor bei Strömungsgeschwindigkeiten unterhalb von etwa 2 m/s – nicht betrachtet. Wie die Messungen gezeigt haben, stabilisiert sich das Signal ab wenigen Metern pro Sekunde Strömungsgeschwindigkeit. In der Annahme einer konstanten Temperatur der umgebenden Luft stellt sich am Ende der Meßkette ein Temperatursignal mit einer Streuung von etwa ± 1 K ein.

Aussagen zur statischen Meßabweichung bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten konnten experimentell nicht getroffen werden, da kein ausreichend temperaturhomogener und großer Raum zur Verfügung steht, in dem Fahrzeugmessungen gemacht werden könnten.

Bei Vergleichsmessungen im Windkanalversuch ($v = 15$ m/s) mit einem kalibrierten Widerstandsthermometer konnte eine zeitliche Temperaturkonstanz von etwa 0,4 K eingehalten werden. Im gesamten einstellbaren Temperaturbereich differierte der Mittelwert der akustisch gemessenen Temperatur um weniger als 1,1 K von der Referenztemperatur. Hierbei muß erwähnt werden, daß die Vergleiche nur bei konstantem Heizstrom durchgeführt werden konnten.

In ruhender Luft zeigten sich, wie bereits erwähnt, sehr große Differenzen im Temperatursignal durch Konvektionsblasen, die durch das Referenzthermometer nicht erfaßt werden konnten.

Es stellt sich die Frage nach der systembedingten oberen Meßrate: Man setzt zunächst voraus, daß der akustische Teil der Meßkette der zeitbestimmende ist und die Verzögerungen der anderen Meßkettenglieder vernachlässigt werden können. Dann wird eine senkrecht auf die Schallstrecke auftreffende „Temperatursprungfront“ dazu führen, daß der Schallempfänger zunächst ein Schallsignal anderer Frequenz (bei positivem Temperatursprung: höhere Frequenz) empfängt, da sich die Schallgeschwindigkeit nun geändert hat, die Zahl der Wellenperioden jedoch gleich geblieben ist. Erst nach der Schallaufzeit

t_{SE} wird der Empfänger wieder ein gültiges Signal empfangen, so daß unter optimalen Bedingungen die obere Meßrate f_{MR} mit

$$f_{MR} = \frac{1}{t_{SE}} = \frac{c'}{\overline{SE}} \quad (5.2)$$

anzunehmen ist. Im Fall des Dreiachsensors sind dies etwa 2000 Messungen je Sekunde.

5.5.2 Sonstige Sensoreigenschaften

Durch die Verwendung mehrerer Schallstrecken und auch durch die Kombination des akustischen Thermometers mit dem Präzisions-sensor wird die Möglichkeit eines Plausibilitätstests geschaffen. So kann zunächst durch individuelle Ansteuerung jede der sechs Schallstrecken auf ihre prinzipielle Funktion geprüft werden, da die Einzelsignale von ähnlicher Größenordnung sein müssen. Der Vergleich der Signale der drei Schallstreckenpaare muß ebenfalls zu ähnlichen Meßwerten führen, wenn eine korrekte Funktion des Sensors angenommen wird. Schließlich können der hochdynamische und der Präzisionswert miteinander verglichen werden. Berücksichtigt man zudem noch den vom Lyman-Alpha-Hygrometer gemessenen Wasserdampfanteil, bzw. die vom Taupunktspiegel bestimmte Taupunkttemperatur, wird die Selbsttestqualität des Systems noch erhöht.

Die mechanische Gestaltung des Sensors sowie die Anordnung der Schallein- und -austrittsflächen parallel zur Normalanströmrichtung verleihen dem Sensor eine hohe Stabilität und geringe Anfälligkeit gegen Insekteneinschlag. Von Nachteil sind jedoch die feinen und für die Messung wichtigen Absaugbohrungen stromoberhalb der Schallfenster, die sich möglicherweise leicht mit Schmutz zusetzen. Sie dürften nur schwer zu reinigen sein, eventuell mit Druckluft.

Mit nur geringem Aufwand ließ sich der Dreiachsensensor mit Heizwiderständen versehen, die zum Schutz vor Vereisung dienen. Da bei vorhandener Strömung angenommen werden kann, daß bis auf einen marginalen Anteil die Luft im Schallpfad von der Beheizung des Sensors unbeeinflusst bleibt, wird eine gültige Temperaturmessung bei gleichzeitigem Heizbetrieb möglich sein.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Es wurde eine Lösung des Problems vorgestellt, die Temperatur einer schnell strömenden Atmosphäre sowohl genau als auch mit hoher örtlicher Auflösung zu bestimmen. Der Lösungsansatz sieht die Kombination eines präzisen, langsamen mit einem hochdynamischen Sensor vor, deren Signale in einem komplementären Filterpaar zu einem gemeinsamen, zeitlich genauen und örtlich hochauflösenden Temperatursignal addiert werden.

Für den hochdynamischen Sensor wurde die akustische Gastemperaturmeßtechnik gewählt. Nach einigen theoretischen Überlegungen zu diesem Verfahren und den speziell in der freien und schnell strömenden Atmosphäre sich einstellenden Schwierigkeiten, wurde auf die Entstehungsgeschichte sowohl aus strömungsmechanischer, als auch aus meßelektronischer Sicht eingegangen, die zu dem Dreiachsensensor mit Phasendemodulationsverfahren in der jetzigen Form geführt hat. Der Dreiachsensensor zeichnet sich durch drei voneinander unabhängige Ultraschall-Meßstreckenpaare aus, die ein dreidimensionales Koordinatensystem im zu messenden Fluid aufspannen. Über die gewonnenen Meßgrößen lassen sich Temperatur und Strömungsvektor simultan bestimmen – etwa durch eine elektronische Datenverarbeitung.

Die Messungen mit thermisch gepulstem Luftstrom zeigen, daß der Sensor bei homogenem, stationärem Strömungszustand und bekannter Luftfeuchte eine Zeitkonstante von maximal 26 ms besitzt

und eine zufällige Meßabweichung von etwa ± 1 K aufweist. Messungen in ruhender Umgebung sind nur in mikrokonvektionsfreiem Meßmedium möglich. Der Einsatz des akustischen Temperaturmeßverfahrens bleibt auf kleine Machzahlen $Ma \ll 1$ beschränkt.

Ansätze für weiterführende Forschungs- und Entwicklungsarbeiten

Mit den Arbeiten zum Dreiachsensensor mit Phasendemodulationsverfahren sind Fragen und Ideen für neue Ansätze aufgetaucht, die im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter aufgegriffen wurden.

Der akustische Sensor wird zusammen mit dem Präzisionsensor eingesetzt, so daß bei geringem zeitlichen Temperaturtransienten in einer Testmessung der Präzisionswert genutzt werden könnte, um den Wasserdampfdruck zu ermitteln. Dieser Wert würde innerhalb eines zeitlich vertretbaren Rahmens als konstant angesehen werden können, so daß es vorstellbar ist, auf das Hygrometer oder dessen Wert zu verzichten. Die hierdurch entstehende Meßabweichung müßte theoretisch und experimentell ermittelt werden.

Während der Anfertigung dieser Arbeit standen auf dem Markt keine kleineren als die gezeigten Schallwandler zur Verfügung. Das Problem liegt hier bei der Impedanztransformation zwischen den akustischen Medien „Piezokeramik“ ($Z \approx 2 \cdot 10^7$ kg/(m²s)) und „Luft“ ($Z \approx 420$ kg/(m²s)). Sogenannte *Aerogele* könnten hier in Zukunft zu einem Fortschritt führen [9]. Einige Hersteller stellen derzeit die Markteinführung kleinerer und auch höherfrequenterer Schallwandler bis zu einer Resonanzfrequenz von etwa 300 kHz in Aussicht.¹

Sind diese oder andere geeignete Schallwandler verfügbar, ist der Weg für die Entwicklung eines Dreiachsensensors mit kleineren Köpfen frei. Bedeutender ist aber noch, daß in diesem Fall der „ruhige“ Frequenzbereich oberhalb etwa 50 kHz sich deutlich vergrößert und

¹Nach Abschluß der Arbeiten sind auf dem Markt Wandler mit Arbeitsfrequenzen von 420 kHz und 2 MHz verfügbar.

der Wiedereinsatz der PLL-Methode in Betracht gezogen werden könnte, wenn die einzelnen Kanäle auf verschiedenen Frequenzen großen Abstandes arbeiteten. Die Nutzsignale könnten dann durch Filter sicher voneinander getrennt und eine gegenseitige Beeinflussung der Meßkanäle ausgeschlossen werden.

Für einen möglichen Einsatz im höheren Geschwindigkeitsbereich ist die strömungsmechanische Auslegung des Sensors zu überarbeiten. Da sich die Anstell- und Schiebewinkel hier verringern werden, sollte die Kalottenkontur der Sensorköpfe und der Ringvorderkante zugunsten einer CASSINI'schen Kontur aufgegeben werden, um Strömungsablösungen vorzubeugen. Wird die Strömungsgeschwindigkeit bis in den transsonischen Machzahlbereich vergrößert, ist zudem über die Positionierung der Schallwandler nachzudenken.

7 Literaturverzeichnis

- [1] Becker, E.: Technische Strömungslehre: Eine Einführung in die Grundlagen und technischen Anwendungen der Strömungsmechanik. Teubner, Stuttgart, 6. Auflage, 1986.
- [2] Behrendt, M.: Vergleich der Messungen von Temperatur und sensiblem Wärmefluß mit einem Ultraschall-Anemometer-Thermometer und einem zeitlich hochauflösenden Platindraht-Widerstandsthermometer. GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, Geesthacht, 1992.
- [3] Bronstein, I. I., Semendjajew, K. A.: Taschenbuch der Mathematik. Teubner, Stuttgart und Leipzig, 1991, 25. Auflage.
- [4] Brunsch, D. und Bethe, K.: Thermodynamische Grenzen der Miniaturisierbarkeit am Beispiel eines kapazitiven Druckaufnehmers. ITG-Fachbericht 148, 1998, S. 373-376.
- [5] Denisov, D.: Derivation of the relation for calculating sound velocity in gas mixtures. Meteorologische Zeitschrift, Borntraeger, 1998, Neue Folge 7, pp. 226-229.
- [6] Deuster, M. und Heider, P.: Anwendungen und Erfahrungen mit der akustischen Gastemperaturmeßtechnik. Sonderdruck aus dem Sensor Magazin 1/98. Bonnenberg & Drescher, Aldenhoven, 1998.
- [7] Deutscher Wetterdienst (Hrsg.): Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst – Nr. 1: Allgemeine Meteorologie. Deutscher Wetterdienst, Offenbach am Main, 1987, 3. Auflage.

- [8] Deutsches Institut für Normung: DIN 9300 – Luft- und Raumfahrt: Begriffe, Größen und Zeichen der Flugmechanik, Teil 1: Bewegung des Luftfahrzeuges gegenüber der Luft (Entwurf). DIN, Berlin, 1987.
- [9] Gerlach, R.: Material- und Systementwicklung: Einsatz von Aerogelen als Impedanzanpassungsmaterialien in Ultraschallsensoren. Universität Würzburg, 1994.
- [10] Hagedorn, R., Lehmann, A. and Jacob, D.: A coupled high resolution atmosphere-ocean model for the BALTEX region. Meteorologische Zeitschrift, Borntraeger, 2000, Berlin und Stuttgart, Vol. 9, No. 1, pp. 7-20.
- [11] Haman, K., Makulski, A., Malinowski, S. P., Busen, R.: A New Ultrafast Thermometer for Airborne Measurements in Clouds. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Institut für Physik der Atmosphäre, Oberpfaffenhofen, 1995.
- [12] Huhnke, D.: Über Methoden zur Messung der dynamischen Eigenschaften von elektrischen Berührungsthermometern (Dissertation). Technische Universität Braunschweig, 1971.
- [13] Huhnke, D.: Verbesserung der Meßgenauigkeit von Widerstandsthermometern durch dynamische Modellierung des Eigenerwärmungsfehlers, in: VDI-Berichte 1530: Sensoren und Meßsysteme 2000. VDI, Düsseldorf, 2000, S. 1025-1030.
- [14] Huhnke, D.: Mess-System für genaue und schnelle Temperaturmessung in strömenden Gasen, in: Tagungsband zur Tagung „Sensoren und Mess-Systeme 2002“ (ITG-Fachbericht). ITG-Fachtagung am 11. und 12. März 2002 in Ludwigsburg, VDE, Berlin und Offenbach am Main, 2002, noch nicht erschienen.
- [15] Klee, P. und Gebhardt, W.: Die hochauflösende Messung von Abgasmassenstrom und -temperatur mittels Ultraschall. Motortechnische Zeitschrift 59 (1998), pp. 188-194.

- [16] Liljequist, G. H. (Übersetzung: Cehak, K.): Allgemeine Meteorologie. Vieweg, Braunschweig und Wiesbaden, 3. Auflage, 1984.
- [17] Loeser, T.: Auslegung einer integrierten Temperatur- und Strömungsvektorsonde. 1. Braunschweiger Symposium für Flugmeßtechnik, Braunschweig, 1998.
- [18] Magnor, O.: Temperaturmessung mit Ultraschall. Technische Universität Braunschweig, Diplomarbeit am Institut für Elektrische Meßtechnik und Grundlagen der Elektrotechnik, Braunschweig, 1997 (nicht veröffentlicht).
- [19] Magnor, O.: Schnelle und berührungslose Temperaturmessung in strömender Atmosphäre mittels Ultraschall. ITG-Fachbericht 148, Sensoren und Meßtechnik, Vorträge der ITG-Fachtagung vom 10. bis 11. März 1998 in Bad Nauheim, VDE, Berlin und Offenbach am Main, 1998, pp. 459-464.
- [20] Magnor, O.: Inflight Measuring of Air Temperature with contactless Ultrasonic Measurement Technique. Proceedings of Tempmeko '99, The 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science, NMI Van Swinden Laboratorium, Delft, 1999, pp. 406-411.
- [21] von Maydell, O.: Ablenkungskompensierender kapazitiver Druckaufnehmer für die Flugmeßtechnik mit der Möglichkeit der Selbstüberwachung. ITG-Fachbericht 148, 1998, S. 283-288.
- [22] Meyer, E.: Physikalische und technische Akustik: eine Einführung mit zahlreichen Versuchsbeschreibungen. Vieweg, Braunschweig und Wiesbaden, 3. Auflage, 1979.
- [23] Millner, R. (Hrsg.) et al.: Ultraschalltechnik. Physik-Verlag, Weinheim, 1987.
- [24] Moldover, M. R., Boyes, S. J., Meyer, C. W. and Goodwin, A. R. H.: Primary Acoustic Thermometry from 217 K to 303 K.

- Proceedings of Tempmeko '99, The 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science, NMI Van Swinden Laboratorium, Delft, 1999, pp. 412-417.
- [25] Ripple, D. C., Defibaugh, D. R., Gillis, K. A. and Moldover, M. R.: Primary Acoustic Thermometer for use up to 800 K. Proceedings of Tempmeko '99, The 7th International Symposium on Temperature and Thermal Measurements in Industry and Science, NMI Van Swinden Laboratorium, Delft, 1999, pp. 418-423.
- [26] Roedel, W.: Physik unserer Umwelt – die Atmosphäre. Springer, Berlin, 1992.
- [27] Stickney, T. M., Shedlov, M. W., Thompson, D. I., Yakos, F. T.: Rosemount Total Temperature Sensors, Technical Report 5755. Rosemount, Minneapolis, Revision A, 1981.
- [28] Rosenau, G.: Neugestaltung der Verständigungsnormen für die Flugmechanik. Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, DFVLR-Mitteilung 87-06, Braunschweig, 1987.
- [29] Roth, R. und Wode, C.: Helipod – ein hubschraubergestütztes meteorologisches Meßsystem, Abschlußbericht. Institut für Meteorologie und Klimatologie der Universität Hannover, Hannover, 1996.
- [30] Stephan, K. und Mayinger, F.: Thermodynamik – Grundlagen und technische Anwendungen, Band 1: Einstoffsysteme. Springer, Berlin und Heidelberg, 1986, 12. Auflage.
- [31] Technische Universität Braunschweig: Sonderforschungsbereich Flugmeßtechnik, 1. Braunschweiger Symposium für Flugmeßtechnik, 31.03. bis 01.04.1998. Technische Universität Braunschweig, 1998 (unveröffentlicht).

- [32] Technische Universität Braunschweig: Sonderforschungsbereich Flugmeßtechnik – Modellierung dynamischer Systeme, Abschlußbericht Januar 1997 bis Juni 2000. Technische Universität Braunschweig, 2000 (unveröffentlicht).
- [33] Trenkle, F, and Reinhardt, M.: In-Flight Temperature Measurements. AGARDograph Np. 160, AGARD Flight Test Instrumentation Series, Volume 2, North Atlantic Treaty Organization, Advisory Group for Aerospace Research and Development, Neuilly sur Seine, 1973.
- [34] Verein Deutscher Ingenieure (Hrsg.): VDI-Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang. VDI, Düsseldorf, 4. Auflage, 1984.
- [35] Whitham, G. B.: Linear and nonlinear waves. Wiley, New York, 1974.

A Berechnungsvorschrift zum Dreiachsensensor

Nachfolgend wird die in den Bordrechner des Forschungsflugzeuges zu implementierende Berechnungsvorschrift für den Dreiachsensensor beschrieben. Sie lehnt sich an die in den Abbildungen 3.3 und 4.7 dargestellten Schaubilder an.

Zu ermitteln ist die Temperatur T_0 der noch ungestörten Umgebung, die sich infolge der Verdrängung um den adiabaten Temperaturzuschlag ΔT_{ad} erhöht und durch eine eventuell vorhandene Recovery-Eigenschaft r wieder um ΔT_r zur Sensortemperatur T_s vermindert:

$$\begin{aligned}
 T_0 &= T_s + \Delta T_r - \Delta T_{ad} \\
 &= T_s - \Delta T_{ad} \cdot (1 - r) \\
 &= T_s - T_0 \cdot \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \cdot (1 - r) \\
 \Leftrightarrow T_0 &= \frac{T_s}{1 + \frac{(1 - r)(\kappa - 1)}{2} \cdot Ma^2} \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

r muß durch Versuche ermittelt werden, κ ist eine Funktion des Dampfdruckverhältnisses ε_w , welches sich wiederum aus der gemessenen Taupunkttemperatur T_d und dem Gesamtdruck p_0 bestimmen läßt:

$$\begin{aligned}
 \kappa_L &= \kappa_{tr} + (\kappa_w - \kappa_{tr}) \cdot \varepsilon_w \\
 &= \frac{C_1 \cdot \exp\left(\frac{C_2 \cdot T_d + C_3}{C_4 + T_d}\right)}{p_0} \tag{A.2}
 \end{aligned}$$

Zur Ermittlung der in (A.1) auftretenden Machzahl ist die Kenntnis der Schallgeschwindigkeit c und damit der Temperatur T_0 notwendig. Weil T_0 nur mit seiner Wurzel eingeht und der Bruch im Nenner von (A.1) klein bleibt, wird es ausreichend sein, für die Bestimmung der Machzahl die vom Präzisionsensor gemessene Temperatur T_{pr} heranzuziehen. Die Geschwindigkeit v wird der Strömungsvektorsonde entnommen, $v := v_S$. Für den Isentropenkoeffizienten κ_w und die Gaskonstante R_L gelten ähnliche Annahmen; weil das Dampfdruckverhältnis ε_w jedoch ohnehin bereits bekannt ist, kann der Einfluß des Wasserdampfes auf R_L berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} Ma &= \frac{v}{c} \\ &= \frac{v_S}{\sqrt{\kappa_L R_L T_{pr}}} \\ &= \frac{v_S}{\gamma_1 \cdot \sqrt{T_{pr} \cdot (1 + \gamma_2 \cdot \varepsilon_w)}} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Die Sensortemperatur T_S , strenggenommen die Temperatur des Meßfühlers „Luft“ wird durch die Schallgeschwindigkeit c bestimmt:

$$T_S = \left(\frac{c}{\gamma_1} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \gamma_2 \cdot \varepsilon_w} \quad (\text{A.4})$$

Der Dreiachsensensor besitzt sechs Schallstrecken, die paarweise um 60° um die x-Achse zueinander verdreht sind. Zudem ist jeweils der Sender der hinführenden Strecke um den Winkel $\frac{\varphi}{2}$ gegenüber der y-z-Achse nach vorne, der Empfänger um den gleichen Winkel nach hinten gekippt. Für die rückführenden Strecken gilt das Umgekehrte. Infolge der verschiedenen Ausrichtungen der einzelnen Schallstrecken erfahren diese individuelle Anströmrichtungen, wodurch sich wiederum individuelle scheinbare Schallgeschwindigkeiten c' ergeben. In der Annahme eines homogenen Strömungsvektors \vec{v} gilt:

$$\begin{aligned}
c &= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{UH}}{v} - \sin(+\alpha - \varphi)\right)^2 + \cos^2(+\alpha - \varphi)} \\
&= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{UR}}{v} - \sin(-\alpha + \varphi)\right)^2 + \cos^2(-\alpha + \varphi)} \\
&= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{VH}}{v} - \sin(-A - \varphi)\right)^2 + \cos^2(-A - \varphi)} \\
&= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{VR}}{v} - \sin(+A + \varphi)\right)^2 + \cos^2(+A + \varphi)} \\
&= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{WH}}{v} - \sin(+A - \varphi)\right)^2 + \cos^2(+A - \varphi)} \\
&= v \cdot \sqrt{\left(\frac{c'_{WR}}{v} - \sin(-A + \varphi)\right)^2 + \cos^2(-A + \varphi)}
\end{aligned}$$

Hierin ist $A = \frac{\sqrt{3}}{4} \alpha \beta$.

Der Strömungsvektor $(v \alpha \beta)^T$ ist die Meßgröße der benachbarten Strömungsvektorsonde. Die scheinbaren Schalllaufzeiten ergeben sich über die einzelnen Laufzeiten t_{SE} aus den Ausgangsspannungen der Phasendiskriminatoren UH bis WR:

$$c'_{...} = \frac{\overline{SE}}{t_{SE,...}} = \frac{\overline{SE}}{u_{...}} \quad (\text{A.5})$$

Der Index „...“ steht hier als Platzhalter für die Streckenindizes UH, UR, VH, VR, WH und WR.

Die Summe der Ausgangsspannungen ist unabhängig vom Anströmvektor. Man erhält ein dreifach überbestimmtes Temperatursignal:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_{roh} &= \begin{pmatrix} T_{u,roh} \\ T_{v,roh} \\ T_{w,roh} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{\kappa_L \cdot R_L} \cdot \left(\frac{\overline{SE}}{2 \cdot K} \right)^2 \cdot \begin{pmatrix} u_u \\ u_v \\ u_w \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Hierin ist K die Übertragungsfunktion jeweils eines Phasendiskriminators.

Das überbestimmte Temperatursignal läßt sich durch Mittelwertbildung zu genau einem Wert zusammenfassen. Andere, zum Beispiel fehlerberücksichtigende Verfahren sind denkbar.

$$T_{roh} = \frac{T_{u,roh} + T_{v,roh} + T_{w,roh}}{3} \quad (\text{A.7})$$

Die Berücksichtigung des Wasserdampfgehaltes erfolgt über die parallel gemessene Taupunkttemperatur T_d :

$$T_{dyn} = \frac{\kappa_{tr} \cdot R_{tr} \cdot T_{roh}}{\gamma_1^2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma_2 \cdot \frac{C_1}{p_0} \cdot \exp\left(\frac{C_2 \cdot T_d + C_3}{C_4 + T_d}\right)} \quad (\text{A.8})$$

Gemeinsam mit dem Temperatursignal des Präzisionssensors T_{pr} erhält man das Meßsignal T_{msu} des kombinierten Temperatursensorsystems – ein sowohl dynamisches wie auch genaues Temperatursignal der Luft innerhalb des Meßvolumens:

$$T_{msu} = F(T_{pr}) + \overline{F}(T_{dyn}) \quad (\text{A.9})$$

Die Temperatur der Luft im Meßvolumen stimmt im allgemeinen nicht mit der Temperatur der ungestörten Umgebung überein, sondern muß noch um den adiabaten Temperaturaufschlag sowie die Recovery-Temperatur korrigiert werden. Man erhält

$$T_{0,mess} = \frac{T_{msu}}{1 - \frac{(r-1)(\kappa_{tr}-1)}{2} \cdot Ma^2} \quad (\text{A.10})$$