

Frank Kameier

Experimentelle Untersuchung  
zur  
Entstehung und Minderung  
des  
**Blattspitzen-Wirbellärms**  
axialer Strömungsmaschinen



Hermann-Föttinger-Institut für  
Thermo- und Fluidynamik  
Technische Universität Berlin

Müller-Breslau-Str. 8

10 623 Berlin



Deutsche Forschungsanstalt für  
Luft- und Raumfahrt Berlin  
Abteilung Turbulenzforschung

Tel.: 030/314-24735 -23359

## **Experimentelle Untersuchung zur Entstehung und Minderung des Blattspitzen-Wirbellärms axialer Strömungsmaschinen**

### **Zusammenfassung (Abstract)**

Bei einer axialen Strömungsmaschine führt der zwischen den rotierenden Schaufeln und dem feststehenden Gehäuse befindliche Spalt zu Verlusten und einer erhöhten Schallemission. An einem Hochdruckaxialventilator sind die aerodynamischen und akustischen Auswirkungen einer Spaltweitenvariation ausführlich untersucht worden. Es zeigte sich, daß das in der Literatur als Blattspitzen-Wirbellärm bezeichnete Spaltweitengeräusch eine besonders wirksame Schallquelle ist. Sehr schmalbandige Frequenzanalysen ergaben, daß entgegen der in der Literatur beschriebenen Charakteristik - es wird von moderaten breitbandigen Pegelanhebungen gesprochen - zusätzlich drastische Lärmpegelerhöhungen innerhalb eines eng begrenzten Frequenzbereichs auftreten. Ist die auf den Laufraddurchmesser bezogene Spaltweite  $\tau$  größer oder gleich 0.0027, läßt sich das Spaltgeräusch bei einer genügenden Druckdifferenz zwischen der Saug- und der Druckseite der Strömungsmaschine feststellen.

Messungen der Wanddruckschwankungen in unmittelbarer Nähe des Laufrades und auf den rotierenden Schaufeln haben gezeigt, daß ein Instabilitätsphänomen in Zusammenhang zur Lärm-entstehung steht. Sowohl Störungen in ungemittelten Zeitverläufen wie starke Frequenzverschiebungen der rotierenden Instabilität in Druckschwankungsspektren, die bei einer nur geringen Betriebspunktveränderung (1% der Lieferzahl) auftreten, rechtfertigen die Bezeichnung des Phänomens als instabil. Die Instabilität ist im Blattspitzenbereich unmittelbar im Laufrad lokalisiert worden. Sie läuft in azimuthaler Richtung um. Strömungssichtbarmachungsversuche und Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mittels Hitzdrahtanemometrie im Blattspitzenbereich haben gezeigt, daß die rotierende Instabilität und somit das Spaltgeräusch erst bei Rückströmung durch den Kopfspalt der Strömungsmaschine auftritt.

Besonderes Interesse ist dem Zusammenhang der Frequenzen und der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der rotierenden Instabilität im Absolutsystem und im Relativsystem des Laufrades geschenkt worden, die einander nicht entsprechen. Durch eine Koordinatentransformation in ein relativ zum Laufrad und zum Absolutsystem rotierendes Quellsystem sind die Frequenzen ineinander überführt worden. Hinweise auf einen rotierenden Quellmechanismus gab ein Grundlagenexperiment, bei dem das Laufrad der Strömungsmaschine durch eine Scheibe mit Lautsprechern ersetzt worden ist.

Ein Zusammenhang zwischen den Frequenzen der rotierenden Instabilität und den Frequenzen des Spaltgeräuschs konnte insofern aufgezeigt werden, daß das Spaltgeräusch genau dann besonders hohe Pegel erzeugt, wenn die Wellenlänge der rotierenden Instabilität im Relativsystem des Laufrads genau der Schaufelteilung entspricht.

Versuche zur Minderung des Spaltgeräuschs führten zu dem Ergebnis, daß die Spaltweite 0 (abgedichteter Spalt) aerodynamisch und akustisch am günstigsten ist. Ein als Turbulenzerzeuger bezeichnetes Hakenband aus Kunststoff ist in den Kopfspalt der Strömungsmaschine geklebt worden. Es stellt einen Strömungswiderstand für die Rückströmung durch den Spalt dar und erzeugt dabei zusätzliche Turbulenzen, die der kinetischen Energie der Profilmströmung zugute kommen. Global verringert der Turbulenzerzeuger den Schalleistungspegel und erhöht den Wirkungsgrad der Strömungsmaschine, die Verbesserungen entsprechen etwa denen einer Spalthalbung.

Promotionsausschuß:      Prof. Dr.-Ing. H.H. Fernholz (Vorsitzender)  
                                 Prof. Dr.-Ing. A. Michalke (1. Bericht)  
                                 Prof. Dr.-Ing. M. Heckl (Bericht)  
                                 Dr.-Ing. W. Neise (Bericht)

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 15. Dezember 1993

Frank Kameier

## **Experimentelle Untersuchung zur Entstehung und Minderung des Blattspitzen-Wirbellärms axialer Strömungsmaschinen**

### **Kurzinhalt**

Konstruktionsbedingt befindet sich bei axialen Strömungsmaschinen zwischen den rotierenden Schaufeln und dem feststehenden Gehäuse ein Spalt. Während in der Literatur nur von moderaten breitbandigen Pegelerhebungen als Folge der Spaltvergrößerung berichtet wird, sind hier zusätzlich drastische Lärmpegelerhöhungen innerhalb eines eng begrenzten Frequenzbereichs unterhalb der Schaufelfrequenz gefunden worden.

Es sind Messungen der Druckschwankungen im Quellgebiet des Blattspitzen-Wirbellärms mit wandbündigen Mikrofonen im Gehäuse und mit Miniaturdrucksensoren auf den rotierenden Schaufeln durchgeführt worden. Strömungssichtbarmachungsversuche mittels Laserlichtschnitttechnik und Hitzdrahtmessungen zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe der Blattspitze haben einen Zusammenhang zwischen der Spaltdurchströmung und der Schallemission hergestellt.

Ein Instabilitätsphänomen ist im Blattspitzenbereich des Laufrades lokalisiert worden, es bewegt sich in azimuthaler Richtung relativ zum Laufrad. Beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs paßt die Wellenlänge einer rotierenden Instabilitätsfrequenz gerade in eine Schaufelteilung.

### **Stichworte:**

axiale Strömungsmaschine, Spaltweite, Schallemission, rotierender Quellmechanismus, Instabilität, Moden, Blattspitze, Hitzdrahtmessungen, Kopfspaltströmung, Turbulenzerzeuger

### **Hauptstichwort:**

Blattspitzen-Wirbellärm

# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner gut fünfjährigen Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Hermann-Föttinger-Institut der Technischen Universität Berlin. Ohne die großzügige Finanzierung des experimentellen Aufbaus durch die Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt (DLR), Abteilung Turbulenzforschung Berlin, wären die Untersuchungen nicht möglich gewesen.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Neise für die Aufgabenstellung und die kollegiale Betreuung dieser Arbeit.

Bei Herrn Professor Michalke und Herrn Professor Heckl bedanke ich mich für eine Reihe von Hinweisen und Vorschlägen, die auch zur besseren Verständlichkeit der Arbeit beigetragen haben. Insbesondere danke ich Herrn Professor Michalke als Diskussionspartner für eine Reihe theoretischer Betrachtungen.

Allen Angehörigen des Hermann-Föttinger-Instituts und der Abteilung Turbulenzforschung der DLR gilt für ihre vielfältige Unterstützung mein Dank. Besonders habe ich die Sorgfalt von Herrn Barzantny bei der Konstruktion und dem Aufbau der Versuchsanlage geschätzt. Meinen Kollegen Dipl.-Ing. Frank Arnold, Dipl.-Ing. Karl-Richard Fehse, Dipl.-Phys. Wolfgang Fichtner und Dipl.-Ing. Fredi Holste danke ich für die gute Zusammenarbeit.

**Eigentlich weiß man nur,  
wenn man wenig weiß;  
mit dem Wissen wächst der Zweifel.**

*Johann Wolfgang von Goethe*

**Für Bina.**

# Inhaltsverzeichnis

<b>Formelzeichen</b> .....	VII
<b>Einleitung</b> .....	1
<b>1 Aerodynamisch erzeugter Lärm bei Axialventilatoren</b> .....	4
1.1 Strömungsmechanische Betrachtungsweise.....	4
1.2 Akustische Betrachtungsweise.....	5
1.3 Einteilung einiger Lärmentstehungsmechanismen.....	7
1.4 Literaturübersicht zum Blattspitzen-Wirbellärm.....	8
<b>2 Experimenteller Aufbau</b> .....	15
2.1 Der Versuchsventilator.....	15
2.2 Meßanordnungen.....	16
2.3 Meßtechnik und Datenverarbeitung.....	19
2.4 Korrelationsmeßtechnik.....	22
<b>3 Globale experimentelle Ergebnisse</b> .....	24
3.1 Einfluß der Spaltweite auf die Kenngrößen der Strömungsmaschine.....	24
3.2 Einfluß der Spaltweite auf die Schalldruckspektren .....	29
3.3 Spaltweitenvariation bei unterschiedlichen Zuströmbedingungen .....	32
3.4 Experimente zur Identifizierung des Schallentstehungsmechanismus.....	36
3.4.1 Vergleich von Nah- und Fernfeldspektren bei verschiedenen Betriebspunkten und Spaltweiten.....	36
3.4.2 Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen.....	42
3.4.3 Lokalisierung der Effekte.....	46
3.4.4 Messungen auf den rotierenden Schaufeln .....	50
3.4.5 Strouhalnormierung der untersuchten Effekte .....	56
3.5 Strömungssichtbarmachung .....	62
3.6 Versuche zur Minderung des Blattspitzen-Wirbellärms.....	67
3.6.1 Beschreibung einzelner Experimente.....	67
3.6.2 Turbulenzerzeuger im Spalt.....	72
<b>4 Zum Unterschied aerodynamischer Druckänderungen und akustischer Druckwellen am Beispiel des Axialventilators</b> .....	83
4.1 Die Frequenzen eines aerodynamischen Druckfeldes in relativ zueinander bewegten Koordinatensystemen.....	84
4.1.2 Zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung des periodischen aerodynamischen Druckfeldes.....	88
4.1.3 Die Ausbreitung der rotierenden Instabilitäten in azimuthaler Richtung.....	90

4.2	Das akustische Druckfeld des Axialventilators im angeschlossenen Kanal.....	99
4.2.1	Die Phasengeschwindigkeit einer Welle.....	99
4.2.2	Dispersion.....	100
4.2.3	Die Schallausbreitung in einem Rohr - akustische Moden.....	102
4.2.4	Summen- und Differenzfrequenzen einer rotierenden Schallquelle im Rohr.....	104
4.2.5	Die Schallabstrahlung einer rotierenden Schallquelle im Rohr - ein Experiment.....	106
4.3	Zusammenhänge des aerodynamischen Druckfeldes im Nahfeld mit der Schallabstrahlung im Fernfeld.....	112
4.3.1	Rotierende Instabilität (RI).....	112
4.3.2	Rotierende Ablösung(RS).....	115
4.3.3	Das Spaltweitengeräusch(CN).....	121
<b>5</b>	<b>Ermittlung von Strömungsgeschwindigkeiten im Blattspitzen- bereich mittels Hitzdrahtanemometrie.....</b>	<b>122</b>
5.1	Grundsätzliches zu Hitzdrahtmessungen an Strömungsmaschinen.....	122
5.2	Die hier eingesetzte Hitzdrahtmeßtechnik.....	123
5.3	Auswertung und Interpretationsversuche der Hitzdrahtsignale.....	124
5.4	Ein Vergleich zu den Druckschwankungen auf der Schaufel.....	137
<b>6</b>	<b>Versuch der Modellbildung zum Entstehungsmechanismus des Spaltgeräuschs.....</b>	<b>139</b>
<b>7</b>	<b>Vorschläge für weitere Untersuchungen.....</b>	<b>142</b>
	<b>Zusammenfassung.....</b>	<b>144</b>
	<b>Anhang</b>	
A	Zur Entstehung von Rotor- und Blattfolgefrequenz.....	146
B	Zur Schallausbreitung im kreiszylindrischen Rohr mit und ohne Nabenkörper bei überlagerter Strömung.....	149
	<b>Literatur.....</b>	<b>157</b>

# Formelzeichen

$a$	= Schallgeschwindigkeit ( $a_0=340$ m/s Ruheschallgeschwindigkeit in Luft)
$A$	= Querschnittsfläche ( $A_0=1\text{m}^2$ ) oder Amplitude
$A_m$	= Fourierkoeffizienten (auch $A_j$ )
$A_{m1}, A_{m2}$	= Konstanten
$\underline{c}$	= Strömungsgeschwindigkeit mit den Koordinaten $c_i$
$\underline{c}_S$	= mittlere Strömungsgeschwindigkeit
$c_p$	= spezifische Wärmekapazität
$c_z$	= Strömungsgeschwindigkeit in z-Richtung
$D$	= Durchmesser
$e$	= spezifische innere Energie
$f$	= Frequenz
$\underline{f}$	= Vektor der Volumenkraftdichte
$f_{m,n}$	= Cut-On-Frequenz
$\Delta f_B$	= Filterbandbreite der Frequenzanalyse
$g$	= Zeitfunktion $g(t)$ oder Amplitudenfunktion $g(r)$
$G_{11}$	= Amplitudenspektrum
$G_{12}$	= Kreuzspektrum
$h_1, h_2$	= allgemeine Zeitfunktionen
$J_m$	= Besselfunktion erster Art der Ordnung $m$
$Y_m$	= Besselfunktion zweiter Art der Ordnung $m$ (auch Weber- oder Neumannfunktion genannt)
$j'_{m,n}$	= Besselkoeffizienten
$K$	= Konstante oder Schallwellenzahl = $\omega/a$
$\underline{k}$	= Wellenzahlvektor, in Zylinderkoordinaten ( $k_r$ $k_\phi$ $k_z$ )
$k$	= eindimensionale Wellenzahl
$l$	= Schaufelsehnenlänge
$L$	= charakteristische Länge

$L_p$	= Pegel einer Druckschwankung (Schalldruckpegel) = $20 \cdot \log \frac{p'}{p_0}$ ( $p_0=2 \cdot 10^{-5}$ Pa)
$L_{p_\omega}$	=Pegel der Spektraldichte einer Druckschwankung = $20 \cdot \log \frac{P_\omega}{p_0 \cdot \sqrt{\Delta f_0}}$ ( $\Delta f_0=1$ Hz)
$L_w$	= Schalleistungspegel
$L_{w_s}$	= spezifischer Schalleistungspegel = $L_w - 20 \cdot \log \frac{\Delta p}{\Delta p_0} - 10 \cdot \log \frac{\dot{V}}{\dot{V}_0}$
$m$	= azimutale Rohrmodenzahl
$Ma$	= Machzahl = $c_z/a$
$n$	= Drehzahl = $\frac{\Omega}{2\pi}$
$p$	= Druck ( $p'$ = Schwankungsdruck)
$p_\omega$	= Spektraldichte einer Druckschwankung = $\sqrt{\frac{\varepsilon}{\Delta f_B}} p'(\omega)$
$P_{el.}$	= elektrische Leistung des Antriebmotors
$\underline{q}$	= Vektor der Wärmestromdichte
$Q$	= akustischer Quellterm
$\Delta p$	= Druckerhöhung der Strömungsmaschine ( $\Delta p_0=1$ Pa)
$R$	= Radius
$Re$	= Reynoldszahl = $\frac{U D_L}{\nu}$
$t$	= Zeit oder Schaufelteilung ( $\hat{t}$ = Zeitverzögerung oder Integrationsvariable)
$s$	= Spaltweite oder spezifische Entropie
$S_{11}$	= Spektraldichte
$S_{12}$	= Kreuzspektraldichte
$St$	= Strouhalzahl = $\frac{f D_L}{U} \frac{\pi}{Z}$
$T$	= Temperatur, betrachteter Zeitraum
$U$	= Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads = $\Omega R_L$
$U_k$	= Konvektionsgeschwindigkeit
$v_{CN}$	= Ausbreitungsgeschwindigkeit des Spaltgeräuschs

$\underline{v}_{\text{Phase}}$	= Phasengeschwindigkeit
$v_{\varphi, \text{Gruppe}}$	= Gruppenwinkelgeschwindigkeit
$v_r$	= Schallschnelle in r-Richtung
$\dot{V}$	= Volumenstrom ( $\dot{V}_0 = 1 \text{ m}^3/\text{s}$ )
$w$	= Wärmequellendichte
$\underline{w}$	= Relativgeschwindigkeit
$\underline{x}$	= Ortsvektor mit den Koordinaten (x y z), in Zylinderkoordinaten (r $\varphi$ z)
$Z$	= Anzahl der Schaufeln
$\alpha$	= aerodynamische Azimutalmodenzahl
$\beta$	= Strömungswinkel oder Funktion
$\delta$	= Distributions-Funktion
$\varepsilon$	= Formfaktor des Bewertungsfensters der Fourieranalyse, hier 1.5 (Hanning).
$\eta$	= Wirkungsgrad ( $\eta_{\text{el.}}$ = Wirkungsgrad des Antriebmotors)
$\kappa$	= Exponent oder Isentropenexponent
$\lambda$	= Wellenlänge
$\gamma^2$	= Kohärenzfunktion
$\nu$	= kinematische Zähigkeit
$\mu$	= dynamische Zähigkeit
$\tilde{\mu}$	= Volumenviskosität
$\varphi$	= Phasenwinkel oder Koordinaten-Richtung
$\hat{\varphi}$	= Phasenfunktion
$\Phi$	= Lieferzahl $= \frac{\dot{V}}{U A_G}$
$\Phi_{\text{Opt.}}$	= Lieferzahl am Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrades (Optimalpunkt)
$\psi$	= Druckzahl $= \frac{\Delta p}{\rho \frac{U^2}{2}}$

$\rho$	= Dichte ( $\rho'$ = Schwankungsdichte)
$\omega$	= Kreisfrequenz
$\Omega$	= Kreisfrequenz des Laufrads
$\Omega_Q^F$	= Winkelgeschwindigkeit des Quellsystems relativ zum Absolutsystem
$\Omega_Q^R$	= Winkelgeschwindigkeit des Quellsystems relativ zum Relativsystem (Laufrad)
$\Omega_m$	= Phasenwinkelgeschwindigkeit der akustischen Azimutalmode
$\tau$	= dimensionslose Spaltweite = $s/D_L$
$\xi$	= normierte Zeit = $t/T$
$\zeta$	= normierte z-Koordinate = $z/D_L$ ( $\zeta=0$ Schaufelvorderkante)

### Indizes

12	= zwischen den Meßorten 1 und 2
G	= Ventilatorgehäuse
F	= raumfestes System, Absolutsystem
L	= Laufrad
R	= System des rotierenden Laufrads, Relativsystem
m	= Parameter der akustischen Azimutal-Mode
$\alpha$	= Parameter der aerodynamischen Azimutal-Mode
Q	= System der rotierenden Quelle
*	= konjugiert komplex
+	= Druckseite
-	= Saugseite
'	= Schwankungsgröße
o	= Referenzgröße

### Abkürzungen

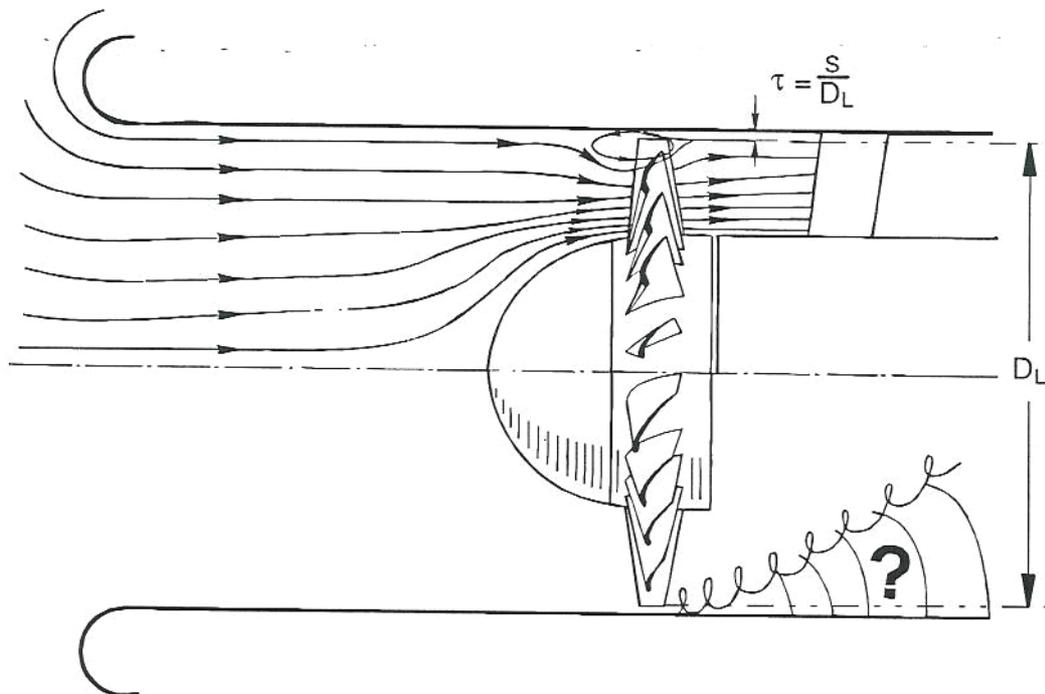
BPF	= Schaufelfrequenz (blade passing frequency)
CN	= Spaltgeräusch (clearance noise)
RI	= rotierende Instabilität (RIF = rotierende Instabilitätsfrequenz)
RS	= rotierende Ablösung (rotating stall) (RSF = rotierende Ablösefrequenz)

# Einleitung

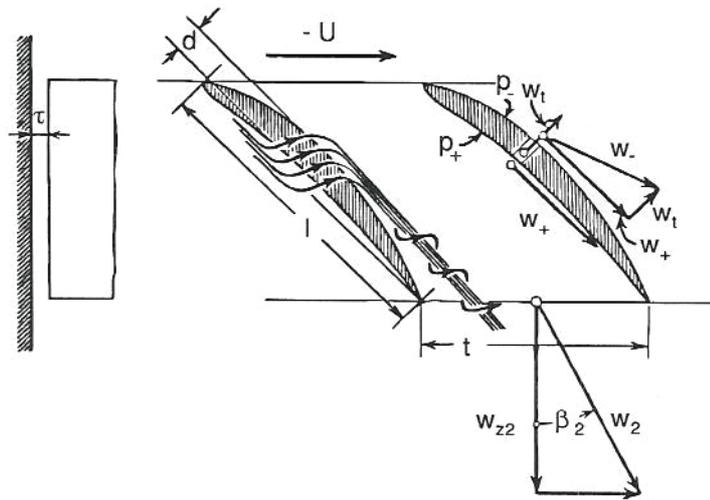
Physikalisch lassen sich viele strömungsakustische Lärmquellen auf "Wirbel" zurückführen. Wirbel entstehen an umströmten Hindernissen, beim Zusammentreffen von Strömungen unterschiedlicher Geschwindigkeiten (Scherströmungen), an scharfen Kanten oder auch an geraden Wänden, sofern die kinetische Energie der wandnahen Teilchen nicht mehr ausreicht, einen positiven Druckgradienten zu kompensieren und die Strömung ablöst. Zu unterscheiden ist ganz grundsätzlich zwischen periodisch ablösenden Wirbeln (Kármánsche Wirbelstraßen) und Nachläufen oder Wirbelschichten mit feinen stochastisch abströmenden Wirbeln. Geräusche mit besonders großen Schalldruckpegeln können bei Koinzidenz einer Erregerfrequenz mit der Eigenfrequenz eines Systems auftreten. Eine solche Resonanz ist zum Beispiel bei der Kopplung einer Wirbelablösefrequenz mit der Eigenfrequenz einer anderen akustischen Schwingung möglich.

In dieser Arbeit wird das strömungsakustisch noch immer nicht aufgeklärte Problem der Spaltströmung axialer Strömungsmaschinen am Beispiel eines Axialventilators behandelt. Die in Abhängigkeit von der Spaltströmung und damit der Spaltweite untersuchten aeroakustischen Lärmquellen lassen sich physikalisch durch Wirbelbildungen im Blattspitzenbereich erklären. Aufgabe dieser Untersuchung ist es, diesen sogenannten Blattspitzen-Wirbellärm von seiner allgemeinen Charakteristik und seinem Entstehungsmechanismus zu beschreiben, so daß Vorschläge für Minderungsmaßnahmen möglich werden.

Der radiale Spalt zwischen den rotierenden Schaufelspitzen und dem feststehenden Gehäuse, vgl. Bild 1, ist bei axialen Strömungsmaschinen wie Mantelstrahltriebwerken von Flugzeugen, Axialkompressoren, Axialventilatoren und -turbinen konstruktionsbedingt. Ein zu großer Spalt wirkt sich sowohl aerodynamisch als auch akustisch nachteilig aus.



**Bild 1:** Schematische Darstellung der Ausgleichsströmung von der Druck zur Saugseite im Blattspitzenbereich.



**Bild 2:** Blattspitzen-Wirbel am Schaufelende einer axialen Turbomaschine, nach Vavra /1/ (1960) Seite 381.

Im allgemeinen wird im Strömungsmaschinenbau die Umströmung der Schaufelspitze, wie sie in Bild 2 gezeigt wird, als Blattspitzen-Wirbel bezeichnet. Dieser Zopfwind entspricht dem Tragflügelrandwirbel bei Flugzeugen, der in einer Strömungsmaschine an jeder Schaufel entsteht und mit der Kreisfrequenz des Laufrades oder des Schaufelgitters rotiert. Neben diesem klassischen Blattspitzen-Wirbel entsteht in einem Axialverdichter durch die Druckdifferenz zwischen der Saug- und Druckseite der Strömungsmaschine eine Sekundärströmung durch den radialen Kopfspalt hindurch, die in Bild 1 schematisch dargestellt ist. Die Spaltweite ist dabei ein entscheidendes Maß für den Volumenstrom dieser Sekundärbewegung, die insbesondere auf die Profilanströmung im Blattspitzenbereich Einfluß hat und somit für Ablösung an der Blattspitze verantwortlich sein kann. Beschreiben läßt sich diese Sekundärbewegung auch als ein Aufdicken der Gehäusegrenzschicht mit einem Ablösepunkt stromauf des Laufrades und einem Anlegepunkt stromab, vermutlich im hinteren Teil des Schaufelgitters.

In der Praxis ist es aus betriebstechnischen Gründen nicht immer möglich, kleine Spaltweiten zu realisieren. So benötigen zum Beispiel Großventilatoren mit verstellbaren Laufradschaufeln zur Einstellung verschiedener Staffelungswinkel einen genügend großen Spalt, da bei der Blattverstellung auch die im allgemeinen zylindrische Spaltgeometrie verändert wird. Auch Axialventilatoren, die zum Transport brennbarer Gase eingesetzt werden, werden aus Sicherheitsgründen mit einem weiten Spalt ausgeführt, um sogenannte Funkenbildung an den Blattspitzen auszuschließen. Typische Spaltweiten für gut ausgeführte Industrieventilatoren zum Beispiel von Motorkühlsystemen werden von Carolus und Scheidel (1988)/2/ mit 0.5 % des Ventilatordurchmessers angegeben. Hochdruckaxialventilatoren, wie sie zum Abgastransport bei Rauchgasentschwefelungsanlagen großer Kraftwerke oder Müllverbrennungsanlagen eingesetzt werden, haben kleine Spaltweiten von 0.1 % des Laufraddurchmessers, der mehrere Meter beträgt. Auch der Fan bei Bypass-Triebwerken von Flugzeugen hat vergleichbare Spaltweiten von mehreren Millimetern (0.1 % des Laufraddurchmessers). Dagegen findet man im Verdichter der Flugzeugtriebwerke sehr kleine Spalte von etwa 0.2 mm (vgl. Hennecke (1985)/3/), während der Flugphase bei veränderten thermischen Belastungen kann sich die Spaltweite sogar noch weiter verringern (vgl. Freeman (1985)/4/). Ein Beispiel für in der Regel schlecht ausgeführte Axialventilatoren mit im Vergleich zu ihrem Durchmesser sehr großen Kopfspalten sind die in Serien produzierten Kleinstlüfter, die zur Kühlung in Computern eingesetzt werden.

Für die vorliegende Untersuchung ist eine Strömungsmaschine konstruiert worden, bei der die Spaltweite durch Auswechseln von Gehäusesegmenten verschiedener Durchmesser variiert wird. Zur Messung von Druckschwankungen im Quellgebiet des Blattspitzen-Wirbellärms sind 2 Schaufeln des Laufrades mit insgesamt 8 Miniaturdrucksensoren bestückt worden. Neben Messungen der Wanddruckschwankungen im Laufradbereich und Schalldruckmessungen nach dem Kanalverfahren (DIN 45635(1988)/5/) in den angeschlossenen Rohrleitungen sind auch Strömungssichtbarmachungsversuche mittels Laserlichtschnitttechnik und Hitzdrahtmessungen zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in der Nähe der Blattspitze durchgeführt worden.

Während in der Literatur nur von moderaten breitbandigen Pegelerhebungen als Folge der Spaltvergrößerung berichtet wird, sind in der vorliegenden Untersuchung zusätzlich drastische Lärmpegelerhöhungen innerhalb eines eng begrenzten Frequenzbereichs unterhalb der Schaufelfrequenz gefunden worden.

Zur besseren Interpretation der gemessenen Druckschwankungsspektren im rotierenden System (auf den Schaufeln) und im festen System (an der Gehäusewand) sind Grundsatzversuche durchgeführt worden, bei denen das Laufrad durch eine mit Lautsprechern bestückte rotierende Scheibe ersetzt wurde. Durch die ansonsten unveränderten Randbedingungen bei diesem Modellversuch ist es gelungen, ein genaueres Verständnis der akustischen Ausbreitungscharakteristiken zu bekommen.

Der Versuch, die verschiedenen beobachteten Phänomene für weitergehende Untersuchungen voneinander zu separieren, führte zu einer Möglichkeit, das Spaltweitengeräusch unter Beibehaltung eines nominell weiten Spalts drastisch zu reduzieren und dabei sogar eine Wirkungsgradverbesserung der Strömungsmaschine zu erreichen.

# 1 Aerodynamisch erzeugter Lärm bei Axialventilatoren

Von Axialventilatoren erzeugte Geräusche sind unerwünscht und stellen eine Lärmbelästigung dar. Der Lärm oder die Lärmemission lässt sich mit Hilfe des Schalldruckpegels bewerten.

Schall wird in Gasen durch die Auslenkung der Fluidteilchen angeregt, aufgrund der thermodynamischen Zusammenhänge führt dies zu einer Dichte- und Druckschwankung. Breitet sich die Druckschwankung mit einer speziellen materialabhängigen Geschwindigkeit aus, so nennt man sie Schalldruckschwankung und die Ausbreitungsgeschwindigkeit Schallgeschwindigkeit. Als Hörschall werden Schalldruckschwankungen im Frequenzbereich 16 Hz bis 16 kHz bezeichnet.

Die Lärmemission bei Axialventilatoren wird im wesentlichen durch aerodynamische Mechanismen verursacht. Geräusche der Lager oder des Antriebsmotors spielen im Normalfall keine Rolle (vgl. Neise (1980)/6/, Seite 27). Einteilen lässt sich der Ventilatorlärm in diskrete Schallkomponenten (Töne) und breitbandiges Rauschen.

Die Beschreibung und Einteilung der Lärmentstehungsmechanismen bei Axialventilatoren setzt eine theoretische Betrachtung der physikalischen Grundgleichungen voraus.

## 1.1 Strömungsmechanische Betrachtungsweise

In der Strömungsmechanik werden die unbekanntenen Größen Geschwindigkeit  $\underline{c}$ , Druck  $p$ , Dichte  $\rho$  und die spezifische innere Energie  $e$  mit Hilfe der physikalischen Axiome für die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie sowie einer speziellen Zustandsgleichung zur Berücksichtigung der Materialeigenschaften berechnet, wobei die betrachtete Umgebung ein Kontinuum ist.

In differentieller Formulierung für einen Punkt im Raum lautet die aus der Massenerhaltung resultierende Kontinuitäts-Gleichung:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div} \underline{c} = 0 \quad (1.1)$$

Unter Berücksichtigung des Newtonschen Schubspannungsansatzes für ein isotropes Fluid folgt aus der Impulserhaltung die Navier-Stokes-Gleichung:

$$\rho \frac{D\underline{c}}{Dt} = \rho \underline{f} - \operatorname{grad} p + \operatorname{grad} \tilde{\mu} \operatorname{div} \underline{c} + \tilde{\mu} \operatorname{grad} \operatorname{div} \underline{c} + \operatorname{grad} \mu \cdot (\operatorname{grad} \underline{c} + \operatorname{grad}^T \underline{c}) + \mu (\Delta \underline{c} + \operatorname{grad} \operatorname{div} \underline{c}) - \frac{2}{3} (\operatorname{grad} \mu \operatorname{div} \underline{c} + \mu \operatorname{grad} \operatorname{div} \underline{c}) \quad (1.2)$$

mit der Kraftdichte  $\underline{f}$ , der Volumenviskosität  $\tilde{\mu}$  und der dynamischen Zähigkeit  $\mu$ .

Für die Erhaltung der Energie in einem strömenden Fluid gilt der 1. Hauptsatz der Thermodynamik unter Berücksichtigung der Impulserhaltung in der Form:

$$\rho \frac{De}{Dt} = -\rho \operatorname{div} \underline{q} + \left( \tilde{\mu} - \frac{2}{3} \mu \right) (\operatorname{div} \underline{c})^2 + \frac{\mu}{2} (\operatorname{grad} \underline{c} + \operatorname{grad}^T \underline{c}) \cdot (\operatorname{grad} \underline{c} + \operatorname{grad}^T \underline{c}) + w - \operatorname{div} \underline{q}, \quad (1.3)$$

mit der Wärmequellendichte  $w$  und der Wärmestromdichte  $\underline{q}$ .

Diese 5 Gleichungen (die Navier-Stokes-Gleichung stellt eine Vektorgleichung mit 3 Komponenten dar) und eine spezielle Zustandsgleichung, so daß die thermodynamischen Materialeigenschaften berücksichtigt werden, bilden ein nichtlineares partielles Differentialgleichungssystem für die unbekanntenen Momentanwerte  $\underline{c}$ ,  $p$ ,  $\rho$  und  $e$ . Analytisch läßt sich insbesondere wegen der Nichtlinearität der konvektiven Beschleunigung  $\underline{c} \cdot \text{grad } \underline{c}$  keine allgemeine Lösung dieses Gleichungssystems angeben. Moderne numerische Berechnungsmethoden erzeugen für viele Anwendungsfälle aber Ergebnisse mit einer guten Übereinstimmung zum Experiment. Allerdings ist es noch nicht möglich, sogenannte Simultanlösungen zu bestimmen, die zu beliebigen Zeiten an jedem Ort die Kenngrößen berechnen. In der Regel werden die Kenngrößen daher nach einem Vorschlag von Reynolds aus dem Jahre 1894 (vgl. Lamb (1907)/7/S. 743) in Mittelwerte und Schwankungsgrößen aufgeteilt. Schwankungsterme sind per Definition im zeitlichen Mittel null, so daß nach Einsetzen des Reynoldsschen Ansatzes in das Differentialgleichungssystem und anschließender Mittelung der Gleichungen die linearen Schwankungsanteile herausfallen. Die sogenannten Reynolds-Gleichungen gelten dann nur noch für zeitlich gemittelte Größen aber unter Berücksichtigung von Schwankungsanteilen.

## 1.2 Akustische Betrachtungsweise

In der Akustik interessiert man sich im wesentlichen für die zeitliche Änderung des Drucks, Druckschwankung genannt. Die in der Strömungsmechanik verwendeten Reynolds-Gleichungen ermöglichen jedoch nicht die Berechnung dieser Druckschwankungen, die im zeitlichen Mittel ja gerade verschwinden. Man formt daher in der Akustik die Kontinuitätsgleichung (1.1) und die Impulsgleichung (1.2), häufig unter Vernachlässigung der linear eingehenden Reibungseinflüsse und der Volumenkräftdichte, derart zu einer inhomogenen Wellengleichung um, daß der in der Strömungsmechanik große Probleme bereitende nichtlineare konvektive Beschleunigungsterm in die Inhomogenität der Gleichung gezogen wird.

Differenziert man die Kontinuitätsgleichung nach der Zeit  $t$  und subtrahiert davon die Divergenz der Impulsgleichung für ein reibungsfreies Medium unter Vernachlässigung der Volumenkräftdichte, so erhält man:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = \text{div div}(\rho \underline{c} \underline{c}) \quad .$$

Erweitert man nun beide Seiten mit  $\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}$ , ergibt sich eine inhomogene Wellengleichung

$$\frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \Delta p = \text{div div}(\rho \underline{c} \underline{c}) + \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{p}{a_0^2} - \rho \right) =: Q \quad , \quad (1.4)$$

$a_0$  ist die Ruheschallgeschwindigkeit eines idealen Gases. Die rechte Seite der Gleichung läßt sich als Quellterm  $Q$  interpretieren, so daß es sich um eine lineare partielle Differentialgleichung für den Druck  $p(\underline{x}, t)$  handelt.

Der 2. Term auf der rechten Seite läßt sich mit Hilfe des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik in Form der Gibbschen Gleichung

$$ds = \frac{1}{T} de - \frac{p}{\rho^2 T} d\rho \quad , \quad (1.5)$$

mit der spezifischen Entropie  $s$  und der Temperatur  $T$ , sowie der idealen und der kalorischen Zustandsgleichung unter Berücksichtigung der Definition für die Schallgeschwindigkeit

$$a = \sqrt{\kappa \frac{p}{\rho}} \quad , \quad (1.6)$$

mit dem Isentropenexponenten  $\kappa$ , umformen zu

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \frac{p}{a_0^2} - \rho \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial p}{\partial t} \left( \frac{1}{a_0^2} - \frac{1}{a^2} \right) + \frac{\rho}{c_p} \frac{\partial s}{\partial t} \right] \quad , \quad (1.7)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ . Dieser Term liefert also nur einen Beitrag für anisentrope Strömungen und für Strömungen mit einer sich von der Ruheschallgeschwindigkeit  $a_0$  unterscheidenden Schallgeschwindigkeit  $a$ .

Die inhomogene Wellengleichung (1.4) ist bereits 1883 von Kirchhoff in Form einer Integrallösung allgemein gelöst worden, vgl. Wien und Harms (1934)/8/ S.223. Lighthill (1952) und Curle (1955) haben diese rein analytische Lösung auf die Schallentstehung unter Einfluß von Strömungsvorgängen bei unterschiedlichen Randbedingungen spezialisiert. Ihr Ergebnis ist eine mögliche Interpretation des Quellterms der inhomogenen Wellengleichung, die besagt, daß akustische Quellen einen Monopol-, Dipol-, oder Quadrupolcharakter haben können, vgl. Heckl (1975)/9/ S.14f. Die Idee, den nichtlinearen 1. Term auf der rechten Seite der Gleichung als eine Quadrupol-Quelle zu interpretieren, geht auf Lighthill (1952) zurück (ebd.).

Entscheidend für die Berechnung akustischer Felder ist, daß eine oder mehrere zu superponierende Quellfunktionen vorgegeben werden müssen, um die Schallausbreitung bestimmen zu können. Bei der Vorgabe der Quellfunktionen ist jeweils zu beachten, daß hinter diesem physikalischen Modell die Idee sogenannter kompakter Schallquellen steht. D.h., es gibt einen räumlich ausgedehnten Quellbereich, der u.U. auf einen Punkt zusammenschrumpft, außerhalb dieses Bereichs klingt die Wirkung der Quelle soweit ab, daß in einer bestimmten Entfernung die Quellwirkung nicht mehr vorhanden ist. Für den Druck  $p(\underline{x},t)$  auf der linken Seite der Gleichung (1.4) bedeutet dies, daß er aufgrund der Nichtlinearität im Quellterm räumlich um mindestens eine Potenz langsamer abklingen muß als die Wirkung der Quelle.

Bei strömungsakustischen Quellen ist es häufig notwendig, die Betrachtung in einem Relativsystem durchzuführen, da bei bewegten Quellen ansonsten die Bedingung der abklingenden Quellwirkung nicht erfüllt wird, so daß zwischen dem Nahfeld in der Nähe der Quelle und dem Fernfeld weit weg von der Quelle nicht unterschieden werden kann.

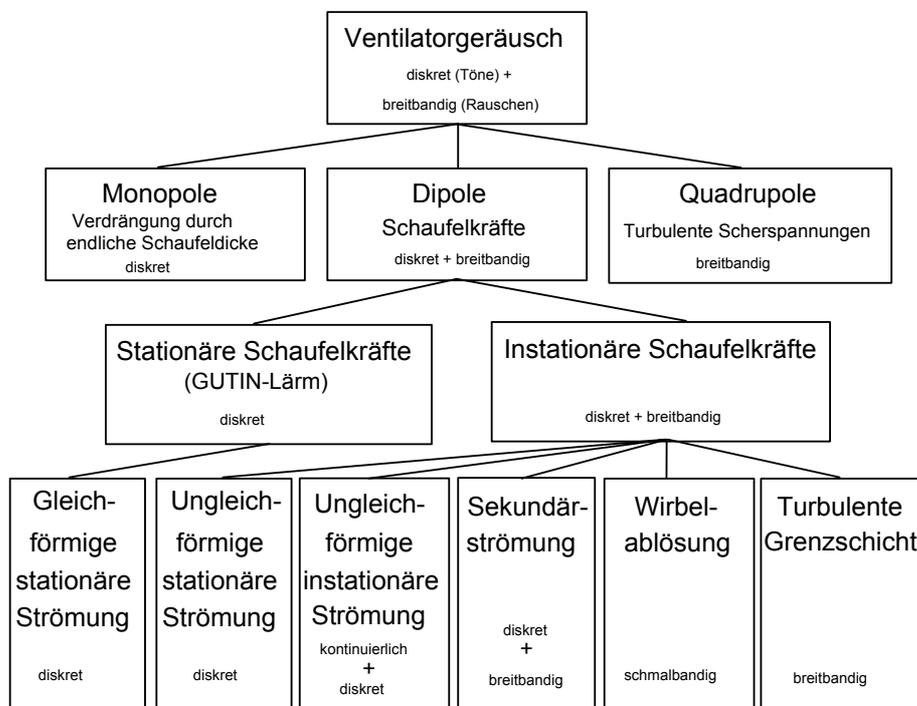
Ausführlich werden eine Reihe von Quellfunktionen unter Berücksichtigung verschiedener physikalischer Randbedingungen bei Michalke (1986)/10/, Fuchs und Michalke (1973) /11/ oder Crighton et al. (1992) /12/ angegeben.

### 1.3 Einteilung einiger Lärmentstehungsmechanismen

Wendet man das Modell der Lärmenstehung durch Monopol-, Dipol- und Quadrupolquellen auf den Axialventilator an, sind folgende Zuordnungen möglich:

- Eine Monoploquelle entspricht dem Verdrängungsmechanismus des Fluids durch die Schaufeldicke des rotierenden Laufrads, da sich der Massenstrom an einem festen Ort durch das Vorbeistreichen der Schaufeln zeitlich verändert.
- Akustische Dipolquellen sind zeitlich sich ändernde Kräfte, die von außen auf die Strömung aufgeprägt werden. Die stationären und instationären Kräfte an den Schaufeln des Laufrads sowie die Profalnachläufe und Sekundärströmungen haben Dipolcharakter.
- Quadrupolquellen treten bei starken Geschwindigkeitsfluktuationen auf, wie sie in turbulenten Strömungen vorzufinden sind. In den von Neise (1992)/13/ zitierten Literaturstellen wird allerdings angegeben, daß Quadrupolquellen bei Strömungsmaschinen erst für Blattspitzenmachzahlen über 0.8 eine Rolle spielen sollen.

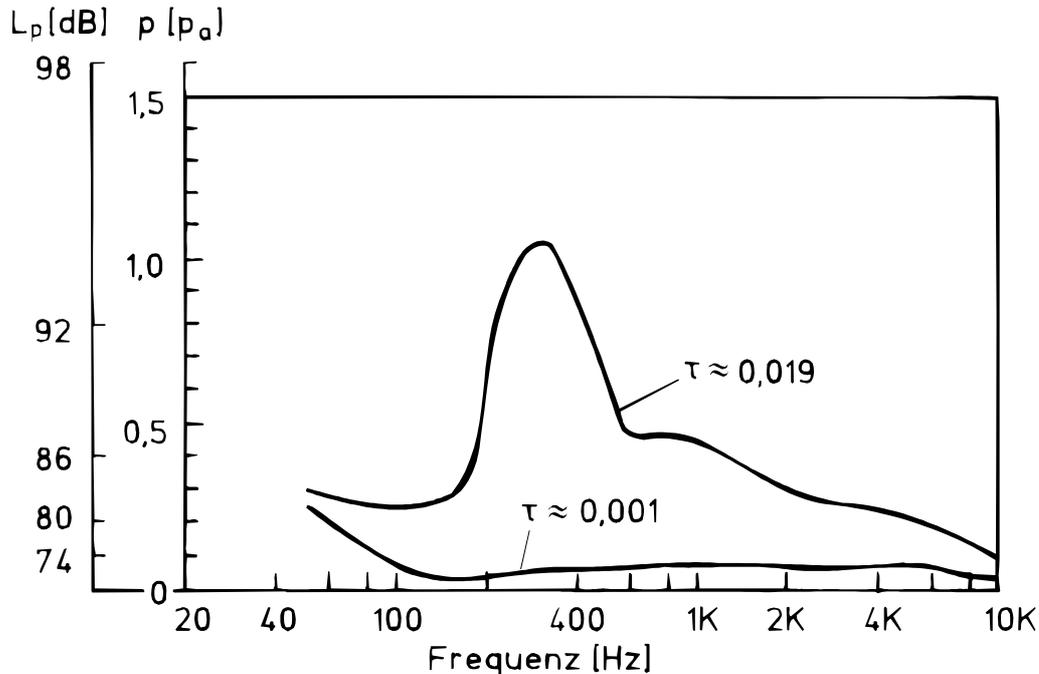
Bei dieser recht anschaulichen Aufteilung in die drei Quelltypen, vgl. auch das zusammenfassende Bild 1-1, sollte berücksichtigt werden, daß es sich um eine physikalische Modellbildung handelt. Nur ganz bestimmte Lärmentstehungsmechanismen finden Berücksichtigung in dieser Einteilung, vor allem muß der Mechanismus an sich bereits aufgeklärt sein, um ihn bei Berechnungen als Quelle entsprechend berücksichtigen zu können, was bei dem im Rahmen dieser Arbeit behandelten Blattspitzen-Wirbellärm nicht der Fall ist. Berechnungen des Blattspitzen-Wirbellärms sind mittels der akustischen Modellbildung nicht möglich, nur eine aufwendige numerische Lösung des nichtlinearen partiellen Differentialgleichungssystems aus Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung (vgl. Abschnitt 1.1) wäre sinnvoll.



**Bild 1-1:** Einteilung der Lärmentstehungsmechanismen bei Ventilatoren aus Neise (1980)/6/ S.114.

## 1.4 Literaturübersicht zum Blattspitzen-Wirbellärm

Marcinowski (1953)/14/ hat sich schon 1953 mit dem Einfluß des Laufradspalts auf die akustische Gebläsecharakteristik beschäftigt. Neben der bekannten Verschlechterung der aerodynamischen Leistung bei Vergrößerung des Kopfspaltes von  $\tau=0.001$  auf  $\tau=0.019$  hat er Schalldruckerhöhungen im Frequenzbereich von 200 bis 400 Hz um bis zu 26 dB an einem Axialgebläse ohne Nachleitrad von 450 mm Durchmesser festgestellt, vgl. Bild 1-2. Damit war Marcinowski vermutlich der erste, der den akustischen Spalteffekt genauer beschrieben hat.



**Bild 1-2:** Schalldruckspektren in Abhängigkeit der Spaltweite eines Axialventilators ohne Nachleitrad,  $\varnothing$  450 mm, saugseitig in 3 m Entfernung mit einem Mikrofon unter  $45^\circ$  zur Laufradachse gemessen,  $\Phi/\Phi_{Opt} \approx 1$  für  $\tau=0.001$  und  $\Phi_{\tau=0.001} > \Phi_{\tau=0.019}$ ,  $Z=6$ ,  $n=1750$  U/min, nach Marcinowski (1953)/14/.

Die aerodynamischen Auswirkungen des Kopfspaltes auf die Gebläsecharakteristik global wie auf Sekundärbewegungen im speziellen sind schon weit eher ausführlichst untersucht worden. So beschreibt Föttinger (1918)/15/ schon 1909 den "Spaltverlustvorgang" und schreibt später: "... weil sie genau entsprechend am Ende von Trag- und Propellerflügeln (Spitzenwirbel) vor sich geht. Die Speisung erfolgt hier durch Überströmen aus der hohen Druckzone in der Schaufelhöhhlung nach der Saugzone am Schaufelrücken, vereinigt mit einer starken Translation."

Auf die umfangreichen aerodynamischen Untersuchungen soll hier aber nicht weiter eingegangen werden, da bei den Modellbildungen der Strömungsverhältnisse im Blattspitzenbereich die Akustik stets ausgelassen worden ist. Grund dafür könnte sein, daß der Spalteffekt durchweg nicht als dominierende Lärmquelle axialer Strömungsmaschinen angesehen wurde.

Tyler und Sofrin (1962)/16/S.310 beschreiben den Lärm des Rotors und auch die Interaktion von Rotor und Stator mit rotierenden Druckschwankungseigenformen, die sie "spinning modes" nennen. Diese Eigenformen haben bei der Ausbreitung von Schallwellen in einer Rohrstrecke

eine besondere Bedeutung, auf die hier im Abschnitt 4.2 und im Anhang B ausführlicher eingegangen wird. Wie auch später Wright (1976)/17/ versuchen sie, die Blattfolgefrequenz mit ihren Harmonischen als die dominierende tonale Lärmquelle in modale Einzelkomponenten zu zerlegen, um dann Aussagen über ihre physikalische Entstehung zu treffen.

Sharland (1964) S.302-322 /18/ beschreibt den Lärm von Axialventilatoren als breitbandig, einzige tonale Lärmkomponente sei die Blattfolgefrequenz mit ihren Harmonischen. Der breitbandige Lärm wird verursacht durch Fluktuationen der Auftriebskräfte an den Blattprofilen, daher spricht Sharland auch von einer Dipolnatur der Geräuschquellen. Wirbelablösungen an den Schaufelhinterkanten tragen außerdem zum Breitbandlärm bei, dagegen beeinflussen Interaktionen zwischen feststehenden Bauteilen (Stator oder Stützstreben) mit dem rotierenden Laufrad den tonalen Lärm .

Vorschläge zur Lärminderung axialer Strömungsmaschinen verfolgen in den siebziger Jahren meist ein Konzept: Bei größeren Strömungsmaschinen wird zunächst versucht, die Blattspitzengeschwindigkeit zu senken, um den tonalen Lärm drastisch zu reduzieren, vgl. z.B. Metzger und Hansen (1971)/19/. Dahinter steckt die Annahme, daß dieser tonale Lärm von reinen Dipolquellen verursacht wird, deren ins Fernfeld abgestrahlte Schalleistung mit der sechsten Potenz<sup>1</sup> der Anströmgeschwindigkeit steigt, vgl. z.B.

Heckl (1969) Seite 93 /20/. Zudem wird der Vorschlag von Sharland (1964)/18/ umgesetzt, den Abstand zwischen Rotor und Stator zu vergrößern, damit die Nachläufe der Hinterkantenwirbelablösungen an Intensität verloren haben, bevor sie auf den Stator treffen, vgl. Metzger und Hansen (1971)/19/.

Moore (1971)/21/ geht davon aus, daß eine wesentliche Lärmursache in der Wechselwirkung der Blattspitze mit der Zuströmungsgrenzschicht des Ventilatorgehäuses zu sehen ist. Er schlägt daher eine Grenzschichtabsaugung stromauf des Rotors vor, mit der er eine breitbandige Lärminderung von etwa 5 dB (Schalleistung im Fernfeld) erzielt hat.

Dittmar (1977)/22/ hat in diesem Zusammenhang untersucht, welche Art von Lärmquelle die Interaktion des Schaufelnachlaufs im Blattspitzenbereich mit dem Stator darstellt. An den stromab liegenden Statorschaufeln verursachen die Geschwindigkeitsfluktuationen des Blattspitzenwirbels Auftriebsfluktuationen, die tonalen Lärm bei der Schaufelfrequenz erzeugen.

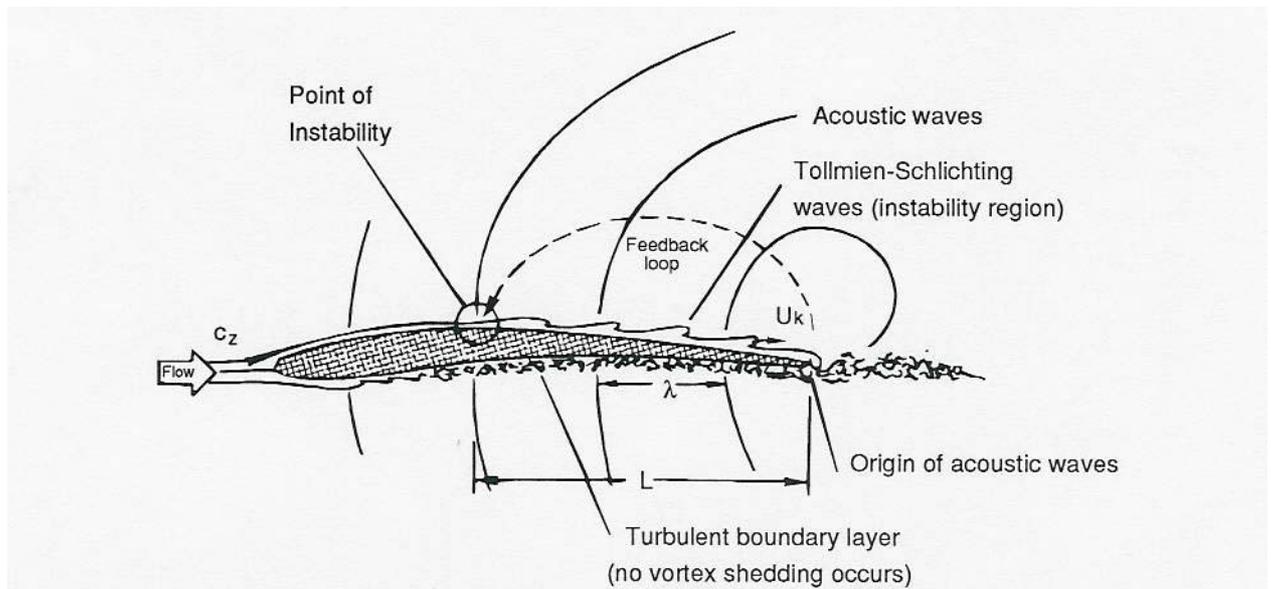
Mugridge und Morfey (1971) S.1423 /23/ beschreiben die Sekundärströmung durch den Kopfspalt als einen Wirbel, der sich auf der Saugseite der Schaufelblätter im Blattspitzenbereich formiert und eine Breitband-Lärmquelle darstellen soll. Sie beschreiben auch, daß die verschiedenen Einflüsse von Spaltweite und Grenzschichtströmung sich gegenseitig so beeinflussen können, daß eine Kompensation und damit Reduktion der Lärmabstrahlung auftreten kann.

Auch Wright (1976)/17/ erwähnt in seinen sehr umfangreichen theoretischen Betrachtungen zum typischen akustischen Spektrum axialer Strömungsmaschinen das Spaltgeräusch nicht, da er Lärmentstehungsmechanismen, die aufgrund verschiedener Wechselwirkungen mit dem Gehäuse auftreten, nicht mit in seine Betrachtungen einbezieht. Jedoch beschreibt er eine andere tonale Geräuschquelle als Wechselwirkung zwischen den Phasengeschwindigkeiten von Grenzschicht- und akustischen Wellen, die zu Modulationen führen, ebd.(S. 170). Longhouse (1977)/24/ hat diesen Gedanken aufgegriffen: Tollmien-Schlichting-Wellen bewegen sich stromab eines sogenannten Instabilitätspunktes oder einer Instabilitätslinie hin zur Hinterkante des Schaufelblattes, vgl. Bild 1-3. An der Schaufelhinterkante entsteht wie bei einem Tragflügel im Nachlauf durch das Zusammenfließen der Ober- und Unterseitenumströmung ein Wirbelgebiet, das akustische Wellen erzeugt - Druckschwankungen, die sich also mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzen. Die akustischen Druckwellen breiten sich auch stromauf aus

---

<sup>1</sup>Aus einer Dimensionsanalyse folgt, daß sich eine zeitlich ändernde aerodynamisch verursachte Kraft proportional der dritten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit verhält. Die Druckschwankung ist direkt proportional der Kraftfluktuation und die Schalleistung ist proportional dem Quadrat der Druckschwankung, so daß sich die Schalleistung bei einer dreidimensionalen Schallausbreitung mit der sechsten Potenz der Strömungsgeschwindigkeit ändert.

und erreichen erneut den Punkt der Grenzschichtinstabilität. Sofern nun aufgrund günstiger geometrischer Abmessungen Phasenübereinstimmungen vorhanden sind, erzeugt diese Rückwirkung eine Art Resonanz mit eng begrenzten schmalbandigen Druckschwankungskomponenten. Das heißt, diese Rückwirkung ("feedback loop") wird getriggert durch die Wirbelablösung und produziert einen scharfen Peak im Frequenzspektrum. Longhouse hat nun versucht, die Wechselwirkung der Tollmien-Schlichting-Wellen in der laminaren Grenzschicht mit der Hinterkantenablösungen durch geometrische Veränderungen der Schaufelvorder- und Hinterkante mit Hilfe von "Sägezähnen" zu manipulieren, daß die laminare Grenzschicht mit den Tollmien-Schlichting-Wellen in eine turbulente Grenzschicht umschlägt.



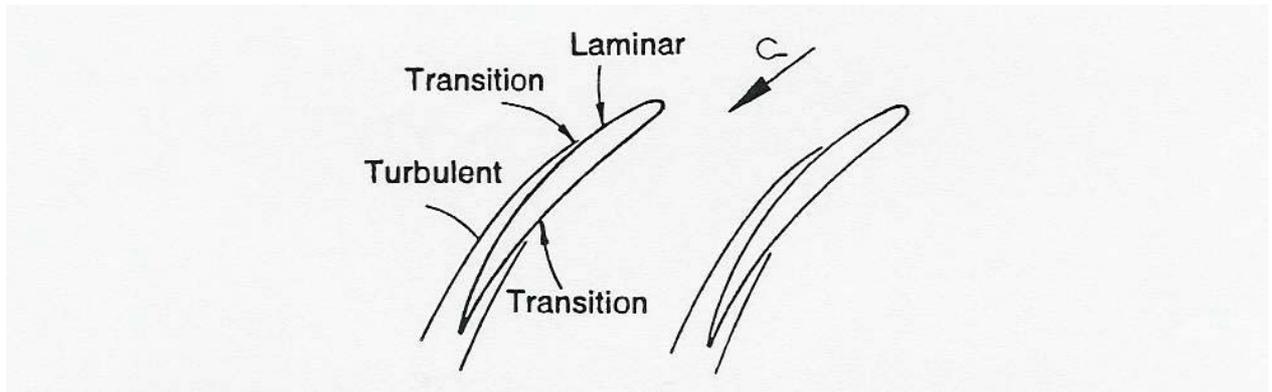
**Bild 1-3:** Schema einer stromauf wirkenden Rückkopplung ("feedback-loop") an einem Tragflügelprofil, aus Longhouse (1977), S.30 /24/.

Soderman (1973)/25/ hatte bereits 1972 in Analogie zur Formation der Federn an Eulenflügeln "Sägezähne" an Schaufelvorderkanten von Propellerprofilen angebracht und damit Lärminderungen von bis zu 4 dB im Gesamtpegel bei niedrigen Umfangsgeschwindigkeiten erreicht. Die Geräuschreduzierung ist dabei für höhere Frequenzen weit oberhalb der Schaufelfrequenz erzielt worden. Diesen Effekt erklärt er mit der Produktion von Wirbeln auf der Saugseite der Schaufeln und der Erzeugung einer turbulenten Grenzschicht auf der Schaufeldruckseite, so daß Ablösegebiete verringert und periodische Fluktuationen im Schaufelnachlauf eliminiert werden.

Die von Wright (1976)/17/, Longhouse (1977)/24/ und Soderman (1973)/25/ genannte Lärmquelle der "Wirbelablösung" (vortex-shedding) ist also nur vorhanden, sofern mindestens die Grenzschicht einer Schaufelseite über eine gewisse Lauflänge laminar ist (Bild 1-4), vgl. auch George (1978) S.711 /27/.

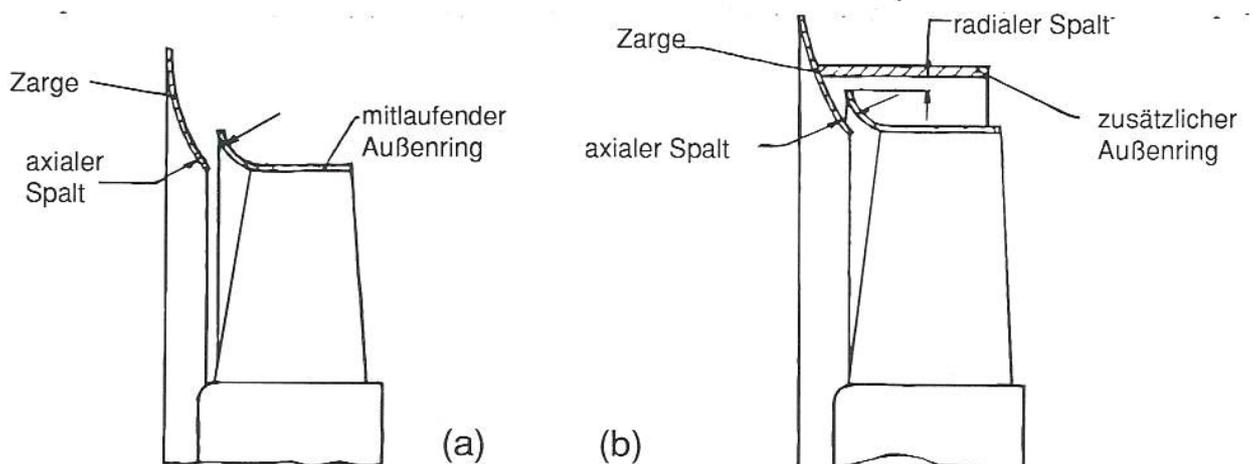
Longhouse (1977)/24/ gibt zur Beschreibung seiner experimentellen Ergebnisse folgende Formel an (vgl. auch Bild 1-3):

$$\left( \frac{1}{U_k} + \frac{1}{a_0 - c_z} \right) f L = m \quad (m = 1,2,3\dots)$$



**Bild 1-4:** Grenzschichten im Schaufelgitter einer Strömungsmaschine, aus Cumpsty (1989) Seite 312 /26/.

$c_z$  ist darin die Anströmgeschwindigkeit,  $U_k$  die Konvektionsgeschwindigkeit der Tollmien-Schlichting Wellen,  $a_0$  die Ruheschallgeschwindigkeit,  $L$  der Abstand des Instabilitätspunkts zur Schaufelhinterkante und  $f$  die entstehende Frequenz,  $m$  ermöglicht auch ganzzahlige Vielfache dieser Frequenz. Akishita (1986)/28/ hat an einem nichtrotierenden zweidimensional umströmten Tragflügel eine ähnliche Beziehung gefunden, in der aber die Anströmgeschwindigkeit keine Berücksichtigung findet. Interessant ist dagegen, daß er die Konvektionsgeschwindigkeit der Tollmien-Schlichting Wellen mittels Hitzdrahtanemometrie gemessen hat und einen Wert von  $0.85 c_z$  angibt. Zur Minderung des aus einzelnen Frequenzkomponenten bestehenden Instabilitätslärms schlägt Bridelance (1986)/29/ vor, auf der Saugseite der Schaufel etwa 30 % der Schaufelsehnenlänge von der Vorderkante entfernt einen Störkörper (Stolperdraht) als Turbulenzerzeuger anzubringen. Die notwendige Höhe des Störkörpers hängt dabei von den charakteristischen Größen der Strömungsmaschine insbesondere von den Grenzschichtparametern ab. Instabilitätsphänomene werden in der vorliegenden Arbeit noch weitere Beachtung finden.

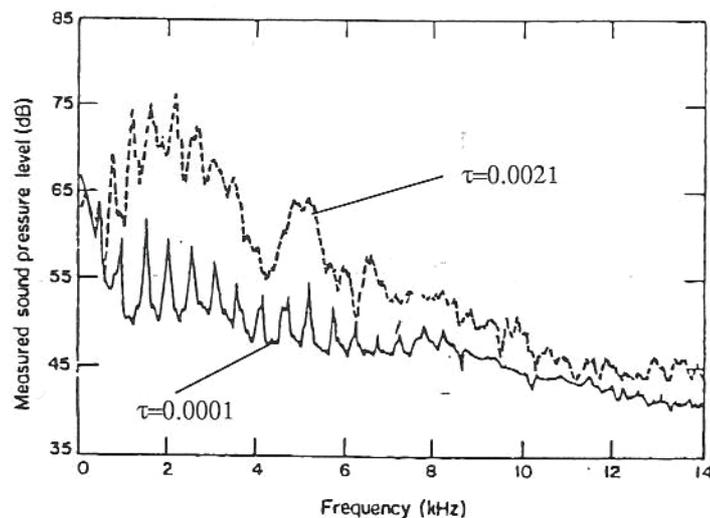


**Bild 1-5:** Mitrotierender Ring um das Schaufelgitter:

- (a) Lüfter-Zargenanordnung zur Vermeidung des Spaltwirbels und Verbesserung der Zuströmung nach Longhouse (1978)/30/;
- (b) weiterentwickelte Lösung der Firma Bosch zur Reduzierung der axialen Toleranzempfindlichkeit, Abbildung aus Carolus und Scheidel (1988) Seite 24 /2/.

Erst 1978 hat Longhouse /30/ das Spaltweitengeräusch ausführlich am Beispiel eines Kühlventilators für Kraftfahrzeugmotoren untersucht. Der Axialventilator von 356 mm Durchmesser hatte kein Nachleitrad. Der A-bewertete Gesamtpegel ließ sich bei einer Spaltweitenreduzierung von  $\tau=0.0021$  (0.76 mm) auf  $\tau=0.0001$  (0.05 mm) um 15 dB senken. Verschiedene Experimente an Kraftfahrzeugmotoren, also bei gestörter Zuströmung, haben gezeigt, daß Minderungen von 7 bis 10 dB(A) erreicht werden können. Immerhin um 12 dB(A) konnte der Gesamtpegel mit Hilfe eines rotierenden Ringes um die Schaufelspitzen, vgl. Bild 1-5, unter Beibehaltung einer Spaltweite von  $\tau=0.0021$  (0.76 mm) gesenkt werden. Ein mitrotierender Ring muß sich jedoch nicht immer günstig auswirken. Die Ringgeometrie muß individuell an die Strömungsmaschine angepaßt werden, da sonst unter Umständen Störungen der Zuströmung den Wirkungsgrad senken und den Lärmpegel, insbesondere den Drehklang, erhöhen.

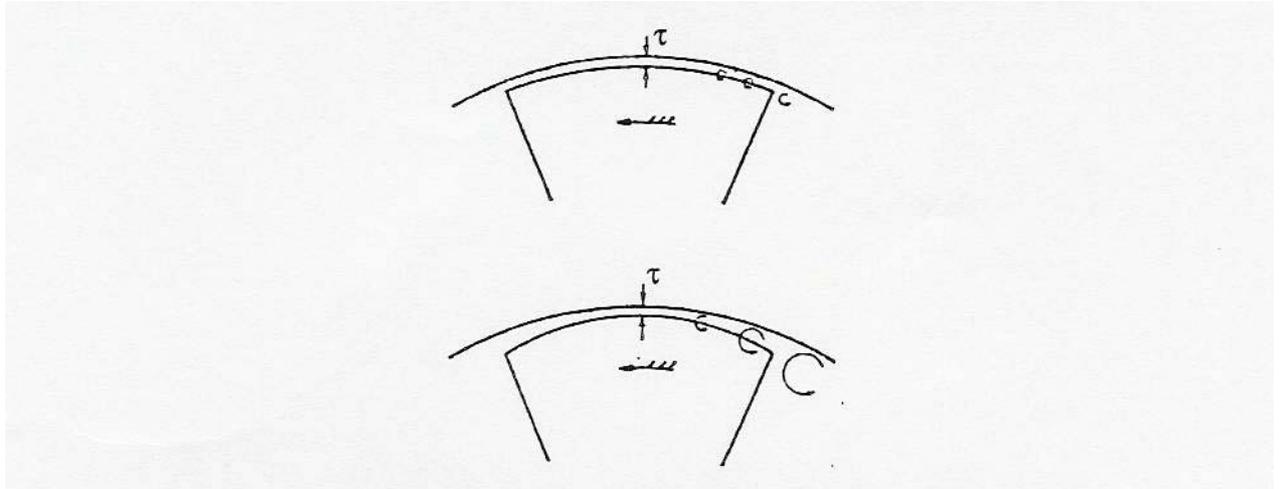
Die Frequenzcharakteristik des Spaltgeräusches ist bei Longhouse breitbandig, vgl. Bild 1-6. Auch diskrete Frequenzen treten auf, die nicht mit der Schaufelfrequenz oder Harmonischen der Rotorfrequenz übereinstimmen. Die Frequenzanalyse ist sehr breitbandig (0-14 kHz mit 20 Hz Bandbreite) durchgeführt worden, so daß schmalbandige Effekte, wie sie in dieser Arbeit diskutiert werden, nicht zu erkennen sind. Longhouse kommt insgesamt zu dem Ergebnis, daß die kleinstmögliche Spaltweite aerodynamisch und akustisch am günstigsten ist. Verursacht wird das Spaltweitengeräusch seiner Vermutung nach durch eine Wechselwirkung des Blattspitzenwirbels (Tragflügelrandwirbel) mit der Schaufelhinterkante der eigenen Schaufel und der Schaufelvorderkante der nachfolgenden Schaufel. Der mitrotierende Ring ermöglicht quasi eine günstige Ausblasung des Spitzenwirbels.



**Bild 1-6:** Schalldruckspektrn in Abhängigkeit der Spaltweite eines Axialventilators ohne Nachleitrad,  $\varnothing$  356 mm, druckseitig in einem Hallraum gemessen  $\Phi / \Phi_{\text{Opt.}}=0.78$ ,  $n=3900$  U/min, 520 Hz Schaufelfrequenz,  $\Delta f_B=20$  Hz, aus Longhouse (1978)/30/.

Yamamoto et al. (1982)/31/ haben in ihrer Untersuchung an Axialventilatoren sowohl das Spaltgeräusch wie die laminare "Wirbelablösung" einbezogen. Das Geräuschspektrum wird von ihnen aufgrund der verschiedenen physikalischen Quellmechanismen in drei Frequenzbereiche unterteilt, die sich nur geringfügig überlappen. Niederfrequent, bis etwa 160 Hz, ist der Drehklang klassifiziert, wobei die Schaufelfrequenz bei dieser Untersuchung zwischen 30 und 44 Hz liegt. Von 140 Hz bis etwa 650 Hz dominieren Wirbelablösephänomene im Spektrum. Erst oberhalb von 500 Hz wird das Geräusch gemäß Longhouse (1978)/30/ als Spaltgeräusch eingestuft. Eine Lärmreduzierung dieser hochfrequenten Druckschwankungen um etwa 6 dB wird mit einer Spaltweitenreduzierung von  $\tau=0.01$  (12 mm) auf  $\tau=0.005$  (6 mm) bei 1.2 m

Laufreddurchmesser und einer über den Umfang symmetrischen Spaltgeometrie erzielt, vgl. Bild 1-7. Physikalische Ursachen für den Effekt werden aber nicht angegeben. Die in Bild 1-7 (unten) gezeigte ungleichförmige Spaltgeometrie ist bei Strömungsmaschinen mit verstellbaren Schaufeln vorzufinden.

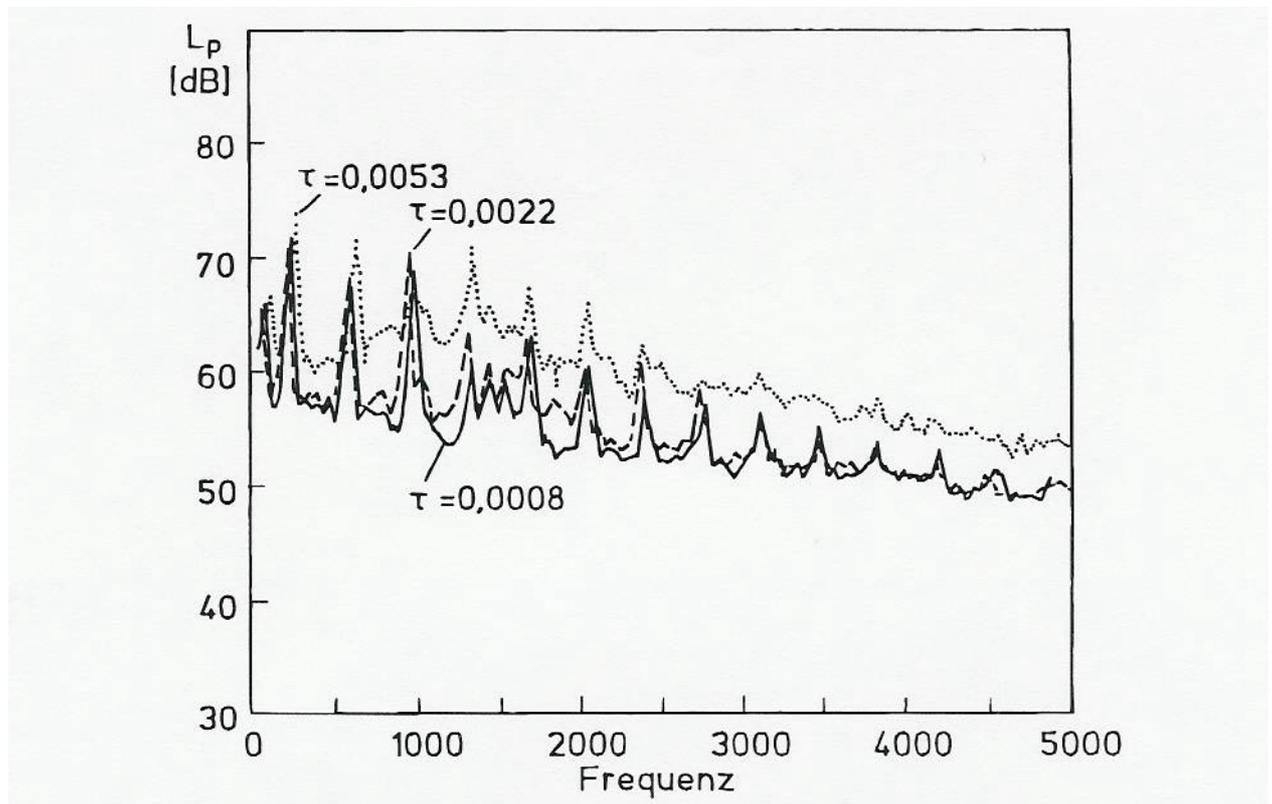


**Bild 1-7:** Verschiedene Spaltgeometrien axialer Strömungsmaschinen, aus Yamamoto et al. (1982) Seite 203 /31/.

Fukano et al. (1986)/32/ haben den Spaltweiteneinfluß auf Wirkungsgrad und Schalldruckpegel an verschiedenen Axial- und Halbaxiallüftern untersucht. Bei Durchmessern von 500 bis 600 mm führt die Spaltweitenvariation bei beiden Lüftertypen zu vergleichbaren Änderungen. Ein charakteristisches Ergebnis ist bei einer Reduzierung des Spaltes von  $\tau=0.011$  (6.0 mm) auf  $\tau=0.0012$  (0.65 mm) die Erhöhung des Wirkungsgrades um 7 bis 9 Prozentpunkte und die Minderung des Schalldruckpegels um 3 bis 4 dB. Der Schalldruckpegel ist dabei allerdings nur an einer einzigen Position, saugseitig vor der Einlaufdüse im Freien genau auf der verlängerten Rohrachse, gemessen worden. Gerade die Messposition auf der Rohrachse kann sich besonders nachteilig auswirken, da praktisch nur ebene Wellen exakt erfaßt werden können. Bei einem Rohrdurchmesser von 500 mm ist aber schon bei Frequenzen ab etwa 400 Hz, vgl. Tabelle 1 im Anhang B, mit dem Einfluß höherer Moden zu rechnen. Die spektrale Analyse des Schalldruckpegels führt auch hier wieder auf die Klassifizierung einer Breitbandcharakteristik des Spaltweitengeräuschs, wobei die Frequenzanalyse nur sehr breitbandig von 0-5 kHz durchgeführt worden ist. Untersucht wurde auch der Einfluß einer gegebenenfalls vorhandenen Exzentrizität der Spaltgeometrie, die zusätzliche instationäre Kräfte an der Schaufelspitze bewirkt und somit zu einer Pegelerhöhung des Drehklangs führt.

An einem Axialventilator ohne Nachleitrad hat Stütz (1988)/33/ den akustischen Spalteffekt untersucht und festgestellt, daß bei einer Spaltweitenvergrößerung von  $\tau=0.0008$  auf  $\tau=0.0053$  des Laufreddurchmessers von 450 mm der Schalleistungspegel lediglich um 1 dB steigt. Nur das Rauschen für Frequenzen  $>1500$  Hz, die aber wegen des geringen Pegels keinen Einfluß auf den Gesamtpegel haben, wird durch die Spaltweitenvariation deutlich angehoben, vgl. Bild 1-8. Die Frequenzanalyse ist auch bei dieser Untersuchung sehr breitbandig durchgeführt worden, unklar ist, bei welchem Betriebspunkt verglichen wurde, entsprechend fehlt eine Betriebspunktvariation ganz.

Mit nach vorne gesichelten Schaufeln, die zu einer Beschleunigung am Schaufelende und damit der Bildung des Blattspitzenwirbels entgegenwirken soll, haben Ohtsuta und Akishita (1990)/34/ Versuche an kleinen Axiallüftern durchgeführt. Bei Messungen der Druckschwankungen auf der Saugseite der Schaufelblätter haben sie bei Frequenzen in Höhe der dreifachen Schaufelfrequenz Spitzen im Spektrum gemessen, die sie mit laminarer "Wirbelablösung" in Verbindung bringen. Der Minderung des Blattspitzenwirbellärms wird aber nicht weiter nachgegangen.



**Bild 1-8:** Schalldruckspektren in Abhängigkeit der Spaltweite eines leitradlosen Axialventilators von 450 mm  $\varnothing$ , druckseitig in einem Hallraum gemessen,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $n=3000$  U/min, 350 Hz Schaufelfrequenz,  $\Delta f_B=6.4$  Hz, aus Stütz (1988)/33/

Vorversuche zur vorliegenden Arbeit an einem einfachen Industrieventilator von 314 mm Durchmesser haben gezeigt, daß eine Spaltweitenvergrößerung von  $\tau=0.0013$  (0.4 mm) auf  $\tau=0.0084$  (2.6 mm) neben der bekannten Verschlechterung der aerodynamischen Leistung drastische Pegelerhöhungen im abgestrahlten Schalldruckspektrum in eng begrenzten, quasi schmalbandigen Frequenzgebieten bewirkt. Bei einem Staffelungswinkel von  $-12^\circ$ , bezogen auf den Auslegungswinkel an der Schaufelspitze, und zwölf Schaufeln konnte eine Wirkungsgradabnahme von 18 Prozentpunkten und eine Zunahme des spezifischen Schalleistungspegels am Optimalpunkt der Strömungsmaschine von 10 dB festgestellt werden. Auch bei einer kleinen Spaltweite ist mittels starker Drosselung ein akustischer Spalteffekt erzeugt worden. Neben der Spaltweite sind der Staffelungswinkel und die Anzahl der Schaufeln variiert worden, was zwar zu Veränderungen im Spektrum der Druckschwankungen, grundsätzlich aber nicht zu einem Verschwinden der Phänome führte, vgl. Kameier, Geuer, Neise (1991)/35/.

Auch Cudina (1992)/36/ gibt an, daß bei Drosselung der durch die Druckdifferenz von der Druck- zur Saugseite verursachte Wirbel wächst und es unter bestimmten Bedingungen zu einer Art Resonanz kommen kann, so daß ein sehr intensives Geräusch entsteht. Dies geschehe in der Regel kurz bevor die Strömung im Laufrad abreißt. Cudina gibt jedoch keine physikalische Erklärung für die Resonanz an und zeigt im Rahmen seiner experimentellen Untersuchung auch keine Spektren dieses Geräusches. Er empfiehlt zur Minderung des Spaltgeräusches und zur Erhöhung des Wirkungsgrade, den Spalt so klein wie möglich zu gestalten.

Verschiedene Möglichkeiten und in der Vergangenheit erprobte Maßnahmen zur Minderung des Spalteffekts werden im Abschnitt 3.6 noch zusammenfassend erörtert.

## 2 Experimenteller Aufbau

Spalteffekte wie der Blattspitzen-Wirbellärm lassen sich an ganz unterschiedlichen axialen Strömungsmaschinen studieren. Notwendig ist lediglich eine Versuchsanordnung, die es zuläßt, die Spaltweite zwischen den rotierenden Schaufeln und dem feststehenden Gehäuse zu variieren. Dies ist sowohl durch Veränderung des Laufraddurchmessers wie mittels verschiedener Gehäusedurchmesser möglich. Für reproduzierbare Versuche ist es in jedem Fall erforderlich, mehrere Laufräder oder Gehäuse verschiedener Durchmesser zur Verfügung zu haben. In den von Kameier, Geuer und Neise (1991) /35/ beschriebenen Vorversuchen sind industriell gefertigte Laufräder verschiedener Durchmesser benutzt worden. Bei der vorliegenden Untersuchung ist dagegen großer Wert auf leicht vergleichbare und eindeutige Versuchsbedingungen gelegt worden. Der Einsatz verschiedener Laufräder setzt voraus, daß die komplizierte Laufradgeometrie fertigungstechnisch genau eingehalten wird. Einfacher ist, bei einem konstanten Laufraddurchmesser den Durchmesser des Gehäuses zu variieren, wie es hier geschehen ist.

### 2.1 Der Versuchsventilator

Es ist ein Hochdruck-Axialventilator mit Nachleitrad verwendet worden, den die Firma VOITH-NOVENCO GmbH Heidenheim entwickelte. Eine Anordnung mit Nachleitrad ist ausgewählt worden, damit aerodynamische Wirkungsgrade bis 85% erreichbar sind. Bei Großausführungen des hier benutzten Modellventilators für z.B. Rauchgasentschwefelungsanlagen von Kraftwerken oder Müllverbrennungsanlagen kann dies aus Wirtschaftlichkeitsgründen sehr wesentlich sein.

Die Strömungsmaschine ist konstruktiv so verbessert worden, daß eine einfache Spaltweitenvariation möglich und aerodynamische Verluste und akustische Geräuschquellen minimiert wurden. Die aus glasfaserverstärktem Kunststoff gefertigten Schaufeln des Laufrades blieben unverändert und sind freundlicherweise von der Firma VOITH-NOVENCO zur Verfügung gestellt worden. Stromab des Laufrades, genau vor dem Stator, ist das Gehäuse geteilt, um mit austauschbaren Gehäusesegmenten unterschiedlicher Durchmesser Spaltweiten von 0.3, 0.6, 1.2 und 2.4 mm<sup>2</sup> einstellen zu können. Die vier Gehäusesegmente werden über konische Übergänge mit dem Stator oder der saugseitigen Rohrstrecke verbunden. Die Übergänge sind querschnittsverengend konstruiert worden, so daß ein negativer Druckgradient sichergestellt ist und Ablöseerscheinungen ausgeschlossen werden können. Jedes Segment ist über eine Länge von mindestens einem Rohrdurchmesser zylindrisch, eine gleichförmige Anströmung ist damit gewährleistet. Das Laufrad und die Gehäusesegmente haben eine Rundlaufgenauigkeit von 0.01 mm.

Die Laufradgeometrie läßt sich zusammenfassend beschreiben mit:

- Durchmesser  $D_L=452.4$  mm,
- Nabenverhältnis 0.62,
- $Z=24$  Schaufeln,
- Schaufelprofilierung der NACA 65 Serie,
- Schaufelsehnenlänge 43 mm an der Blattspitze,
- maximale Blattstärke 3mm,
- Staffelungswinkel  $27^\circ$  an der Blattspitze.

---

<sup>2</sup> Als dimensionslose Größe bezogen auf den Laufraddurchmesser von 452.4 mm ergeben sich Spaltweiten von  $\tau=0.00066$ ,  $\tau=0.0013$ ,  $\tau=0.0027$  und  $\tau=0.0053$ .

Die Auslegungsdrehzahl ist  $3000 \text{ min}^{-1}$ . Das Nachleitrad hat 17 unprofilierte Schaufeln.

Zur Gewährleistung einer günstigen Zuströmung des Schaufelgitters ist nach einem Vorschlag von Wallis /37/S. 248(1983) ein halbkugelförmiger Spinner an die Laufradnabe montiert worden. Wallis gibt an, daß mit einem Durchmesser zu Längenverhältnis von 0.5 der günstigste Wirkungsgrad von Axialventilatoren bereits erreicht wird, eine mehr elliptische und damit stromlinienförmige Kontur wirkt sich auf das Kennfeld der Strömungsmaschine nicht weiter aus.

Das Laufrad wird direkt von einem 22 kW Gleichstrommotor der Firma ABB angetrieben. Die große Antriebsleistung ist nur für Staffelungswinkel jenseits des Auslegungswinkels notwendig. Der in die Nabe der Strömungsmaschine eingepaßte Motor wird mit Pressluft gekühlt, die der Kanalströmung nicht zugeführt wird, um Störungen wie z.B. zusätzliche Verwirbelungen auszuschließen. Aus diesem Grund wird auch die Nabe mittels der Statorschaufeln im Rohr gehalten, so daß nur stromab, etwa im Abstand eines Rohrdurchmessers vom Stator, vier über den Umfang verteilte Stützstreben notwendig sind. Die Stützstreben werden für die Zu- und Abfuhr der Kühlluft, für Versorgungsleitungen des Motors und für diverse Meßleitungen genutzt.

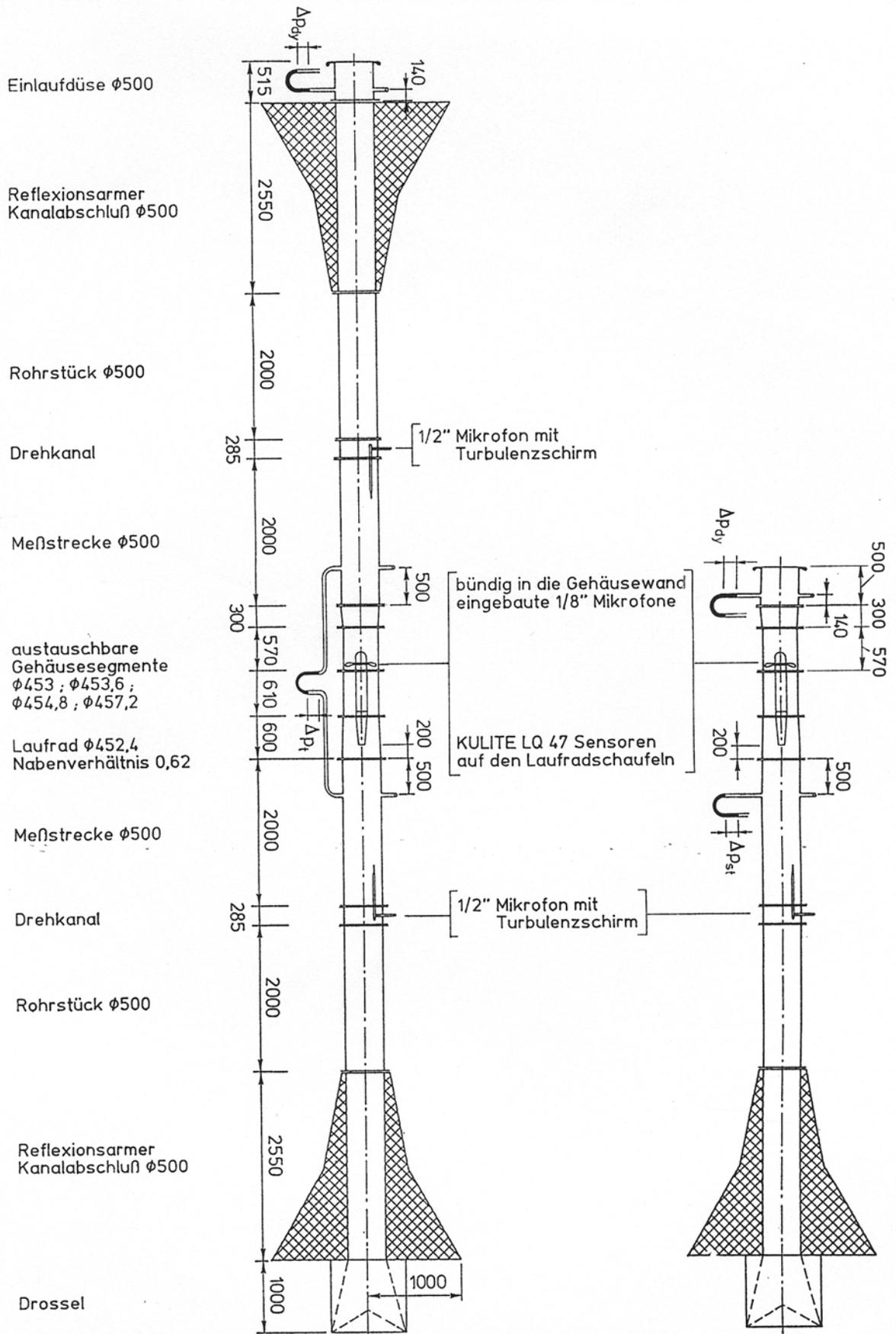
## 2.2 Meßanordnungen

Die beiden eingesetzten Versuchsanordnungen sind in Bild 2-1 zu sehen. Sie entsprechen den Anforderungen der DIN 24163 /38/ für aerodynamische Leistungsmessungen und der DIN 45635 Teil 9/5/ zur Bestimmung der Luftschallemission von Maschinen in angeschlossenen Kanälen. Die Rohrstrecken bestehen aus Wickelfalzrohren von 1.2 mm Wanddicke, die zur Schalldämmung und zur Minderung von Wandschwingungen mit einer 10mm dicken Schaumstoffschicht und einem 1mm dicken Bleiblech ummantelt sind.

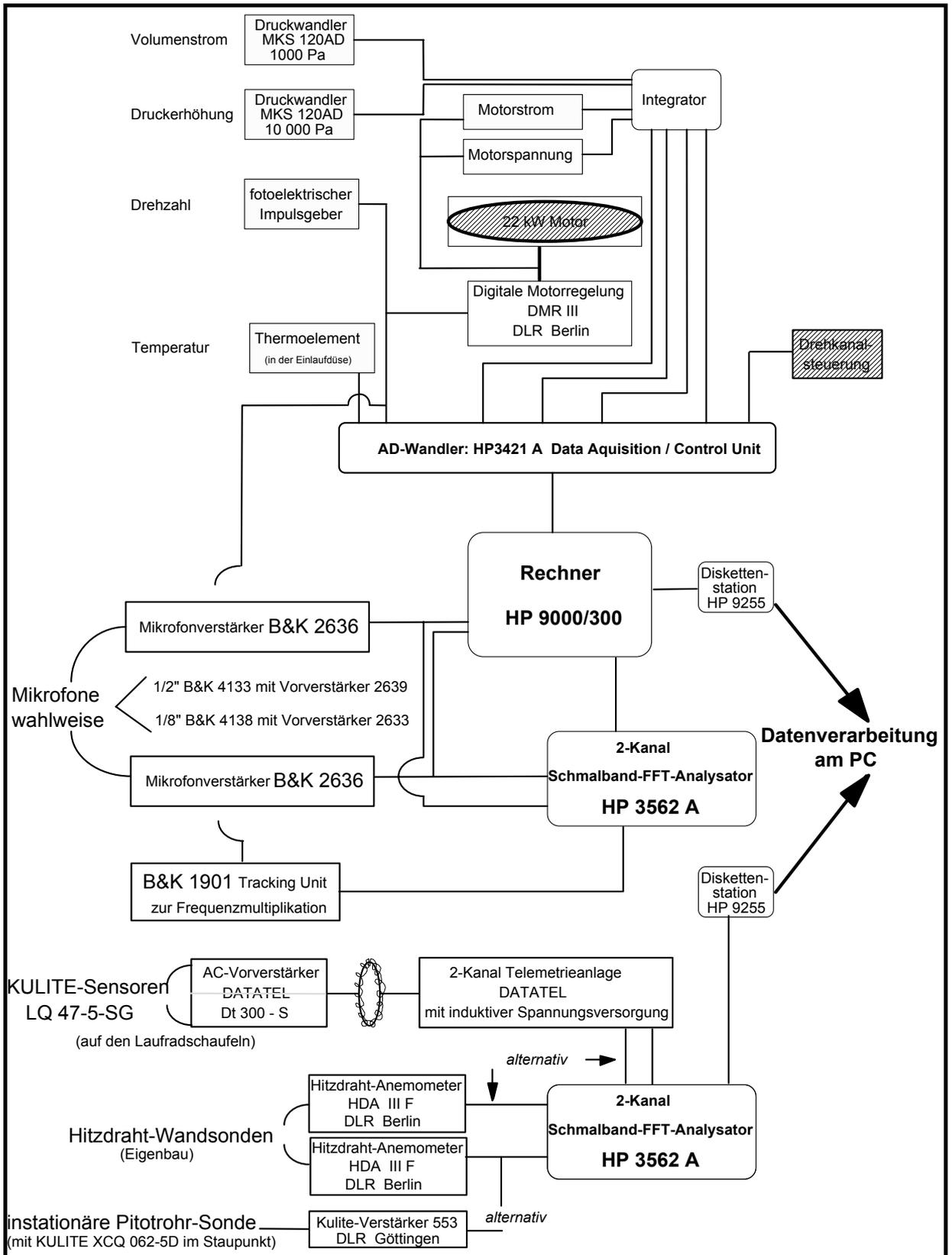
Nach DIN 45635 Teil 9 sind zur SchalleLeistungsbestimmung die Schalldruckmessungen im Kanal bei einem festen Mikrofonabstand von der Achse (0.65 des Rohrradius) über den Umfang zu mitteln. Die beiden Meßkanäle, saug- und druckseitig, besitzen dafür drehbar gelagerte Zwischenkanäle. Die Meßmikrofone sind mit einem Turbulenzschirm B&K UA 0436 versehen und in Richtung des Ventilators, der Lärmquelle, ausgerichtet.

Der Ventilator saugt durch eine Einlauf-Meßdüse (FLT-Viertelkreis-Einlaufdüse /39/(1980/1982) an. Bei Vorhandensein der saugseitigen Kanalstrecke folgt hinter der Einlauf-Meßdüse ein reflexionsarmer Rohrabschluß und nach 2 m Rohrstrecke dann ein Drehkanal mit der Aufnahme für ein 1/2" Mikrofon mit Turbulenzschirm, gefolgt von weiteren 2 m Rohr und einem Übergangsstück zum Versuchsventilator. Druckseitig sieht die angeschlossene Kanalstrecke entsprechend spiegelbildlich aus: Nach einer 2 m langen Rohrstrecke ist für die druckseitige Schalldruckmessung ein Drehkanal angeschlossen, gefolgt von weiteren 2 m Rohrstrecke und einem reflexionsarmen Kanalabschluß. Hinter dem reflexionsarmen Kanalabschluß ist eine elektrisch steuerbare Drossel zur Einstellung beliebiger Ventilatorarbeitspunkte angebracht. Die Drossel ist geräuschkämmend ausgekleidet.

Für den größten Teil der Experimente ist saugseitig mit dem kurzen Ansaugkanal gearbeitet worden.



**Bild 2-1:** Die benutzten Ventilatorenprüfstände zur aerodynamischen und akustischen Leistungsvermessung.



**Bild 2-2:** Schematische Darstellung der Meßgeräte, Steuerungen und der Datenerfassung.

## 2.3 Meßtechnik und Datenverarbeitung

Bild 2-2 zeigt ein Schaltbild der Meßanordnung einschließlich der Motorregelung und der Steuerung für die Drehkanäle zur azimuthalen Mittelung der Schalldruckspektren.

Die aerodynamischen Kenngrößen, wie die Druckerhöhung der Strömungsmaschine und der Druck in der Einlaufdüse zur Bestimmung des Volumenstroms, werden über beheizte MKS Druckwandler in elektrische Signale umgesetzt und in einem Analogintegrator gemittelt. Auch der zur mechanischen Leistungsbestimmung benötigte Motorstrom und die Motorspannung werden entsprechend gemittelt. Die von einem Rechner HP 9000/300 gesteuerte Data Acquisition/Control Unit erfaßt diese Meßgrößen sowie die Drehzahl und die Temperatur in der Einlaufdüse. Die Steuerung der Drehkanäle, der Mikrofonverstärker B&K 2636 und des Schmalbandanalysators HP 3562 A wird auch vom Rechner übernommen. Die Daten werden auf Diskette gespeichert und am PC weiterverarbeitet sowie graphisch dargestellt. Sofern nicht explizit anders erwähnt, sind die spektral ermittelten Daten unter Verwendung des Hanning-Windows mindestens 150-mal arithmetisch gemittelt worden.

Neben den globalen aerodynamischen und den akustischen Kenngrößen im Fernfeld der Strömungsmaschine werden Wanddruckschwankungen mit 1/8" Kondensatormikrofonen gemessen, die mit ihrem Schutzgrill wandbündig in passgenaue Bohrungen des Ventilatorgehäuses gesteckt werden.

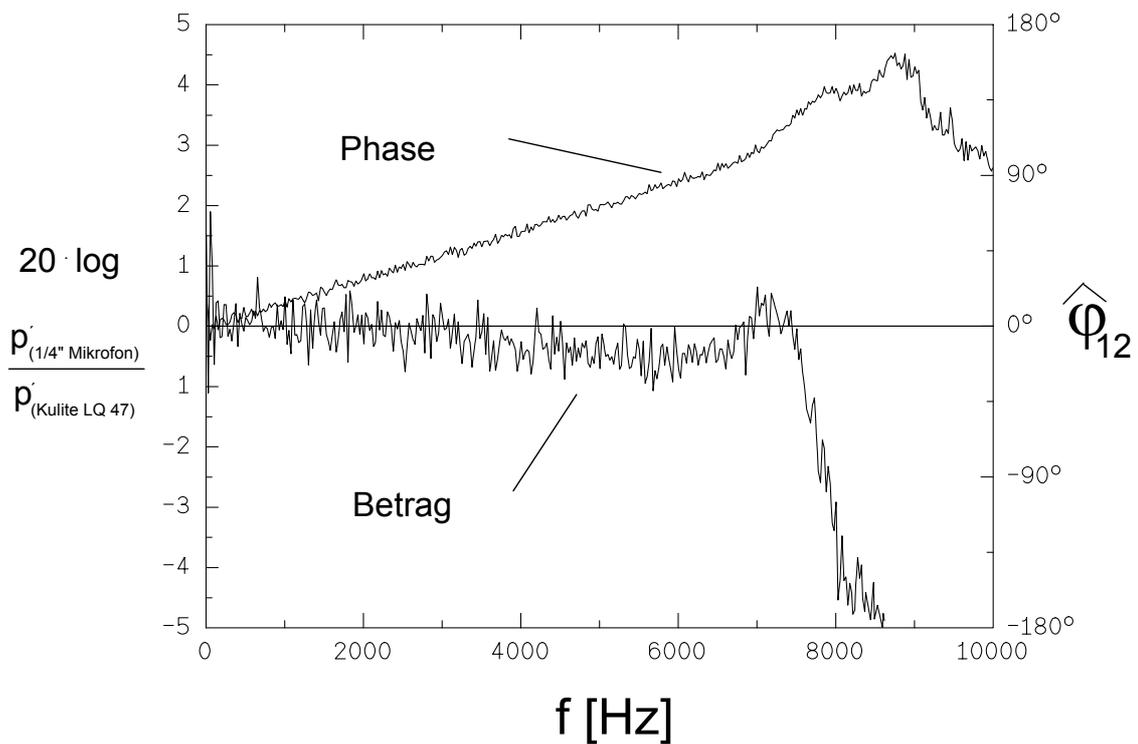
Für Hitzdrahtmessungen, die mit der im Abschnitt 5.2 beschriebenen Spezialsonde durchgeführt werden, werden zwei Hitzdrahtanemometer HDA III F der DLR Berlin benutzt. Die Signale werden dabei in der analogen Linearisierungsstufe aufbereitet und einem HP-Schmalbandanalysator 3562 A zur Auswertung zugeführt.

Mit KULITE-Miniaturdruckaufnehmern, wie in Abschnitt 3.4.4 noch genauer beschrieben wird, werden Druckschwankungen auf den rotierenden Laufradschaufeln gemessen. Der im  $\mu$ -Volt-Bereich liegende AC-Anteil der Ausgangsspannung der Drucksensoren wird dabei noch im rotierenden System verstärkt und anschließend mit einer 2-kanaligen Telemetrie-Anlage der Firma DATATEL in das raumfeste System übertragen. Die Spannungsversorgung der Sensoren, der Verstärker und der Telemetriebausteine erfolgt induktiv über an den Flansch des Elektromotors und an die Laufradnabe befestigte Spulen. Das Magnetfeld des Elektromotors mußte dafür mit Hilfe eines Mu-Metallblechs abgeschirmt werden, um eine ausreichende Leistungsübertragung in das rotierende System zu ermöglichen.

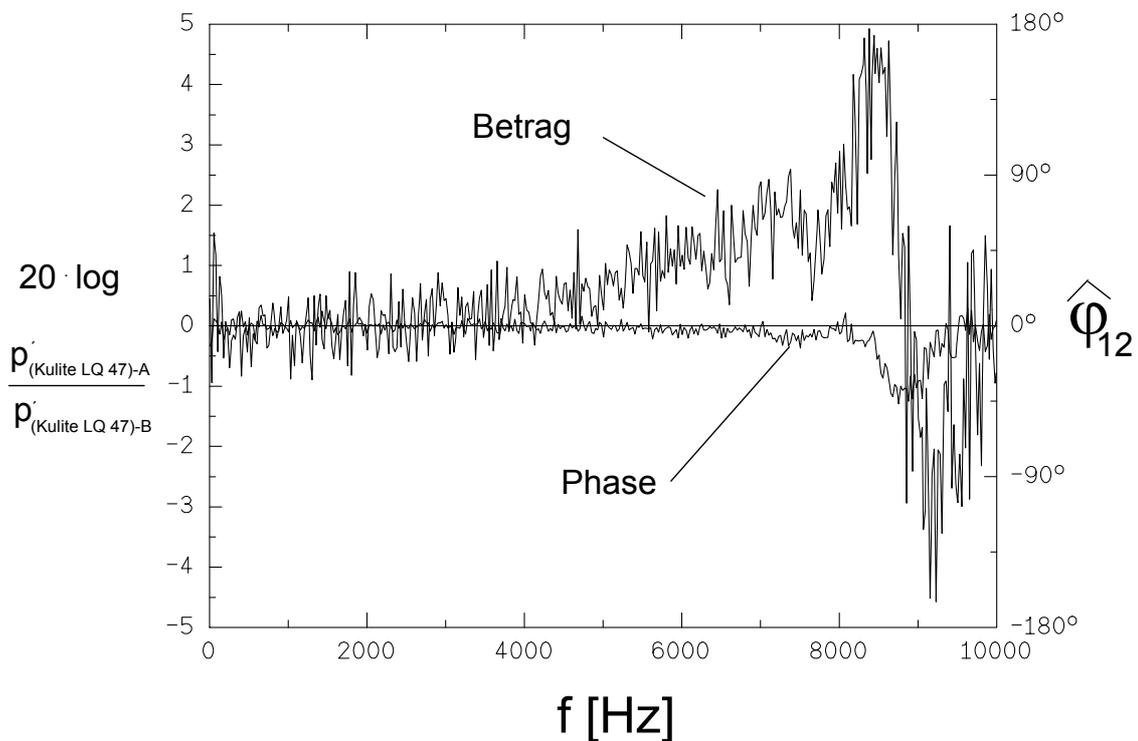
Die einzelnen KULITE-Sensoren sind vor ihrem Einbau in die Schaufeln zusammen mit der Telemetrieanlage bezüglich ihres Amplituden- und Phasenverlaufs überprüft worden. An einer Miniaturdruckkammer ist mittels eines Sinus-Schlepp-Verfahrens bei einem Schalldruckpegel von 100 dB jeweils ein KULITE-Sensor mit einem 1/4" Kondensatormikrofon B&K 4135 verglichen worden. Exemplarisch wird das Übertragungsverhalten eines Sensors LQ 47-5-SG in Bild 2-3 gezeigt. Die Miniaturdruckkammer eignet sich aufgrund ihrer Abmessungen nur für Frequenzen bis etwa 6000 Hz. Ausführlich werden vergleichbare Versuche und die Miniaturdruckkammer in Kameier und Neise (1989)/40/ und Fichtner, Kameier und Neise (1992) /41/ beschrieben. In dieser Arbeit werden die Signale der KULITE-Druckaufnehmer bis maximal 1250 Hz ausgewertet. Die Amplitudenabweichung zum Kondensatormikrofon liegt in diesem Frequenzbereich bei weniger als  $\pm 1$ dB, ausgenommen sind dabei die Frequenzen  $< 20$  Hz. Eine Kalibrierung bei sehr tiefen Frequenzen war mit den zur Verfügung stehenden Lautsprechern nicht möglich und auch nicht notwendig, da der Gleichanteil und die tiefen Frequenzen der Signale dieser piezoresistiven Druckaufnehmer hauptsächlich durch Temperaturschwankungen verfälscht werden, die hier bei der Signalinterpretation eher eine untergeordnete Rolle spielen. Das schlechte Übertragungsverhalten für die sehr tiefen Frequenzen in den Bildern 2-3 und 2-4 ist also nicht auf die Sensoren sondern auf den Meßaufbau zurückzuführen.

Die Phasendifferenz wird im folgenden nur zwischen zwei KULITE-Druckaufnehmern ausgewertet, deren berechnetes Übertragungsverhalten aus zwei Vergleichsmessungen zu einem Kondensatormikrofon in Bild 2-4 gezeigt wird. In dem hier interessierenden Meßbereich bis 1250 Hz ist auch die Phasenabweichung der Meßkette vernachlässigbar klein. Im Rahmen dieser Arbeit kann daher auf die im allgemeinen notwendigen Korrekturen der KULITE-Meßsignale verzichtet werden.

Zum Einsatz kommt hier noch eine instationäre Pitotrohr-Sonde in deren Staupunkt sich ein KULITE-Sensor XCQ 062-5D befindet, vgl. Abschnitt 3.4.3. Auch bei diesen Messungen werden nur die Wechselanteile des Ausgangssignals verwertet. Als Verstärker wird ein am Institut für Aeroelastik der DLR Göttingen entwickelter KULITE-Verstärker Nr. 553 verwendet.



**Bild 2-3:** Übertragungsverhalten eines KULITE-Sensors LQ 47-5-SG gegenüber einem 1/4" Kondensatormikrofon B&K 4135, gemessen an einer Miniaturdruckkammer bei einem Pegel von  $L_p=100$  dB.



**Bild 2-4:** Übertragungsverhalten zwischen zwei KULITE-Sensoren LQ 47-5-SG (Position 2 gemäß Bild 3-13), gemessen an einer Miniaturdruckkammer bei einem Pegel von  $L_p=100$  dB.

## 2.4 Korrelationsmeßtechnik

Der Zweikanal-FFT-Analysator HP 3562A digitalisiert Zeitsignale mit einer Auflösung von 2048 Punkten für den jeweils eingestellten Zeitbereich. Die Zeitsignale stehen als solche zur Verfügung oder sie lassen sich in die Frequenzebene bei einer Auflösung von 801 Frequenzlinien mit Hilfe einer diskreten Fourier-Transformation übertragen.

Die Fourier-Zerlegung beruht auf dem Prinzip, daß sich jede periodische Funktion als Überlagerung einer Anzahl von Sinus-Funktionen darstellen läßt und eine stochastische Funktion im allgemeinen in eine Summe unendlich vieler Sinus-Funktionen zerlegt werden kann.<sup>1</sup> Dieses Prinzip ermöglicht, ein "unübersichtliches" Zeitsignal in einzelne additive Anteile zu zerlegen, so daß aus einem im Zeitbereich "verrauschem" Signal in der Frequenzdarstellung verwertbare Informationen gezogen werden können.

Multipliziert man die komplexe Fouriertransformierte

$$h_1(\omega) = \int_{-T}^T h_1(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.1)$$

einer Zeitfunktion  $h_1(t)$  mit ihrer konjugiert komplexen Fouriertransformierten  $h_1^*(\omega)$  und dividert durch die betrachtete Zeit  $2T$ , erhält man die Spektraldichte, die der Fouriertransformierten der Autokorrelationsfunktion entspricht:

$$S_{11}(\omega) = \frac{h_1(\omega) \cdot h_1^*(\omega)}{2T} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T h_1(t + \hat{t}) \cdot h_1(t) dt \right] e^{i\omega \hat{t}} d\hat{t} \quad (2.2)$$

Die Beschreibung des statistischen Zusammenhangs zweier Funktionen  $h_1(t)$  und  $h_2(t)$ , z.B. könnten dies die an zwei unterschiedlichen Orten gemessenen Druckschwankungen sein, ist mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion oder ihrer Fouriertransformierten, der Kreuzspektraldichte möglich:

$$S_{12}(\omega) = \frac{h_1(\omega) \cdot h_2^*(\omega)}{2T} = \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{T} \int_0^T h_1(t + \hat{t}) \cdot h_2(t) dt \right] e^{i\omega \hat{t}} d\hat{t} \quad (2.3)$$

Die reelle Kohärenzfunktion  $\gamma^2(\omega)$  gibt quantitativ den Zusammenhang der beiden Signale im Frequenzbereich an:

$$\gamma^2(\omega) = \frac{S_{12}(\omega) \cdot S_{12}^*(\omega)}{S_{11}(\omega) \cdot S_{22}(\omega)} \quad (2.4)$$

dabei ist die Kreuzspektraldichte mit der Spektraldichte der beiden Signale normiert, so daß die Kohärenzfunktion  $\gamma^2(\omega)$  nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Bei genügend häufiger Mittelung der Kohärenzfunktion werden die Signalanteile, die in beiden Signalen dominierend vorhanden sind, gegenüber solchen hervorgehoben, die nur in einem der Signale existieren. Dies ist leicht einzusehen, da die nicht gemeinsamen Signalanteile in der Kreuzspektraldichte nur linear eingehen, vgl. Gleichung (2.3), und sich dadurch herausmitteln, hingegen diese Anteile in der jeweiligen Spektraldichte quadratisch Berücksichtigung finden, vgl. Gleichung (2.2), und sich entsprechend nicht herausmitteln.

<sup>1</sup> Die Zerlegung periodischer Funktionen, deren 1. Ableitung unstetig ist (z.B. Rechteck- oder Sägezahnsignale), entspricht auch einer Summe unendlich vieler Sinus-Funktionen.

In der Messtechnik ist es üblich, die Spektraldichte in das Spektrum und die Kreuzspektraldichte in das Kreuzspektrum zu überführen. Dabei wird folgende Symmetrie der Spektraldichten ausgenutzt, vgl. Bendat und Piersol (1980)/42/Seite 50:

$$S_{11}(\omega) = S_{11}(-\omega)$$

und  $S_{12}(\omega) = S_{12}^*(-\omega)$  .

Unter messtechnischen Gesichtspunkten sind nur die Signalanteile für positive Frequenzen von Interesse, so daß der Faktor 2 in den Gleichungen (2.2) und (2.3) entsprechend zu verrechnen ist. Nutzt man noch aus, daß die Bandbreite  $\Delta f_B$  der Frequenzauflösung gerade dem Kehrwert des betrachteten Zeitintervalls T entspricht,

$$\Delta f_B = \frac{1}{T} \quad ,$$

so folgt für das gemessene Amplitudenspektrum,

$$G_{11}(\omega) = 2S_{11}(\omega)\Delta f_B \quad \text{für } \omega \geq 0$$

und  $G_{11}(\omega) = 0 \quad \text{für } \omega < 0$

oder für das Kreuzspektrum

$$G_{12}(\omega) = 2S_{12}(\omega)\Delta f_B \quad \text{für } \omega \geq 0$$

und  $G_{12}(\omega) = 0 \quad \text{für } \omega < 0$  .

Um den sogenannten Leckeffekt, vgl. Brigham (1989)/43/Seite 175f, der diskreten Fourier-Transformation abzuschwächen, ist es üblich, die im Zeitbereich gesampelten Daten mit einer sogenannten Fensterfunktion zu multiplizieren (bewerten). Hier wird ausschließlich das Hanning-Fenster mit einem Formfaktor

$$\varepsilon = 1.5$$

verwendet. Möchte man nun Frequenzanalysen unterschiedlicher Bandbreiten  $\Delta f_B$  von Zufallssignalen, die ein kontinuierliches Spektrum aufweisen (z.B. Rauschen), miteinander vergleichen, ist es wieder notwendig, auf die Filterbandbreite bezogene Spektraldichten zu berechnen. Zu berücksichtigen ist dabei dann der Formfaktor  $\varepsilon$  für das Bewertungsfenster der diskreten Fouriertransformation:

$$p_{\omega}^2(\omega) = \frac{\varepsilon \cdot p^2(\omega)}{\Delta f_B} \quad ,$$

$p_{\omega}(\omega)$  ist die gemessene Spektraldichte einer Druckschwankung,  $p(\omega)$  das gemessene Amplitudenspektrum der Druckschwankung. Die Quadrate sind gemäß Gleichung (2.2) berücksichtigt, m.a.W interessieren in der Praxis nur zeitliche Mittelwerte und der zeitliche Mittelwert einer Zufalls- oder Schwankungsgröße ist null, so daß entsprechend die Quadrate der Schwankungsgrößen gemessen oder berechnet werden.

### 3 Globale experimentelle Ergebnisse

#### 3.1 Einfluß der Spaltweite auf die Kenngrößen der Strömungsmaschine

In Abhängigkeit von der Spaltweite wurden zunächst die Kenngrößen Volumenstrom, Druckerhöhung und Schallemission der Strömungsmaschine gemessen. Für die dimensionslosen Auftragungen sind die Größen wie folgt normiert worden:

Mittels der Dichte des Fördermediums (Luft) und dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads ergibt sich aus der Druckerhöhung die Druckzahl:

$$\Psi = \frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2} U^2} \quad (\text{Druckzahl}) \quad . \quad (3.1)$$

Der Faktor 1/2 entspricht einer Konvention nach DIN 24163 /38/.

Zur Berücksichtigung der geometrischen Querschnittsänderung bei der Spaltweitenvariation ist der Volumenstrom mit dem Durchmesser des Laufradgehäuses und der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads dimensionslos gemacht worden:

$$\Phi = \frac{\dot{V}}{U \frac{\pi}{4} D_G^2} \quad (\text{Lieferzahl}) \quad . \quad (3.2)$$

Der Gehäusedurchmesser ist als Normierungsgröße gewählt worden, da Vergleiche mit den gleichermaßen normierten Ergebnissen von Inoue et al. (1985)/44/ beispielsweise in Bild 3-4 dargestellt werden. Auch Stütz (1988)/33/ normiert übereinstimmend mit der vorliegenden Arbeit, obwohl er den Laufraddurchmesser variiert hat, dagegen wählten Fukano et al. (1985)/32/ und McDoughal (1990)/45/ den Laufraddurchmesser als Bezugsgröße. Der maximale Unterschied zwischen den verschiedenen definierten Lieferzahlen beträgt hier beim weitesten Spalt 2%.

Die Aufgenommene mechanische Leistung der Strömungsmaschine ist aus der dem Motor zugeführten elektrischen Leistung und dem elektrischen Wirkungsgrad des Motors berechnet worden. Der Wirkungsgrad der Strömungsmaschine ist definiert als Quotient der abgeführten aerodynamischen Leistung zur zugeführten mechanischen Leistung:

$$\eta = \frac{\dot{V} \Delta p}{\eta_{el} P_{el}} \quad (\text{Wirkungsgrad}) \quad . \quad (3.3)$$

Da der Wirkungsgrad des Motors nicht genau bekannt war, sondern nur abgeschätzt wurde, vgl. BBC-Handbuch für Elektromotoren (1968)/46/ Seite 298, sind die ermittelten Wirkungsgrade der Strömungsmaschine nur als relative Werte anzusehen.<sup>3</sup>

Der Vergleich der Schallemission erfolgt über den spezifischen Schalleistungspegel in der Definition nach Madison (vgl. Neise /47/(1988)):

$$Lw_s = Lw - 20 \cdot \log \frac{\Delta p}{\Delta p_o} - 10 \cdot \log \frac{\dot{V}}{\dot{V}_o} \quad (\text{spezifischer Schalleistungspegel}). \quad (3.4)$$

---

<sup>3</sup> Bei Reproduzierbarkeitsversuchen hat sich herausgestellt, daß der Wirkungsgrad ganz wesentlich von der Motortemperatur bestimmt wird. Das objektivere Maß für die Güte der Strömungsmaschine ist daher die Druckzahl  $\Psi$ .

Der spezifische Schalleistungspegel erlaubt den akustischen Vergleich zwischen Strömungsmaschinen unterschiedlicher aerodynamischer Leistung, ohne leistungsfähigere, aber vom Schalleistungspegel lautere Strömungsmaschinen, zu benachteiligen. Die von ihrer physikalischen Dimension zwar nicht schlüssige Formulierung nach Madison ist gewählt worden, da sie in der Praxis weit verbreitet ist (ebd.). Die Schalleistung ist unter Berücksichtigung des Meßkanalquerschnitts aus dem azimuthal gemittelten Schalldruckpegel bestimmt worden:

$$L_w = L_p + 10 \cdot \log \frac{A}{A_0} \quad (3.5)$$

Die nach DIN 45635 Teil 9 vorgeschriebenen Frequenzgangkorrekturen für den Mikrofonvorsatz (Turbulenzschirm) und die sogenannte Modalkorrektur für den Messkanal sind unberücksichtigt geblieben, da sie wegen der geringen Strömungsgeschwindigkeiten (maximal etwa 7 m/s) erst für Frequenzen über 2.8 kHz bei der Frequenzgangkorrektur für den Mikrofonvorsatz oder für Frequenzen über 560 Hz bei der Modalkorrektur in die Berechnung eingegangen wären. Wie sich später zeigen wird, liegen die den Gesamtpegel bestimmenden Frequenzen unterhalb dieser Grenzfrequenzen. Ganz exakt gesehen, ist aber durch die Vernachlässigung auch der spezifische Schalleistungspegel nur ein relatives Maß für die hiesige Versuchsreihe. Auf die physikalische Deutung der Ergebnisse hat die Vernachlässigung der Frequenzgangkorrektur keinen Einfluß.

Die Reynoldszahl wird hier mit der Umfangsgeschwindigkeit des Laufrads  $U$ , seinem Durchmesser  $D_L$  und der kinematischen Zähigkeit  $\nu$  gebildet:

$$Re = \frac{U D_L}{\nu} \quad (3.6)$$

Für die im folgenden dargestellten Ergebnisse ist die Drehzahl (Reynoldszahl) gegenüber der Auslegungsdrehzahl auf 1400 U/min reduziert worden. Die Auslegungsdrehzahl der Strömungsmaschine ist 3000 U/min, nur bei dieser Drehzahl kann der maximal mögliche Wirkungsgrad erreicht werden. Die Staffelungswinkel der Laufradschaufeln und des Stators sind fest eingestellt, so daß die Geometrie nicht optimal an veränderte Strömungsparameter wie die der An- und Abströmrichtungen angepaßt werden kann. Nawrot(1991)/48/ hat den Einfluß der Reynoldszahl bei der Spaltweitenvariation ausführlich an diesem Versuchsstand untersucht. Die typischen Charakteristiken der normierten Kenngrößen  $\Phi$ ,

$\Psi$ ,  $\eta$  und  $L_{w_s}$ , insbesondere der gesamte Hysteresebereich, sind unbeeinflusst von der Reynoldszahl. Die Kennlinie ( $\Phi$  über  $\Psi$ ) der Strömungsmaschine zeigt bei einer Verdopplung der Drehzahl Abweichungen für größere Lieferzahlen von maximal 13% an. Der akustische Spalteffekt wird von der Reynolds- oder Drehzahl nicht wesentlich beeinflusst, dies wird im Rahmen dieser Arbeit bei den spektralen Untersuchungen bestätigt werden. Die niedrige Drehzahl ist gewählt worden, um die vorherrschenden akustischen Effekte in ihren Frequenzlagen soweit zu reduzieren, daß sie sich in der angeschlossenen Kanalstrecke als ebene Wellen ausbreiten.

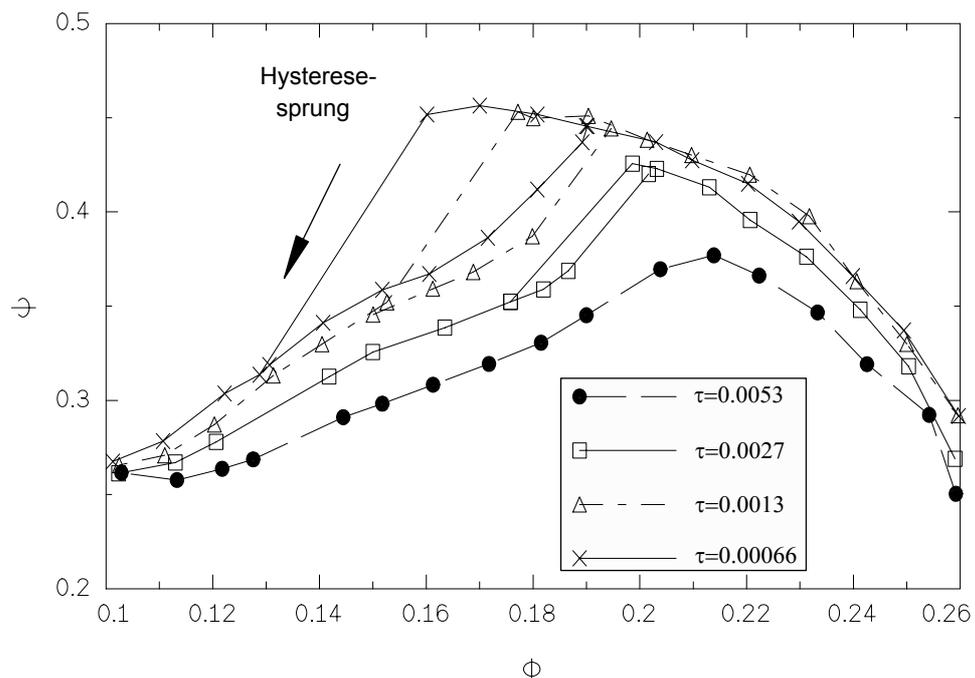
Bild 3-1 zeigt den Verlauf der Druckzahl  $\Psi$  über der Lieferzahl  $\Phi$  bei einer Drehzahl von 1400 U/min für die 4 untersuchten Spaltweiten. Es ist deutlich zu erkennen, daß ausgenommen von der größten Spaltweite der Druck bei starker Drosselung, also kleinem Volumenstrom, unstetig sinkt. Es entsteht jeweils ein Hysteresegebiet, das um so größer ist, je größer der Drucksprung ist. Je kleiner die Spaltweite ist, desto größer ist der Drucksprung und damit das Hysteresegebiet. Die Kurvenverläufe der Spaltweiten

$\tau=0.00066$  und  $\tau=0.0013$  unterscheiden sich erst bei Lieferzahlen  $\Phi < 0.17$ ; dort setzt das instabile Verhalten bei der Spaltweite  $\tau=0.0013$  ein.

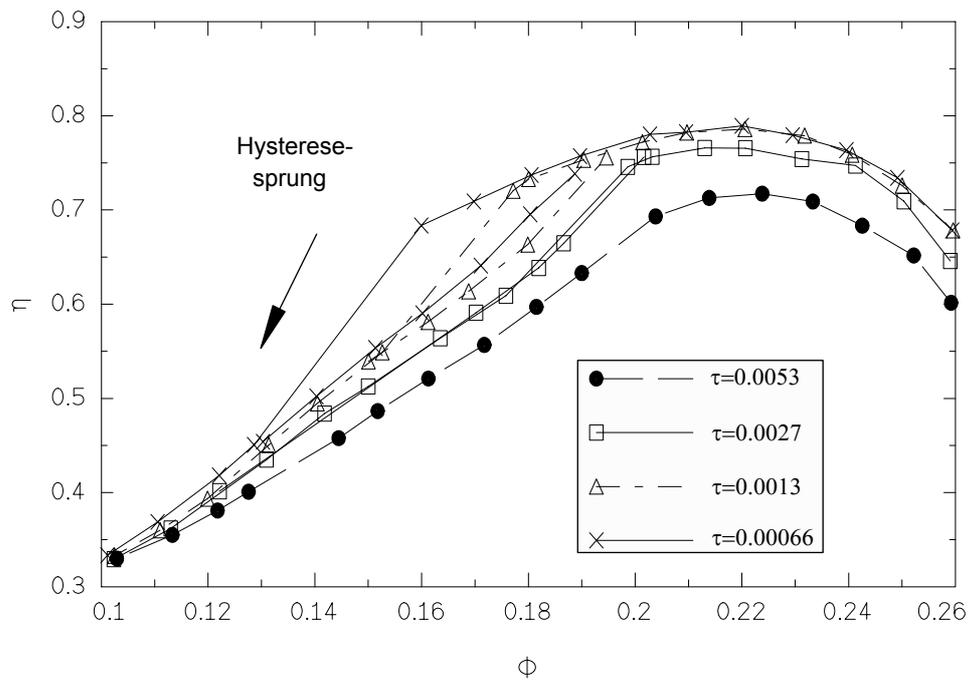
Der Wirkungsgradverlauf (Bild 3-2) zeigt, daß dieser Hysteresesprung nur unweit des optimalen Betriebspunkts (maximaler Wirkungsgrad) liegt. Die Konfigurationen der unterschiedlichen Spaltweiten erreichen ihren maximalen Wirkungsgrad etwa bei  $\Phi=0.220$ . Die Wirkungsgradänderung vom kleinsten zum größten Spalt beträgt mehr als 7 Prozentpunkte.

Die sprungartige Reduzierung des Drucks ist verbunden mit einer Zunahme des spezifischen Schalleistungspegels von bis zu 20 dB, dies wird in Bild 3-3 gezeigt. Zu erkennen ist dabei, daß selbst beim weitesten Spalt der Geräuschpegel unstetig zunimmt. Die Hysterese ist hier auf eine entsprechend kleine Fläche geschrumpft, so daß sie in den Verläufen der Druckzahl  $\Psi$  und des Wirkungsgrads nicht zu erkennen ist. Im Verlauf des spezifischen Schalleistungspegels ist der Sprung jedoch gerade noch zu erkennen.

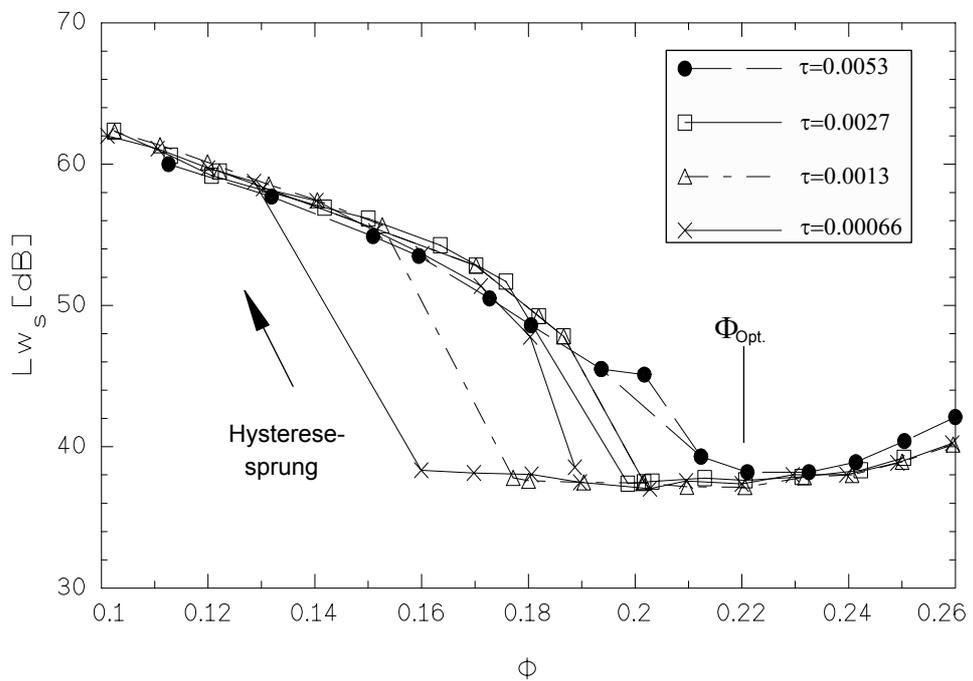
Die unstetigen Veränderungen der Kenngrößen lassen sich mit sogenannter rotierender Ablösung erklären. Physikalische Ursachen und Charakteristiken der rotierenden Ablösung werden im Abschnitt 4.3.2 beschrieben. Die hier gezeigten Verläufe der Kenngrößen in Abhängigkeit unterschiedlicher Spaltweiten sind aus der Literatur schon lange bekannt. So hat z.B. Hutton /49/ 1955 beschrieben, daß bei kleinen Spaltweiten die rotierende Ablösung plötzlich und sehr laut einsetzt, bei großen Spaltweiten hingegen kontinuierlich aber hörbar. Die von Hutton festgestellten Hysteresegebiete in den aerodynamischen Kenngrößen entsprechen den hier vorgestellten Ergebnissen.



**Bild 3-1:** Kennlinien der Druckerhöhung für die 4 untersuchten Spaltweiten,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-2:** Wirkungsgradverläufe für die 4 untersuchten Spaltweiten,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-3:** Kennlinien des spezifischen Schalleistungspegels für die 4 untersuchten Spaltweiten,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).

Die unstetige Änderung der Kenngrößen ist abhängig von der Spaltweite. In Bild 3-4 ist die Druckerhöhung beim letzten stabilen Betriebspunkt, jeweils der erste stabile Betriebspunkt rechts vom instabilen Kennlinienast, normiert mit der Dichte der Luft und dem Quadrat der axialen Anströmgeschwindigkeit aufgetragen. Dabei ist die folgende Proportionalität ausgenutzt worden:

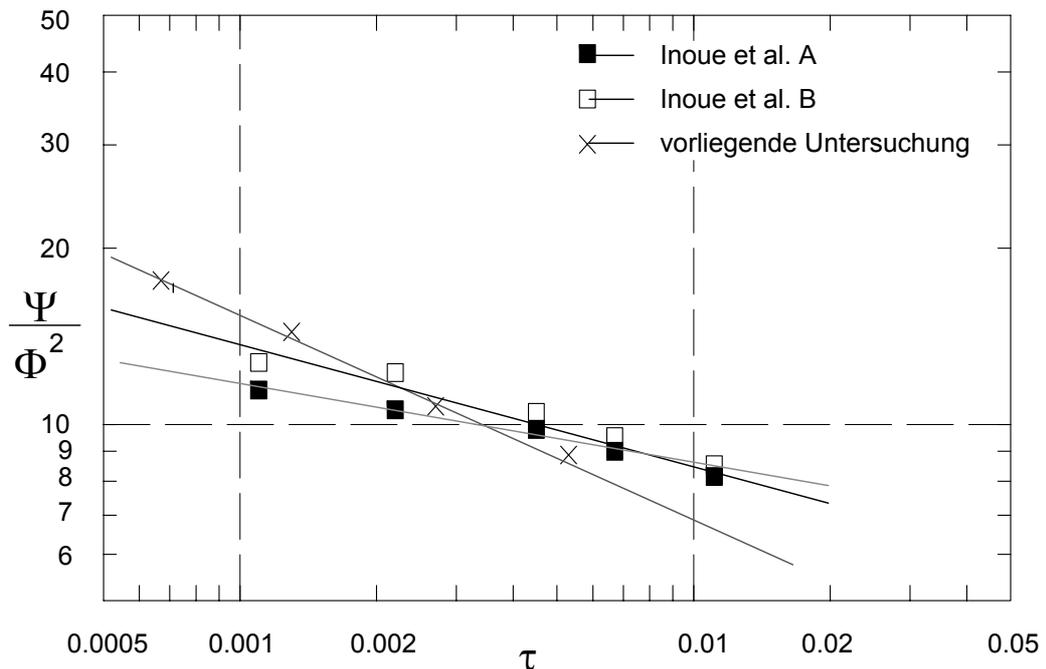
$$\frac{\Delta p}{\rho c_z^2} \sim \frac{\Psi}{\Phi^2}$$

Die experimentell ermittelten Daten können approximiert werden durch

$$\frac{\Psi}{\Phi^2} = \tau^\kappa + K \quad , \quad (3.7)$$

wobei der Exponent  $\kappa$  und die Konstante  $K$  von der Geometrie der Laufradschaufeln wie Profilform, Anstellwinkel und Schaufelverwindung abhängen, dies wird durch die zum Vergleich herangezogenen Daten von Inoue et al. (1991)/44/ deutlich. Der Kehrwert der Größe auf der linken Seite der Gleichung (3.7) wird auch als Drosselkennwert bezeichnet.

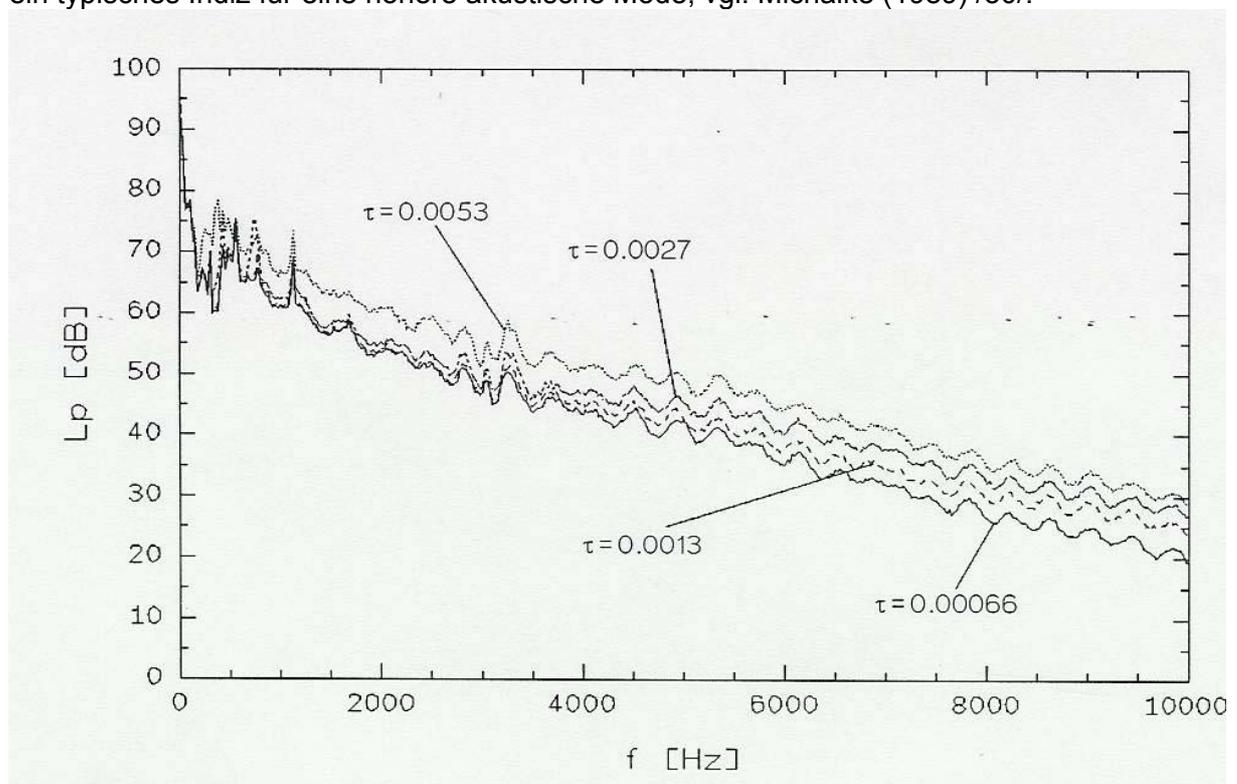
Eine Interpretation dieser Betrachtungen ist, daß offensichtlich zwischen der Druck- und der Saugseite des Laufrades ein gewisser Druckunterschied notwendig ist, um eine Sekundärströmung so kräftig zu induzieren, daß über einen gewissen Bereich der Schaufellänge die Profilmströmung gestört wird und rotierende Ablösung auftritt. Die Spaltweite wirkt dabei offensichtlich wie ein reziproker Widerstandsbeiwert: je kleiner die Spaltweite, desto größer muß der Druck sein, bevor die Sekundärströmung durch den Spalt einen ausreichenden Volumenstrom erreicht.



**Bild 3-4:** Mit dem Quadrat der Anströmgeschwindigkeit normierter Druck beim letzten stabilen Betriebspunkt aufgetragen über der Spaltweite.

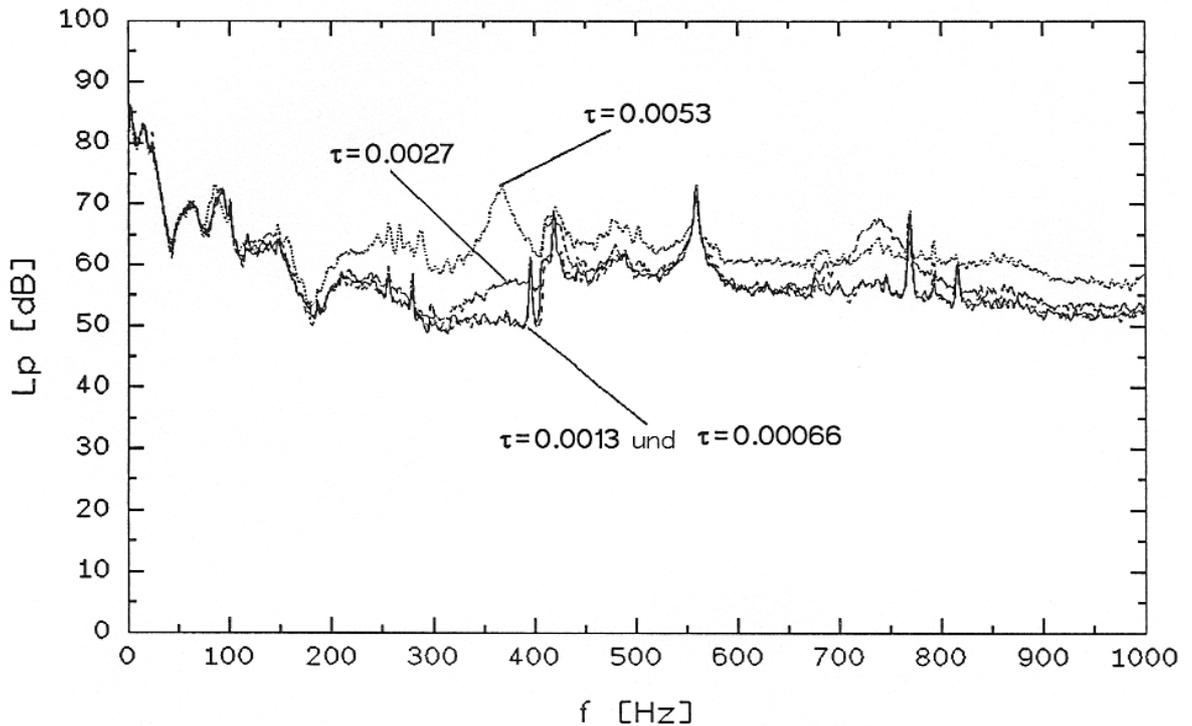
### 3.2 Einfluß der Spaltweite auf die Schalldruckspektren

Die in der Literatur beschriebene breitbandige Pegelanhebung bei Vergrößerung der Spaltweite wird durch die in Bild 3-5 gezeigten Schalldruckspektren<sup>4</sup> bestätigt. Bild 3-5 vermittelt den Eindruck, daß sich die Schalldruckspektren der 4 Spaltweiten nur für Frequenzen oberhalb 1 kHz signifikant voneinander unterscheiden. Der Frequenzbereich unterhalb 1 kHz wird in Bild 3-6 mit einer verbesserten Frequenzauflösung gezeigt. Deutlich ist für die Spaltweiten  $\tau=0.0027$  und  $\tau=0.0053$  eine Pegelanhebung bei etwa 360 Hz zu erkennen. Für die Spaltweite  $\tau=0.0027$  wird der Effekt vermutlich durch die bei 399 Hz vorhandene erste höhere Azimutalmode in der Meßstrecke von 500 mm  $\varnothing$  leicht verdeckt. Daß bei etwa 400 Hz ein akustischer Resonanzeffekt vorhanden ist, läßt sich leicht durch Reynoldszahlvariationen mittels Drehzahländerungen der Strömungsmaschine feststellen: Resonanzfrequenzen, die sich ausschließlich auf die Geometrie der Versuchsanlage beziehen, müssen unbeeinflusst von solchen Änderungen sein. Der steile Pegelanstieg bei etwa 400 Hz ist ein typisches Indiz für eine höhere akustische Mode, vgl. Michalke (1989) /50/.

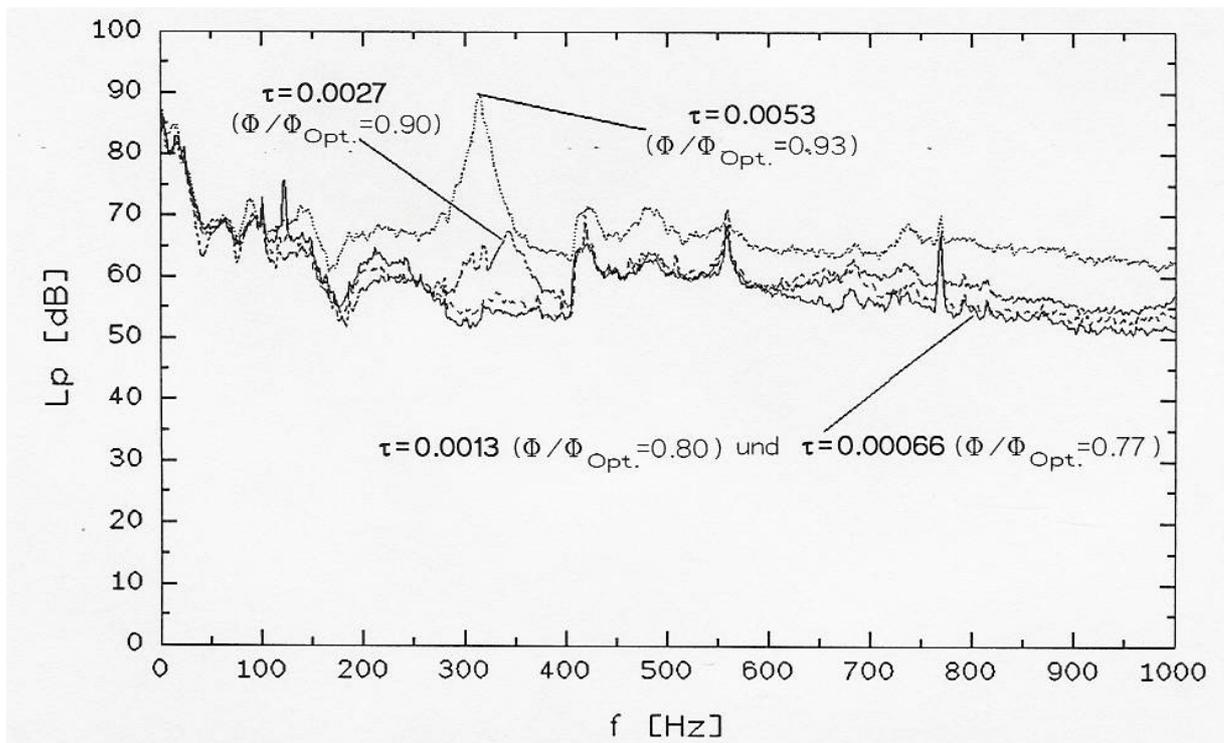


**Bild 3-5:** Schalldruckspektren im druckseitigen Kanal als Funktion der Spaltweite  $\tau$ ,  $\Phi / \Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=12.5$  Hz.

<sup>4</sup>auf eine Normierung der Schalldruckspektren wird an dieser Stelle verzichtet, vergleiche dazu Abschnitt 3.4.5



**Bild 3-6:** Schalldruckspektrn im druckseitigen Kanal als Funktion der Spaltweite  $\tau$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $n= 1400$  U/min,  $\Delta f_B= 1.56$  Hz.



**Bild 3-7:** Vergleich der Schalldruckspektrn im druckseitigen Kanal beim jeweiligen Betriebspunkt des maximalen Spaltgeräuschs,  $n= 1400$  U/min,  $\Delta f_B= 1.56$  Hz.

In dem Rohrabschnitt mit dem eingebauten Nabenkörper ist die Ausbreitung der ersten höheren Mode schon bei 296 Hz möglich. Die Ausbreitung höherer akustischer Rohrmoden wird im Abschnitt 4.2.3 ausführlich beschrieben, im Anhang B sind die Grenzfrequenzen der verschiedenen Moden für die drei Rohrgeometrien (zylindrisches Rohr mit 500 mm  $\varnothing$  und das zylindrische Rohr mit 450 mm  $\varnothing$  mit und ohne eingebauter Nabe bei einem Nabenverhältnis von

0.62) tabelliert vorzufinden. Die Werte sind mit einem numerischen Programm berechnet worden, das die in Gleichung (4.34) eingehenden Besselkoeffizienten berechnet, vgl. Anhang B. Der Einfluß der Strömung ist bei der niedrigen Machzahl von maximal 0.04 denkbar gering.

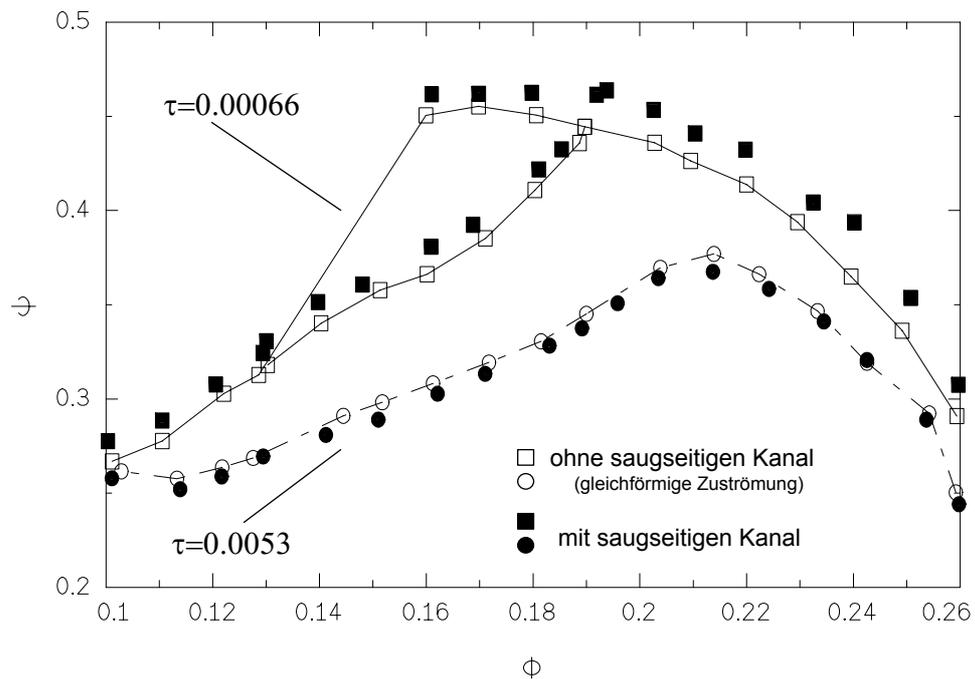
Die Bilder 3-5 und 3-6 zeigen den Spalteffekt jeweils am Optimalpunkt der Strömungsmaschine. Drosselt man die Strömungsmaschine stärker, verschiebt sich die hier als Spaltgeräusch oder "clearance noise" (CN) bezeichnete Pegelerhöhung zu tieferen Frequenzen, vgl. Bild 3-7. Der Pegel des Spaltgeräuschs beim weitesten Spalt erhöht sich dabei noch einmal ganz erheblich. Der in Bild 3-7 dargestellte Betriebspunkt ist der für das Spaltgeräusch lauteste. Bei den beiden kleinen Spaltweiten ist es nicht möglich, durch Drosselung ein Spaltgeräusch zu erzeugen, obwohl die Druckunterschiede von der Druck- zur Saugseite um bis zu 26 % größer sind als beim größten Spalt. Zu große Reduzierung des Volumenstroms führt hier dann zu rotierender Ablösung.

### 3.3 Spaltweitenvariation bei unterschiedlichen Zuströmbedingungen

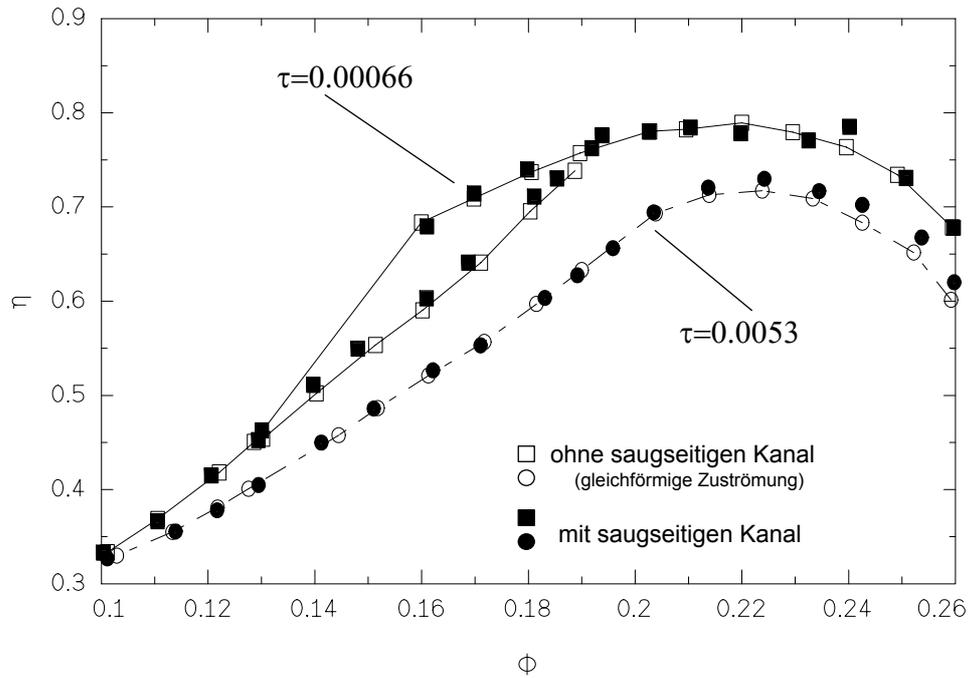
Die bisher vorgestellten Ergebnisse sind unter Verwendung einer saugseitigen Kanalstrecke mit reflexionsarmen Kanalabschluß (Bild 2-1) punktuell überprüft worden, ob die gemessenen Spalteffekte von den akustischen Randbedingungen am Einlauf und den Zuströmbedingungen abhängig sind.

Im Falle der vorhandenen saugseitigen Kanalstrecke entspricht das Zuströmprofil der einer turbulenten Rohrströmung. Wird die saugseitige Kanalstrecke durch die Einlaufmeßdüse ersetzt, ist die Zuströmung gleichförmig.

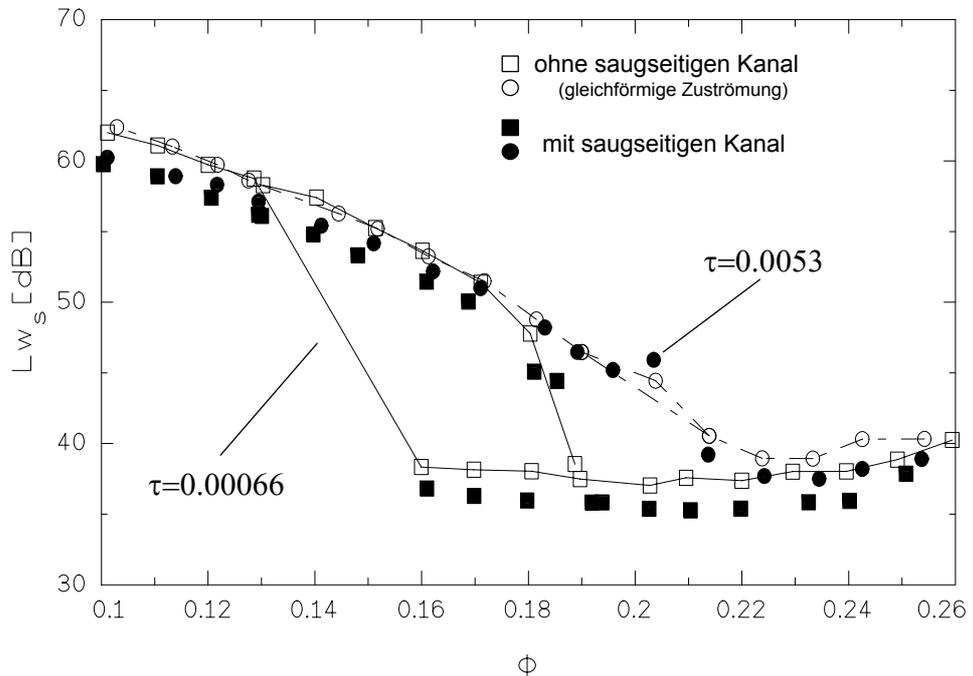
Bild 3-8 zeigt den Vergleich der Druckzahl  $\Psi$  über der Lieferzahl  $\Phi$  für die kleinste und die weiteste Spaltweite im Vergleich mit und ohne saugseitigen Kanal. Bild 3-9 und Bild 3-10 zeigen entsprechende Verläufe des Wirkungsgrads und des spezifischen Schalleistungspegels. Deutlich voneinander abweichende Tendenzen sind nicht zu erkennen. Die spezifischen Schalleistungspegel ohne den saugseitig reflexionsarmabgeschlossenen Kanal sind etwas größer, vermutlich verursachen Reflexionen am offenen Kanalende diese leichte Pegelanhebung. Die Abweichungen liegen ansonsten im Bereich der möglichen Reproduzierbarkeit der Versuche.



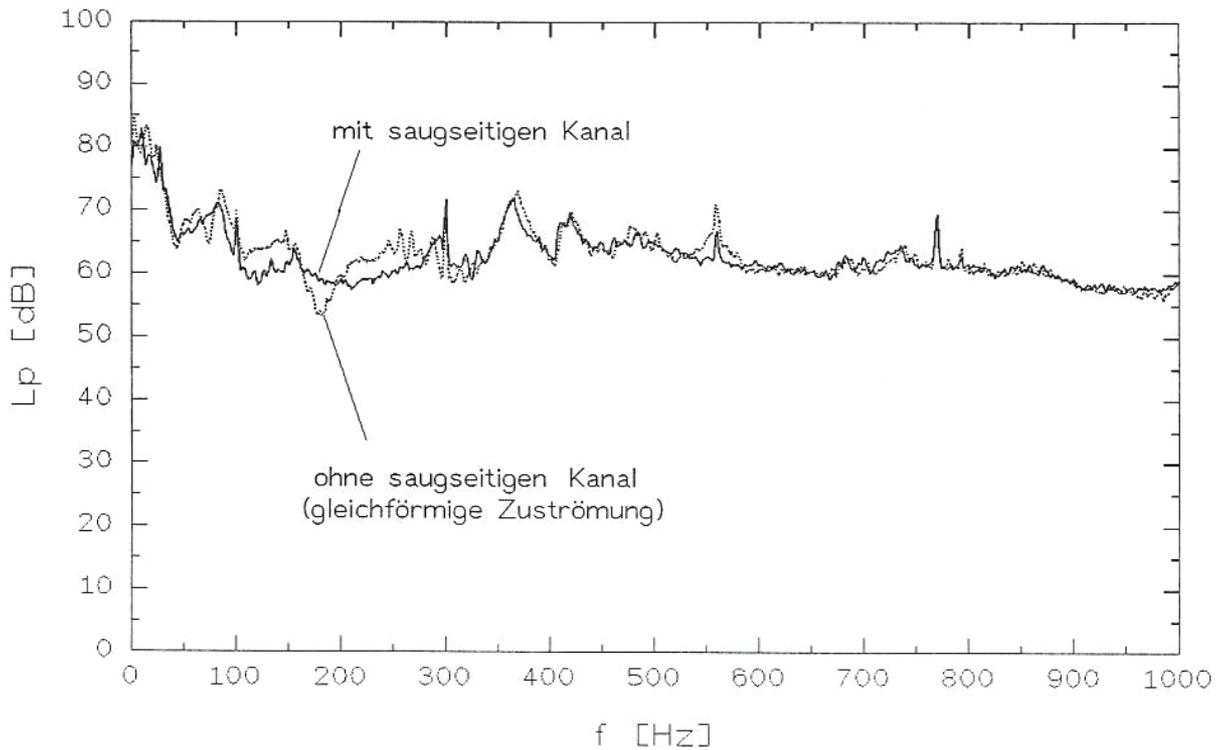
**Bild 3-8:** Kennlinie der Druckerhöhung bei unterschiedlichen Zuströmbedingungen,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



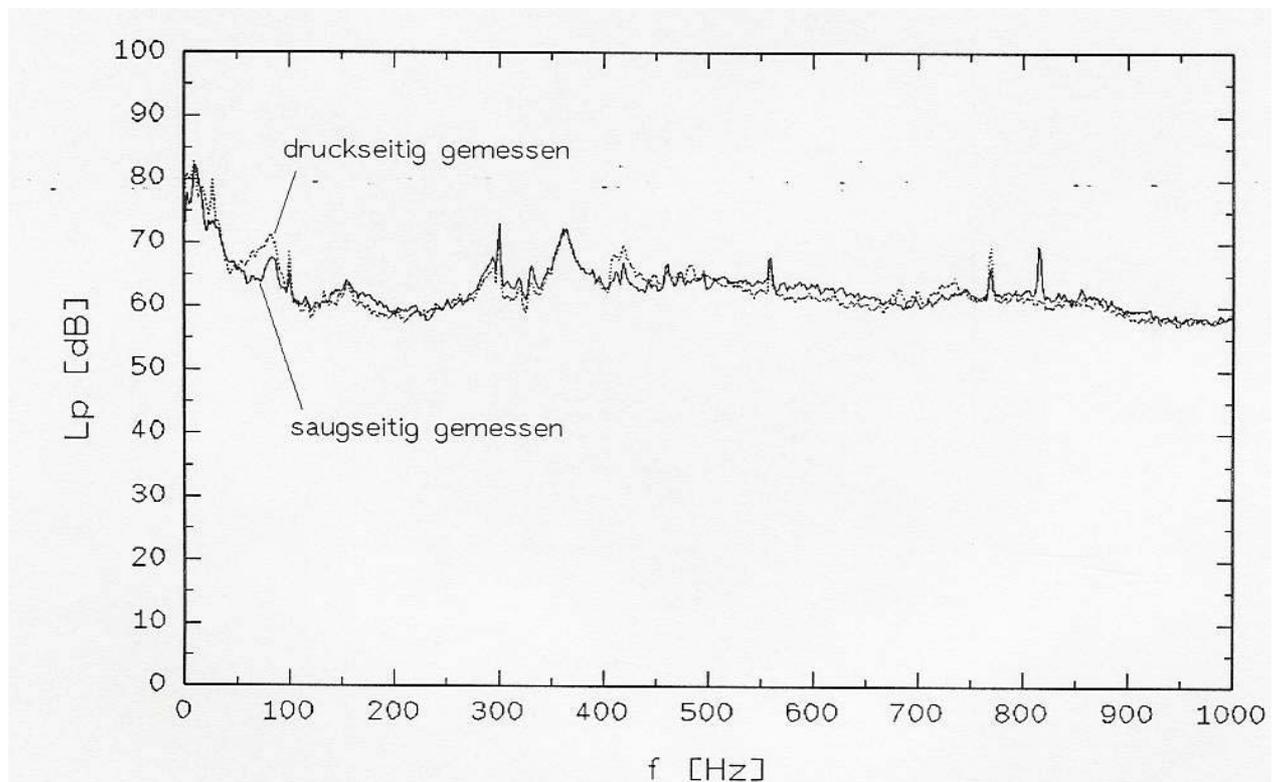
**Bild 3-9:** Wirkungsgradverläufe für verschiedene Zuströmbedingungen,  $\tau=0.0053$ ,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-10:** Spezifischer Schalleistungspegel für verschiedene Zuströmbedingungen,  $\tau=0.0053$ ,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-11:** Schalldruckspektrien im druckseitigen Kanal für verschiedene Zuströmbedingungen,  $\tau=0.0053, \Phi/\Phi_{Opt.}=1, Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-12:** Vergleich der saugseitig und der druckseitig gemessenen Schalldruckspektrien,  $\tau=0.0053, \Phi/\Phi_{Opt.}=1, Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).

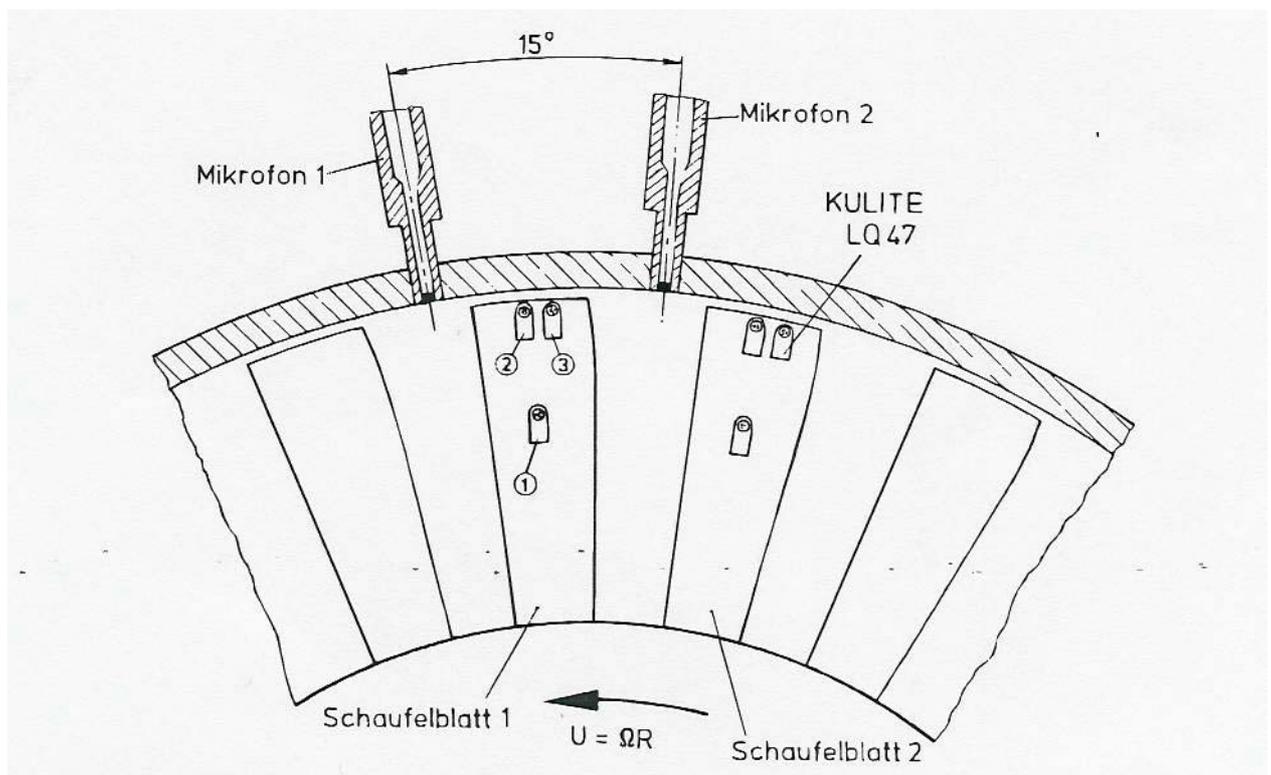
In Bild 3-11 werden die Schalldruckspektren in der druckseitigen Kanalstrecke für die Spaltweite  $\tau=0.0053$  miteinander verglichen. Das Spaltweitengeräusch ist unabhängig von den beiden Zuströmbedingungen. Die Spektren unterscheiden sich lediglich für Frequenzen unterhalb 200 Hz voneinander. Vermutlich ist dies mit axialen Resonanzen in dem kurzen Einlauf zu erklären, die bei der reflexionsarm abgeschlossenen Rohrstrecke natürlich nicht vorhanden sind.

Bild 3-12 zeigt einen Vergleich eines im saugseitigen Kanal mit einem im druckseitigen Kanal gemessenen Schalldruckspektrums, ein signifikanter Unterschied liegt nicht vor.

Auch die Bilder 3-11 und 3-12 rechtfertigen die Untersuchung des akustischen Spalteffekts auf nur einer Seite des Axialventilators. Die globalen Kenngrößen und die Schalldruckspektren der Strömungsmaschine sind nahezu unbeeinflusst von den beiden Zuströmbedingungen, die folgenden Experimente werden daher am Versuchsaufbau ohne den saugseitigen Kanal durchgeführt.

### 3.4 Experimente zur Identifizierung des Schallentstehungsmechanismus

Für die Ortung und Erklärung akustischer Quellmechanismen ist es notwendig auch im Quellgebiet der Druckfluktuationen Messungen durchzuführen. Im Abschnitt 3.4.1 werden zunächst die im druckseitigen Kanal gemessenen Schalldruckspektren durch Wanddruckspektren, die in unmittelbarer Nähe des Laufrads aufgenommen worden sind, ergänzt. Zeitverläufe dieser Wanddruckschwankungen werden im Abschnitt 3.4.2 gezeigt und Versuche zur Lokalisierung bestimmter aufgetretener Effekte werden dann im Abschnitt 3.4.3 beschrieben. Mit Miniaturdrucksensoren gemessene Druckschwankungen auf den rotierenden Laufradschaufeln, wie sie in Bild 3-13 angeordnet sind, werden im Abschnitt 3.4.4 gezeigt. Die Unabhängigkeit der zuvor beschriebenen Effekte von der Reynoldszahl wird abschließend im Abschnitt 3.4.5 nachgewiesen.



**Bild 3-13:** Ausschnitt des Laufrades mit den zwei mit KULITE-Sensoren bestückten Schaufeln und zwei Kondensatormikrofonen in der Gehäusewand.

#### 3.4.1 Vergleich von Nah- und Fernfeldspektren bei verschiedenen Betriebspunkten und Spaltweiten

Neben den Schalldruckmessungen in der angeschlossenen druckseitigen Rohrstrecke - im folgenden Fernfeld genannt - sind Messungen der Wanddruckschwankungen in unmittelbarer Nähe zum Laufrad durchgeführt worden. Die Wanddruckschwankungen sind mit einem bündig in die Gehäusewand eingebautem 1/8" Mikrofon stromauf der Vorderkante des Laufrades ( $\zeta=0$ ) an einer Position  $\zeta=z/D_L=-0.007$  gemessen worden. Dieser Ort wird hier als Nahfeld bezeichnet.

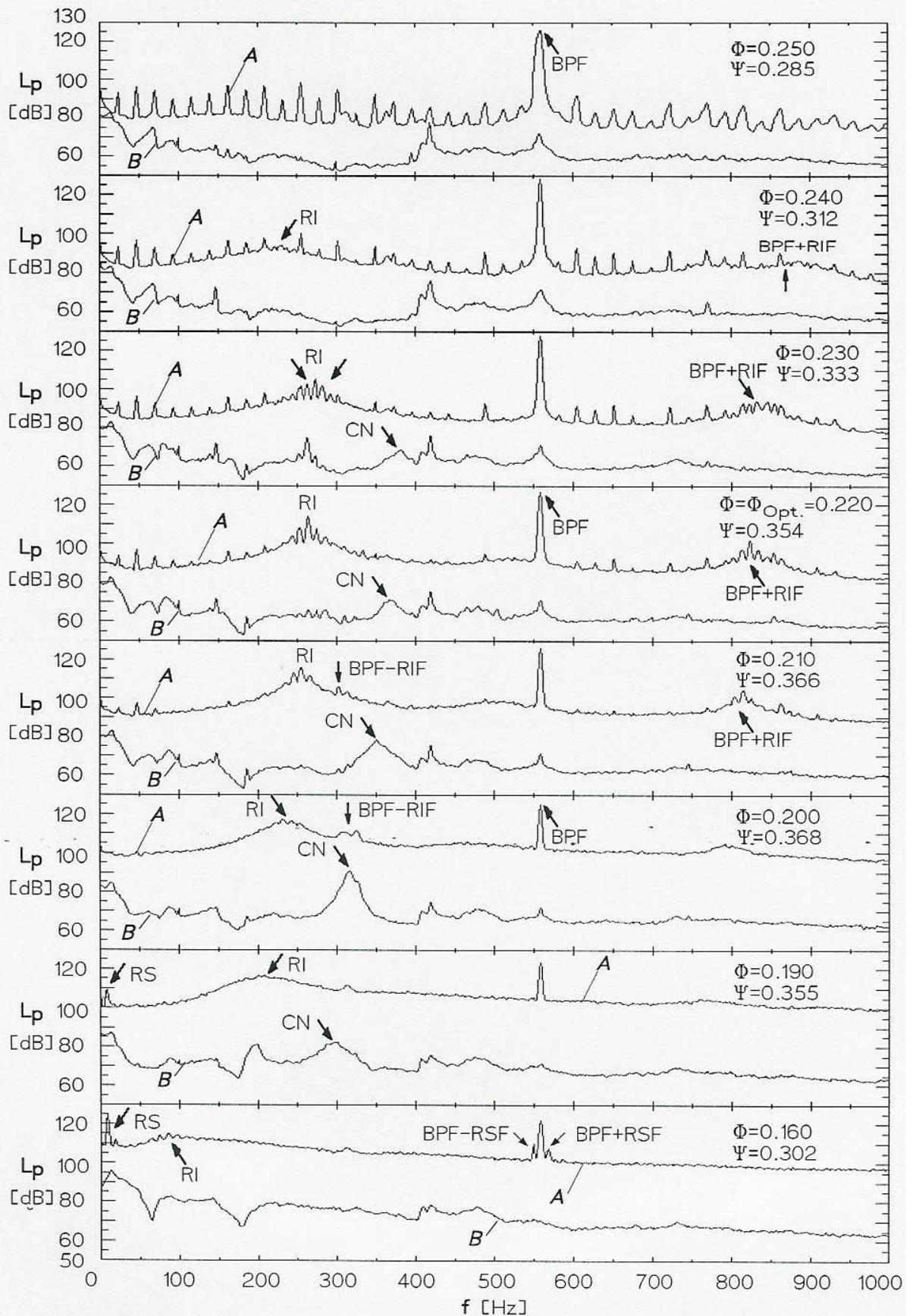
Bild 3-14 zeigt für die größte Spaltweite  $\tau=0.0053$  die Änderung der Schall- und der Wanddruckschwankungen in Abhängigkeit vom Betriebspunkt. Die Lieferzahl  $\Phi$  wird von dem oberen zum unteren Diagramm schrittweise reduziert. Die zugehörigen Druckzahlen  $\Psi$  sind mit angegeben. Die Schaufelfrequenz (BPF - blade passing frequency) ist deutlich in den Wanddruckspektren zu erkennen. Harmonische der Rotorfrequenz sind auf beiden Seiten der Schaufelfrequenz zu erkennen. Das im Fernfeld gemessene Spaltweitengeräusch (CN - clearance noise) verändert sich mit abnehmender Lieferzahl hin zu tieferen Frequenzen. In den Wanddruckschwankungen tritt dabei eine weitere Frequenzkomponente auf, die hier mit rotierenden Instabilitäten (RI - rotating instability) in Verbindung gebracht wird. Ihre Frequenz und ihr Pegel steigen zunächst mit abnehmender Lieferzahl an. Bei verschiedenen Betriebspunkten treten Summen- und Differenzfrequenzen der rotierenden Instabilität zur Schaufelfrequenz auf, dies läßt sich über eine Phasenmodulation, vgl. Abschnitt 4.2.4, erklären.

Beim Betriebspunkt  $\Phi=0.200$ , dem dritten Diagramm von unten, erreicht das Spaltgeräusch seinen höchsten Pegel. Für Betriebspunkte  $\Phi < 0.200$  löst die Strömung im Schaufelgitter ab, die Druckzahl  $\Psi$  hat ihr Maximum überschritten und die niederfrequenten Schalldruckschwankungen nehmen deutlich zu. Unterhalb der Rotorfrequenz taucht die Frequenz der rotierenden Ablösung (RS - rotating stall) als einzelne tonale Komponente auf. Auch die Frequenz der rotierenden Ablösung wird mit der Schaufelfrequenz moduliert, so daß Summen- und Differenzfrequenzen bei  $BPF-RSF$  und  $BPF+RSF$  im Spektrum der Wanddruckschwankungen vorhanden sind.

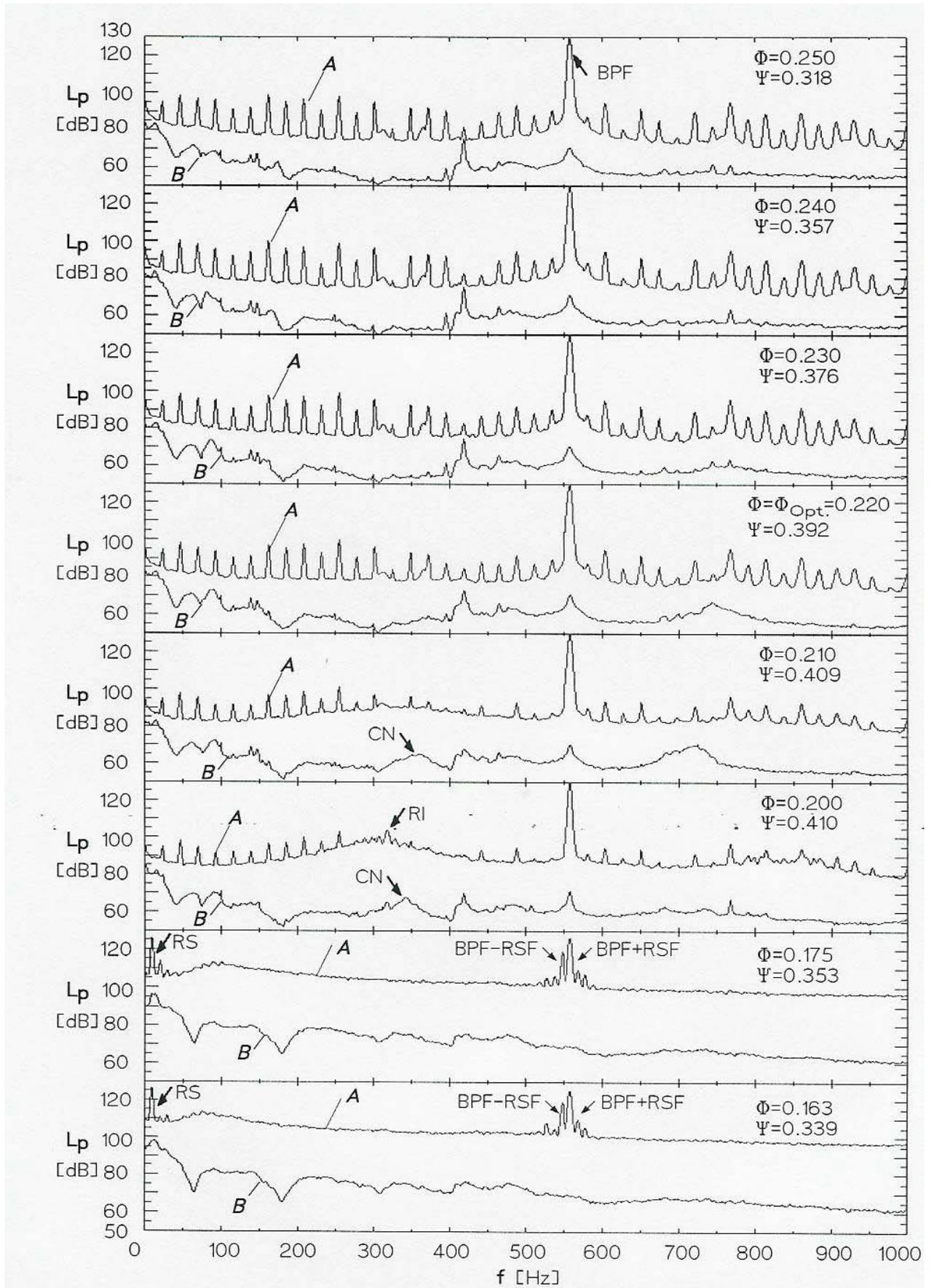
Bild 3-15 zeigt eine vergleichbare Betriebspunktvariation für die nächst kleinere Spaltweite  $\tau=0.0027$ . Das Spaltweitengeräusch im Fernfeld und die Frequenzen der rotierenden Instabilität in den Wanddruckspektren sind zwar bei genügender Drosselung zu erkennen, sie sind jedoch nicht mehr so ausgeprägt wie bei der großen Spaltweite  $\tau=0.0053$ . Ausgeprägter ist dagegen die rotierende Ablösung, da bei dieser Spaltweite ein deutlicheres Hysteresegebiet in der Kennlinie vorhanden ist und echtes instabiles Betriebsverhalten auftritt.

Im Bild 3-16 werden die Ergebnisse der Betriebspunktvariation für die Spaltweite  $\tau=0.0013$  gezeigt. Weder das Spaltweitengeräusch im Fernfeld noch die Frequenz der rotierenden Instabilität im Nahfeld treten auf. Lediglich bei genügender Drosselung setzt erwartungsgemäß rotierende Ablösung mit den entsprechenden Modulationsfrequenzen zur Schaufelfrequenz ein.

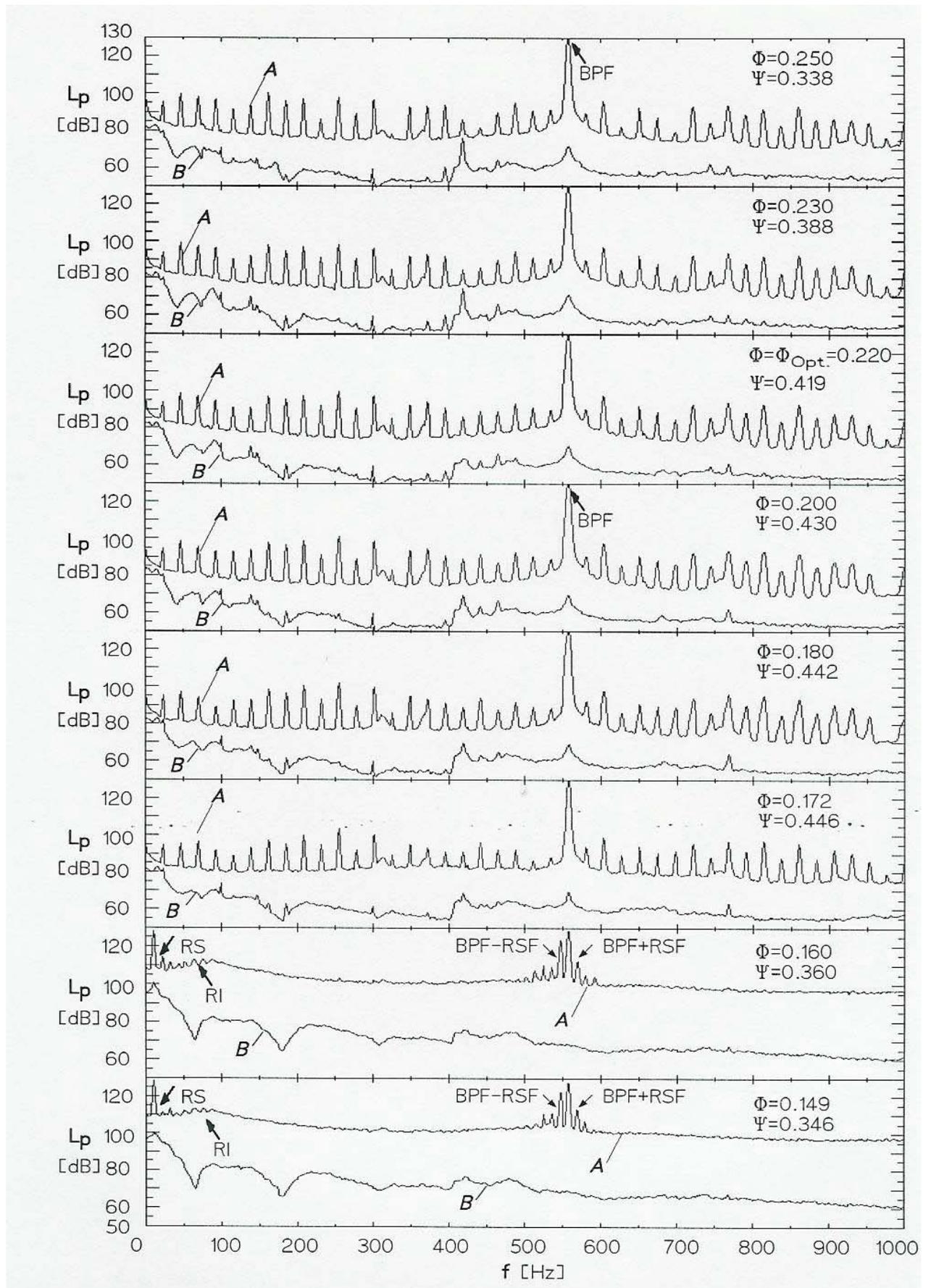
Abschließend sind in Bild 3-17 die Ergebnisse für die kleinste Spaltweite  $\tau=0.00066$  dargestellt, die sich von den Ergebnissen der Spaltweite  $\tau=0.0013$  im Bild 3-16 nicht unterscheiden.



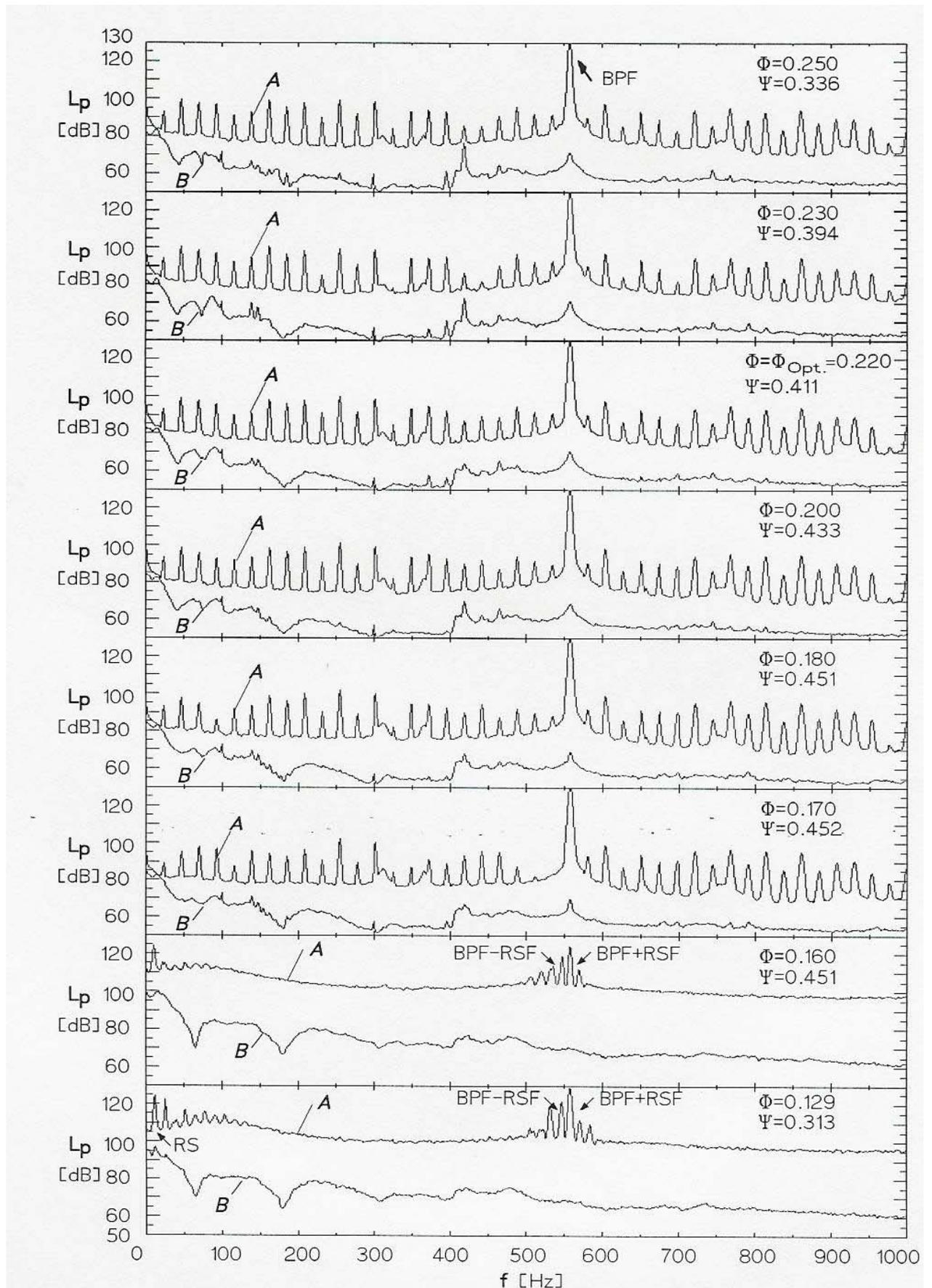
**Bild 3-14:** Spektren der Druckschwankungen im Ausblaskanal (**B**, Fernfeld) und an der Gehäusewand (**A**,  $\zeta=-0.007$ , Nahfeld) für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-15:** Spektren der Druckschwankungen im Ausblaskanal (**B**, Fernfeld) und an der Gehäusewand (**A**,  $\zeta=-0.007$ , Nahfeld) für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-16:** Spektren der Druckschwankungen im Ausblaskanal (**B**, Fernfeld) und an der Gehäusewand (**A**,  $\zeta=-0.007$ , Nahfeld) für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0013$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-17:** Spektren der Druckschwankungen im Ausblaskanal (**B**, Fernfeld) und an der Gehäusewand (**A**,  $\zeta=-0.007$ , Nahfeld) für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.00066$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.

### 3.4.2 Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen

Die bisher gezeigten Druckschwankungsspektren sind über längere Zeiträume gemittelt worden. Instabile Störungen der Druckverläufe haben sich dort also herausgemittelt, sie lassen sich nur in momentanen Zeitverläufen erkennen.

In Bild 3-13 wird die Anordnung zweier 1/8" Mikrofone im azimutalen Abstand von  $15^\circ$  - einem Schaufelabstand - gezeigt. Die Mikrofone sind entsprechend der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Versuche an der axialen Position  $\zeta = -0.007$  unmittelbar stromauf des Laufrades angeordnet. Bild 3-18 zeigt ungemittelte Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen für die Spaltweite  $\tau = 0.0053$ . Die Werte korrespondieren direkt mit den in Bild 3-14 gezeigten Spektren. Lediglich eine geringere Anzahl an Betriebspunkten wird hier gezeigt, da Änderungen der Momentanwerte natürlich wenig prägnant sind.

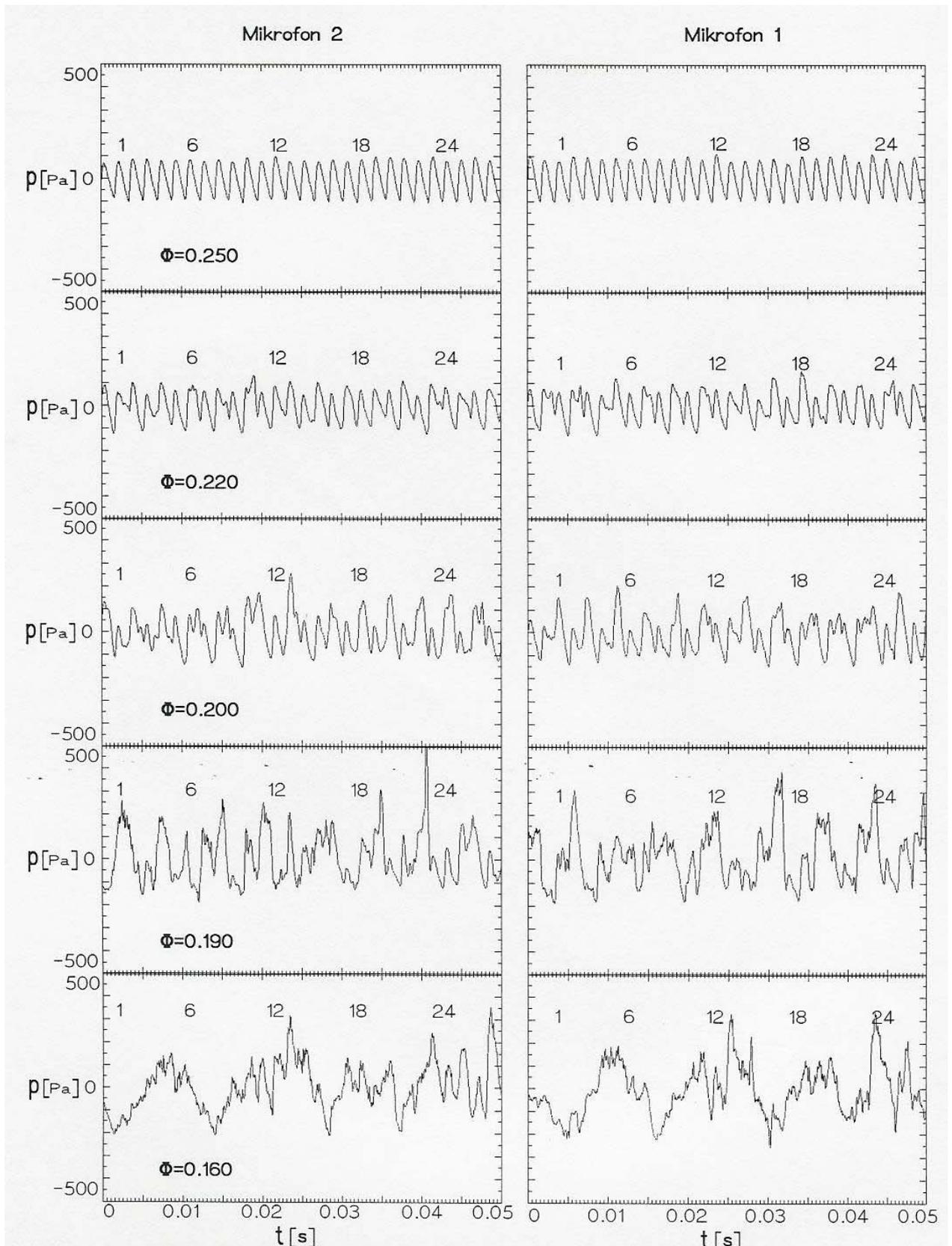
Bei einem genügend großen Volumenstrom ( $\Phi = 0.250$ ) entspricht der Zeitverlauf einer streng periodischen Funktion, stochastische Schwankungen die von Strömungs-turbulenzen verursacht werden, sind aufgrund der gezeigten groben Auflösung der grafischen Darstellung nicht zu erkennen. Zu erkennen ist aber, daß die Amplitudenschwankungen exakt einzelnen Schaufeln zuzuordnen sind. Schon Fertigungsungenauigkeiten von 1/100 mm können für die Unterschiede in den Signaturen einzelner Schaufeln verantwortlich sein. Deutlich bewegt sich das Muster der periodischen Zeitverläufe von Mikrofon 2 zu Mikrofon 1.

Bei Drosselung der Strömungsmaschine ( $\Phi = 0.220$ ) treten unregelmäßige Deformationen des periodischen Zeitverlaufs auf. Beachtenswert ist, daß vom Mikrofon 2 zum Mikrofon 1 keine Zuordnung der einzelnen Deformationen möglich ist. Die Störungen breiten sich nicht mit der Kreisfrequenz des Laufrads aus, sondern bewegen sich relativ zum Schaufelgitter und verändern sich von Schaufel zu Schaufel. Sie müssen den rotierenden Instabilitäten gemäß Bild 3-14 zuzuordnen sein.

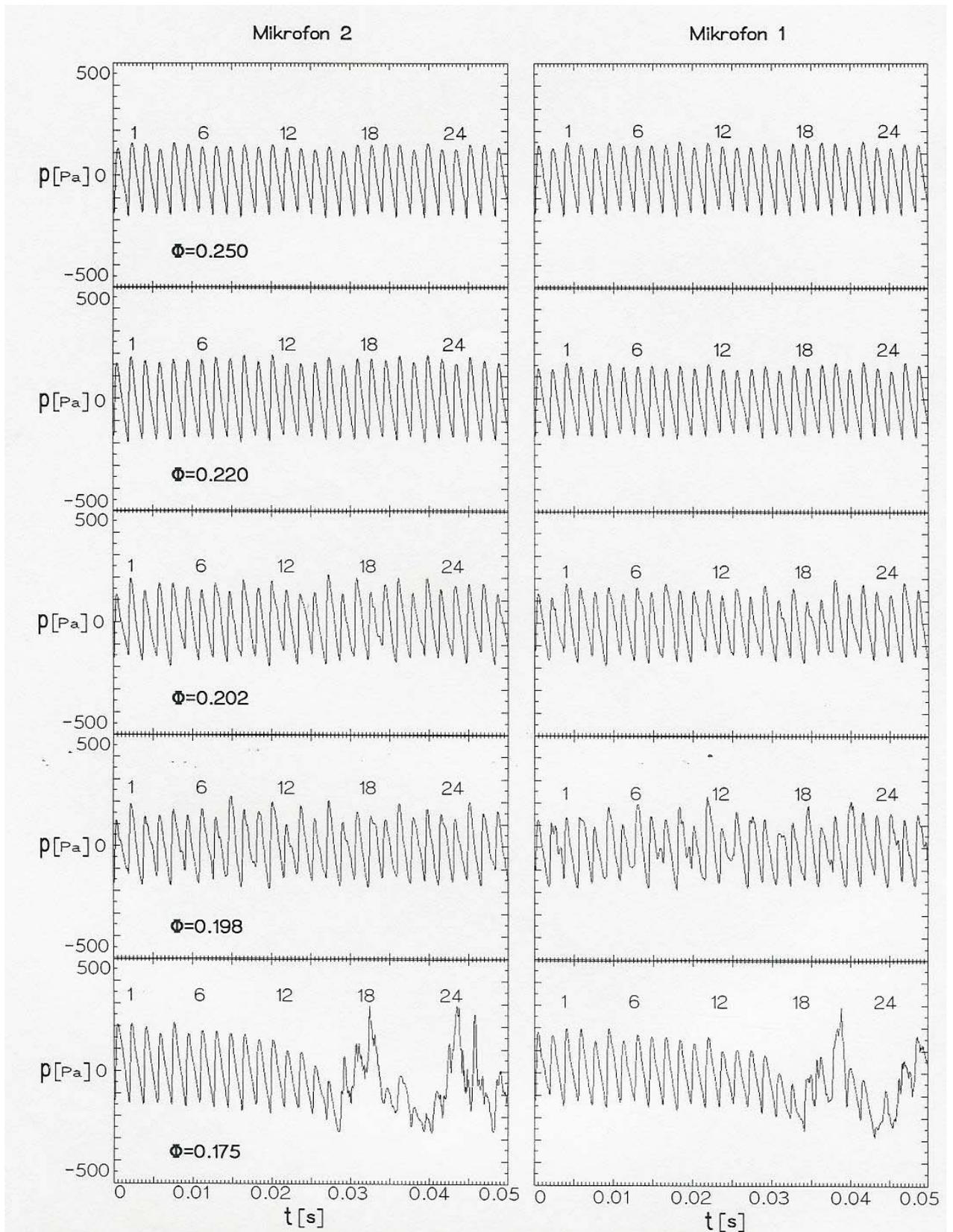
Mit zunehmender Drosselung der Strömungsmaschine verliert der Zeitverlauf an Periodizität. Beim lautesten Betriebspunkt ( $\Phi = 0.200$ ) ist eine Zuordnung von Druckbergen und -tälern zu einzelnen Schaufeln nicht mehr möglich. Beim als instabil bezeichneten Betriebsverhalten ( $\Phi = 0.190$ ) treten sehr große Amplituden auf. Eine Zuordnung der Zeitverläufe zu einzelnen Schaufeln ist auch bei den Betriebspunkten  $\Phi = 0.190$  und  $\Phi = 0.160$  nicht möglich.

Bild 3-19 zeigt eine entsprechende Meßreihe für die Spaltweite  $\tau = 0.0027$ . Hier bleibt der Druckverlauf auch bei Betriebspunkten  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}} < 1$  noch streng periodisch. Entsprechend der schon in Bild 3-15 aufgetretenen rotierenden Instabilität sind Störungen im Zeitverlauf zu erkennen ( $\Phi = 0.202$ ). Die geringe Veränderung des Betriebspunkts von  $\Phi = 0.202$  auf  $\Phi = 0.198$  zeigt hier im ungemittelten Zeitsignal ganz deutliche Veränderungen im Druckverlauf, die in den gemittelten Spektren so nicht zu erkennen sind, und rechtfertigt die Bezeichnung dieses Phänomens als instabil (rotierende Instabilität).

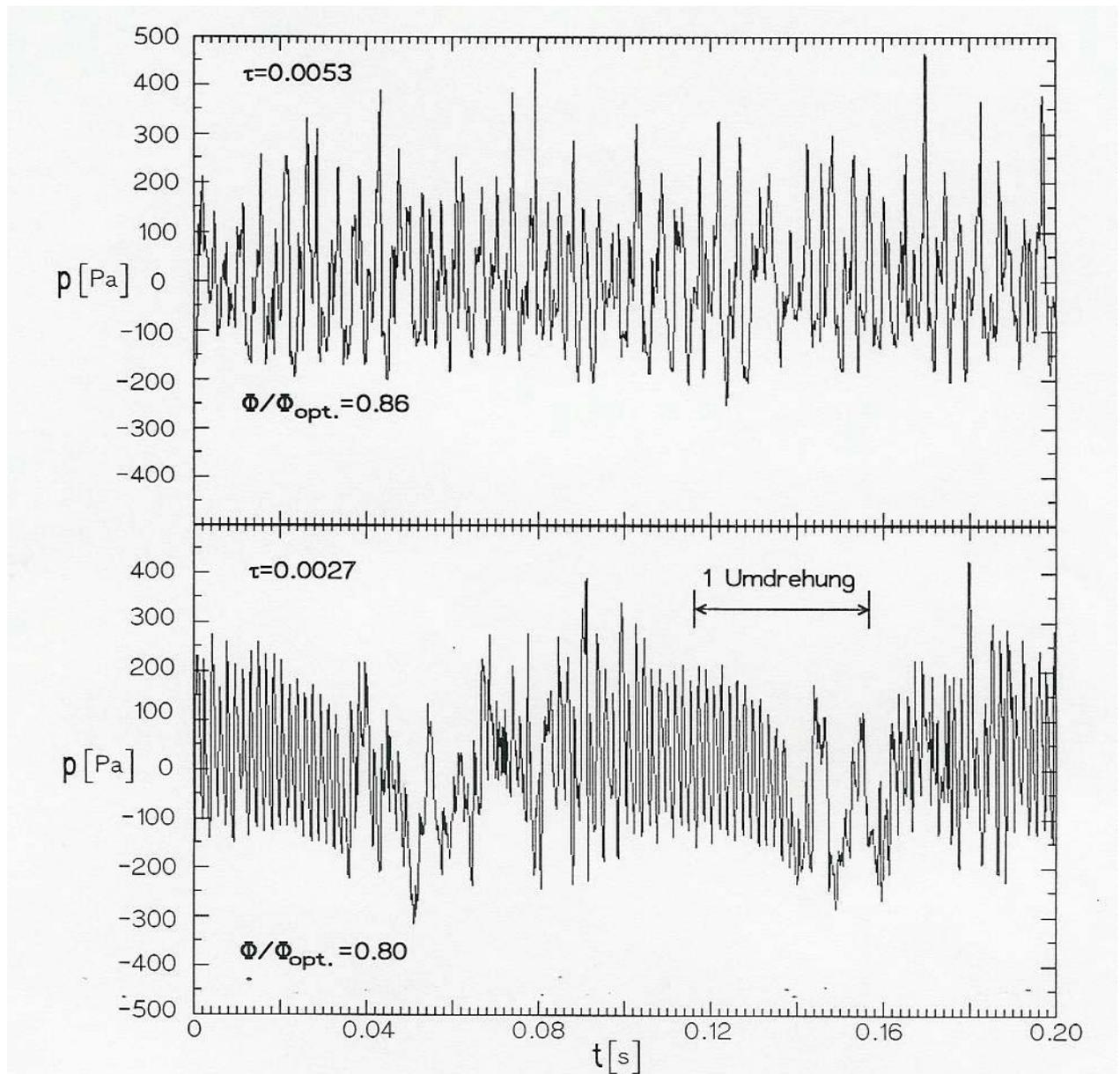
Bei  $\Phi = 0.175$  ist die Strömung an einzelnen Schaufelblättern abgelöst. Die Zuordnung zu Schaufeln zeigt, daß die Strömung am Mikrofon 2 bei Schaufel 16 abgelöst ist, zum selben Zeitpunkt am Mikrofon 1 bei Schaufel 16 aber noch anliegt. Der Ablösevorgang bewegt sich also relativ zum Laufrad in Umfangsrichtung mit einer geringeren Winkelgeschwindigkeit als die des Rotors. Im Abschnitt 4.3.2 wird dies noch genauer beschrieben.



**Bild 3-18:** Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen zweier um eine Schaufelteilung versetzten Mikrofone,  $\zeta = -0.007$ ,  $\tau = 0.0053$ ,  $n = 1400$  U/min.



**Bild 3-19:** Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen zweier um eine Schaufelteilung versetzten Mikrofone,  $\zeta=-0.007$ ,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min.

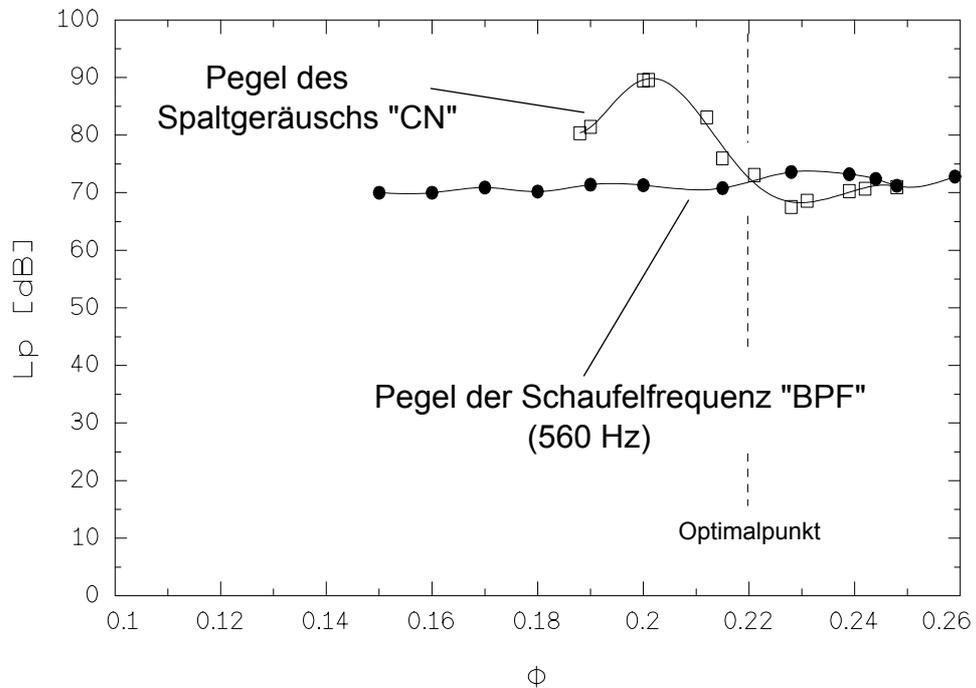


**Bild 3-20:** Zeitverläufe der Wanddruckschwankungen bei instabilem Betriebsverhalten für die Spaltweite  $\tau=0.0053$  und  $\tau=0.0027$ ,  $\zeta=-0.007$ ,  $n=1400$  U/min.

Bild 3-20 zeigt abschließend für einen vergrößerten Zeitabschnitt, daß sich die Strömung bei der kleinen Spaltweite  $\tau=0.0027$  immer wieder selber stabilisiert und periodische Druckverläufe erzeugt, die ein Indiz für anliegende Profilmströmungen sind. Bei der größten Spaltweite ( $\tau=0.0053$ ) ist von einer Stabilisierung der Profilmströmung nichts zu erkennen. Dieses Verhalten ist im Zusammenhang mit den Hysteresegebieten bei den globalen Kenngrößen zu sehen: Instabiles Verhalten und periodisch auftretende Stabilisierung der Profilmströmung ist nur bei Vorhandensein eines Hysteresegebiets der globalen Kenngrößen festzustellen.

### 3.4.3 Lokalisierung der Effekte

Bild 3-21 zeigt die Veränderung der Pegel der Schaufelfrequenz und des Spaltgeräuschs im Fernfeld für den technisch interessanten Betriebspunktbereich der Strömungsmaschine mit der Spaltweite  $\tau=0.0053$ . Für Lieferzahlen von  $\Phi/\Phi_{\text{Opt}} < 1$  steigt der Pegel des Spaltgeräuschs mit abnehmender Zuströmgeschwindigkeit beträchtlich an. In diesem Betriebspunktbereich dominiert das Spaltgeräusch den Gesamtschalldruckpegel.

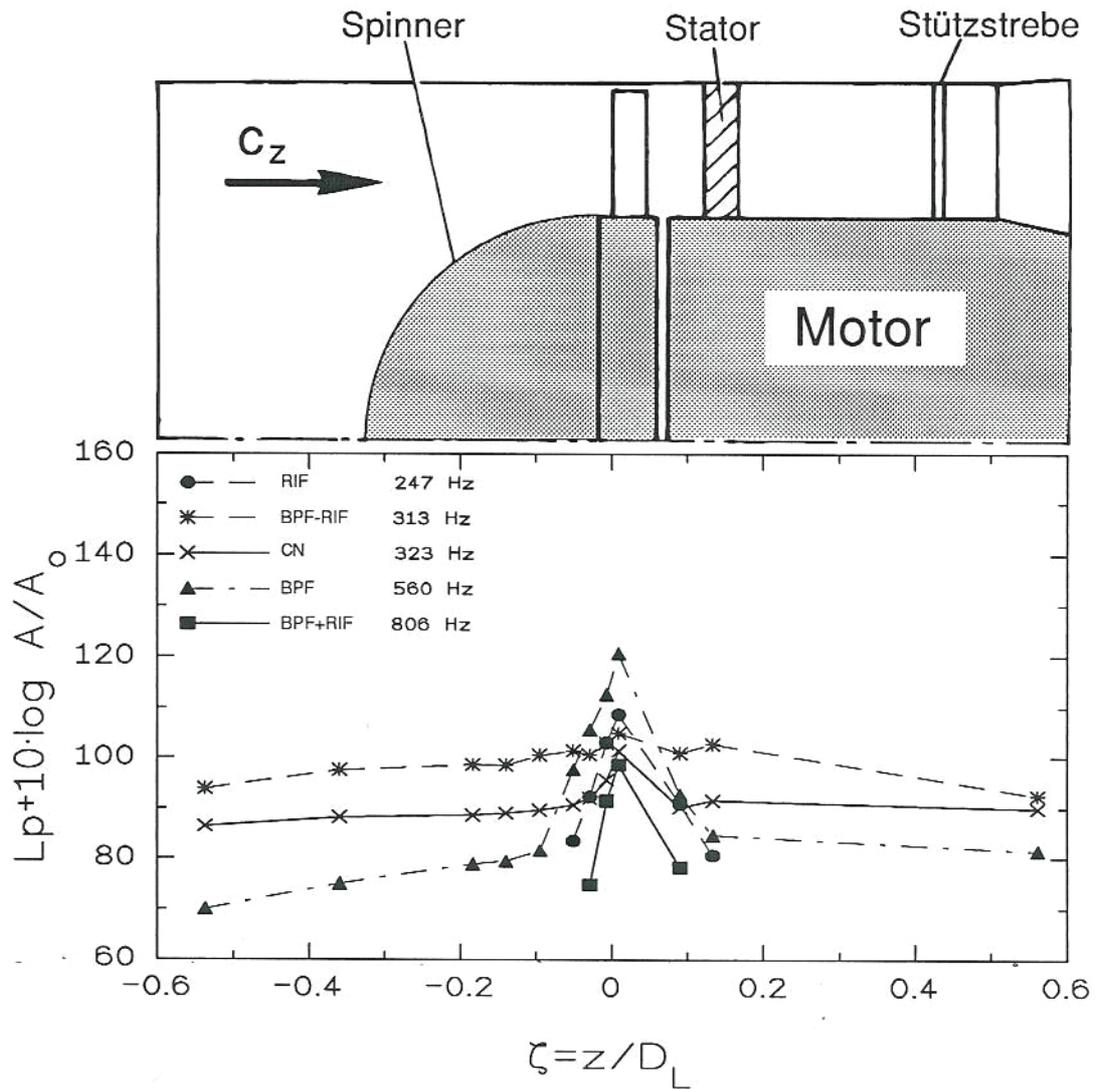


**Bild 3-21:** Änderung der Pegel des Spaltgeräuschs und des Pegels der Schaufelfrequenz im Ausblaskanal (Fernfeld) in Abhängigkeit der Lieferzahl  $\Phi$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.

Die axiale Veränderung der Pegel der Wanddruckschwankungen wird in Bild 3-22 gezeigt. Die gemessenen Druckschwankungspegel sind hier im Sinne einer Schalleistung mit der sich längs der Rohrachse verändernden freien Querschnittsfläche korrigiert worden. Der Betriebspunkt ist der für das Spaltgeräusch lauteste. Aufgetragen sind die Pegel der rotierenden Instabilitätsfrequenz (RIF), der Frequenz des Spaltgeräuschs (CN), der Schaufelfrequenz (BPF) und dazu die Summen- und Differenzfrequenzen BPF+RIF bzw. BPF-RIF.

Alle Frequenzkomponenten haben ihr Pegelmaximum kurz hinter der Schaufelvorderkante, praktisch an der Stelle der maximalen Profildicke. Wegen der begrenzten Anzahl an Bohrungen in der Gehäusewand im Laufradbereich kann dieser Ort nicht genauer lokalisiert werden.

Die Ähnlichkeit der Verläufe des Spaltgeräuschs und der Differenzfrequenz BPF-RIF deutet auf einen Zusammenhang hin. Allerdings unterscheiden sich diese beiden Frequenzkomponenten insoweit, daß ihre Pegelmaxima nicht dieselbe Frequenz haben. Die Pegel der anderen Frequenzkomponenten klingen mit der Entfernung zum Laufrad deutlich schneller ab.

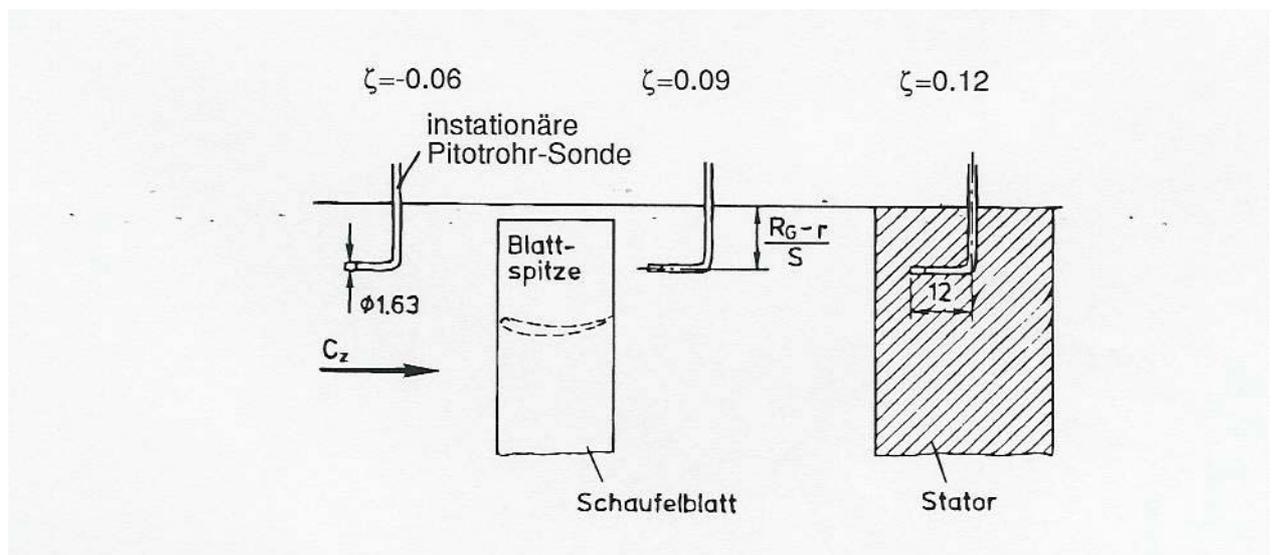


**Bild 3-22:** Pegel der Wanddruckschwankungen verschiedener Frequenzkomponenten aufgetragen über dem axialen Abstand zur Schaufelvorderkante,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.93$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.

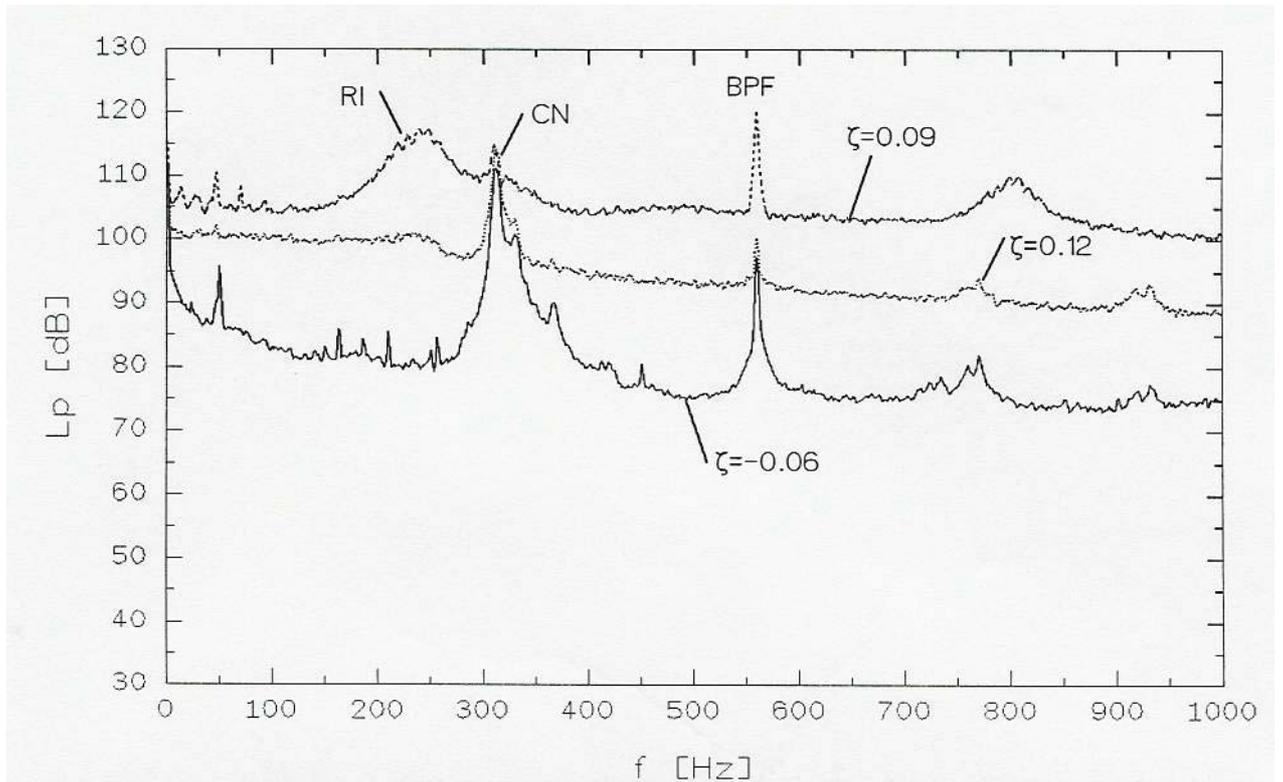
In dem vermuteten Quellgebiet des Spaltgeräuschs ist ein weiterer einfacher Versuch durchgeführt worden: Mit einer instationären Pitotrohr-Sonde (im Staupunkt befindet sich ein KULITE Sensors XCQ 62) sind Druckfluktuationen an drei axialen und verschiedenen radialen Positionen in Laufradnähe gemessen worden. Bild 3-23 zeigt eine Skizze der Anordnung mit der instationären Pitotrohr-Sonde im Laufradbereich.

Bild 3-24 zeigt die Druckschwankungsspektren an drei verschiedenen axialen Positionen zum Laufrad, die radiale Position beträgt jeweils  $(R_G-r)/s=5.4$ . Ohne auf das Übertragungsverhalten dieses "Sondenmikrofons" einzugehen - zu beachten ist ja, daß die Sonde stets axial ausgerichtet war und damit an den drei Positionen unterschiedlich und auch schräg angeströmt worden ist - verlaufen die Pegel der mit der instationären Pitotrohr-Sonde gemessenen Druckschwankungen ähnlich den Wanddruckschwankungen, die in Bild 3-22 gezeigt werden. Die Frequenzen der rotierenden Instabilität sind nur stromab des Laufrads im Spektrum zu erkennen. Im verrauschten Spektrum an der Position  $\zeta=0.12$ , im Stator, ist der Pegel bereits wieder deutlich abgefallen. Der Pegel des Spaltgeräuschs verändert sich dagegen an den drei Meßpositionen praktisch nicht.

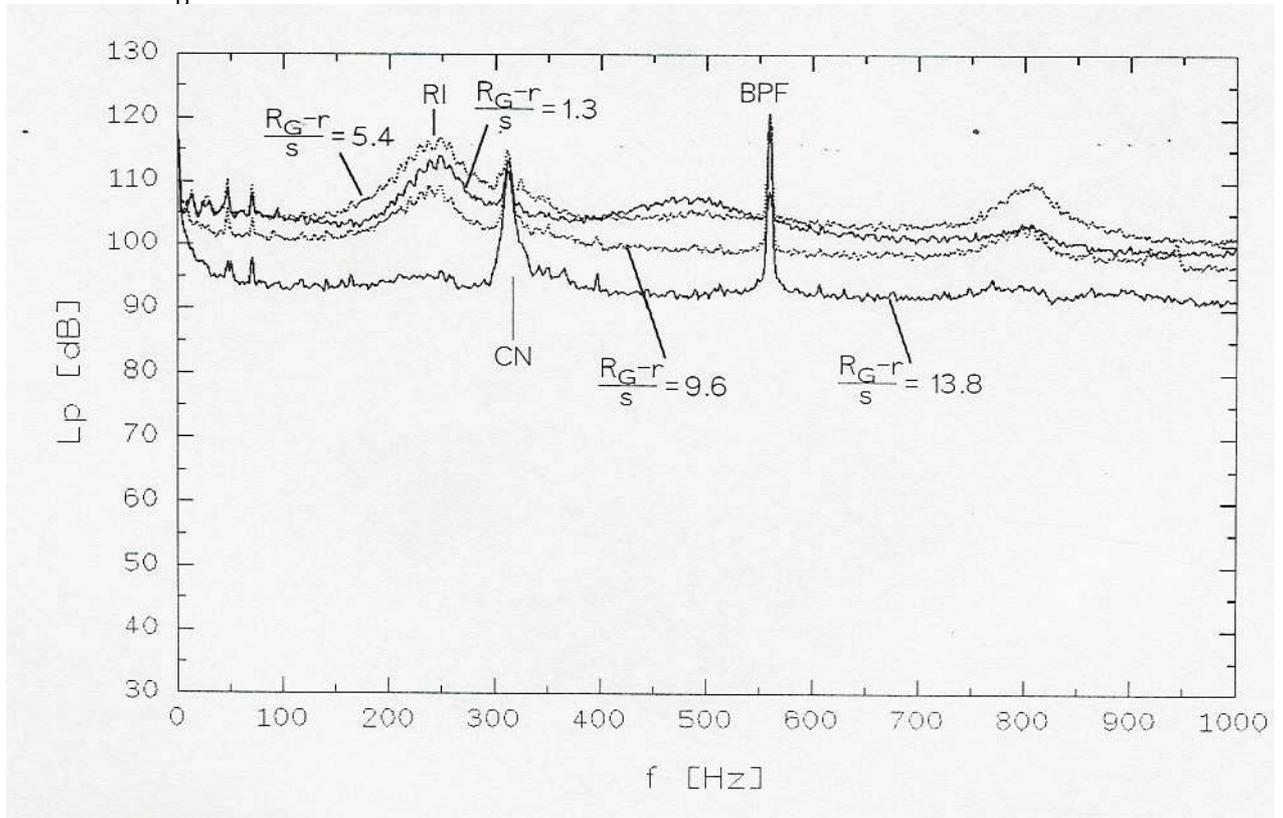
Bild 3-25 zeigt die Spektren der an unterschiedlichen radialen Positionen gemessenen Druckschwankungen der Pitot-Sonde, die an der Position  $\zeta=0.09$ , stromab des Laufrads, eingebaut ist. Der Pegel des Spaltgeräuschs verändert sich auch mit dem radialen Abstand nicht. Das Maximum des Pegels der rotierenden Instabilitätsfrequenz ist dagegen bei  $(R_G-r)/s=5.4$ . Dies deutet auf eine Quelle in der Nähe der Blattspitze hin, die mindestens zwei Spaltweiten von der Gehäusewand entfernt liegt. Im gesamten dargestellten Frequenzbereich fallen die Rauschpegel von der Blattspitze in Richtung Nabe ab.



**Bild 3-23:** Querschnitt des Laufrad-Stator-Bereichs mit der eingebauten instationären Pitotrohr-Sonde.



**Bild 3-24:** Spektren der mit einer instationären Pitotrohr-Sonde gemessenen Druckschwankungen an den drei in Bild 3-23 gezeigten axialen Positionen,  $\zeta=-0.06$  stromauf des Laufrads,  $\zeta=0.09$  stromab des Laufrads und  $\zeta=0.12$  im Stator, Wandabstand jeweils  $(R_G-r)/s=5.4$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-25** Spektren der mit einer instationären Pitotrohr-Sonde gemessenen Druckschwankungen an vier radialen Positionen, axiale Position  $\zeta=0.09$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.

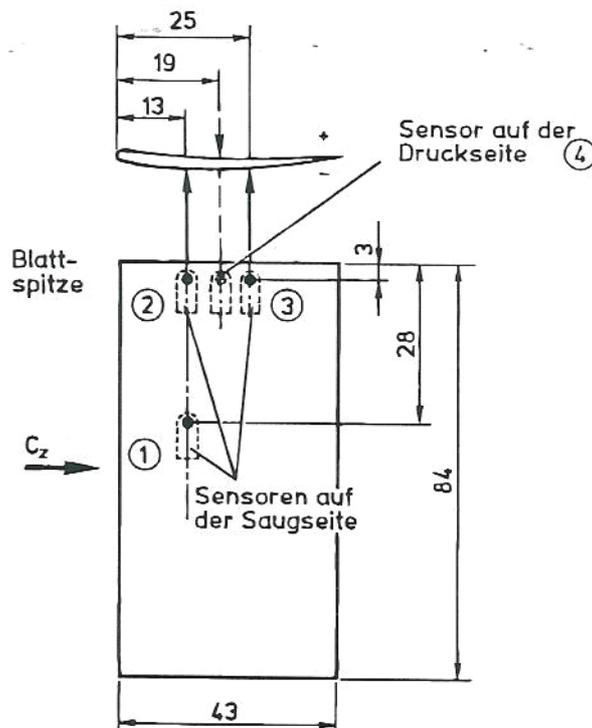
### 3.4.4 Messungen auf den rotierenden Schaufeln

Um die Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln zu messen, sind 2 Laufradschaufeln mit jeweils 4 KULITE LQ 47-SG-5 Sensoren bestückt worden. Ihre Anordnung auf einer der Schaufeln ist in Bild 3-26 dargestellt. Die Sensoren sind in Ausfräsungen eingeklebt worden und die ursprüngliche Schaufelkontur wurde mit Wachs wiederhergestellt, so daß das Schutzgitter der Sensormembran jeweils bündig mit der Schaufelkontur abschließt.

Die Kalibrierung der eingebauten KULITE-Sensoren erfolgt mit einem Lautsprechersignal von  $f=250$  Hz und  $L_p=110$  dB. Der Lautsprecher steht dabei direkt vor der Rohrmündung, als Referenz wird das Signal eines wandbündig eingebauten Kondensatormikrofons in der Laufradebene genutzt, das mittels B&K Pistonphon 4228 kalibriert wird.

Im folgenden werden für die 4 untersuchten Spaltweiten die Spektren der Druckschwankungen in Abhängigkeit vom Betriebspunkt gezeigt. Die Bilder korrespondieren mit der Betriebspunktvariation der im raumfesten System gemessenen Druckschwankungen (vgl. Abschnitt 3.4.1 die Bilder 3-14 bis 3-17), allerdings werden hier Ergebnisse für weniger Betriebspunkte gezeigt.

In Bild 3-27 sind die Spektren der an den 4 Schaufelpositionen gemessenen Druckschwankungen für den weitesten Spalt  $\tau=0.0053$  zu sehen. Die obersten 3 Diagramme für die Betriebspunkte  $\Phi=0.25$ ,  $\Phi=0.22$  und  $\Phi=0.20$  repräsentieren die stabilen Betriebspunkte, bei den beiden unteren Diagramme für  $\Phi=0.19$  und  $\Phi=0.16$  liegt im Laufrad bereits rotierende Ablösung vor. Unabhängig vom Betriebspunkt und der Sensorposition tritt in den oberen Spektren die Rotorfrequenz mit ihren Harmonischen auf, dies deutet darauf hin, daß die Geometrie des Stators nicht exakt gleichförmig ist. Die Statorschaufelfrequenz selbst (391 Hz) ist jedoch in den Spektren nicht zu erkennen, vermutlich wird sie von dominanteren Effekten gerade verdeckt.



**Bild 3-26:** Schematische Darstellung der in eine Schaufel eingebauten Miniaturdrucksensoren.

Im nahezu ungedrosselten Zustand,  $\Phi=0.25$ , haben die Druckschwankungen auf der Druckseite die größten Amplituden. Auch werden die Amplituden zur Nabe kleiner. Die nahe der Nabe (Position 1) im Spektrum zu erkennenden Frequenzspitzen auf der Saugseite sind zum Teil mit akustischen Resonanzeffekten erklärbar: Die Cut-On-Frequenzen der 1,0 Mode und 2,0 Mode im Zylinderring des Gehäuses mit der Nabe ( $\varnothing 453$  mm zu  $\varnothing 280$  mm) unter Berücksichtigung der Strömung betragen 298 Hz und 594 Hz, vgl. auch im Anhang B. Bei etwa 830 Hz ist zudem die 0,1 Mode im Kanal der Messtrecke ( $\varnothing 500$  mm) zu erkennen.

Am Optimalpunkt  $\Phi=0.22$  tritt eine breite Amplitudenerhöhung mit überlagerten Frequenzspitzen auf, die sich bei weiterer Drosselung zu tieferen Frequenzen verschiebt. Von der Charakteristik entspricht dieser Amplitudenverlauf dem der rotierenden Instabilität (RI) im Absolutsystem, vgl. Bild 3-14, zu beachten ist allerdings, daß die Frequenzen der Effekte in den beiden Bezugssystemen nicht übereinstimmen.

Das Spaltgeräusch ist in den Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln bei  $\Phi=0.20$  und  $\Phi=0.19$  zu erkennen. Die Frequenzen stimmen dabei mit denen im Absolutsystem gemessenen überein, auch die maximale Amplitude wird bei  $\Phi=0.20$  erreicht.

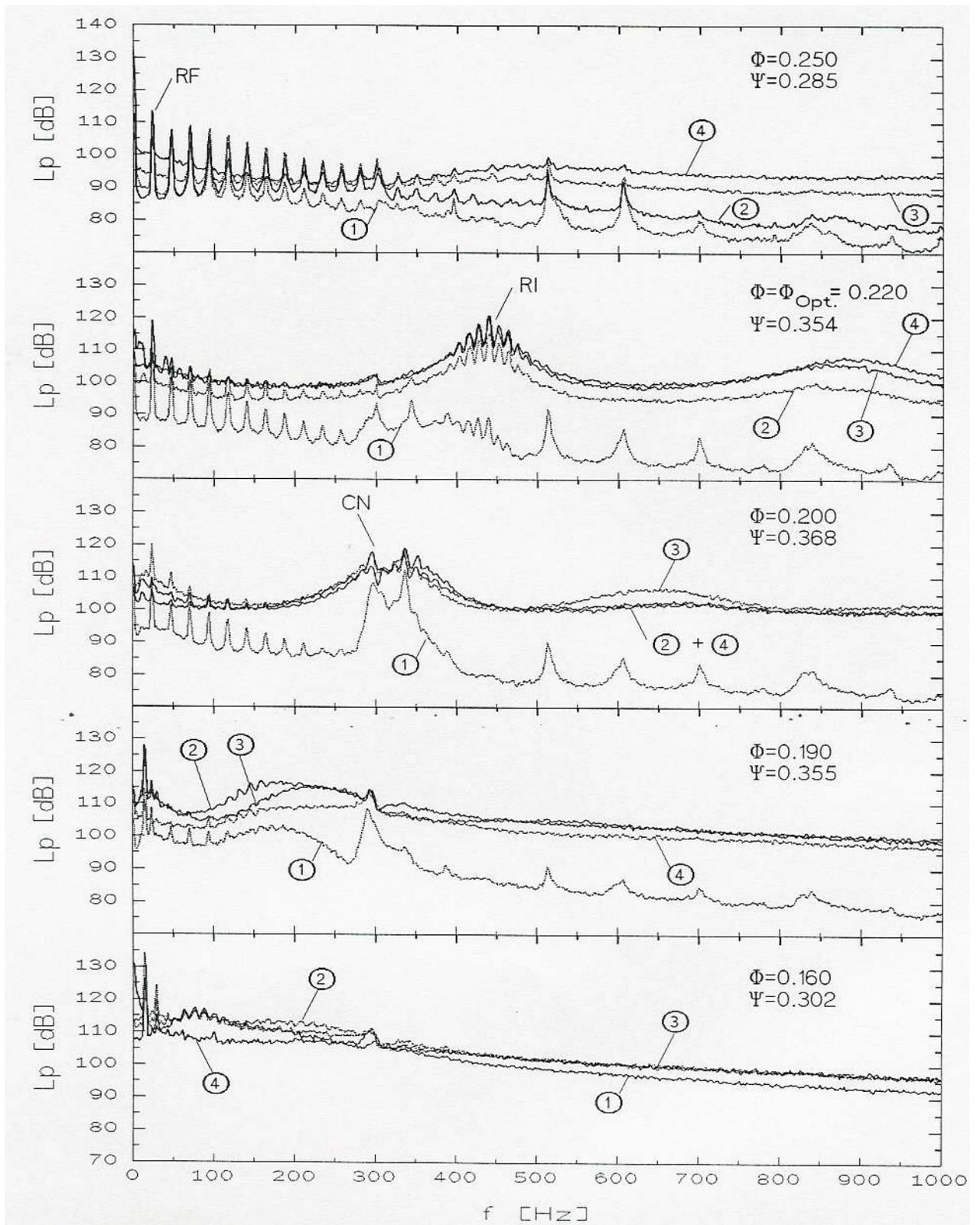
Beim Auftreten von rotierender Ablösung (die beiden unteren Diagramme in Bild 3-27) steigen die Pegel der tieferen Frequenzen stark an, so daß die Pegel der Statorfrequenz mit ihren Harmonischen teilweise verdeckt werden. Die Pegel der saugseitig an der Blattspitze gemessenen Druckschwankungen (Position 2 und 3) dominieren zunächst, wird die Lieferzahl weiter verringert, löst die Strömung auch zur Nabe hin (Sensorposition 1) ab. Dies wird als Indiz gewertet, daß die rotierende Ablösung zuerst an der Blattspitze auftritt. Die Frequenzen der rotierenden Ablösung stimmen in den beiden Bezugssystemen nicht überein, vgl. Tabelle 3-1, ihre Summe ergibt aber gerade die Rotorfrequenz von 23.3 Hz.

**Tabelle 3-1:** In den beiden Bezugssystemen gemessene Frequenzen der rotierenden Ablösung,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.

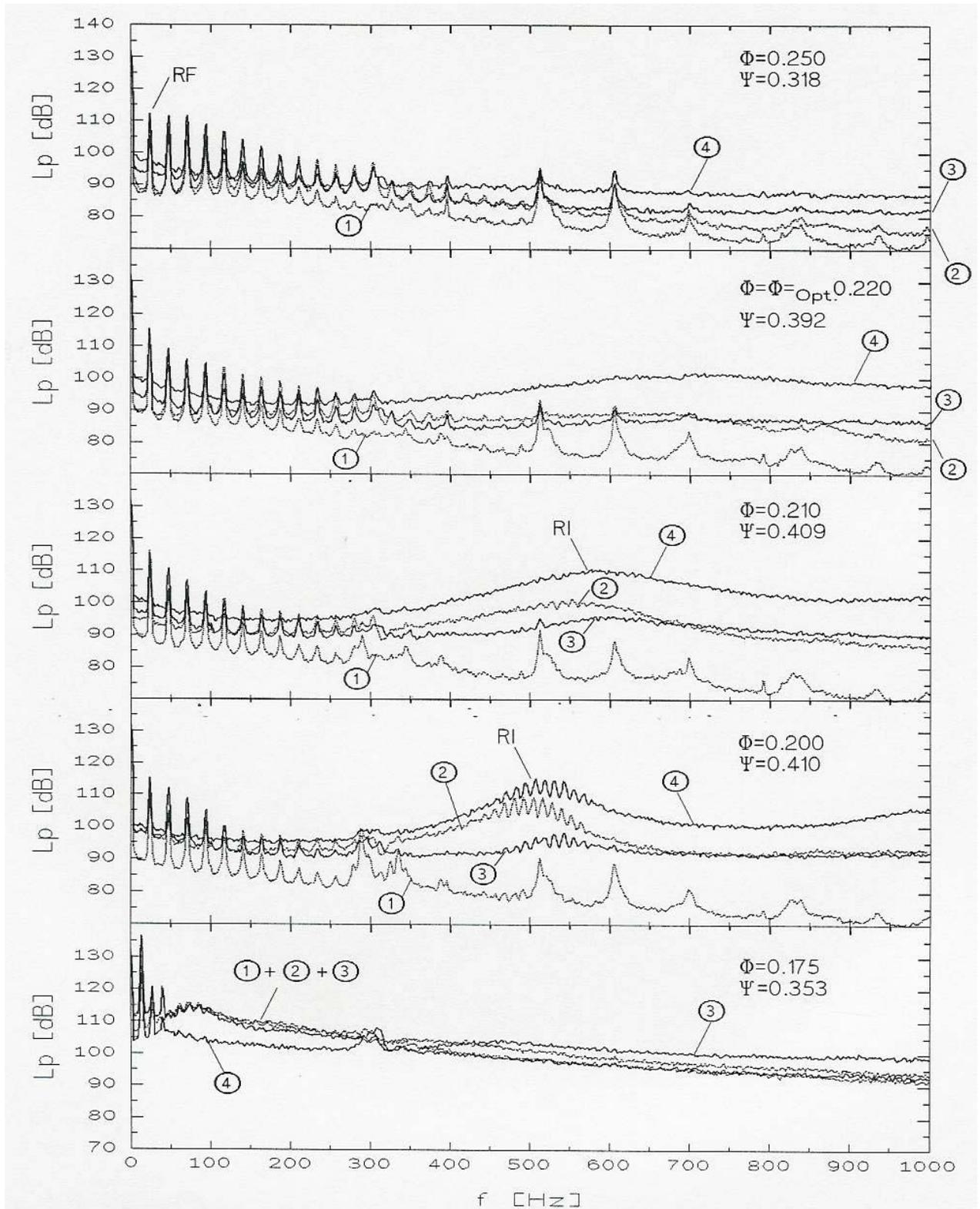
$\Phi$	Absolutsystem (raumfest)	Relativsystem (rotierend)
0.190	8.8 Hz	14.5 Hz
0.160	9.1 Hz	14.1 Hz
0.110	10.8 Hz	12.5 Hz

Bild 3-28 zeigt den Betriebspunktvergleich für die Spaltweite  $\tau=0.0027$ . Die zuvor bei der größten Spaltweiten beschriebenen Phänomene treten hier auch auf, allerdings erst bei starker Drosselung. Die ausgeprägten Frequenzspitzen der rotierenden Instabilität treten hier erst jenseits des Optimalpunkts bei  $\Phi=0.20$  auf.

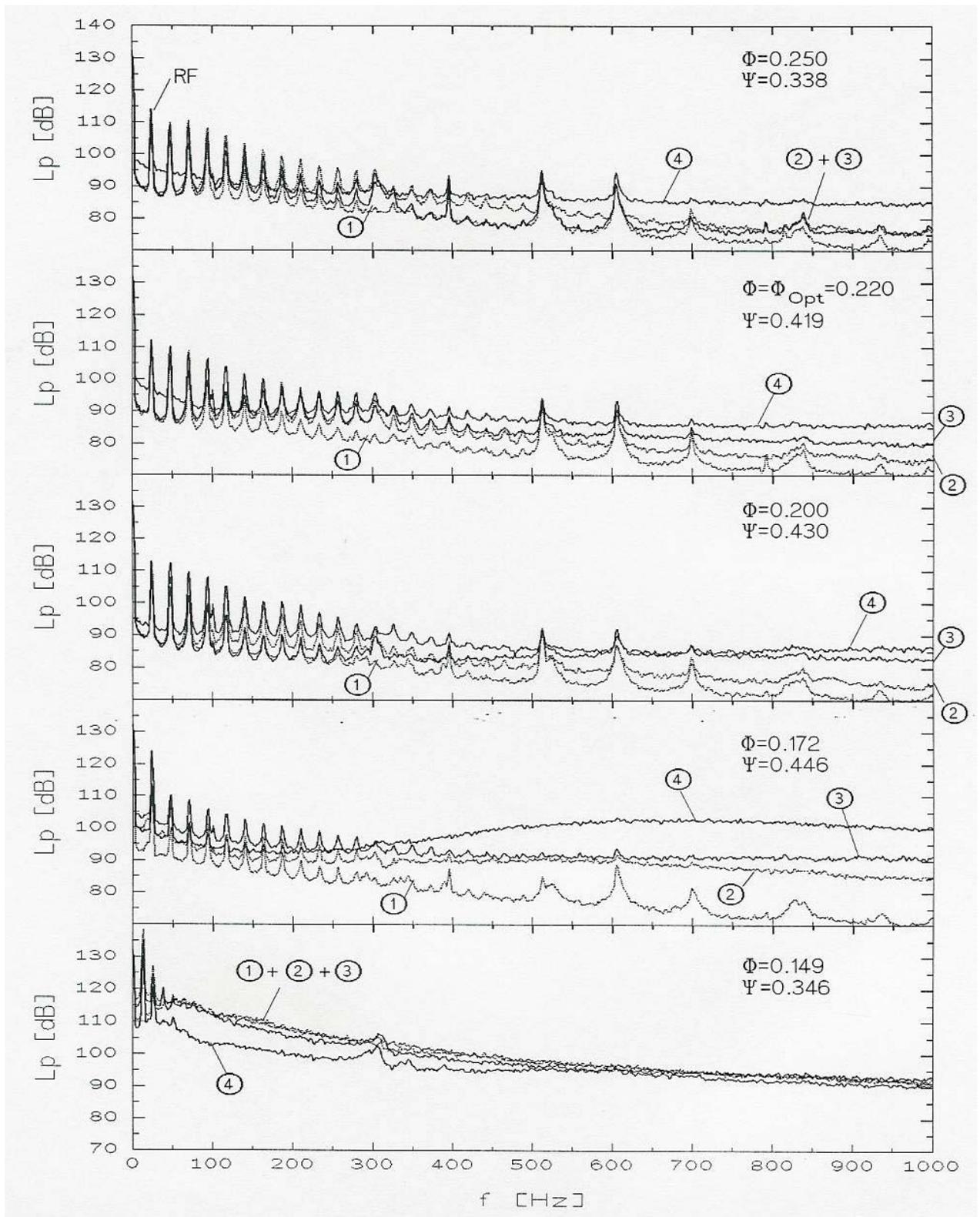
In Bild 3-29 für die Spaltweite  $\tau=0.0013$  ist sogar erst kurz vor eintretender rotierender Ablösung im druckseitigen Spektrum eine Amplitudenanhebung im Sinne einer rotierenden Instabilität zu erkennen. Bei der Spaltweite  $\tau=0.00066$ , Bild 3-30, tritt dagegen rotierende Ablösung auf, ohne daß sich zuvor die Druckschwankungsspektren verschiedener Lieferzahlen wesentlich voneinander unterscheiden.



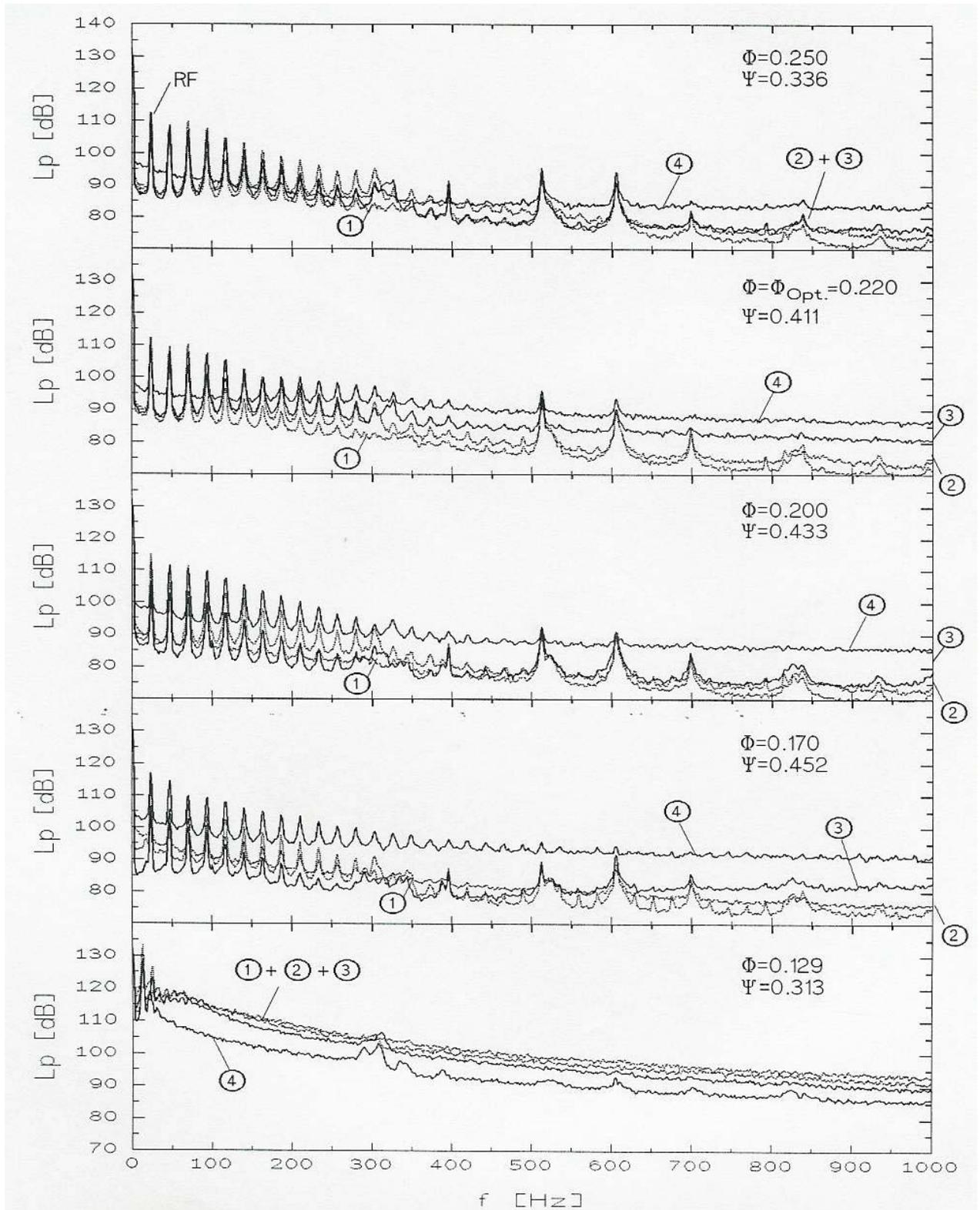
**Bild 3-27:** Spektren der Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz



**Bild 3-28:** Spektren der Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz



**Bild 3-29:** Spektren der Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0013$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz



**Bild 3-30:** Spektren der Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.00066$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz

### 3.4.5 Strouhalnormierung der untersuchten Effekte

Die Strouhalzahl wird hier gemäß folgender Gleichung verwendet:

$$St = \frac{f D_L}{U} \frac{\pi}{Z}$$

Die charakteristische Länge ist somit die Schaufelteilung am Umfang, als charakteristische Geschwindigkeit wird die Umfangsgeschwindigkeit verwendet. Die Blattfolgefrequenz (BPF) ist auf  $St=1$  normiert. Physikalisch ist die Wahl dieser Bezugsgrößen nur für die tonalen Lärmkomponenten sinnvoll, die mit der Kreisfrequenz des Laufrades zusammenhängen. Die Normierung ist auch nicht mit der bekannten Strouhal-Normierung für die Kreiszyklinderumströmung zu vergleichen.

Bild 3-31 zeigt eine Zusammenstellung der Verläufe der Strouhalzahlen für die verschiedenen Spektralkomponenten in Abhängigkeit von der Lieferzahl aufgetragen für die Spaltweite  $\tau = 0.0053$ . Zu unterscheiden ist zwischen der Frequenz des Spaltgeräuschs und den im rotierenden oder raumfesten System gemessenen Frequenzen der rotierenden Instabilität. Ausgewertet wurde die Frequenz der jeweils maximalen Amplitude der einzelnen Effekte. Die Strouhalzahlen der verschiedenen Komponenten ändern sich in ganz unterschiedlicher Weise. Es gibt einen Betriebspunkt, etwa zwischen  $\Phi=0.20$  und  $\Phi=0.21$ , an dem die Differenz BPF-RIF (wandbündig gemessen) gerade der Strouhalzahl des Spaltgeräuschs CN entspricht, dies ist - wie schon zuvor erwähnt - der Betriebspunkt des maximalen Spaltgeräuschs.

Bild 3-32 zeigt vergleichbare Verläufe für die Spaltweite  $\tau=0.0027$ . Zu einer Art Resonanz kommt es nicht. Bevor sich die Frequenzverhältnisse wie bei der Spaltweite  $\tau=0.0053$  einstellen, löst hier die Strömung an den Schaufeln ab und die Strouhalzahlen springen zu deutlich niedrigeren Werten.

Um sicherzustellen, daß die festgestellten Effekte aerodynamisch verursacht sind und nicht durch akustische Resonanzen, sind Messungen bei verschiedenen Reynoldszahlen durchgeführt worden, vgl. Bild 3-33. Die Druckschwankungen an der Wand (oberes Diagramm) und die Schalldruckschwankungen im Kanal (unteres Diagramm) sind mit dem Faktor  $\rho U^2/2$  normiert und über der Strouhalzahl aufgetragen. Ausgewählt worden ist hier die weiteste Spaltweite, da dort die Effekte am ausgeprägtesten vorzufinden sind. Entsprechend ist der Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs eingestellt worden.

Bild 3-34a-b zeigen, daß die normierten Frequenzen der rotierenden Instabilität auch in den beiden Bezugssystemen nahezu unabhängig von der Reynoldszahl sind. Die Frequenzanalyse ist sehr schmalbandig durchgeführt worden (die Filterbandbreite  $\Delta f_B$  am Analysator betrug lediglich 0.125.Hz), um die diskreten Frequenzspitzen genau aufzulösen. Es ist ein Betriebspunkt eingestellt worden, bei dem die Frequenzspitzen besonders prägnant sind ( $\Phi/\Phi_{opt}=1$ ). Die Differenzfrequenzen im rotierenden und im raumfesten System sind über die Strouhalzahl und die Schaufelzahl miteinander verknüpft:

$$\Delta St^R + \Delta St^F = 1 / Z \quad . \quad (3.8)$$

Im Abschnitt 4 wird dieser Zusammenhang aufgegriffen und ausführlich erklärt.

Die Frequenzen der rotierenden Instabilität und des Spaltgeräuschs ändern sich also linear mit der Drehzahl, so daß akustische Resonanzeffekte als Ursache ausgeschlossen werden können. Interpretiert man diese Ergebnisse so, daß die Phänomene als nahezu unabhängig von der Reynoldszahl anzusehen sind, könnte man im Vergleich zur Umströmung eines Kreiszyklinders die hier beschriebenen Effekte als Strömungsphänomene ohne Einfluß der Zähigkeit (Reibung) charakterisieren. Bei der Kreiszyklinderumströmung ist die dimensionslose Wirbelfrequenz für  $10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$  unabhängig von der Reynoldszahl, vgl. Schewe (1985)/51/. Der Einfluß der

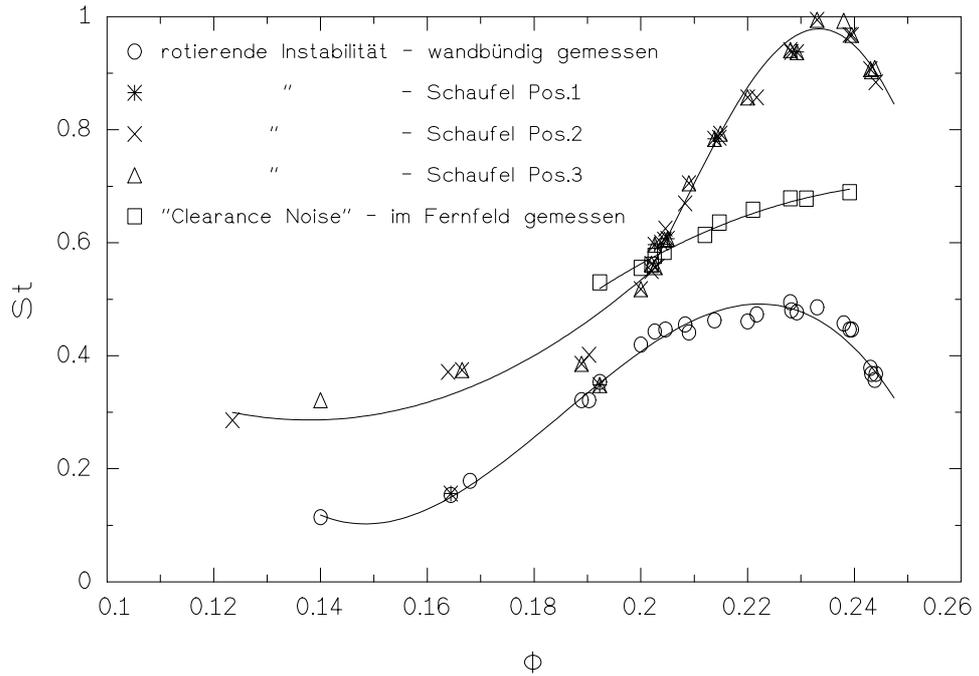
Reibung spielt für diesen Reynoldszahlbereich also keine Rolle. Einsichtig werden diese Überlegungen im Fall einer inkompressiblen Strömung, zu der die Kreiszyylinderumströmung in diesem Reynoldszahlbereich zu zählen ist. Da die Divergenz der Geschwindigkeit für eine inkompressible Strömung verschwindet, vereinfacht sich der Reibungsterm in der Navier-Stokes-Gleichung (1.2) bei einer Division der gesamten Gleichung durch die Dichte  $\rho$  zu

$$\nu \Delta \underline{c} \quad .$$

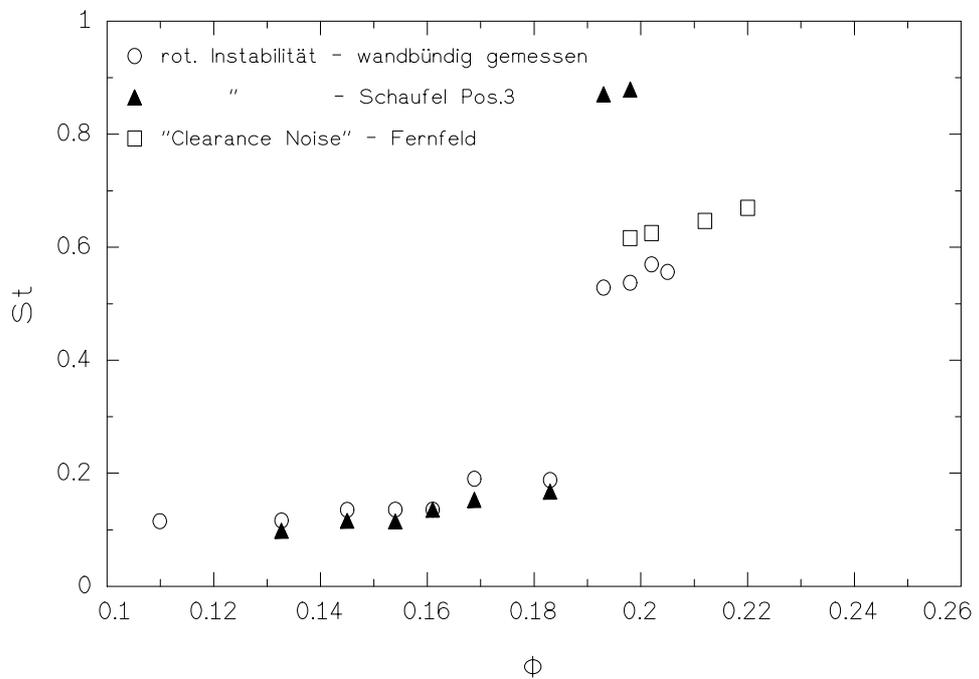
Schreibt man die Navier-Stokes-Gleichung nun in dimensionsloser Form (vgl. Schade und Kunz (1989)/52/Seite 203), wird der Reibungsterm zu

$$\frac{1}{Re} \Delta \underline{c} \quad .$$

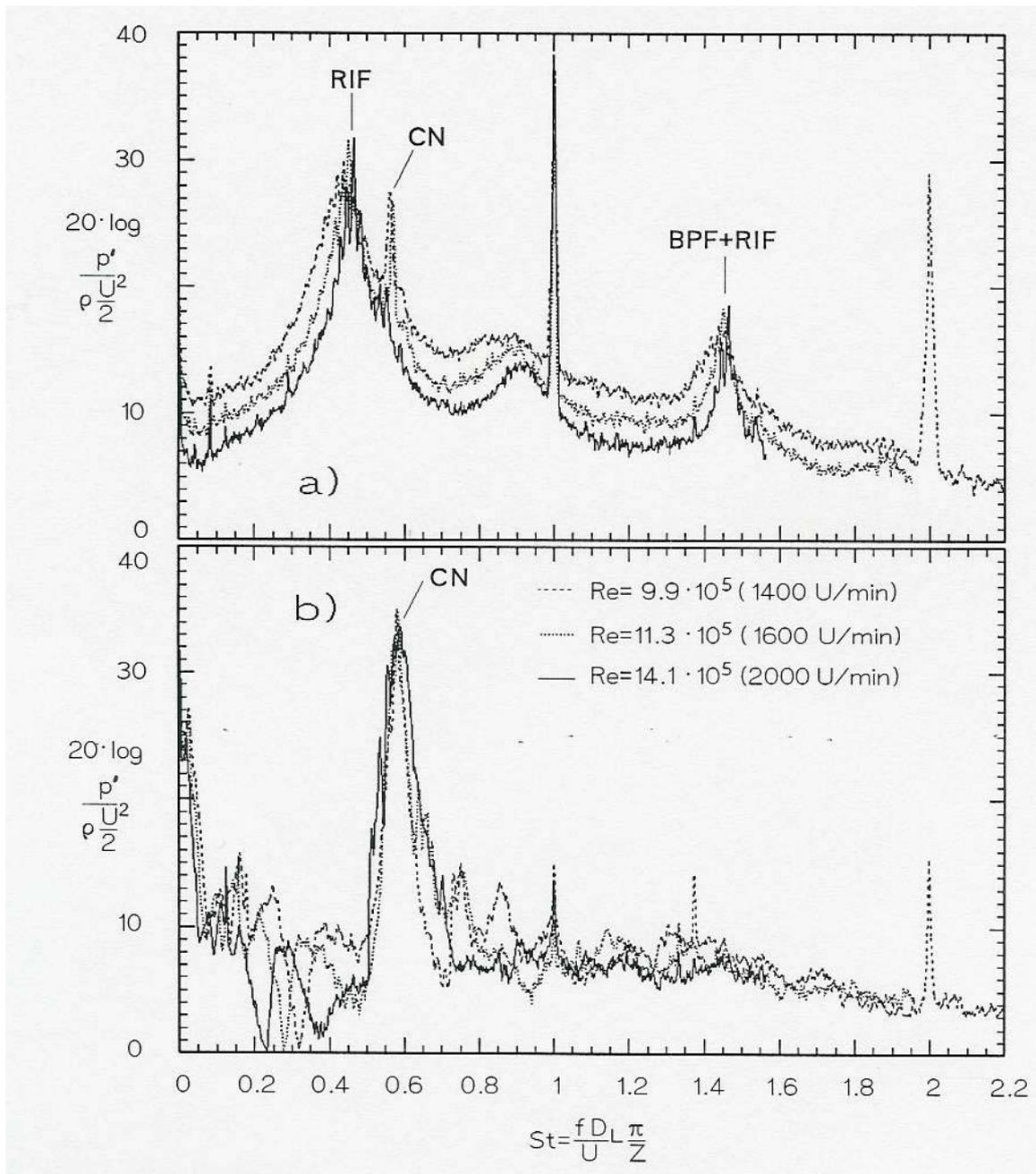
Spielt die Reynoldszahl also bei der Betrachtung keine Rolle, so spricht man in vielen Fällen auch von einer Unabhängigkeit von der Zähigkeit. Für die vorliegende Untersuchung ist zu bedenken, daß die Strouhalzahl hier anders als bei der Kreiszyylinderumströmung definiert ist und die Messungen nur einen kleinen Reynoldszahlbereich abdecken. Geht man von Wirbelablösungen im Blattspitzenbereich als Quellmechanismus aus, erscheinen die Überlegungen aber auch nicht ganz abwegig.



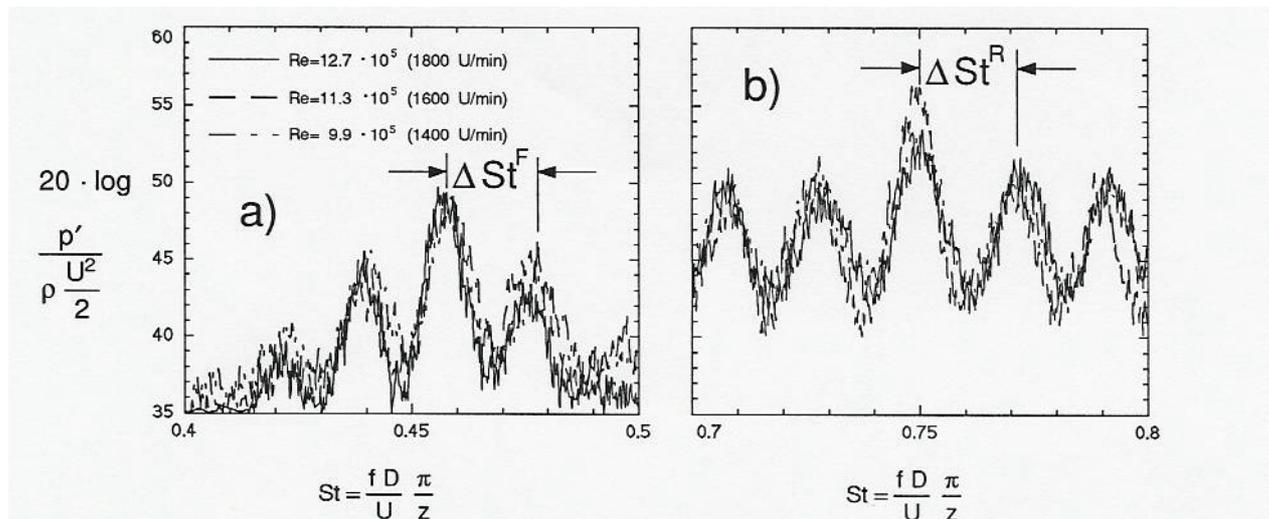
**Bild 3-31:** Änderung der Strouhalzahl der verschiedenen Effekte aufgetragen über der Lieferzahl,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-32:** Änderung der Strouhalzahl der verschiedenen Effekte aufgetragen über der Lieferzahl,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



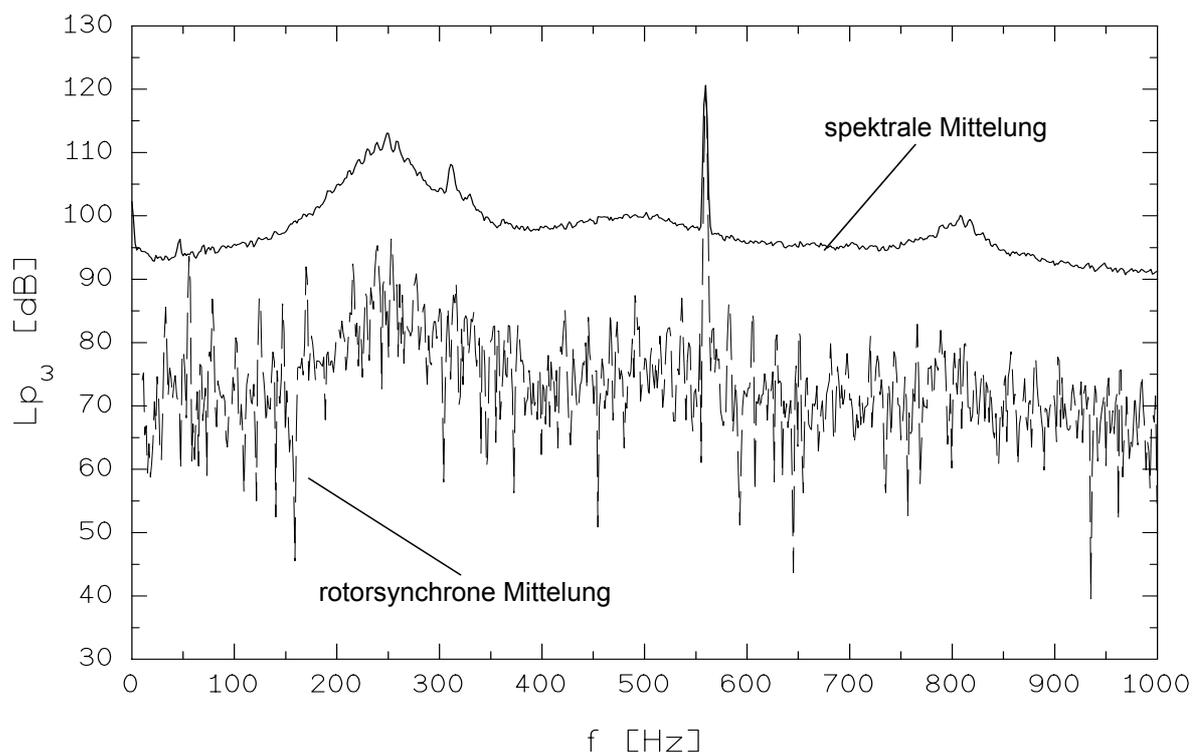
**Bild 3-33:** Normierte Spektren der Druckschwankungen für drei Reynoldszahlen, a) Wanddruckschwankungen  $\zeta = -0.007$ , b) Schalldruckschwankungen im Ausblaskanal,  $\tau = 0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}} = 0.93$ ,  $\Delta f_B = 1.56$  Hz.



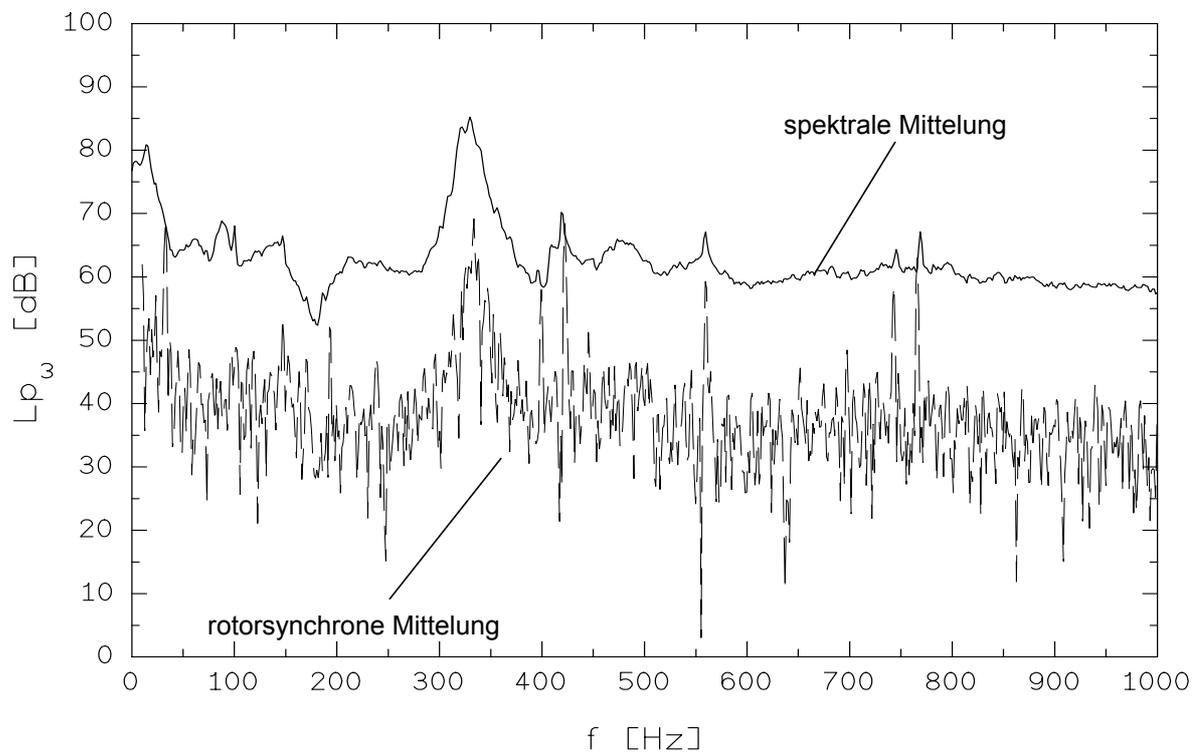
**Bild 3-34:** Normierte Druckspektren bei drei verschiedenen Reynoldszahlen (Drehzahlen),  $\Phi/\Phi_{\text{Opt}}=1$ ,  $\Delta f_b=0.156$  Hz, a) gemessen im raumfesten System an der Gehäusewand,  $\zeta=-0.007$ , b) gemessen auf dem Schaufelblatt an Position 4.

Um festzustellen, inwieweit die gemessenen Effekte mit der Drehzahl synchronisiert sind, ist eine Messung im Absolutsystem durchgeführt worden, bei der eine feste Schaufelstellung als Referenz für den Anfang der zu mittelnden Zeitsegmente genutzt worden ist. Diese rotorsynchrone Mittelung ist mittels einer von der Motorregelung vorgegebenen Frequenz zum externen "sampeln" der Zeitverläufe durchgeführt worden, um den Einfluß von Drehzahlschwankungen auf die Amplitude der Rotor- und Schaufelfrequenz zu reduzieren. Mittels einer B&K Tracking Unit 1901 ist die von der Motorregelung zur Verfügung gestellte Frequenz (13.75 kHz bei 23.3 U/s) auf die "sample"-Frequenz von 2.75 kHz reduziert worden.

Bild 3-35 für das Nahfeld und Bild 3-36 für das Fernfeld zeigen den Unterschied einer spektralen und einer rotorsynchronen Mittelung. Aufgetragen sind die Spektraldichtepegel der Druckschwankungen, um den Einfluß unterschiedlicher Filterbandbreiten  $\Delta f_B$  der beiden Mittelungsmethoden, die vom Analysator vorgegeben werden, zu eliminieren. Die Schaufelfrequenz im Nahfeldspektrum hat bei beiden Mittelungsarten die gleiche Amplitude, mögliche Drehzahlschwankungen haben bei dem Vergleich also keinen Einfluß. Die Frequenzen der rotierenden Instabilität im Nahfeld verschwinden bei rotorsynchroner Mittelung fast ganz im Rauschen. Im Fernfeld sinkt der Pegel des Spaltgeräuschs um etwa 15.5 dB, eine Amplitudenerhöhung ist im Spektrum bei rotorsynchroner Mittelung jedoch noch deutlich zu erkennen. Beide Effekte - rotierende Instabilität und Spaltgeräusch - korrespondieren nicht mit Vielfachen der Rotorfrequenz, ihre Ursachen sind also Mechanismen, die nicht rotorsynchron verlaufen.



**Bild 3-35:** Vergleich der Spektraldichtepegel der Wanddruckschwankungen für verschiedene Mittelungsarten,  $\zeta=-0.007$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.93$ ,  $n=1400$  U/min.



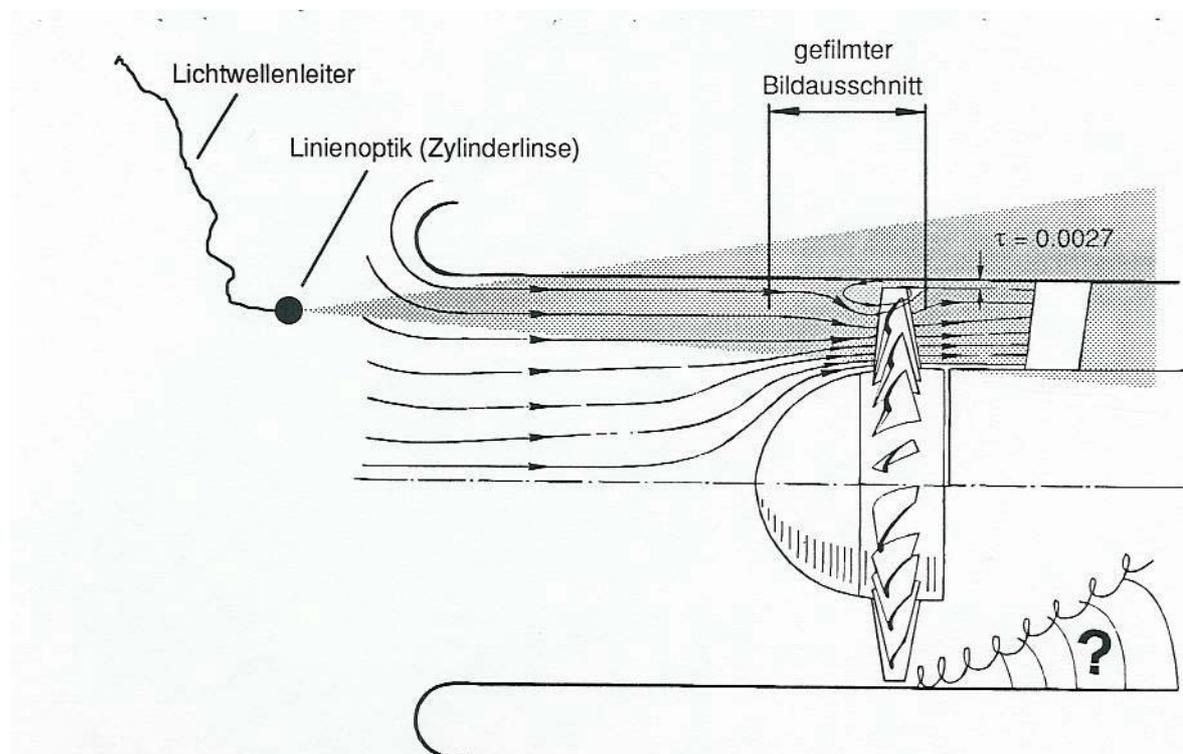
**Bild 3-36:** Vergleich der Spektraldichtepegel der Schalldruckschwankungen im Ausblaskanal für verschiedene Mittelungsarten,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.93$ ,  $n=1400$  U/min.

### 3.5 Strömungssichtbarmachung

Bei der Strömungsmaschine mit der Spaltweite  $\tau=0.0027$  sind in das Gehäuse zwei Fenster eingebaut worden, die über den halben Umfang Einsicht in den Laufradbereich bieten. Ausgewählt wurde die Spaltweite  $\tau=0.0027$ , um auch die instabilen Phänomene, die zur rotierenden Ablösung führen, mit in die Sichtbarmachungsversuche einzubeziehen. Die Sichtbarmachung erfolgte mittels Rauch, da Wirbel, Ablösungen und Rückströmungen erfaßt werden sollten.

Der Rauch ist genügend weit stromauf des Laufrads (konstruktionsbedingt waren das hier 118 mm von der Schaufelvorderkante) durch einen schmalen Schlitz (1.5 mm) eingeleitet worden, der sich etwa  $15^\circ$  in azimuthaler Richtung erstreckt. Erzeugt wurde der Rauch - genauer gesagt, handelt es sich um Nebel, da keine Verbrennung eines Fluids stattfindet - von einer CONCEPT Nebelmaschine Mark VI der Firma Optronik, Nürnberg. Ein Ölgemisch wird erhitzt und unter Überdruck stehendes  $\text{CO}_2$  dient zum Transport des Gemisches. In einer besonderen Nebeldüse wird das Fluid entspannt, so daß sich sehr kleine Tröpfchen bilden. Durch einen Radiallüfter und eine Schlauchleitung wird der Rauch transportiert. Über dem Schlitz im Ventilatorgehäuse befindet sich eine Art Beruhigungskammer, in der sich ggfs. noch vorhandene größere Tropfen absetzen können. Die Beruhigungskammer gewährleistet außerdem eine relativ gleichmäßige Zuführung des Rauchs über die gesamte Schlitzlänge.

Wie in Bild 3-37 gezeigt, wird der interessierende Strömungsbereich mittels eines Laserlichtschnitts durch die Einlaufdüse beleuchtet. Als Lichtquelle dient ein 5 Watt Argon-Ion-Laser. Ein Lichtwellenleiter wird benutzt um die notwendige Optik von dem unhandlichen Laser zu trennen. Mit Hilfe eines Miniatur Faser Kopplers OFL-800 der Firma Polytec wird das Laserlicht in einen Einmoden polarisationserhaltenden Lichtwellenleiter eingekoppelt. Das Endstück des Lichtwellenleiters ist mit einer kleinen Fokussieroptik ausgestattet auf die eine Linienoptik (Zylinderlinse) zur Auffächerung des Laserstrahls in eine Ebene (Lichtschnitt) montiert ist.



**Bild 3-37:** Position des Laserlichtschnitts in der Strömungsmaschine.

In der Regel sind Rauchsichtbarmachungsversuche nur bei kleinen Reynoldszahlen möglich, da genügend Rauchpartikel an die Orte zu transportieren sind, wo interessierende

Strömungsphänomene auftreten. Häufig diffundieren die Nebeltropfen zu schnell oder sie schlagen sich an festen Bauteilen nieder. Im Blattspitzenbereich einer Strömungsmaschine ist die Sichtbarmachung mit Rauch besonders problematisch wegen der periodischen (turbulenten) Strömungsverhältnisse und der großen Flächen (Gehäuse und Schaufeln), an denen sich die Tropfen niederschlagen können.

Um eine genügende zeitliche Auflösung zu erzielen, sind 16 mm Filmaufnahmen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Bildfolgefrequenz von 500 Hz durchgeführt worden. Die Drehzahl der Strömungsmaschine ist auf 180 U/min ( $Re = 1.3 \cdot 10^5$ ) reduziert worden. Aerodynamische Messgrößen konnten dadurch nicht mehr gemessen werden, da ihre Absolutwerte zu klein waren.

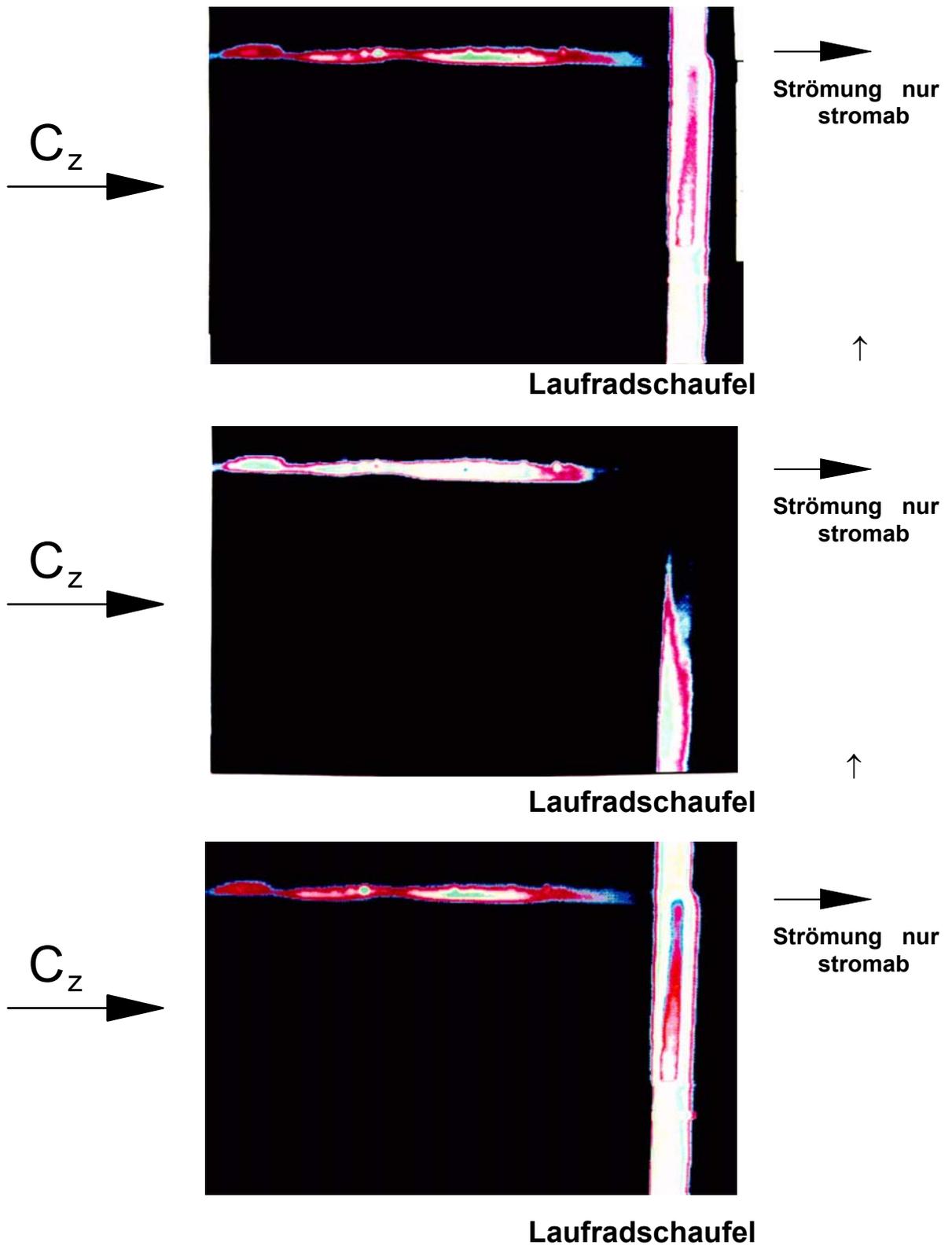
Nachdem Bild für Bild der 16 mm Filmaufnahmen auf Video übertragen worden ist, sind die Bilder mit Hilfe einer Bildverarbeitungskarte der Firma Data Translation DT 2855 am PC über einen Convolutions-Filter geschärft und mit Falschfarben belegt worden.

Bild 3-38 zeigt eine Abfolge von Bildern für einen Strömungszustand bei großen Lieferzahlen (eine Zahlenangabe ist nicht möglich). Eine Laufradschaufel ist jeweils rechts in den Bildern zu sehen. An der Gehäusewand (oben) liegt die mit Rauch eingefärbte Wandgrenzschicht an. Rückströmung durch den Spalt tritt hier nicht auf. Die Strömung in Wandnähe bleibt offensichtlich unbeeinflusst von der vorbeistreichenden Schaufel.

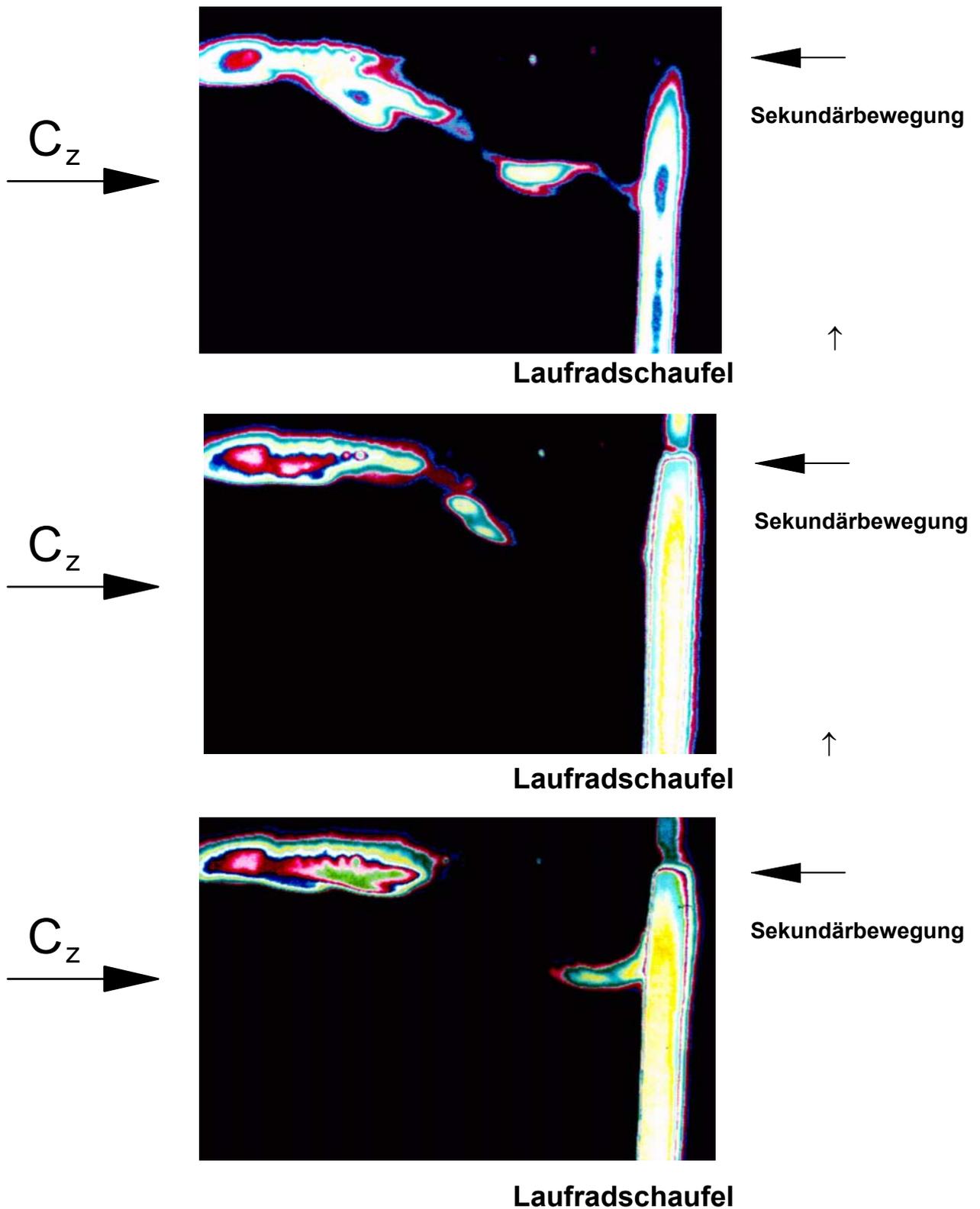
Bild 3-39 zeigt eine Abfolge von Bildern für einen Strömungszustand mit kleinen Lieferzahlen. Rechts ist wieder eine Laufradschaufel zu sehen. Die Wandgrenzschicht ist stromauf des Laufrades abgelöst und bildet ein Rezirkulationsgebiet (schwarz), das von der eingefärbten Strömung begrenzt wird. Die Rückströmung durch den Spalt bewirkt, daß nicht mehr genügend Rauchpartikel in den eigentlich interessanten Strömungsbereich transportiert werden. Auch die Zuleitung von Rauch durch Kanülenröhrchen direkt über dem Laufrad wirkte sich nicht positiv genug auf die Strömungsbilder aus. Dennoch ist Bild 3-39 ein Beweis für die Rückströmung durch den Spalt, die unabhängig von der azimuthalen Schaufelposition ist.

In Bild 3-40 wird zum Vergleich eine zeitliche Abfolge von Bildern gezeigt, die an dem in Kameier et al. (1991) /35/ beschriebenen Versuchsstand mit nur 2 Laufradschaufeln aufgenommen worden ist. Der Versuchsaufbau ähnelt dem oben beschriebenen. Die Drehzahl betrug hier 204 U/min ( $Re = 0.7 \cdot 10^5$ ), die Strömungsmaschine ist erneut stark gedrosselt. Zu erkennen ist rechts von der Mitte eine Laufradschaufel. Stromauf des Laufrades liegt das hier eingefärbte Rezirkulationsgebiet, das über den gesamten Umfang einen geschlossenen Ring bildet. Stromab der Laufradschaufel lassen sich dagegen einzelne abgelöste Wirbel erkennen. Zu erwarten ist, daß ein solcher Wirbel bei genügend vorhandenen Schaufeln - einer dichteren Staffelung also - mit der nächstfolgenden Schaufel oder dem an der nächstfolgenden Schaufel ablösenden Wirbel in Wechselwirkung tritt, was zur Lärmentstehung führen würde. Diese Beobachtung stimmt mit der von Longhouse (1978)/30/S.207 überein, der die Wirbel von der Saugseite der Profile ablösen sieht.

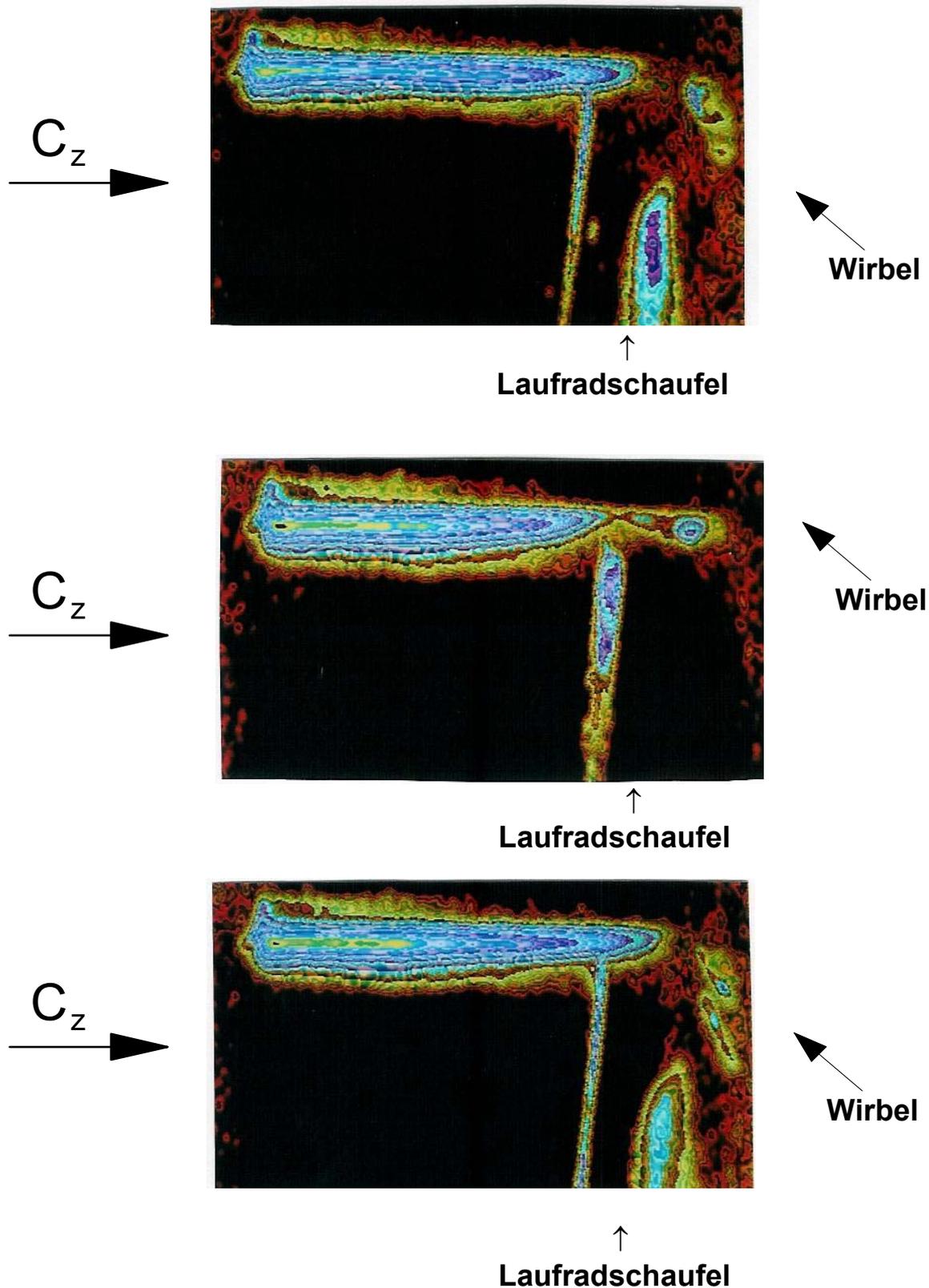
Trotz ihrer minderen Qualität und obwohl die gezeigten Bilder keine quantitativen Informationen liefern, dienen die Sichtbarmachungsversuche zum Verständnis der Strömungsverhältnisse und geben wertvolle Hinweise für die im Abschnitt 5 beschriebenen Messungen der Strömungsgeschwindigkeitsvektoren mittels Hitzdrahtanemometrie.



**Bild 3-38:** Strömungssichtbarmachung bei der Strömungsmaschine mit  $D_L=0.452$  m und  $\tau=0.0027$ , Strömungszustand ungedrosselt (große Lieferzahl),  $n=180$  U/min ( $Re= 1.3 \cdot 10^5$ ), Bildfolge im Abstand von  $t=2$  ms (etwa 7 Bilder pro Schaufelteilung).



**Bild 3-39:** Strömungssichtbarmachung bei der Strömungsmaschine mit  $D_L=0.452$  m und  $\tau=0.0027$ , Strömungszustand gedrosselt (kleine Lieferzahl),  $n=180$  U/min ( $Re= 1.3 \cdot 10^5$ ), Bildfolge im Abstand von  $t=2$  ms (etwa 7 Bilder pro Schaufelteilung).



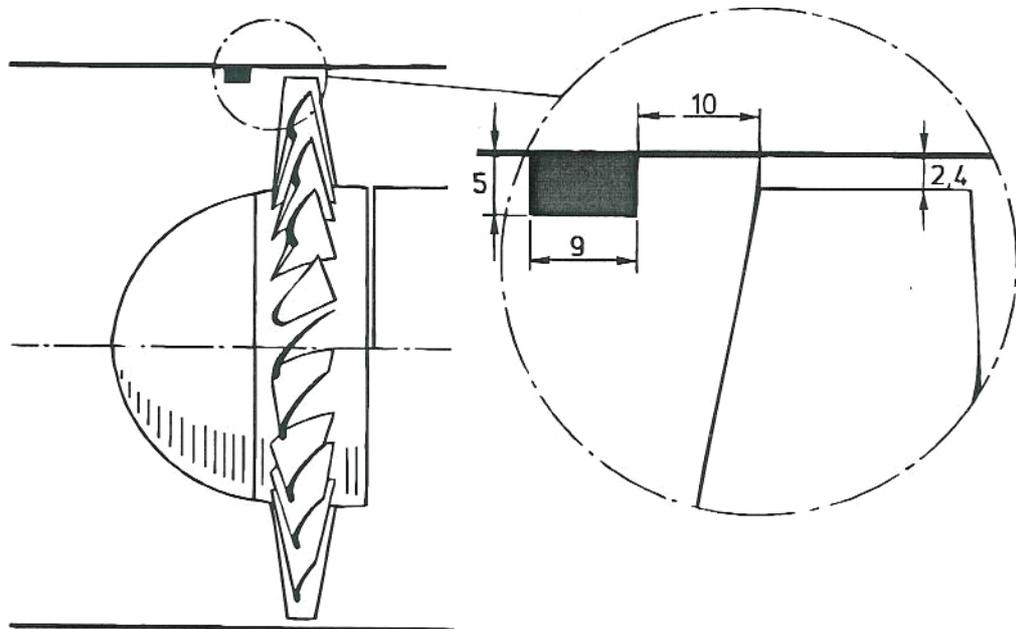
**Bild 3-40:** Strömungssichtbarmachung bei einer Strömungsmaschine mit  $D_L=0.314$  m,  $\tau=0.0084$  und nur zwei Schaufelblättern (vgl. Kameier et al. (1991)/35/), Strömungszustand gedrosselt (kleine Lieferzahl),  $n=204$  U/min ( $Re=0.7 \cdot 10^5$ ),  $Z=2$ , Bildfolge im Abstand von  $t=2.9$  ms (etwa 50 Bilder pro Schaufelteilung).

### 3.6 Versuche zur Minderung des Blattspitzen-Wirbellärms

Aus den bisherigen Ergebnissen läßt sich noch kein Zusammenhang zwischen dem Spaltgeräusch (CN) und der rotierenden Instabilität (RI) ableiten. Versuche sind daher unternommen worden, die zunächst zum Ziel haben sollten, das Spaltgeräusch unter Beibehaltung der rotierenden Instabilität zu manipulieren oder die rotierende Instabilität zu stören, ohne das Spaltgeräusch dabei zu verändern. Verschiedene Störkörper, die die Spaltdurchströmung behindern oder verändern, sind stromauf des Laufrades und auch in den Spalt eingebaut worden, außerdem sind Modifikationen direkt am Laufrad vorgenommen worden. Im Abschnitt 3.6.1 werden 3 Modifikationen beschrieben und Spektren der Schalldruckschwankungen und der Wanddruckschwankungen gezeigt. Mit wenigen Messungen ist jeweils der optimale Betriebspunkt oder der lauteste Betriebspunkt des Spaltgeräuschs vermessen worden, Meßergebnisse der aerodynamischen Kennlinien werden hier nur für eine Spaltmodifikation mit einem Turbulenzerzeuger im Spalt gezeigt, die zur Patentanmeldung gebracht wurde (Abschnitt 3.6.2).

#### 3.6.1 Beschreibung einzelner Experimente

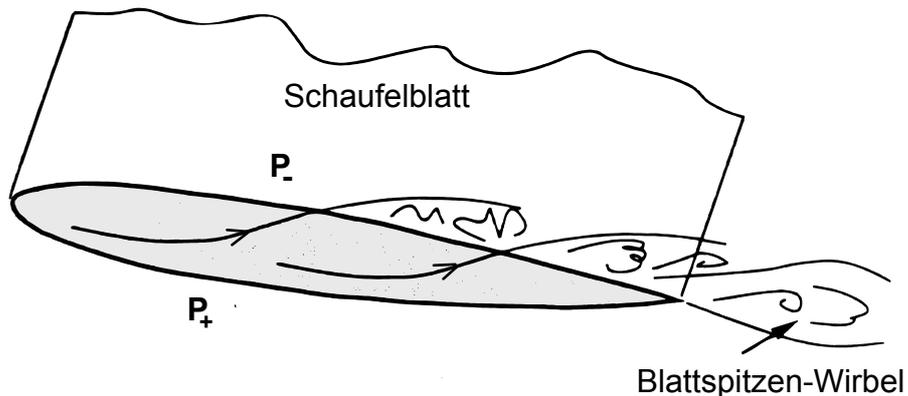
Exemplarisch für eine ganze Reihe von Variationen wird in Bild 3-41 die Anordnung eines Rechteckprofils aus Schaumgummi stromauf des Laufrads gezeigt. Die Anordnung ist gewählt worden, um das in Bild 1 angedeutete und in Bild 3-39 sichtbar gemachte Rückströmgebiet im Kopfspaltbereich zu stören. Bild 3-43 zeigt einen Vergleich zu den Schalldruckspektren der Strömungsmaschine mit  $\tau=0.0053$ , und Bild 3-44 zeigt den dazugehörigen Vergleich der Wanddruckschwankungen, die unmittelbar stromab des Rechteckprofils gemessen worden sind. Sowohl das Spaltgeräusch als auch die rotierende Instabilität sind bei der Konfiguration mit dem eingebautem Rechteckprofil verschwunden. Der Grund ist, daß durch die gestörte Zuströmung nicht mehr die Druckwerte erreicht werden, bei denen die Effekte überhaupt erst auftreten. Auch ein Verschieben des Schaumgummiprofils in z-Richtung (näher zum oder weiter weg vom Laufrad) sowie die Wahl anderer Profilgeometrien wirken sich nicht auf die instationären Phänomene oder zu negativ auf die globalen Kenngrößen der Strömungsmaschine aus.



**Bild 3-41:** Skizze des stromauf des Laufrads eingebauten Rechteckprofils.

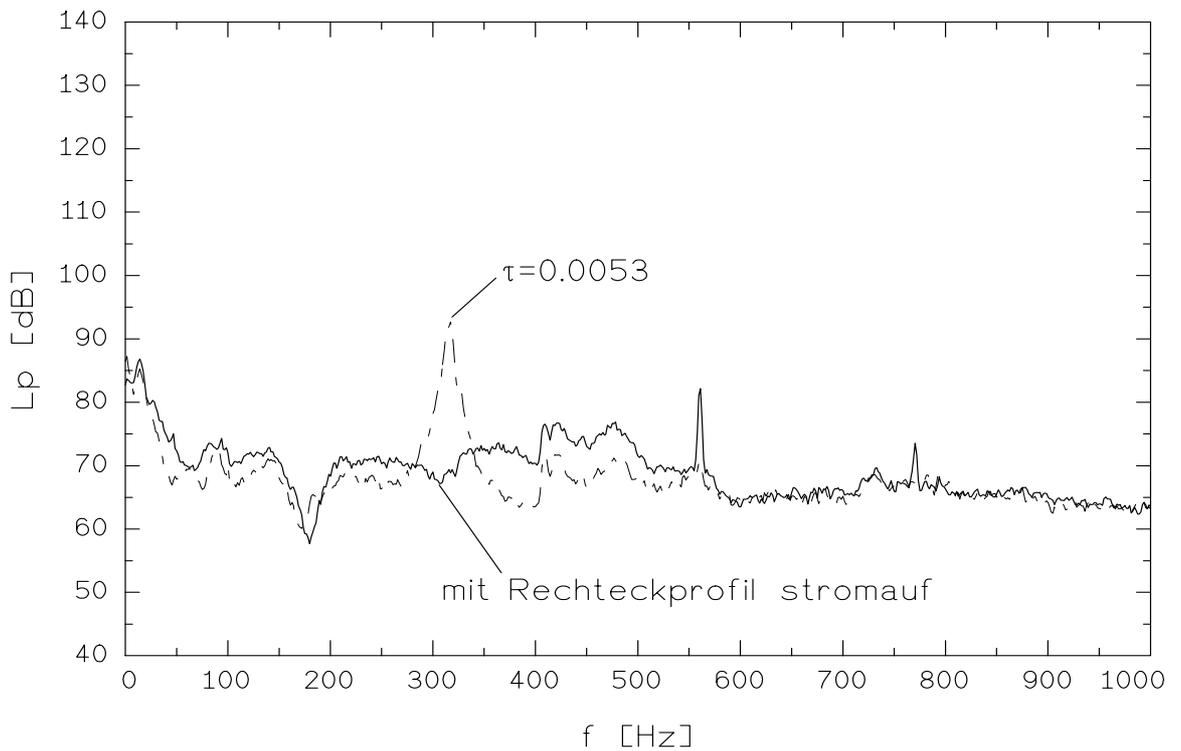
Um der Hypothese nachzugehen, ob das Spaltgeräusch durch den an den Schaufelspitzen ablösenden "Hufeisenwirbel", wie bei einem gewöhnlichen Tragflügelprofil, erzeugt wird (vgl.

Bild 3-42), ist ein Klebeband in der Breite der axialen Erstreckung des Laufradgitters von Schaufel zu Schaufel geklebt worden. Das Klebeband bildet ein Polygon am Laufradumfang und verhindert eine Überströmung der Schaufelspitze von der Profildruck- zur Profilsaugseite. Rückströmung ist in axialer Richtung lediglich durch den Spalt möglich. Bild 3-45 zeigt die Schalldruckspektren und Bild 3-46 die Wanddruckschwankungen jeweils mit und ohne den Polygon am Laufradumfang. Mit dem Klebeband am Laufradumfang wird das maximale Spaltgeräusch mit einem höheren Pegel bei einer geringeren Druckerhöhung durch die Strömungsmaschine erreicht. Zu erkennen ist bei dieser Modifikation sogar eine Harmonische des Spaltgeräuschs (2.CNF) bei etwa 650 Hz. Im Spektrum der Wanddruckschwankungen tritt auch die rotierende Instabilität (RI) deutlicher hervor. Die Frequenzen der RI (220-240 Hz), Harmonische der RI (440-480 Hz und bei etwa 700 Hz) und die Summen- und Differenzfrequenzen der RI zur Schaufelfrequenz ( $BPF-RIF \approx 330$  Hz und  $BPF+RIF \approx 790$  Hz) finden sich wieder. Auffällig ist, daß die Differenzfrequenz  $BPF-RIF$  mit der des Spaltgeräuschs übereinstimmt.

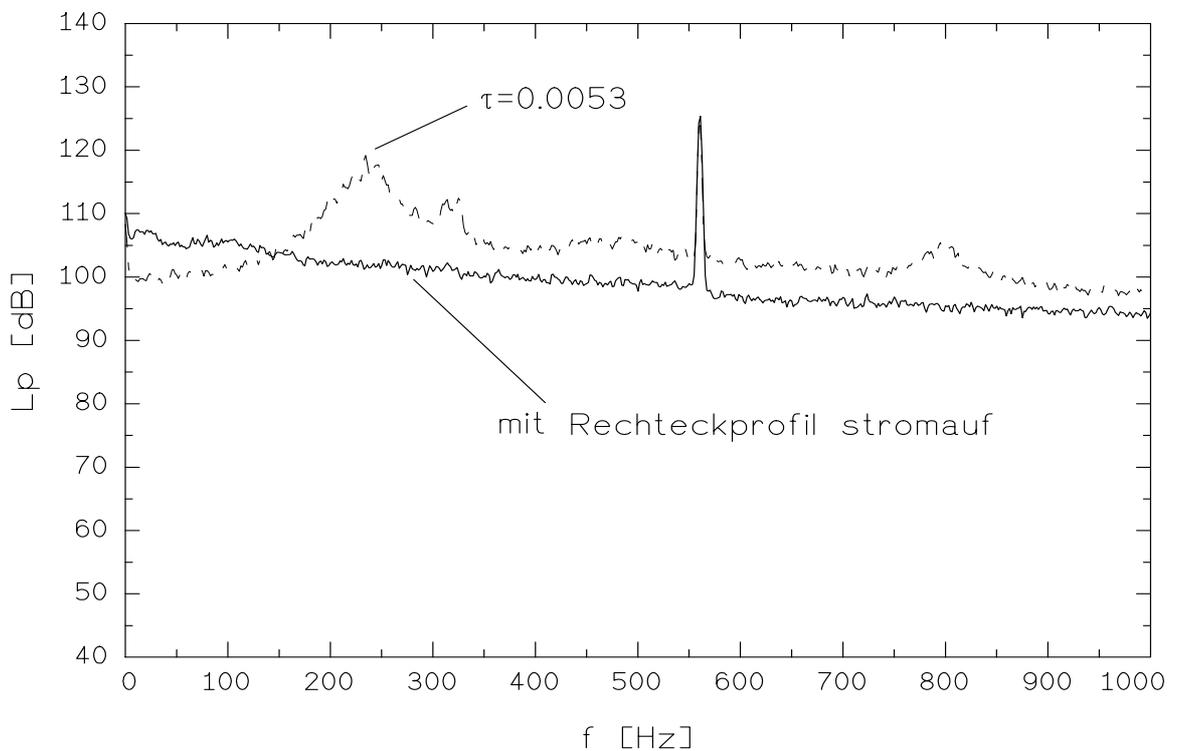


**Bild 3-42:** Skizze der Umströmung der Schaufelspitze.

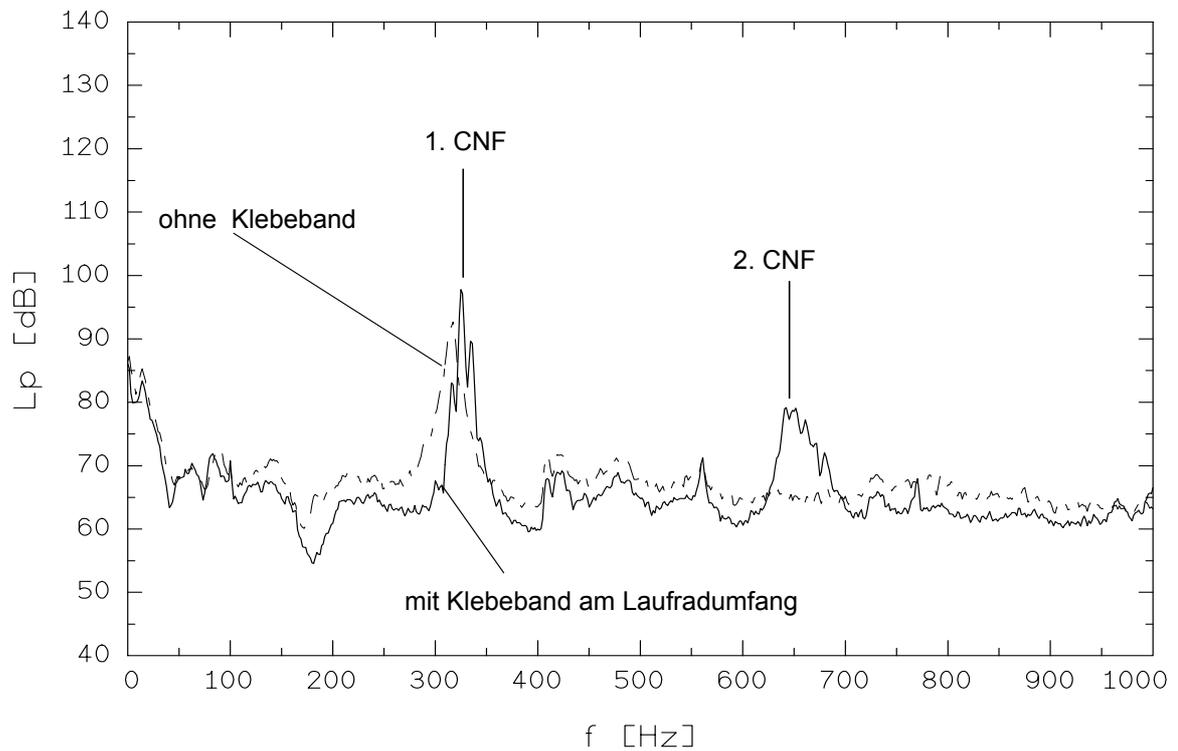
Nach einem Vorschlag von Ufer (1968)/53/ ist der weiteste Spalt abgedichtet worden, indem die Schaufeln mit angeklebten Kunststoffstreifen verlängert worden sind. Entgegen dem Vorschlag von Ufer ist hier Kunststoffmaterial an Stelle von Papier benutzt worden, da sich Kunststoffmaterial an der Wand leichter abschleift und danach faktisch eine Spaltweite 0 vorliegt. Wie zu erwarten war, verhalten sich entsprechend die Spektren der Schalldruck- und der Wanddruckschwankungen wie bei der kleinsten Spaltweite  $\tau=0.00066$ : weder das Spaltgeräusch noch die rotierenden Instabilitäten treten auf, vgl. Bild 3-47 und Bild 3-48. Der maximale Wirkungsgrad des abgedichteten Spalts liegt sogar 2 Prozentpunkte über dem der Spaltweite  $\tau=0.00066$ , bei der Druckerhöhung  $\Psi$  sind es rund 3 Prozent. Dem Kennlinienverlauf und einer ausführlichen akustischen Beschreibung dieser Konfiguration ist nicht weiter nachgegangen worden, da es in der industriellen Praxis kaum umsetzbar sein wird, die Laufradschaufeln entsprechend zu verlängern. Folgern läßt sich aus diesen Ergebnissen und auch aus denen der Vorversuche, vgl. Kameier et al. (1991)/35/, daß die Spaltweite 0 die aerodynamisch und akustisch günstigste ist. Mc Dougall (1988) (vgl. Cumpsty (1989)/26/ S.343) hat dagegen ermittelt, daß eine "optimale" Spaltweite größer 0 existiert, bei der ein größerer aerodynamischer Wirkungsgrad erreicht wird als beim abgedichteten Spalt.



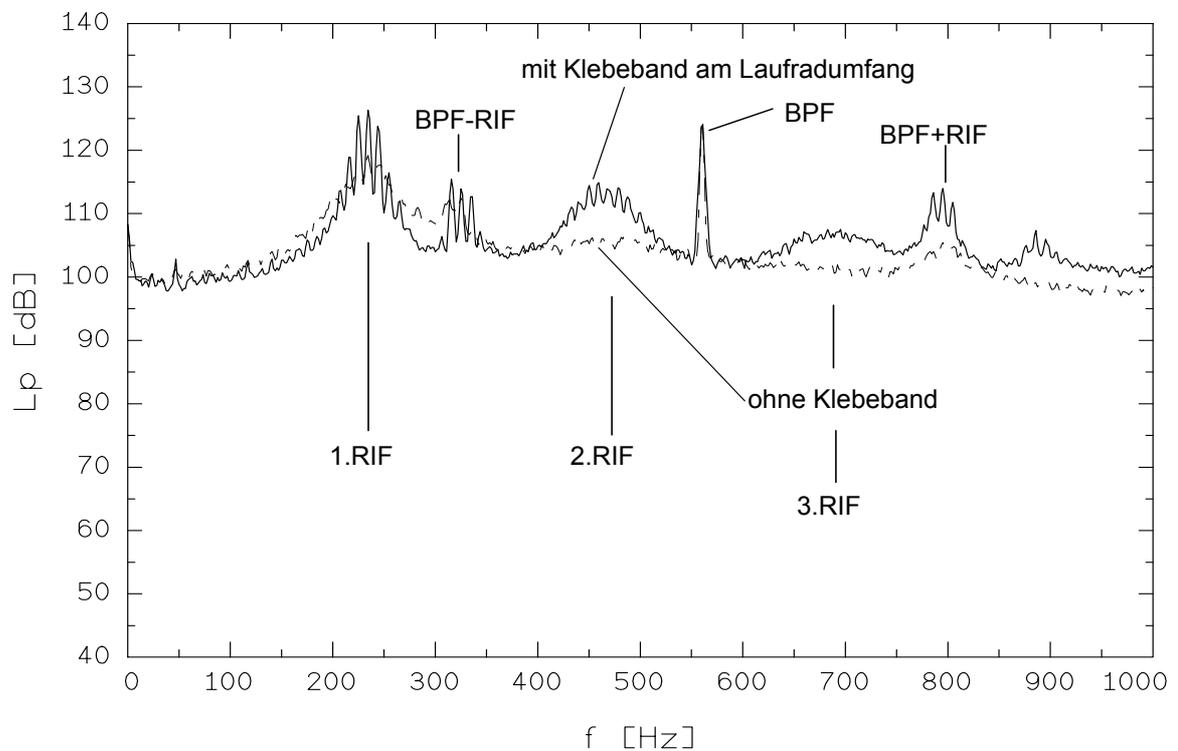
**Bild 3-43:** Spektren der Schalldruckschwankungen im Ausblaskanal beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , Rechteckprofil stromauf:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.301$ .



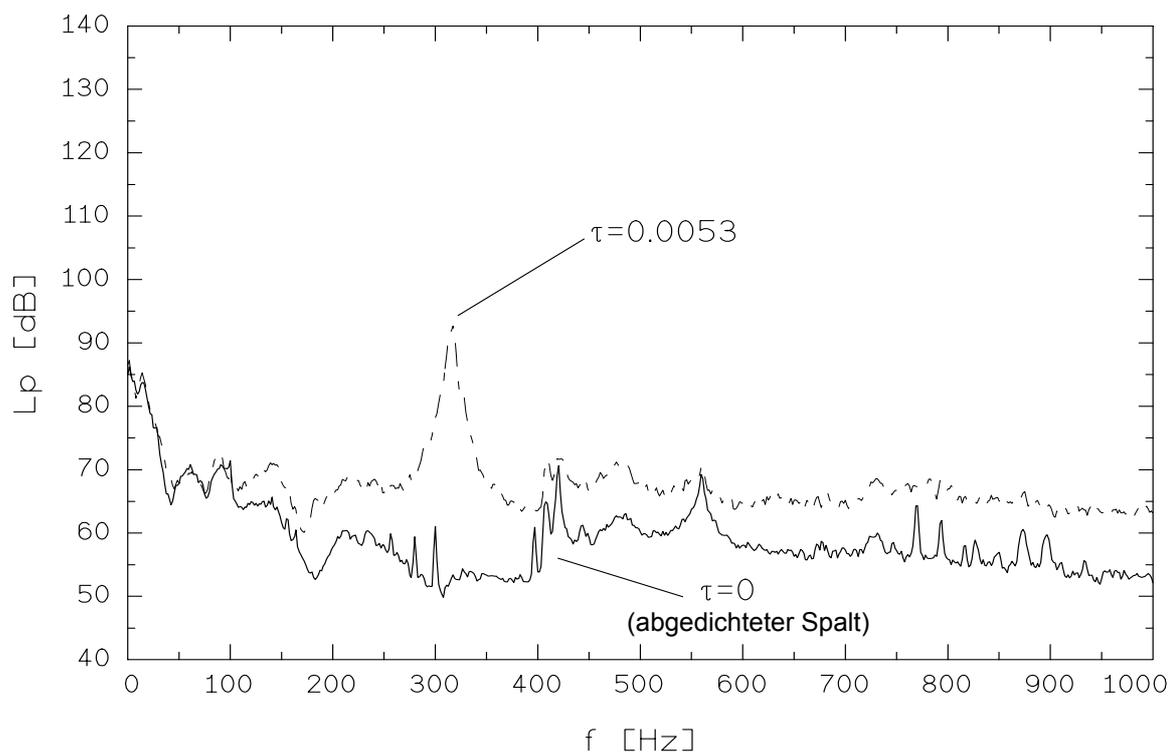
**Bild 3-44:** Spektren der Wanddruckschwankungen,  $\zeta=-0.029$  (stromauf des Laufrads) beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , Rechteckprofil stromauf:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.301$ .



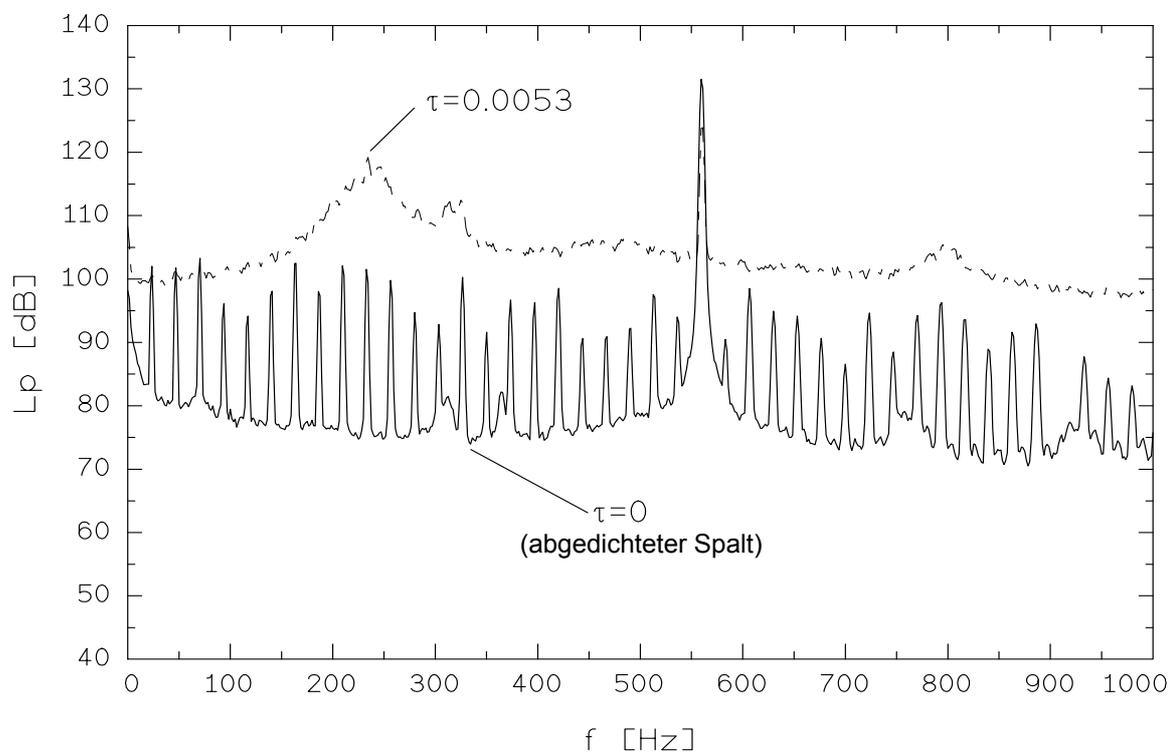
**Bild 3-45:** Spektren der Schalldruckschwankungen im Ausblaskanal beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , mit Klebeband am Laufradumfang:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.327$ .



**Bild 3-46:** Spektren der Wanddruckschwankungen,  $\zeta=-0.029$  (stromauf des Laufrads) beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , mit Klebeband am Laufradumfang:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.327$ .



**Bild 3-47:** Spektren der Schalldruckschwankungen im Ausblaskanal beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ ,  $\tau=0$  (Spalt abgedichtet):  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.431$ .



**Bild 3-48:** Spektren der Wanddruckschwankungen,  $\zeta=-0.029$  (stromauf des Laufrads) beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ ,  $\tau=0$  (Spalt abgedichtet):  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.431$ .

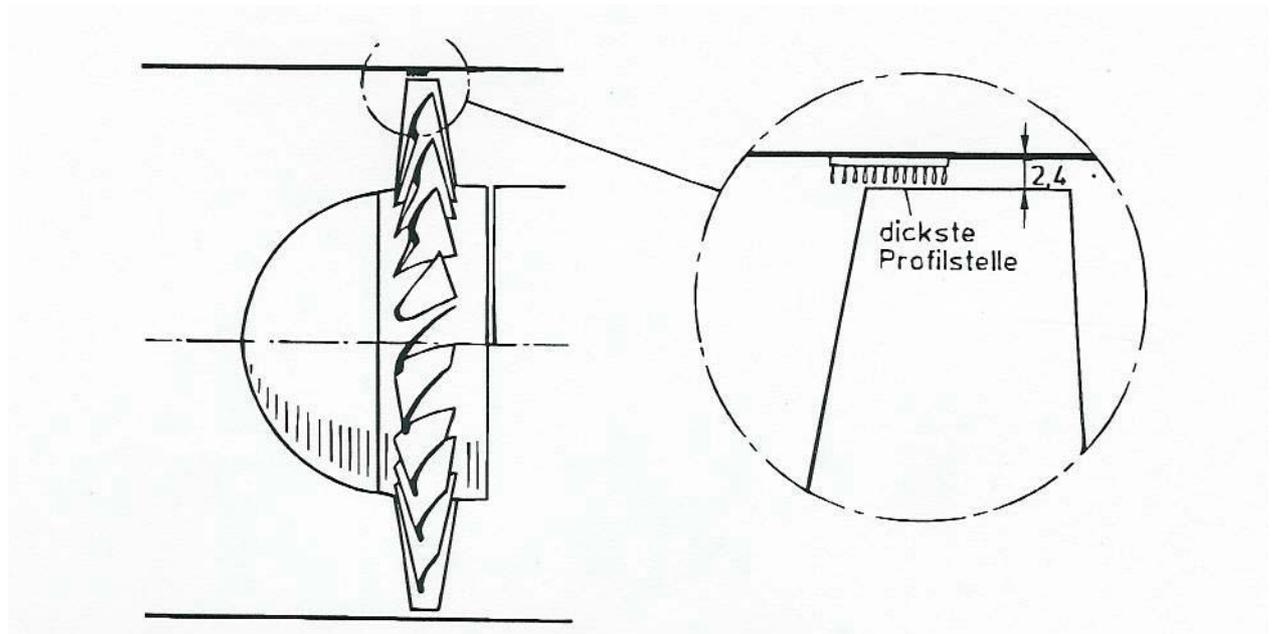
### 3.6.2 Turbulenzerzeuger im Spalt

Zur Verblockung und zur Erhöhung des aerodynamischen Strömungswiderstands des Spalts, vgl. Bild 3-49, ist in den Kopfspalt des Laufrads ein Material geklebt worden, das hier als Turbulenzerzeuger bezeichnet wird. In der Strömungsphysik wird dieses Material üblicherweise benutzt, um den laminar-turbulenten Umschlag bei Wandgrenzschichten zu erzwingen, daher der Name "Turbulenzerzeuger".

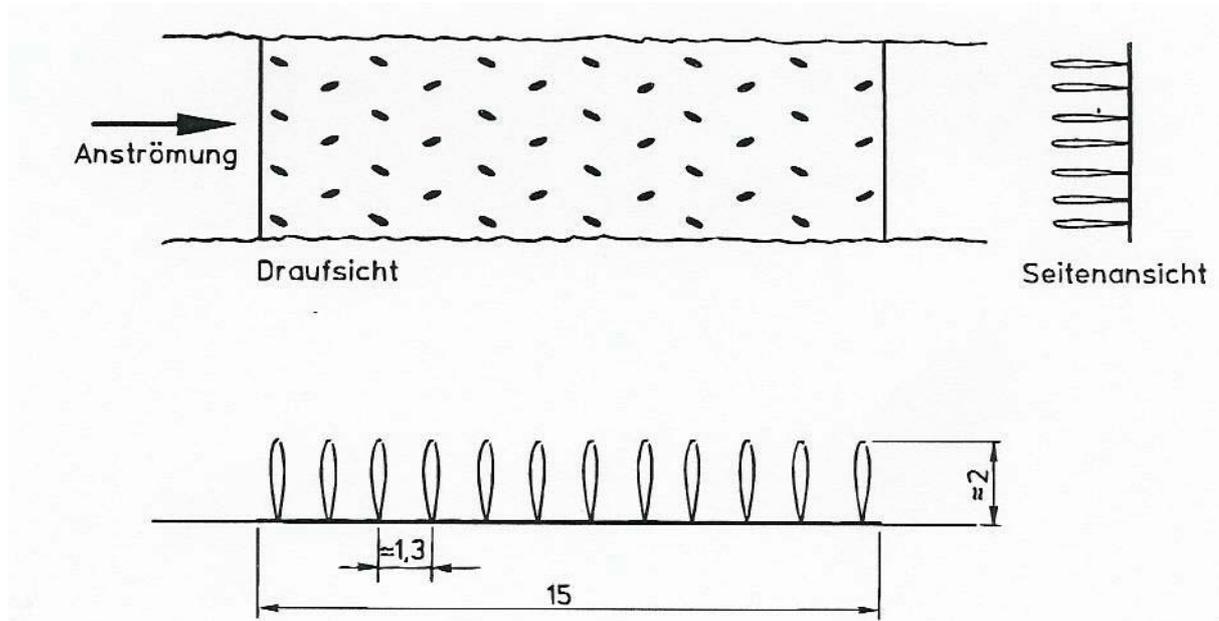
In der Luftfahrtindustrie, z.B. bei Segelflugzeugen, werden häufig "Stolperdrähte" oder auch Sandpapier verwendet, um turbulente Grenzschichten sicherzustellen. Auch finden sogenannte Blasturbulatoren zur Widerstandsverminderung Anwendung, bei denen laminare Ablöseblasen an Tragflügelprofilen durch Ausblasen aus einer Lochreihe beseitigt werden, vgl. Horstmann u. Quast (1981)/54/. Bridelance (1986)/29/ reduziert mit Hilfe eines Stolperdrahts auf der Saugseite der Laufradschaufel sogar das Geräusch kleiner Axialventilatoren ( $\varnothing$  50 - 300mm) um bis zu 5 dB(A). Die Wirkung sogenannter "trip selection" auf den laminar-turbulenten Umschlag und die Grenzschichtparameter wandnaher Strömungen beschreibt Gresko (1988)/55/ ausführlich.

Modifikationen rotierender Bauteile, insbesondere der Schaufelprofilierung selber, sind sehr aufwendig, da die Symmetrie der Laufradgeometrie unverändert bleiben sollte, um die Pegel der Rotorfrequenz mit ihren Harmonischen nicht zu erhöhen. Hier ist daher eine Veränderung an der einfacheren Gehäusegeometrie im Bereich des Kopfspalts vorgenommen worden, die sich insbesondere auch eignet, um bereits ausgeführte axiale Strömungsmaschinen zu modifizieren.

In den weitesten Spalt ( $\tau=0.0053$ ,  $s=2.4\text{mm}$ ) ist ein 2 mm dickes Hakenband (tesa-Klettband der Beiersdorf AG, vgl. Bild 3-50) geklebt worden. Für Spaltweiten anderer Abmessungen können vergleichbare Kunststoff-Materialien (Industrieklebeband) der Firma 3M wie SCOTCHMATE Haken- und Schlaufenband oder DUAL LOCK flexibler Druckverschluß verwendet werden. Wesentlich für die axiale Position des Turbulenzerzeugers im Spalt ist, daß die dickste Profilstelle überdeckt wird, da dort vermutlich auch die größten Druckunterschiede von der Druck- zur Saugseite hin auftreten.



**Bild 3-49:** Skizze des Kopfspalts mit dem Turbulenzerzeuger.



**Bild 3-50:** Skizze des in den Spalt eingebrachten Hakenbands (Turbulenzgenerier).

Bild 3-51 zeigt zunächst wieder einen Vergleich der Schalldruckspektren beim für das Spaltgeräusch lautesten Betriebspunkt mit und ohne Turbulenzgenerier im Spalt. In Bild 3-52 finden sich die dazugehörigen Spektren der Wanddruckschwankungen. Trotz der erheblich größeren Druckerhöhung bei der Konfiguration mit dem Turbulenzgenerier im Spalt (siehe Bild 3-53) treten weder das Spaltgeräusch noch die rotierenden Instabilitäten auf.

Die Bilder 3-53 bis 3-56 zeigen die Verläufe der globalen Kenngrößen der Strömungsmaschine bei einer Drehzahl von 1400 U/min für den modifizierten Spalt im Vergleich zur Spaltweite  $\tau = 0.0053$ . Zusätzlich sind zwei charakteristische Betriebspunkte der anderen untersuchten Spaltweiten eingetragen: der Optimalpunkt der 4 untersuchten Spaltweiten  $\Phi = 0.220$  und der Optimalpunkt des modifizierten Spalts  $\Phi = 0.200$ .

Die Strömungsmaschine mit der modifizierten Spaltweite erzielt deutlich höhere Drücke als ohne Spaltmodifikation (Bild 3-53). Bei  $\Phi = 0.175$  tritt das für Axialventilatoren mit kleinen Spaltweiten typische Hysteresegebiet bei der Strömungsmaschine mit dem Turbulenzgenerier im Spalt auf, es ist aber nicht so ausgeprägt wie beim kleineren Spalt ohne Turbulenzgenerier, vgl. Bild 3-1.

Der Wirkungsgradverlauf (Bild 3-54) zeigt, daß die Strömungsmaschine mit dem Turbulenzgenerier im Spalt durchweg einen größeren Wirkungsgrad erzielt als ohne Spaltmodifikation. Die Konfigurationen der unterschiedlichen Spaltweiten erreichen ihren maximalen Wirkungsgrad etwa bei  $\Phi = 0.220$ , der maximale Wirkungsgrad mit Turbulenzgenerier im Spalt liegt dagegen bei  $\Phi = 0.200$ . Die Wirkungsgradänderung vom modifizierten zum größten Spalt beträgt am jeweiligen Optimalpunkt über 4 Prozentpunkte. Vom Wirkungsgrad her verhält sich der Axialventilator mit modifiziertem Spalt so wie einer mit der halben Spaltweite ohne Modifikation.

Die Änderung des spezifischen Schalleistungspegels wird in Bild 3-55 und Bild 3-56 (A-bewertet) gezeigt. Die Strömungsmaschine mit dem modifizierten Spalt erzielt geringere spezifische Schalleistungspegel, als bei einer Spalthalbierung möglich sind.

Die Ergebnisse der Bilder 3-53 bis 3-56 sind in den Tabellen 3-2 bis 3-4 und den Bildern 3-57 bis 3-59 für einige charakteristische Betriebspunkte verdeutlicht dargestellt. Die Lieferzahl  $\Phi = 0.220$  ist der Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrad bei  $\tau = 0.0053$  ohne Modifikation und auch

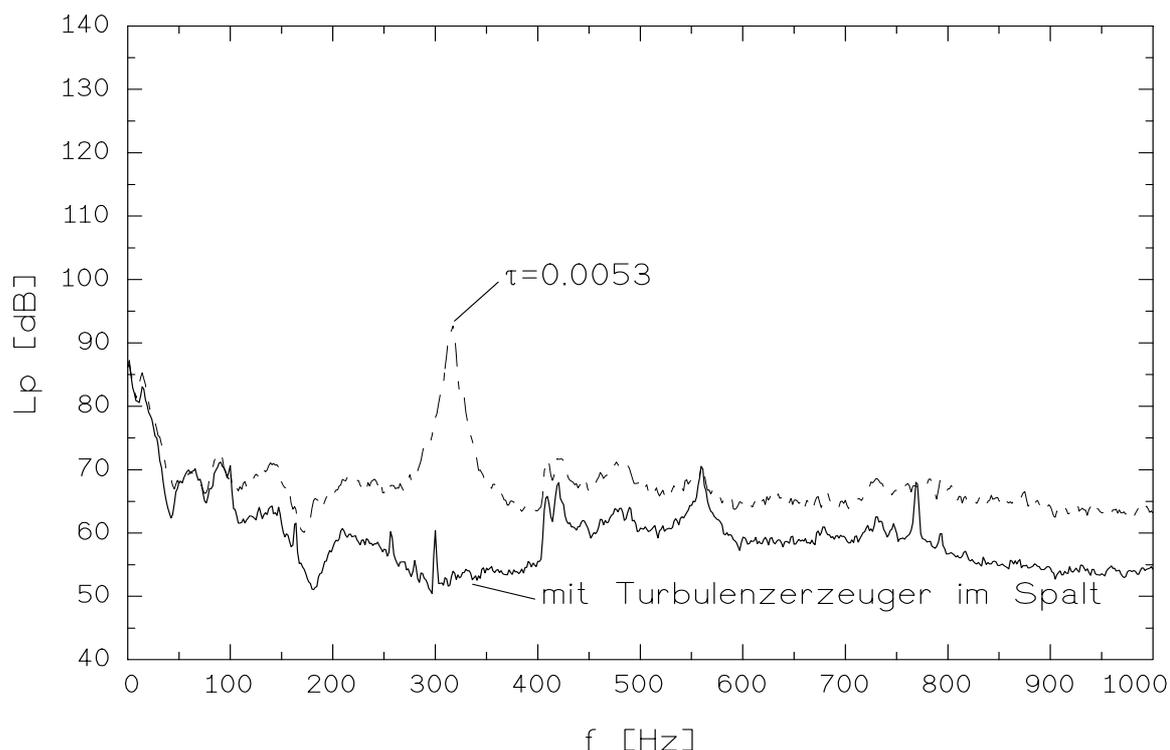
bei den kleineren Spaltweiten (Tabelle 3-2, Bild 3-57);  $\Phi=0.200$  ist dagegen der Betriebspunkt maximalen Wirkungsgrad bei  $\tau=0.0053$  mit Modifikation (Tabelle 3-3, Bild 3-57). In Tabelle 3-4 und Bild 3-59 werden die Werte für den jeweils letzten stabilen Betriebspunkt (rechts vom instabilen Kennlinienast) gezeigt.

In Tabelle 3-4 und Bild 3-59 wird verdeutlicht, daß durch die Spaltmodifikation der nutzbare Betriebsbereich für die technische Praxis erheblich erweitert wird. Grund dafür könnten die durch den Turbulenzerzeuger zusätzlich erzeugten Störungen sein, die sich positiv auf den Strömungsabriß an den Schaufelprofilen auswirken in dem Sinne, daß die Strömung erst bei höheren Drücken und kleineren Lieferzahlen ablöst und sich der technisch nutzbare Bereich der aerodynamischen Kennlinie somit vergrößert. Die modifizierte Spaltweite ist von diesem Gesichtspunkt aus praktisch den kleinsten Spaltweiten gleichwertig.

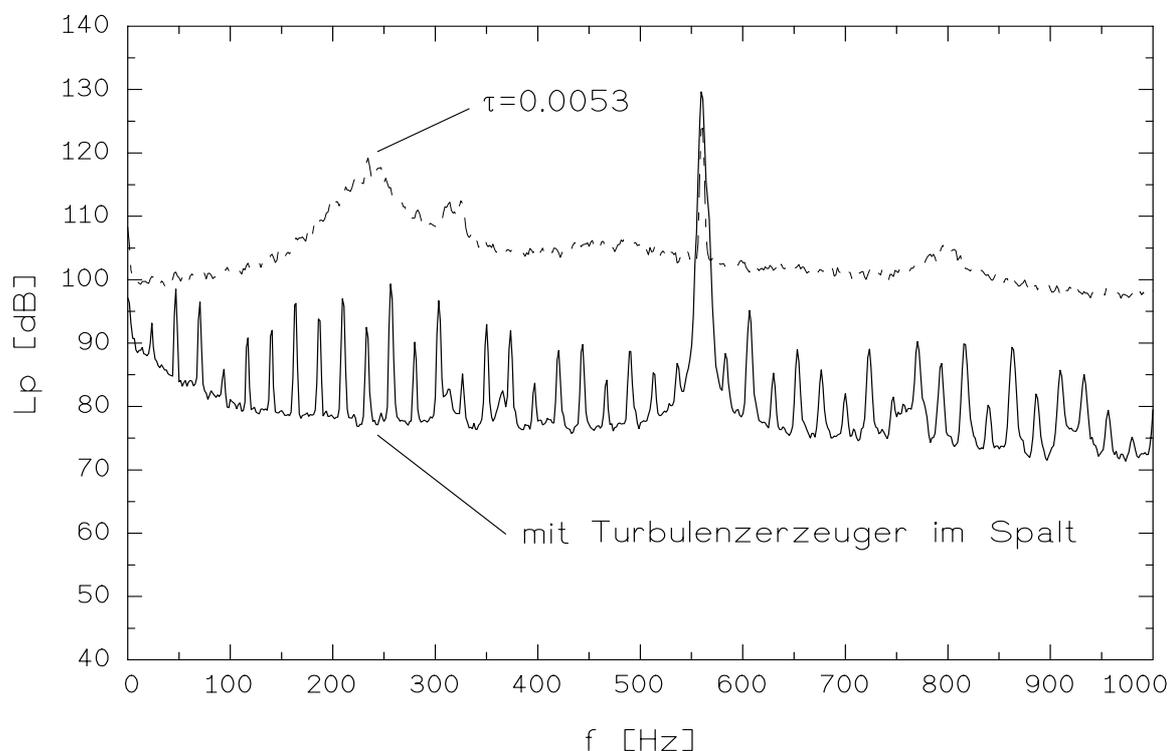
Schmalbandspektren in Abhängigkeit vom Betriebspunkt werden im Bild 3-60 für die Schall- und Wanddruckschwankungen und im Bild 3-61 für die Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln gezeigt. Bei genügender Drosselung, unmittelbar vor dem Einsetzen rotierender Ablösung (RS), ist beim im Fernfeld gemessenen Schalldruckspektrum das Spaltgeräusch (CN) zu erkennen, vgl. Bild 3-60. Wieder moduliert mit der Schaufelfrequenz (BPF) tritt die Frequenz der rotierenden Ablösung (RSF) bei kleinen Lieferzahlen auf. Rotierende Instabilitäten sind in den Spektren der Wanddruckschwankungen nicht zu erkennen.

Auf den rotierenden Schaufeln (Bild 3-61) ist die rotierende Instabilität dagegen bei genügender Drosselung ansatzweise auf der Druckseite vorhanden ( $\Phi=0.20$  und  $\Phi=0.18$  jeweils bei Position 4 (Druckseite)), aber bei weitem nicht so ausgeprägt wie ohne Spaltmodifikation, vgl. Bild 3-27. Die Verblockung und der Strömungswiderstand des Turbulenzerzeugers verhindern vermutlich die Konvektion der instationären Druckschwankungen zu den saugseitigen Messpositionen.

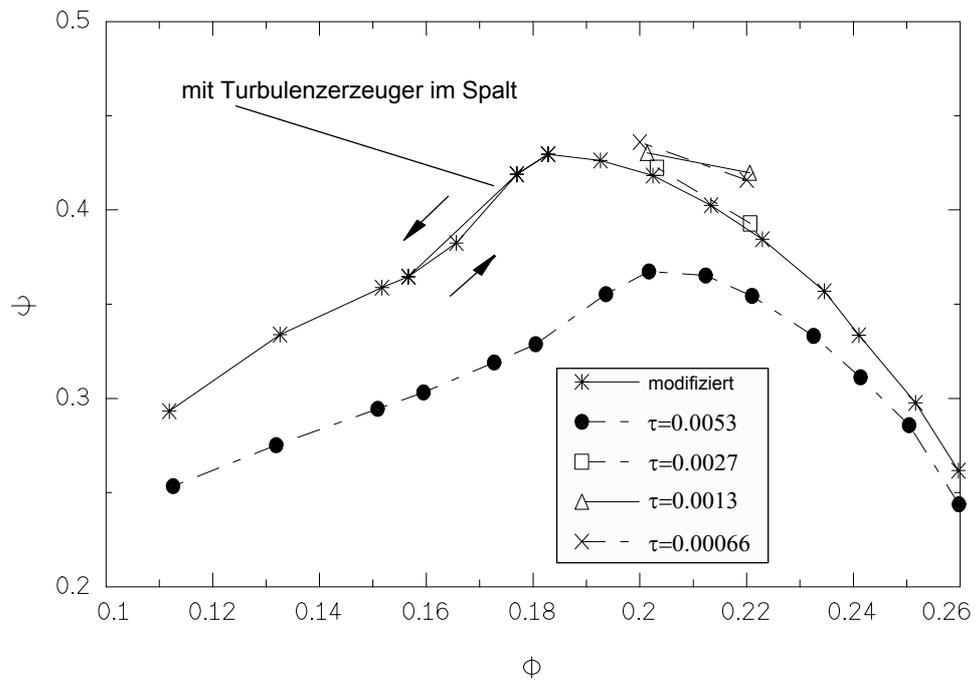
Der Turbulenzerzeuger im Spalt ist als Verfahren zur Reduzierung der Schallemission sowie zur Verbesserung der Luftleistung und des Wirkungsgrads bei axialen Strömungsmaschinen beim Deutschen Patentamt als Patent beantragt (Kameier und Neise (1993)/56/). Die Veränderung der Spaltgeometrie und damit der Spaltdurchströmung durch Modifikationen am Gehäuse wird in der Literatur als "casing treatment" bezeichnet. Ohne auf die dazu zahlreich erschienene Literatur weiter einzugehen, sei an dieser Stelle nur auf die Literatur /26/ und /57/ bis /77/ verwiesen.



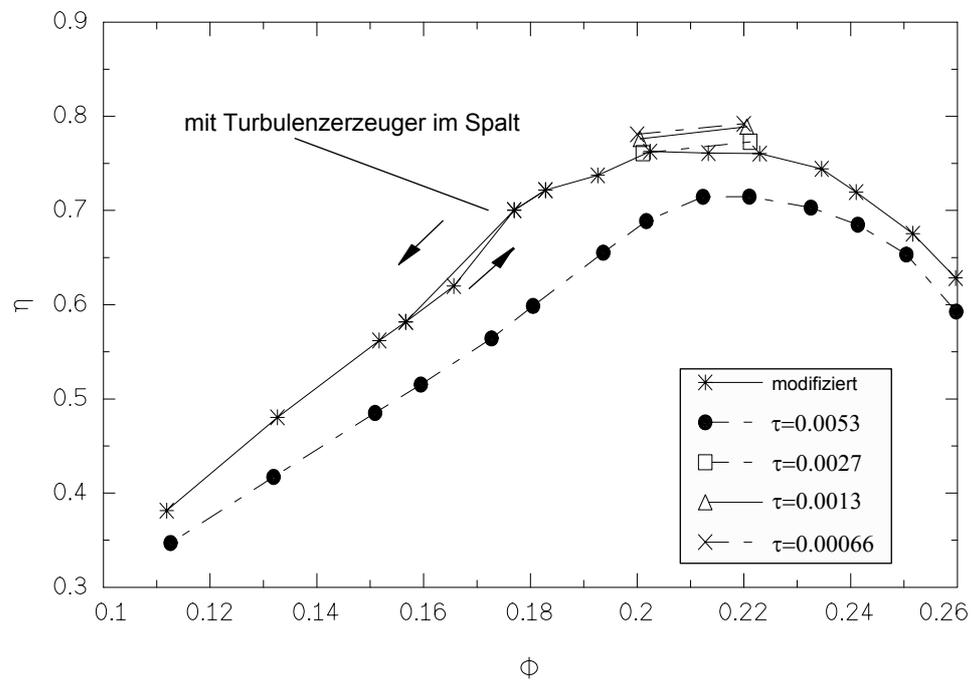
**Bild 3-51:** Spektren der Schalldruckschwankungen beim lautesten Betriebspunkt des Spaltgeräuschs, druckseitig im Kanal gemessen,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , mit Turbulenzerzeuger im Spalt:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.419$ .



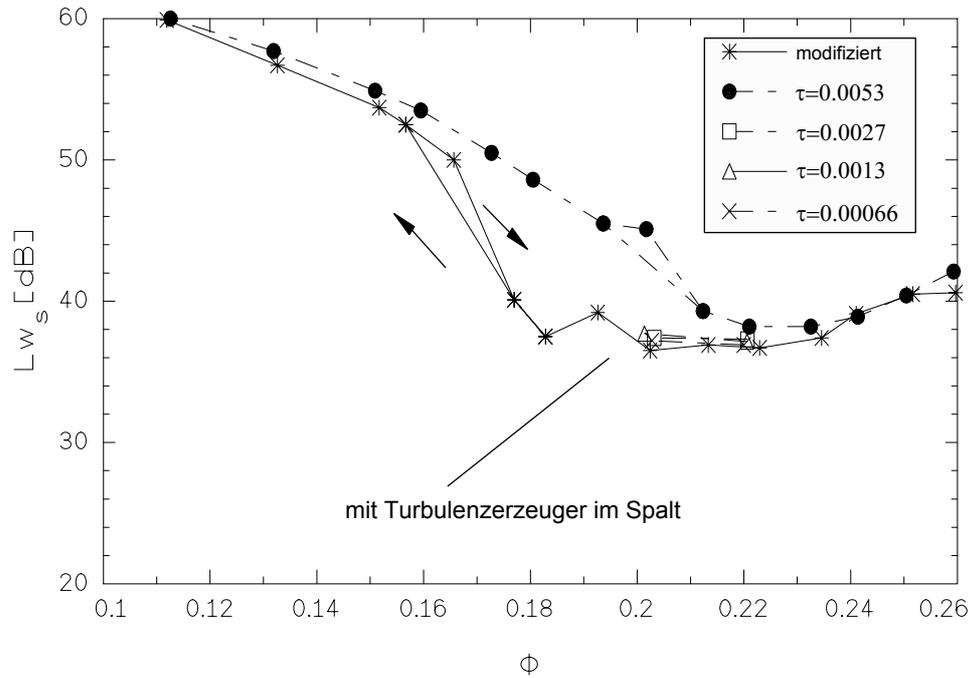
**Bild 3-52:** Spektren der Wanddruckschwankungen,  $\zeta=-0.029$  (stromauf des Laufrads) beim lautesten Betriebspunkt des Spaltgeräuschs,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.368$ , mit Turbulenzerzeuger im Spalt:  $\Phi=0.200$ ,  $\Psi=0.419$ .



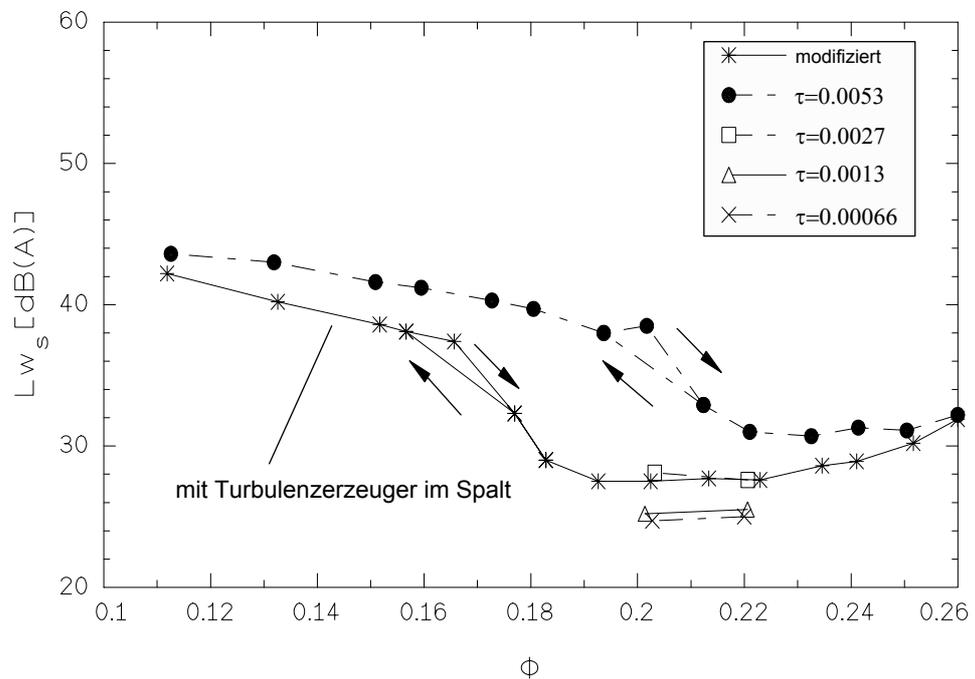
**Bild 3-53:** Kennlinie der Druckerhöhung, Spaltweite  $\tau=0.0053$  (2.4mm) mit und ohne Turbulenzerzeuger im Spalt,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-54:** Wirkungsgradverlauf, Spaltweite  $\tau=0.0053$  (2.4mm) mit und ohne Turbulenzerzeuger im Spalt,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



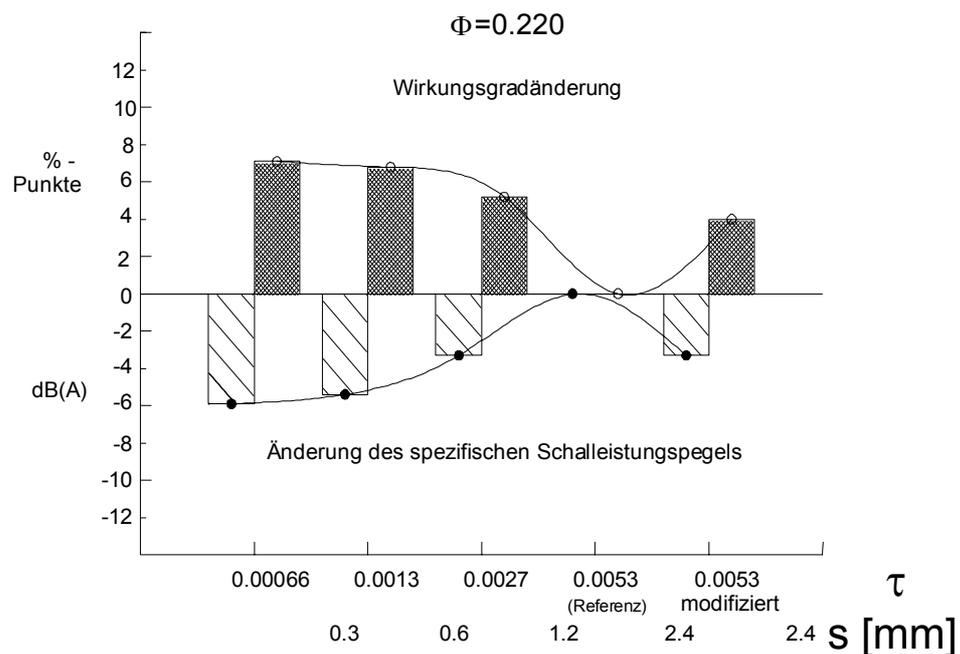
**Bild 3-55:** Verlauf des spezifischen Schalleistungspegels, Spaltweite  $\tau=0.0053$  (2.4 mm), mit und ohne Turbulenzerzeuger im Spalt,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).



**Bild 3-56:** Verlauf des A-bewerteten spezifischen Schalleistungspegels, Spaltweite  $\tau=0.0053$  (2.4mm), mit und ohne Turbulenzerzeuger im Spalt,  $Re=9.9 \cdot 10^5$  ( $n=1400$  U/min).

**Tabelle 3-2:** Aerodynamische und akustische Kennwerte des Axialventilators bei unterschiedlichen Kopfspaltweiten bei der Lieferzahl  $\Phi=0.220$  (maximaler Wirkungsgrad bei  $\tau=0.0053$  ohne Spaltweitenmodifikation),  $n=1400$  U/min.

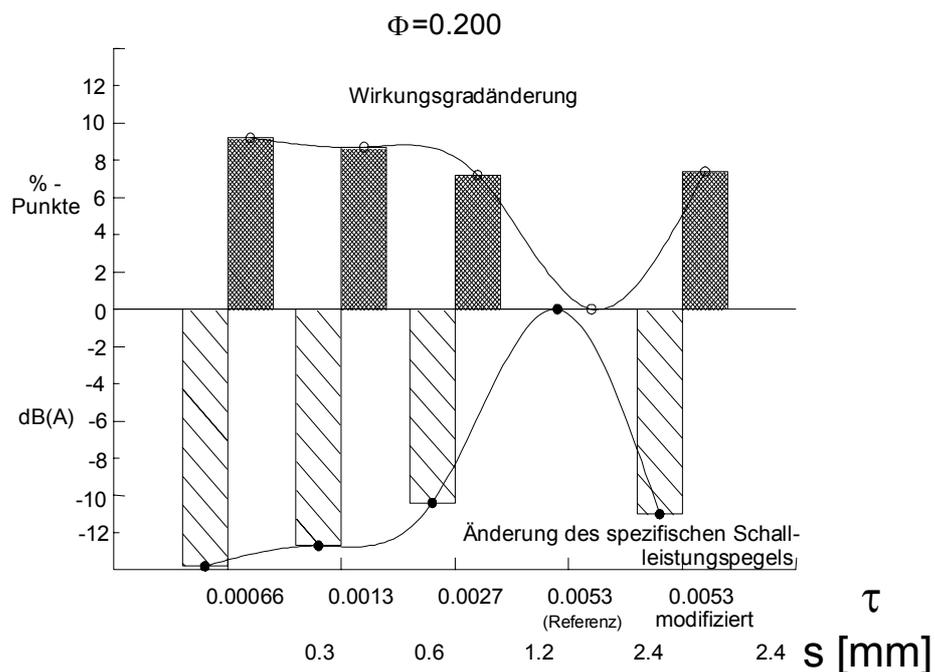
$\tau$	$\Psi$	$\eta$	$L_p$ [dB]	$L_p(A)$ [dB]	$Lw_s$ [dB]	$Lw_s(A)$ [dB]
0.00066 (0.3 mm)	0.411	0.792	93.4	81.5	36.9	25.0
0.0013 (0.6 mm)	0.419	0.789	93.5	81.9	37.1	25.5
0.0027 (1.2 mm)	0.392	0.773	93.5	83.8	37.3	27.6
0.0053 (2.4 mm)	0.354	0.721	94.0	86.6	38.3	30.9
modifiziert (2.4mm)	0.385	0.761	92.9	83.8	36.7	27.6



**Bild 3-57:** Wirkungsgradänderung und Änderung des A-bewerteten spezifischen Schalleistungspegels im Vergleich zum weitesten Spalt bei der Lieferzahl  $\Phi=0.220$  (maximaler Wirkungsgrad bei  $\tau=0.0053$  ohne Spaltweitenmodifikation),  $n=1400$  U/min.

**Tabelle 3-3:** Aerodynamische und akustische Kennwerte des Axialventilators bei unterschiedlichen Kopfspaltweiten bei der Lieferzahl  $\Phi=0.200$  (maximaler Wirkungsgrad bei  $\tau=0.0053$  mit Spaltweitenmodifikation),  $n=1400$  U/min.

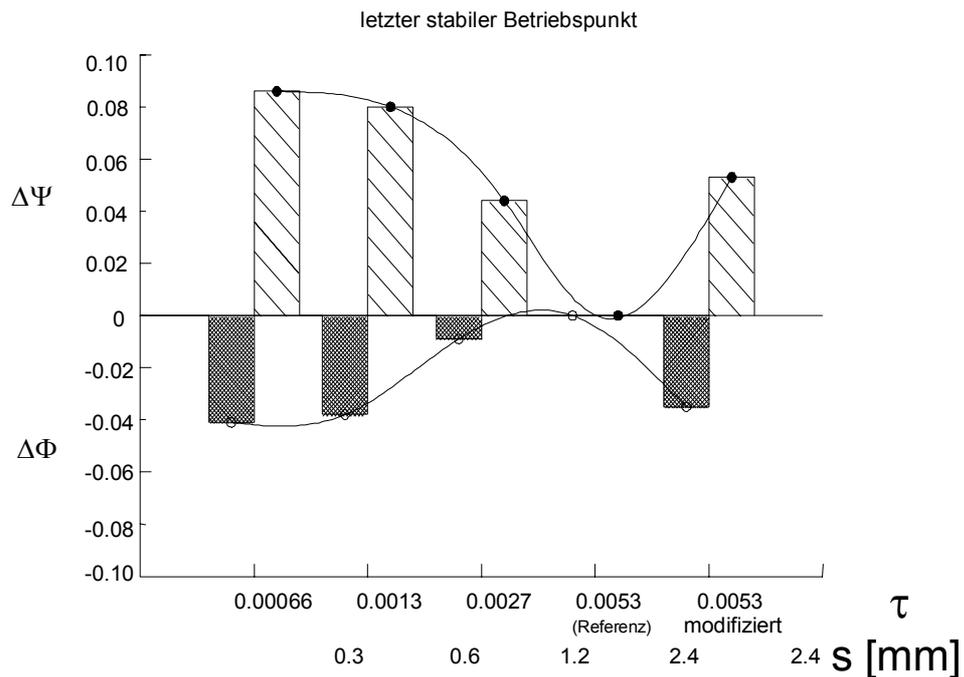
$\tau$	$\Psi$	$\eta$	$L_p$ [dB]	$L_p(A)$ [dB]	$LW_s$ [dB]	$LW_s(A)$ [dB]
0.00066 (0.3 mm)	0.433	0.781	93.8	81.3	37.2	24.7
0.0013 (0.6 mm)	0.430	0.776	94.2	81.7	37.7	25.2
0.0027 (1.2 mm)	0.410	0.761	93.7	84.4	37.4	28.1
0.0053 (2.4 mm)	0.368	0.689	100.3	93.8	45.0	38.5
modifiziert (2.4mm)	0.419	0.763	92.8	83.7	36.5	27.5



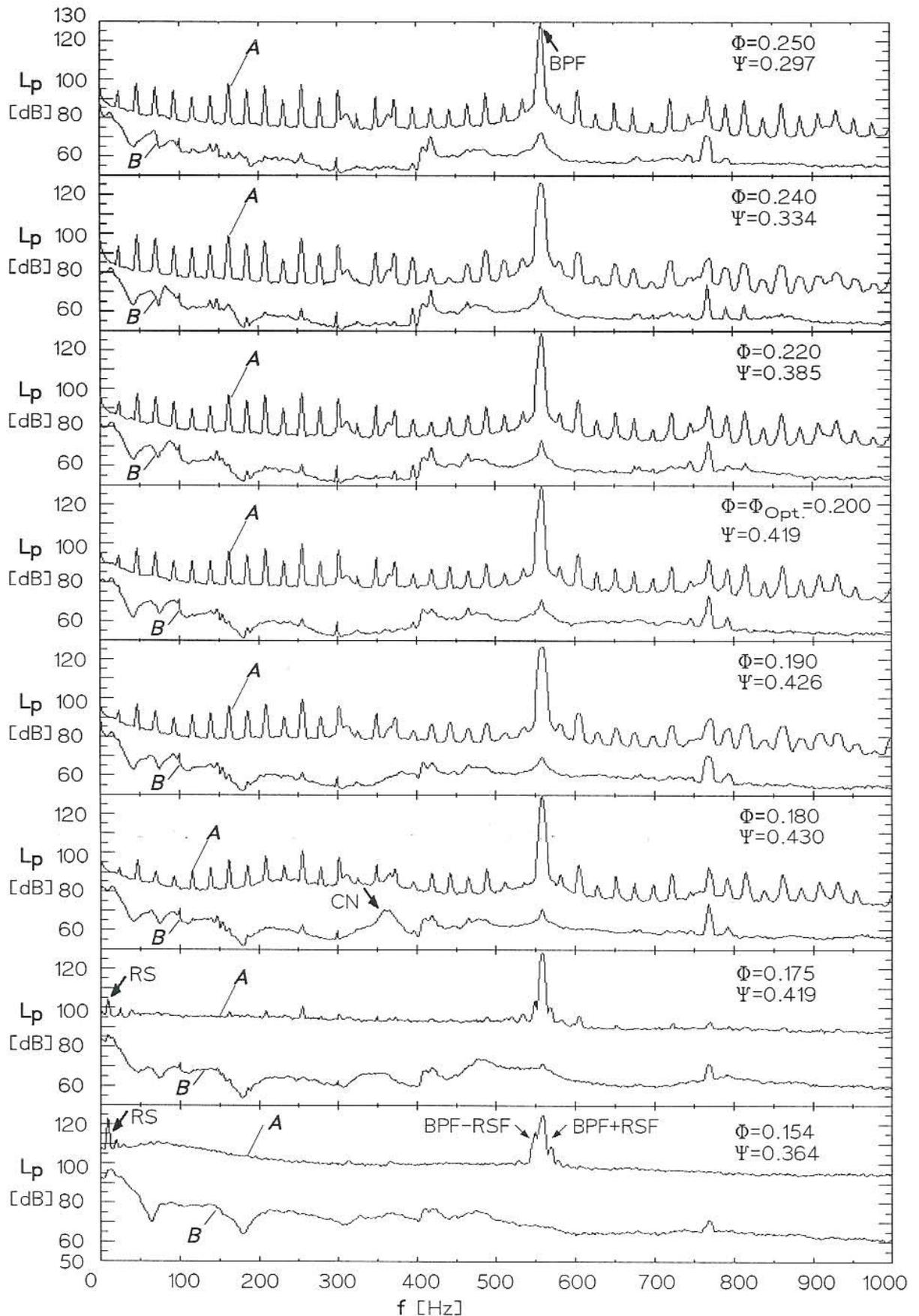
**Bild 3-58:** Wirkungsgradänderung und Änderung des A-bewerteten spezifischen Schalleistungspegels im Vergleich zum weitesten Spalt bei der Lieferzahl  $\Phi=0.200$  (maximaler Wirkungsgrad bei  $\tau=0.0053$  mit Spaltweitenmodifikation),  $n=1400$  U/min.

**Tabelle 3-4:** Aerodynamische und akustische Kennwerte des Axialventilators bei unterschiedlichen Kopfspaltweiten beim jeweils letzten stabilen Betriebspunkt (erster Betriebspunkt rechts des instabilen Kennlinienastes),  $n=1400$  U/min.

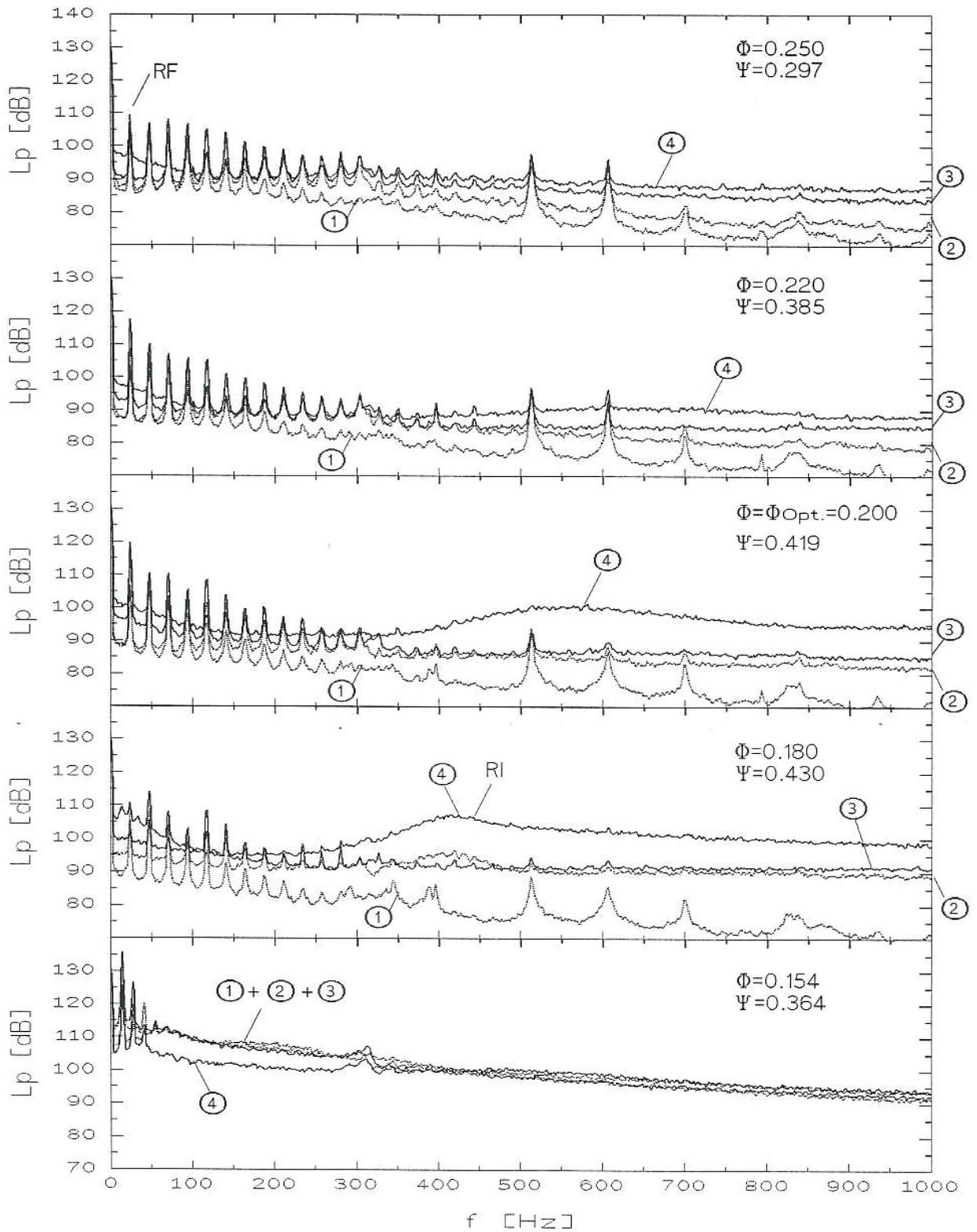
$\tau$	$\Phi$	$\Psi$	$\eta$	$L_p$ [dB]	$L_p(A)$ [dB]	$Lw_s$ [dB]	$Lw_s(A)$ [dB]
0.00066 (0.3 mm)	0.169	0.452	0.703	94.1	81.4	38.1	25.4
0.0013 (0.6 mm)	0.172	0.446	0.704	93.5	83.3	37.5	27.3
0.0027 (1.2 mm)	0.200	0.410	0.759	93.7	84.4	37.4	28.1
0.0053 (2.4 mm)	0.210	0.366	0.715	94.8	88.4	39.3	32.9
modifiziert (2.4 mm)	0.175	0.419	0.700	96.0	88.4	40.1	32.3



**Bild 3-59:** Änderungen der Lieferzahl  $\Phi$  und der Druckzahl  $\Psi$  beim jeweils letzten stabilen Betriebspunkt (erster Betriebspunkt rechts des instabilen Kennlinienastes) im Vergleich zur weitesten Spaltweite,  $n=1400$  U/min.



**Bild 3-60:** Spektren der Druckschwankungen im Ausblaskanal (**B**, Fernfeld) und an der Gehäusewand (**A**,  $\zeta=-0.007$ , Nahfeld) für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau=0.0053$  mit Turbulenzerzeuger im Spalt,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



**Bild 3-61:** Spektren der Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln für verschiedene Betriebspunkte,  $\tau = 0.0053$  mit Turbulenzerzeuger im Spalt,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B = 1.56$  Hz.

## 4 Zum Unterschied aerodynamischer Druckänderungen und akustischer Druckwellen am Beispiel des Axialventilators

Der in unmittelbarer Nähe des Laufrades vorherrschende Druck ist instationär und lokal veränderlich. Er ist eine Funktion vom Ort und von der Zeit und trägt dazu bei, daß auch noch in einiger Entfernung zur Strömungsmaschine ein Schalldruck wahrzunehmen ist. Dennoch handelt es sich bei dem hier als aerodynamisch bezeichneten Druck in der Nähe des Laufrades und dem Schalldruck in genügender Entfernung nicht um dieselbe Feldgröße. Auch lassen sich diese beiden Drücke nicht einfach ineinander überführen.

Unter akustischen Gesichtspunkten stellen aerodynamisch erzeugte Druck- und Geschwindigkeitsänderungen an den rotierenden Schaufeln und bereits abgelöste Wirbel im Nachlauf der Schaufel unterschiedliche akustische Quellmechanismen dar.

Sofern sich das Druckfeld an den Schaufeln relativ zum Laufrad nicht bewegt, ist es im Relativsystem stationär und wirkt sich nur auf die Amplituden der Rotor- und Schaufelfrequenz aus. Die Rotorfrequenz und ihre Harmonischen können durch geometrische Ungleichförmigkeiten entstehen, die im Relativsystem stationär sind. Ändern sich im Absolutsystem durch die Ungleichförmigkeiten einzelner Schaufeln die Amplituden und die zeitlichen Abstände der Druckschwankungen, entstehen im Frequenzspektrum die Harmonischen der Rotorfrequenz, vgl. die Rechnung im Anhang A. Ist die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades klein gegenüber der Schallgeschwindigkeit, kommt es im Nahfeld jedoch zu "Auslöschungen", so daß der akustische Abstrahlgrad gering ist, vgl. Neise /6/ (1980) Seite 32.

Relativ zum Laufrad erzeugte instationäre Drücke wirken sich auch auf die Rotor- und Schaufelfrequenz aus, sofern sie im Relativsystem entgegen des Laufrades aber mit der Kreisfrequenz des Laufrades rotieren. Solche Druckänderungen sind im Absolutsystem stationär, ein Beispiel ist das Druckfeld des Stators. Instationäre Drücke können sich aber auch relativ zum Absolut- und zum Relativsystem bewegen mit einer von der Kreisfrequenz des Laufrades abweichenden Kreisfrequenz. Sie erzeugen dann vom sogenannten Drehklang unabhängige Frequenzen. Ein Beispiel dafür sind die durch Wechselwirkung verschiedener Wirbel erzeugten Druckänderungen. Wirbelstrukturen lösen unter anderem bei bestimmten Betriebspunkten der Strömungsmaschine von den Schaufelprofilen ab.

Eine akustische Druckwelle ist eine sich räumlich und zeitlich ändernde Druckschwankung, die sich in komplexer Schreibweise als

$$p(\underline{x}, t) = \operatorname{Re}\{A e^{i(\underline{k}\cdot\underline{x} - \omega t)}\} \quad (4.1)$$

schreiben läßt.  $A$  ist die Amplitude oder der sogenannte Scheitelwert,  $\underline{k}$  der Wellenzahlvektor,  $\underline{x}$  der Vektor zum betrachteten Ort und  $\omega$  die Kreisfrequenz. Dieser Ansatz (4.1) ist eine Lösung der aus Gleichung (1.4) herleitbaren homogenen akustischen Wellengleichung, man spricht daher auch von einer akustischen Druckwelle. In der Wellengleichung (1.4) ist der einzige nichtlineare Term in die Inhomogenität gezogen worden. Gleichung (4.1) ist aber nur eine Lösung der homogenen Wellengleichung, was gleichbedeutend mit einer Linearisierung der Axiome (1.1), (1.2) und (1.3) ist, vgl. auch den Anhang B. Diese Linearisierung ist zulässig, sofern die Änderungen des Drucks um einen mittleren Wert klein sind. In der gewöhnlichen Akustik ist dies bis zur Schmerzgrenze des menschlichen Ohres ( $L_p=134$  dB) genauso erfüllt wie im hier diskutierten Beispiel des Axialventilators in genügend großer Entfernung zum Laufrad.

In der Nähe des Laufrades, insbesondere stromab, ist die Strömung turbulent. Turbulente Strömungen sind wirbelbehaftet und verhalten sich nichtlinear. Für Wirbelströmungen ist das Differentialgleichungssystem aus Kontinuitäts-, Impuls-, und Energiegleichung im allgemeinen nichtlinear. Eine Linearisierung der Axiome ist unzulässig, da sich der aerodynamische Druck in Wirbelströmungen stark ändert. Der mittlere Wert, um den der Druck in einer Strömungsmaschine schwankt, wird bestimmt durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Die Druckschwankung liegt im Mittel in der Größenordnung der Druckerhöhung der Strömungsmaschine. Da der aerodynamische Druck keiner Wellengleichung genügt, breitet er sich auch nicht wellenförmig aus. Der Ansatz (4.1) ist keine Lösung des nichtlinearen Differentialgleichungssystems.

Im folgenden werden der Schalldruck im Fernfeld (Abschnitt 4.2) und der aerodynamische Druck im Nahfeld (Abschnitt 4.1) azimutal in Fourierreihen entwickelt. In beiden Fällen handelt es sich um Azimutalmoden. Wegen der verschiedenen Abstrahlbedingungen und Nichtlinearitäten im Ausbreitungsweg sind sie nicht ineinander überführbar.

#### 4.1 Die Frequenzen eines aerodynamischen Druckfeldes in relativ zueinander bewegten Koordinatensystemen

Betrachtet wird ein in azimutaler Richtung periodisches aerodynamisches Druckfeld in der Nähe eines Axialventilatorenlaufrades, das azimutal in eine Fourierreihe zerlegt werden kann. Das Druckfeld läßt sich in drei zueinander bewegten Koordinatensystemen beschreiben. Hintergrund dafür ist, daß es sich bei dem aerodynamischen Druckfeld um ein bewegtes, relativ zum Laufrad rotierendes Druckfeld handelt. Beobachten - m.a.W. messen - läßt sich ein solches Druckfeld aber nur im raumfesten Absolutsystem und auf den rotierenden Schaufeln. Erzeugt werden kann ein aerodynamisches Druckfeld durch ablösende Wirbel von den Laufradschaufeln, die aufgrund der Reibung konvektiv gebremst werden und sich daher langsamer bewegen als die Profilstromung. Sie bewegen sich also relativ zum Laufrad mit einer vom Betrag her geringeren Geschwindigkeit als die Winkelgeschwindigkeit des Laufrades in entgegengesetzter Richtung.

Das rotierende aerodynamische Druckfeld läßt sich von einem Bezugssystem, das sich mit der Geschwindigkeit des Quellmechanismus des aerodynamischen Druckfeldes (Index  $Q$ ) bewegt, wie folgt schreiben:

$$p(\varphi^Q, t) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} A_{\alpha} e^{i(\alpha\varphi^Q - \omega^Q t)} \right\} \quad (4.2)$$

$\omega^Q$  ist die Kreisfrequenz des aerodynamischen Druckfeldes,  $A_{\alpha}$  die Amplitude der jeweiligen  $\alpha$ -Mode und  $\varphi^Q$  die Azimutalkoordinate im System des rotierenden Druckfeldes.

Beobachten läßt sich das aerodynamische Druckfeld auch aus einem ruhenden System, wobei dann die Azimutalkoordinate gemäß Bild 4-1 zu transformieren ist:

$$\varphi^Q = \varphi^F - \Omega_Q^F t \quad . \quad (4.3)$$

$\Omega_Q^F$  ist die Winkelgeschwindigkeit mit der sich das aerodynamische Druckfeld relativ zum festen Beobachter in positive  $\varphi$ -Richtung bewegt.

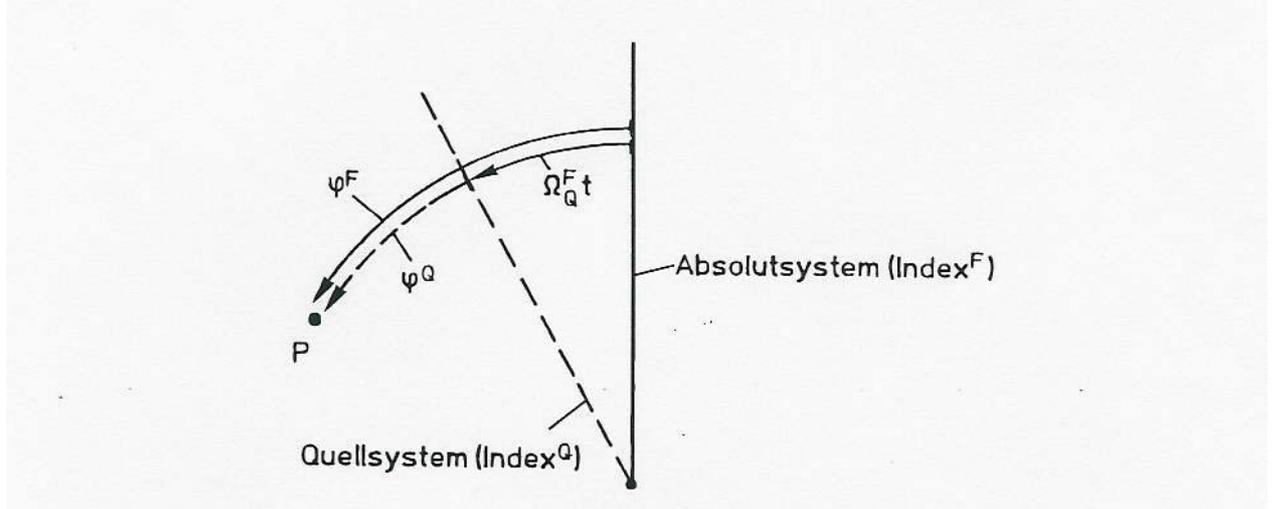
Gleichung (4.3) eingesetzt in (4.2) ergibt

$$p(\varphi^F, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} A_{\alpha} e^{i(\alpha\varphi^F - (\omega^Q + \alpha\Omega_Q^F)t)} \right\} \quad (4.4)$$

Die Frequenz im raumfesten System ist also

$$\omega^F = \omega^Q + \alpha \Omega_Q^F \quad . \quad (4.5)$$

Möglich ist auch, das aerodynamische Druckfeld aus einem weiteren Bezugssystem zu beobachten, das relativ zum festen System mit der Winkelgeschwindigkeit  $\Omega$  des



**Bild 4-1:** Drehrichtung des Quellsystems relativ zum Absolutsystem.

Laufrades<sup>5</sup> rotiert. Die Winkelgeschwindigkeit des Systems des aerodynamischen Quellmechanismus im Absolutsystem  $\Omega_Q^F$  setzt sich dann zusammen aus der Winkelgeschwindigkeit des Systems des aerodynamischen Quellmechanismus im Relativsystem  $\Omega_Q^R$  plus der Führungswinkelgeschwindigkeit  $\Omega$  zwischen Relativ- und Absolutsystem, also der Kreisfrequenz des Laufrades:

<sup>5</sup> Konsequenter wäre es, statt  $\Omega$   $\Omega_R^F$  zu schreiben, da es sich um die Führungswinkelgeschwindigkeit zwischen Absolut- und Relativsystem handelt. Bezogen auf den Axialventilator ist es gerade die Winkelgeschwindigkeit, mit der sich das Laufrad bewegt, daher werden hier die Indizes weggelassen.

$$\Omega_Q^F = \Omega_Q^R + \Omega \quad (4.6)$$

$$\text{oder } \varphi^F = \varphi^R + \Omega t \quad , \quad (4.7)$$

auch das Laufrad oder das rotierende System (Index  $R$ ) dreht in positive  $\varphi$ -Richtung. Im mit  $\Omega_Q^R$  rotierenden System folgt aus (4.4) mit (4.6) und (4.7) entsprechend

$$p(\varphi^R, t) = \text{Re} \left\{ \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} A_{\alpha} e^{i(\alpha\varphi^R - (\omega^Q + \alpha\Omega_Q^R)t)} \right\} \quad , \quad (4.8)$$

so daß die Frequenz im mit  $\Omega_Q^R$  rotierenden System

$$\omega^R = \omega^Q + \alpha \Omega_Q^R \quad (4.9)$$

ergibt. Gleichung (4.6) in (4.9) ergibt dann

$$\omega^R = \omega^Q + \alpha(\Omega_Q^F - \Omega) \quad . \quad (4.10)$$

Aus Gleichung (4.5) folgt

$$\Omega_Q^F = \frac{\omega^F - \omega^Q}{\alpha} \quad (4.11)$$

und (4.11) in (4.10) ergibt schließlich

$$\omega^R = \omega^Q + \alpha \left( \frac{\omega^F - \omega^Q}{\alpha} - \Omega \right)$$

oder

$$\alpha = \frac{\omega^F - \omega^R}{\Omega} \quad . \quad (4.12)$$

Setzt man die aerodynamische Modenzahl (4.12) in (4.10) ein und löst nach der Frequenz des Quellmechanismus  $\omega^Q$  auf, erhält man

$$\omega^Q = \omega^F - (\omega^F - \omega^R) \frac{\Omega_Q^F}{\Omega} \quad . \quad (4.13)$$

$\omega^F$  ist die im Absolutsystem ermittelte Kreisfrequenz,  $\omega^R$  ist die Kreisfrequenz, die in einem relativ zum Quellmechanismus und relativ zum Absolutsystem rotierenden System ermittelte Kreisfrequenz des aerodynamischen Druckfeldes, z.B. kann sie auf den Schaufelblättern eines Axialventilators gemessen werden.  $\Omega$  ist die Winkelgeschwindigkeit, mit der das System  $R$  um das Absolutsystem  $F$  rotiert, bei einem Axialventilator ist es die Winkelgeschwindigkeit des Laufrades.  $\Omega_Q^F$ , die Winkelgeschwindigkeit des Quellmechanismus relativ zum Absolutsystem, läßt sich aus Gleichung (4.5) ermitteln: Die Gleichung zeigt, daß sich die Kreisfrequenz des aerodynamischen Druckfeldes im Absolutsystem  $\omega^F$  zusammensetzt aus der Kreisfrequenz des Quellmechanismus  $\omega^Q$  und

$\alpha$  Summen- und Differenzfrequenzen. Für die axialsymmetrische Quellverteilung  $\alpha=0$  folgt aus (4.5)

$$\omega_{\alpha=0}^F = \omega^Q \quad (4.14)$$

und für  $\alpha=1$  ist

$$\omega_{\alpha=1}^F = \omega^Q + \Omega_Q^F \quad ,$$

so daß

$$\Omega_Q^F = \omega_{\alpha=1}^F - \omega_{\alpha=0}^F \quad (4.15)$$

gilt, d.h. die Frequenzdifferenz der Summen- und Differenzfrequenzen im Absolutsystem ist gerade  $\Omega_Q^F$ . Aus (4.13) folgt somit

$$\omega^Q = \omega^F - \frac{(\omega^F - \omega^R)}{\Omega} (\omega_{\alpha=1}^F - \omega_{\alpha=0}^F) \quad . \quad (4.16)$$

#### 4.1.2 Zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung des periodischen aerodynamischen Druckfeldes

Gleichung (4.15) oder die vergleichbare Gleichung für das rotierende Bezugssystem

$$\Omega_Q^R = \omega_{\alpha=1}^R - \omega_{\alpha=0}^R \quad , \quad (4.17)$$

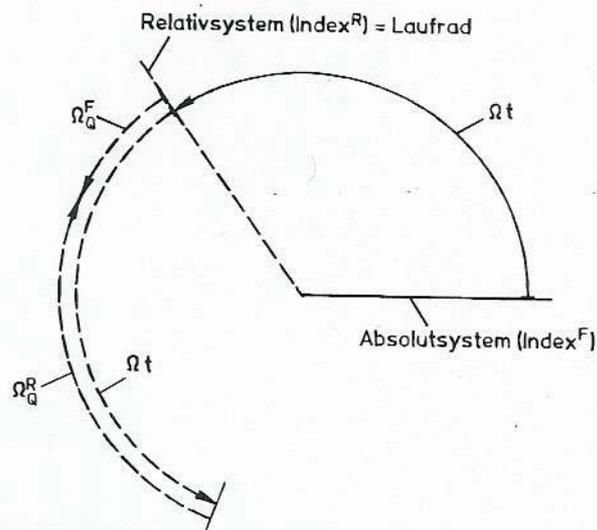
hergeleitet aus (4.9) mit  $\alpha=0$  und  $\alpha=1$ , legen die Ausbreitungsrichtung der Druckänderung in den beiden Bezugssystemen fest. Die Zuordnung einzelner Frequenzspitzen zu den aerodynamischen Moden legt also fest, ob  $\Omega_Q^F$  und  $\Omega_Q^R$  positiv oder negativ sind.

Setzt man die eingangs getroffenen Plausibilitätsbetrachtungen (Seite 84, Abschnitt 4.1) voraus, so gilt die in Bild 4-2 gezeigte Orientierung:  $\Omega_Q^R$  ist negativ und vom Betrag her kleiner als  $\Omega$  und  $\Omega_Q^F$  ist positiv. Daraus folgt

$$\omega_{\alpha=1}^F > \omega_{\alpha=0}^F \quad (4.18)$$

und  $\omega_{\alpha=1}^R < \omega_{\alpha=0}^R \quad . \quad (4.19)$

Mit anderen Worten bewegt sich das aerodynamische Druckfeld und damit auch jede einzelne Mode im Absolutsystem in positive Richtung, hingegen bewegt es sich relativ zum Laufrad in negative Richtung.



**Bild 4-2:** Orientierung der Ausbreitungsvektoren des aerodynamischen Quellmechanismus im Axialventilator.

Eine experimentelle Überprüfung dieser Überlegungen ist über eine Laufzeitbestimmung des Druckfeldes zwischen zwei azimuthal versetzten Beobachtern (Mikrofone im Absolutsystem und Druckaufnehmer auf den Laufradschaufeln im Relativsystem, vgl. Bild 3-13, Seite 36) einfach möglich.

Zwei um einen Abstand  $\Delta\varphi^F$  versetzte Beobachter registrieren im Absolutsystem eine relative Zeitverzögerung

Zwei um einen Abstand  $\Delta\varphi^F$  versetzte Beobachter registrieren im Absolutsystem eine relative Zeitverzögerung

$$\Delta t^F = \hat{t}^F$$

mit der sich das Druckfeld von dem einen zum anderen Beobachter bewegt. Unter der Voraussetzung, daß die Zeitfunktionen der aerodynamischen Druckänderung an beiden Orten miteinander korreliert sind, d.h., daß die Amplitudenspektren (Gl. (2.2)) gleich sind, läßt sich das Kreuzspektrum (Gl. (2.3)) auch schreiben als

$$G_{12}(\omega) = G_{11}(\omega)e^{i\omega\hat{t}} \quad , \quad (4.20)$$

vgl. hierzu Bendat und Piersol /42/(1980), Seite 159ff, die dort ein Verfahren zur Ortung von Quellmechanismen beschreiben, sie nutzten dabei die Zwei-Mikrofon-Methode zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung bei bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit. Hier wird dagegen eine azimutale Ausbreitung vorausgesetzt und der Drehsinn und die Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt.

Die Phasenfunktion  $\hat{\phi}_{12}$  des Kreuzleistungsspektrums ist hier im jeweiligen Bezugssystem also ein Maß für die Laufzeit  $\hat{t}$

$$\hat{\phi}_{12} = \omega\hat{t} \quad . \quad (4.21)$$

Eine Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit des aerodynamischen Quellmechanismus läßt sich somit sowohl im Absolutsystem

$$\Omega_Q^F = \frac{\Delta\varphi^F}{\Delta t^F} = \frac{\Delta\varphi^F \omega^F}{\hat{\phi}_{12}^F} \quad (4.22)$$

wie im Relativsystem des Laufrades

$$\Omega_Q^R = \frac{\Delta\varphi^R}{\Delta t^R} = \frac{\Delta\varphi^R \omega^R}{\hat{\phi}_{12}^R} \quad (4.23)$$

bestimmen.

Das Vorzeichen der Phasenfunktion bestimmt die Ausbreitungsrichtung der Druckänderung. Gemäß Bild 3-13, Seite 36, und unter Berücksichtigung der Definition am HP Analysator 3562 A ist die Phasenfunktion hier bei einer Ausbreitung vom Meßort 2 zum Meßort 1 positiv.

Setzt man die Gleichung (4.22) und (4.23) in Gleichung (4.6) ein, so erhält man die wichtige Beziehung

$$\frac{\omega^F \Delta\varphi^F}{\hat{\phi}_{12}^F} - \frac{\omega^R \Delta\varphi^R}{\hat{\phi}_{12}^R} = \Omega$$

oder

$$\frac{f^F \Delta\varphi^F}{\hat{\phi}_{12}^F} - \frac{f^R \Delta\varphi^R}{\hat{\phi}_{12}^R} = \frac{\Omega}{2\pi} \quad . \quad (4.24)$$

Gleichung (4.24) verknüpft somit die Meßgrößen Frequenz der aerodynamischen Druckänderung, Abstand der Meßorte und Phasenfunktion des Kreuzspektrums im raumfesten System mit den Meßgrößen im rotierenden System.

### 4.1.3 Die Ausbreitung der rotierenden Instabilitäten in azimuthaler Richtung

Umfangreiche Laufzeitmessungen sind für die Spaltweiten  $\tau=0.0053$  (2.4 mm) und  $\tau=0.0027$  (1.2 mm) durchgeführt worden. Bei den kleineren Spaltweiten ist die rotierende Instabilität als ein aerodynamischer Quellmechanismus praktisch nicht vorhanden, lediglich für einen sehr begrenzten Betriebspunktbereich tritt klassische rotierende Ablösung als ein anderer aerodynamischer Quellmechanismus auf.

Bild 4-3a-c zeigt für den weitesten Spalt am Optimalpunkt bei  $n=1400$  U/min ein mit einem 1/8" Mikrofon gemessenes Spektrum der Wanddruckschwankung (Bild 4-3a), die Kohärenz zwischen den zwei um  $\Delta\varphi^F=15^\circ$  versetzten Mikrofonen (Bild 4-3b) und ihre Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}^F$  (Bild 4-3c). Unterhalb der Blattfolgefrequenz von 560 Hz sind die typischen Frequenzspitzen der rotierenden Instabilität zu erkennen, die auch als Summentöne zur Blattfolgefrequenz (BPF) auftreten. Die Kohärenz zwischen den Mikrofonen (Bild 4-3b) ist für die deutlich hervortretenden Frequenzkomponenten erwartungsgemäß sehr groß ( $>0.75$ ). Für die Frequenzkomponenten der rotierenden Instabilität zwischen 180 und 280 Hz ist der Verlauf der Phasenfunktion (Bild 4-3c) linear. In Analogie dazu sind in den Bildern 4-4a-c Spektren der Drucksensoren (Position 2) auf zwei benachbarten Schaufeln zu sehen. Von der Charakteristik entsprechen die Messungen im rotierenden und im festen System einander, ihre Frequenzen sind allerdings vollkommen unterschiedlich, da sie über die Gleichung (4.24) mit der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$  und dem jeweiligen geometrischen Abstand  $\Delta\varphi$  der Meßaufnehmer zusammenhängen. Die Summentöne zur Blattfolgefrequenz existieren natürlich nicht, da die Blattfolgefrequenz im rotierenden System erwartungsgemäß nicht auftritt. Die erste Harmonische der Frequenzen der rotierenden Instabilität ist dafür aber bei etwa 980 Hz zu erkennen.

Da sich die Phasenfunktion über bestimmte Frequenzabschnitte linear wie bei einem nicht dispersiven Vorgang <sup>6</sup>, vgl. Abschnitt 4.2.2, ändert, ist es möglich, die Steigung der Phasenfunktion zu interpretieren: Ein positiver Gradient entspricht der Ausbreitung von 2 nach 1 (hier mathematisch positiv) und ein negativer Gradient ergibt sich bei der Ausbreitung von 1 nach 2 (hier mathematisch negativ). Bei der Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit mit Hilfe des Gradienten  $\Delta\hat{\varphi}_{12}/\Delta f$  wird praktisch über mehrere Frequenzmeßpunkte gemittelt.

Der Steigung der Phasenfunktion ist deutlich zu entnehmen, daß sich die aerodynamischen Quellmechanismen relativ zum Laufrad in negative  $\varphi$ -Richtung (Bild 4-4) und im Absolutsystem in positive  $\varphi$ -Richtung (Bild 4-3) bewegen.

Bild 4-5 zeigt mit verbesserter Frequenzauflösung ( $\Delta f_B = 0.125$  Hz) den Frequenzausschnitt der rotierenden Instabilitätsfrequenzen. Unter der Annahme, daß die Frequenzen der rotierenden Instabilität im Absolutsystem ( $\omega^F$ ) und im rotierenden System ( $\omega^R$ ) mit den jeweils höchsten Amplituden miteinander korrespondieren, ist aus Gleichung (4.12) die Modenzahl  $\alpha$  ermittelt worden. Die Summen- und Differenzfrequenzen zu ihren benachbarten Amplituden entsprechen Gleichung (4.15) und (4.17).  $\alpha=0$  oder  $\alpha=1$  sind Betriebspunktabhängig nicht immer im Spektrum zu erkennen, eine Differenzfrequenz läßt sich aber auch aus zwei benachbarten höherzahligen Modenzahlen  $\alpha$  berechnen. Mit der Kreisfrequenz  $\Omega_Q^F$  - dem

<sup>6</sup> Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist unabhängig von der Frequenz, d.h. die Phasenfunktion ändert sich linear mit der Frequenz.

Betrag der Winkelgeschwindigkeit des Quellsystems zum Absolutsystem - ist dann die Quelfrequenz  $\omega^Q$  aus Gleichung (4.16) ermittelt worden. Die spiegelbildliche Zuordnung der  $\alpha$  für das Nahfeld (raumfest) und die rotierende Schaufel ist durch die unterschiedliche Drehrichtung in den beiden Bezugssystemen begründet. Für die Betriebspunkte, bei denen Summen- und Differenzfrequenzen der rotierenden Instabilität in den Spektren auftreten, sind die Ergebnisse in Tabelle 4-1 zusammengefaßt dargestellt.

Das aus Gleichung (4.12) ermittelte  $\alpha$  legt praktisch die Quelfrequenz  $\omega^Q$  fest, dies ist in Bild 4-6 zu sehen. Gemäß Gleichung (4.5) sind für  $\alpha=0$  die Kreisfrequenzen des Quellmechanismus in den drei Bezugssystemen gleich, die Frequenzlinie  $\alpha=0$  entspricht also  $\omega^Q$ .

Der Vergleich der Bilder 4-6 und 4-7 rechtfertigt erneut die Bezeichnung des Quellmechanismus als instabil (vgl. auch die Zeitverläufe in Abschnitt 3.4.2). Der Betriebspunkt der Strömungsmaschine hat sich nur um 1% verändert, was im Bereich der Meßgenauigkeit liegt, die rotierenden Instabilitätsfrequenzen in den beiden Bezugssystemen sind dagegen deutlich zusammengerückt.

Bild 4-8a-c für das feste System und Bild 4-9a-c für das rotierende System zeigen Spektren für einen Betriebspunkt  $\Phi=0.183$ , an dem gerade rotierende Ablösung bei der Spaltweite  $\tau=0.0027$  (1.2 mm) einsetzt, aber auch die rotierende Instabilität noch vorliegt. Eine Zuordnung der  $\alpha$  ist hier praktisch nicht möglich, da die Frequenzen im rotierenden System nicht prägnant genug hervortreten. Die Spektren sind bei einer Filterbandbreite von  $\Delta f_B=0.156$  Hz 1750-mal gemittelt worden, die Meßzeit betrug ca. 25 Minuten. Die Schärfe der Frequenzspitzen im rotierenden System (Bild 4-9a-c) ist nicht besonders groß, dennoch läßt sich die typische Charakteristik der rotierenden Instabilität (RI) im Kohärenzspektrum erkennen.

Aus vergleichbaren Verläufen der Phasenfunktion zu den Bildern 4-3c, 4-4c und 4-8c und 4-9c werden für die verschiedenen Betriebspunkte die Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten  $\Omega_Q^F$  und  $\Omega_Q^R$  der rotierenden Instabilität und der rotierenden Ablösung im folgenden bestimmt.

Für den Abstand der Meßaufnehmer ist im hier verwendeten Versuchsaufbau

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi^F = \Delta\varphi^R \quad ,$$

statt Gleichung (4.24) gilt daher

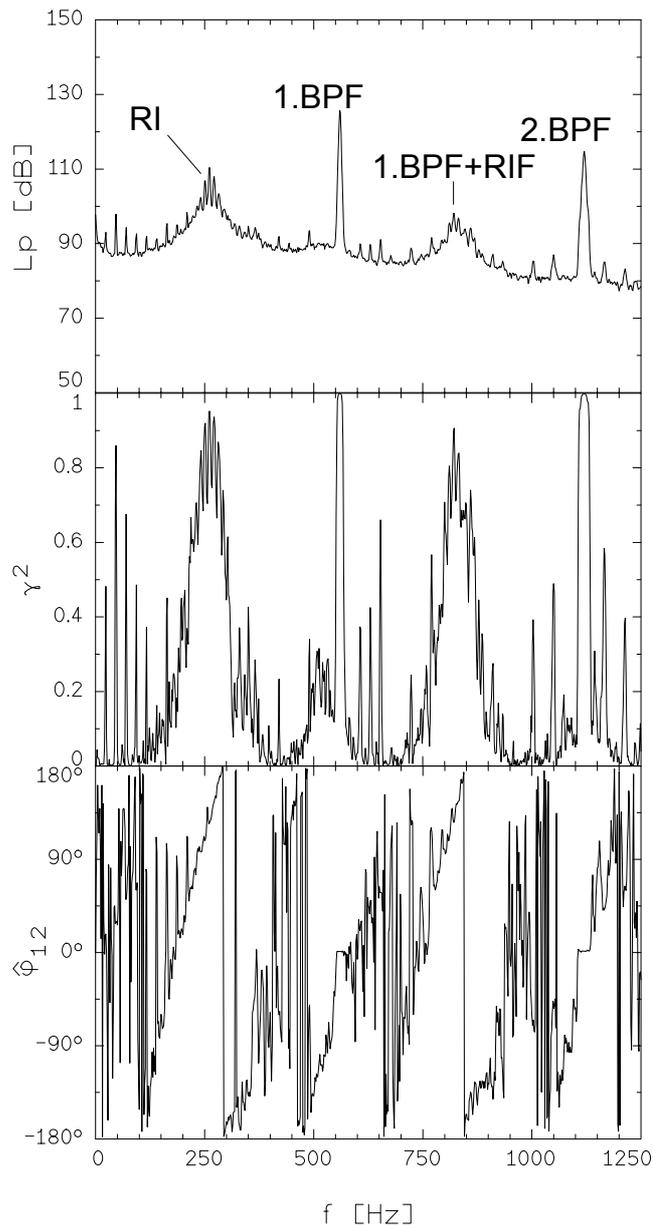
$$\frac{f^F}{\hat{\Phi}_{12}^F} - \frac{f^R}{\hat{\Phi}_{12}^R} = \frac{\Omega}{2\pi\Delta\varphi} \quad . \quad (4.25)$$

Die Bilder 4-10 und 4-11 zeigen die Beträge der mit der Kreisfrequenz des Laufrades normierten azimutalen Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität (RI) in Abhängigkeit von der Lieferzahl für die Spaltweite  $\tau=0.0027$ .

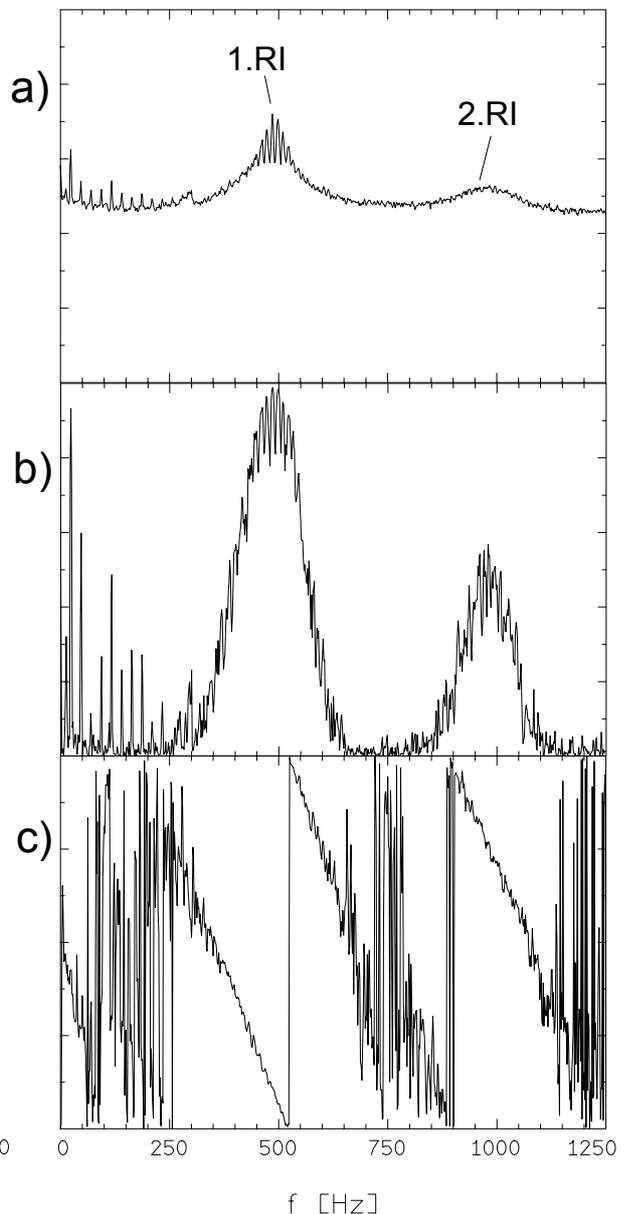
Die in Bild 4-10 dargestellten Ergebnisse sind aus nur einer Frequenzkomponente berechnet worden. Gleichung (4.25) ist jeweils auf die Frequenzlinie der rotierenden Instabilität mit der höchsten Kohärenz angewendet worden. Für die Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten in Bild 4-11 ist die Steigung der Phasenfunktion  $\Delta\hat{\Phi}_{12}/\Delta f$  in Gleichung (4.25) eingesetzt worden.

Die Summe der Beträge der beiden normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten ergibt in guter Näherung 1, so daß Gleichung (4.6) erfüllt ist. Die gemäß einer linearen Regression ermittelten Ausgleichsgeraden im rotierenden und im raumfesten System sind mit einer gewissen Willkür durch die Meßpunkte gelegt. Besonders in Bild 4-10 ist zu erkennen, daß sich die Steigung der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit vom stabilen zum instabilen Betriebsverhalten der Strömungsmaschine deutlich unterscheidet.

Die Bilder 4-12 und 4-13 zeigen die entsprechend berechneten und normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten für die Strömungsmaschine mit der Spaltweite  $\tau=0.0053$ . Die nach den beiden Berechnungsmethoden ermittelten Verläufe unterscheiden sich nur noch im Rahmen der Meßgenauigkeit. Die Steigung der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit ändert sich vom stabilen zum instabilen Betriebsverhalten der Strömungsmaschine nicht. Die durch die Meßpunkte gelegten Ausgleichsgeraden sind hier sinnvoll und stimmen mit den in Tabelle 4-1 dargestellten Ergebnissen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Die Beträge der Winkelgeschwindigkeit relativ zum rotierenden System  $\Omega_Q^R$  und relativ zum Absolutsystem  $\Omega_Q^F$  sind für die Spaltweite  $\tau=0.0053$  mit zwei unterschiedlichen Verfahren bestimmt worden. Die Laufzeitanalyse (die Bilder 4-12 und 4-13) weist Nachteile in der Bestimmung der Phasenfunktion auf, die u.U. nur mit einer ungenügenden Genauigkeit gemessen werden kann. Das Verfahren liefert allerdings sichere Informationen über die Ausbreitungsrichtung. Für die Ermittlung des Betrags der Winkelgeschwindigkeit des Quellmechanismus aus den Summen- und Differenzfrequenzen (Tabelle 4-1) sind sehr schmalbandige Messungen mit langen Mittelungszeiten notwendig. Vorausgesetzt ist bei diesem Verfahren, daß die Summen- und Differenzfrequenzen in den Frequenzspektren überhaupt deutlich genug zu erkennen sind. Eine ungenügende Prägnanz der einzelnen Frequenzen wirkt sich nachteilig auf die Meßgenauigkeit aus.



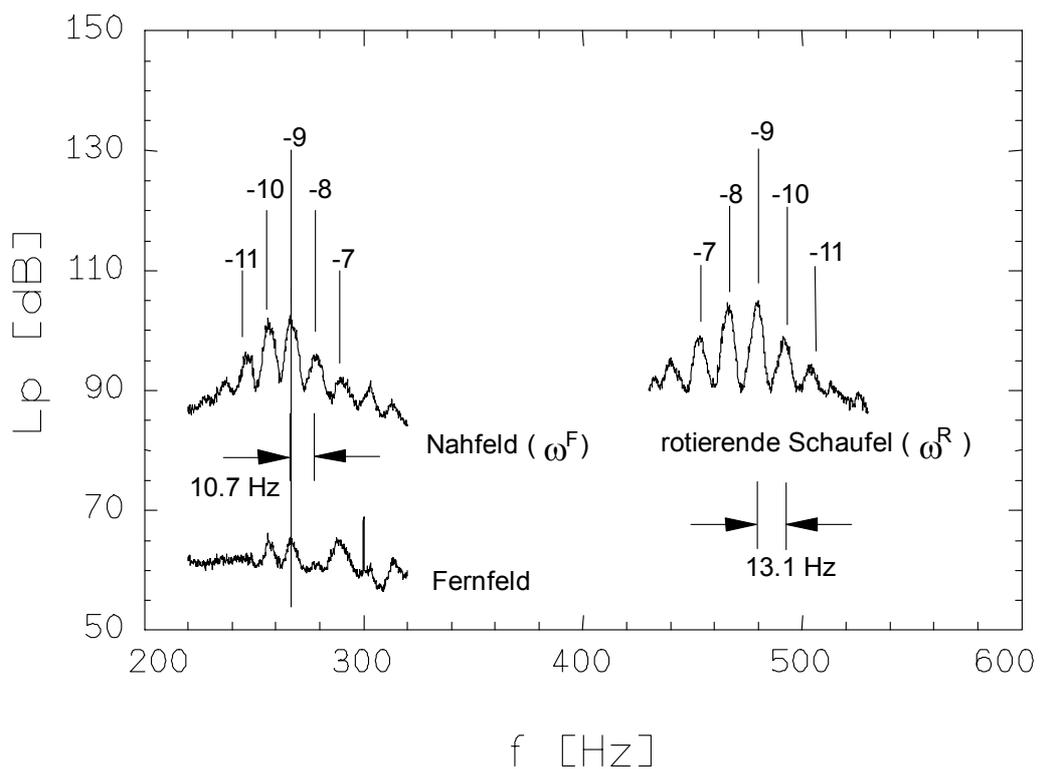
**Bild 4-3:** Vergleich der Wanddruckschwankungen an zwei um  $\Delta\varphi^F=15^\circ$  versetzten azimuthalen Positionen,  $\zeta=-0.007$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  
a) Spektrum der Wanddruckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$ .



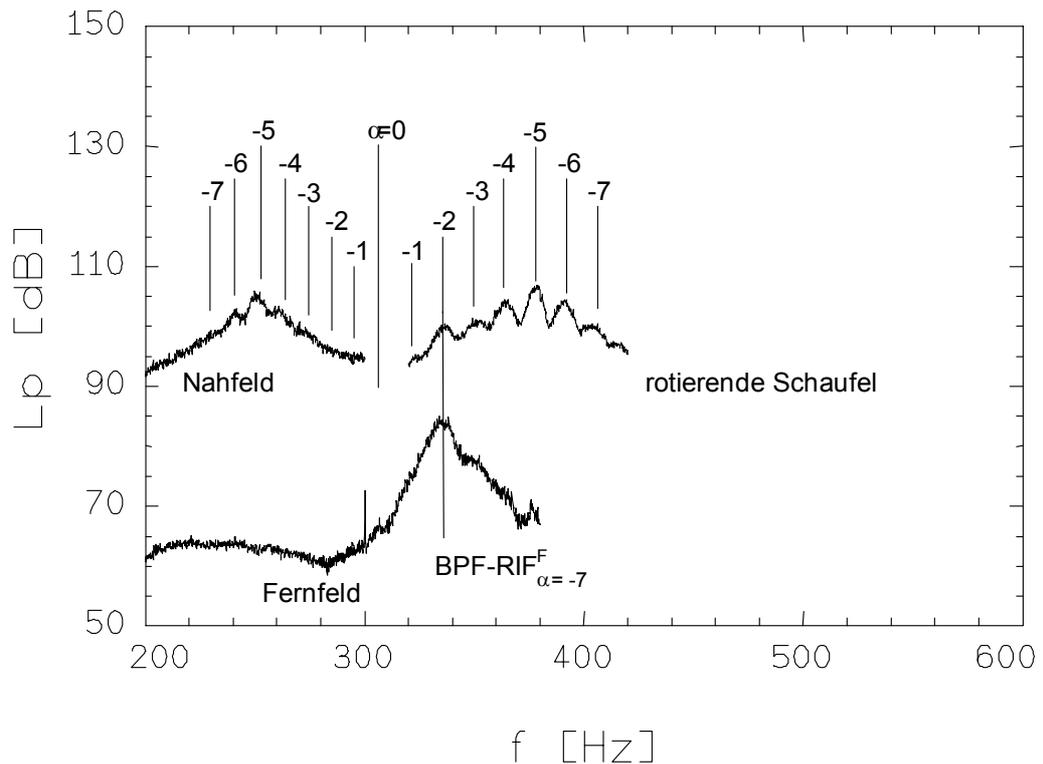
**Bild 4-4:** Vergleich der Druckschwankungen auf zwei benachbarten Schaufeln (Position 2),  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  
a) Spektrum der Druckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$ .

**Tabelle 4-1:** Zusammenstellung der Frequenzen der rotierenden Instabilität,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B = 0.125$  Hz.

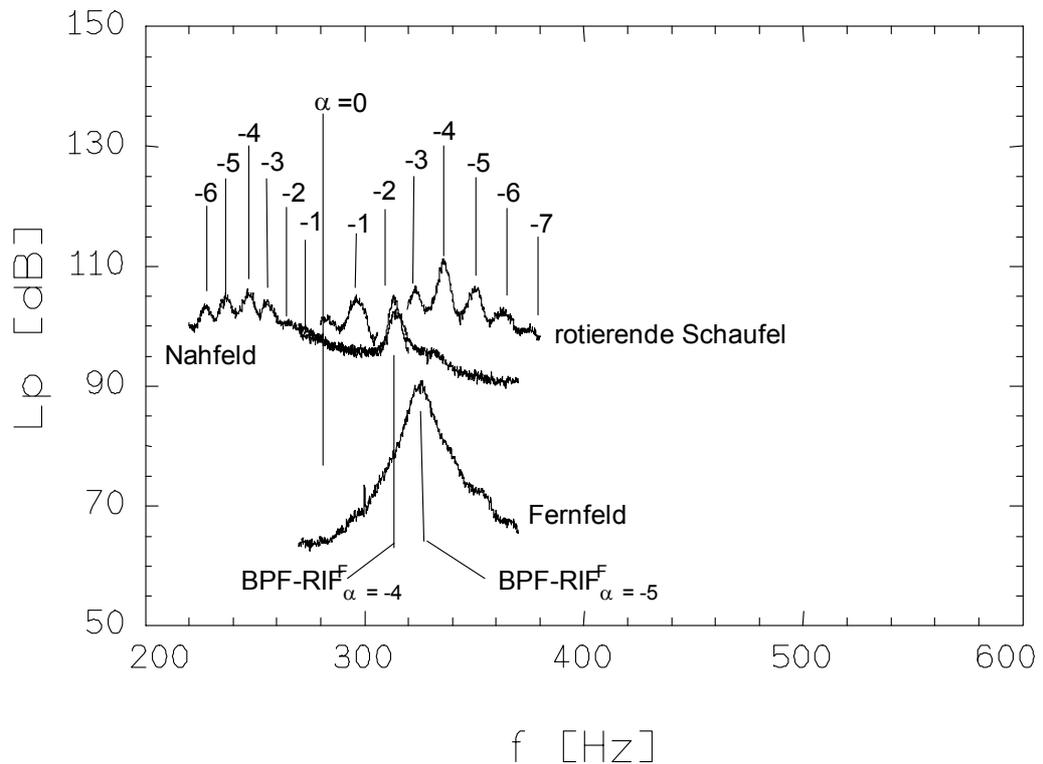
$\Phi$	$\frac{\omega^F}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\Omega_Q^F}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\omega^R}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\Omega_Q^R}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\omega_{CN}}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\omega^Q}{2\pi}$ [Hz] Gl.(4.16)	$\alpha \approx \frac{\omega^F - \omega^R}{\Omega}$
0.245	243.9	8.1	-518.5	-15.0	-:-	339	33
0.239	251.7	8.5	-541.3	-14.4	-:-	357	34
0.235	259.3	9.1	-548.0	-13.8	381.2	372	35
0.228	270.7	10.1	-522.1	-12.6	379.7	379	34
0.220	267.6	10.7	-479.8	-13.1	367.2	365	32
0.215	262.7	10.1	-437.2	-12.9	354.7	338	30
0.206	251.1	10.0	-378.1	-13.0	333.6	306	27
0.204	246.5	9.8	-336.6	-13.5	325.0	284	25
0.186	159.0	10.5	-131.8	-12.9	-:-	147	13



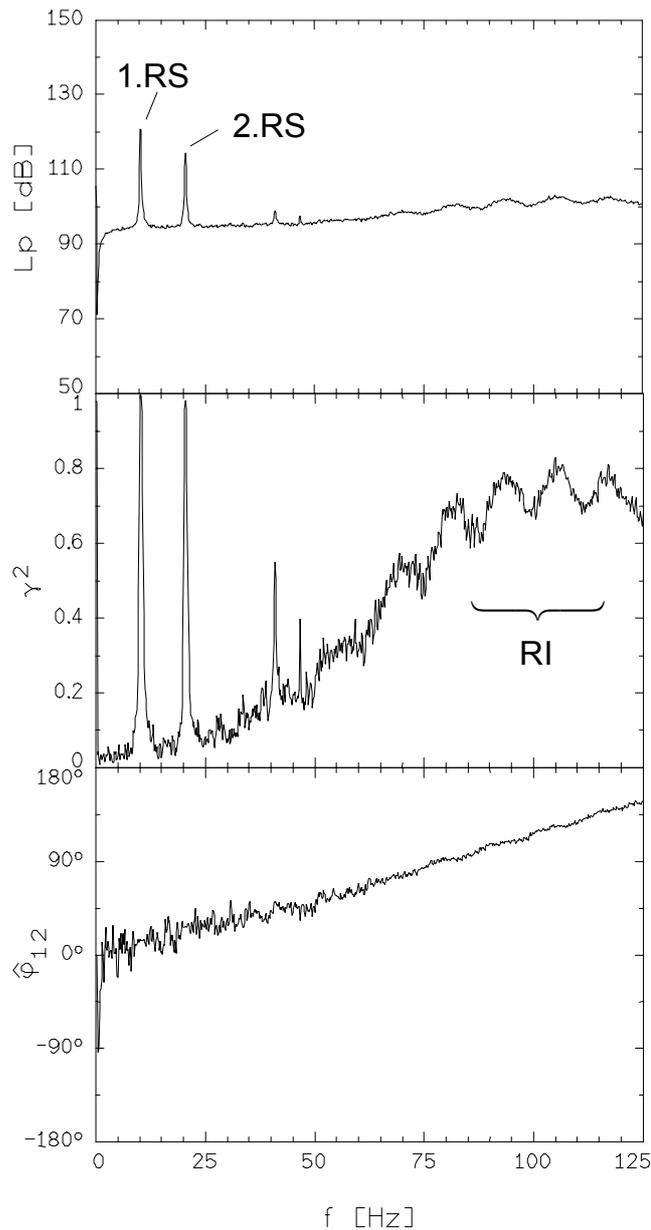
**Bild 4-5:** Vergleich der Wanddruckschwankungen (Nahfeld,  $\zeta=-0.007$ ), des Schalldrucks im Fernfeld und der Druckschwankungen auf einer rotierenden Schaufel (Position 2),  $\Phi/\Phi_{Opt.}=1$ ,  $\Phi=0.22$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.



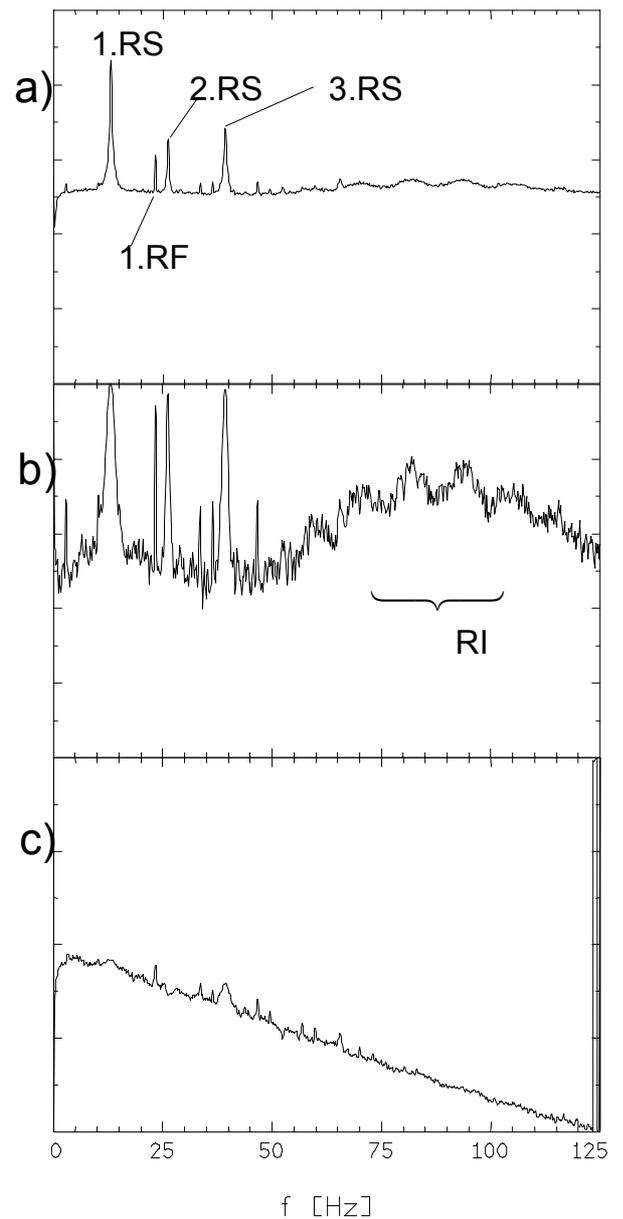
**Bild 4-6:** Vergleich der Wanddruckschwankungen (Nahfeld,  $\zeta=-0.007$ ), des Schalldrucks im Fernfeld und der Druckschwankungen auf einer rotierenden Schaufel (Position 2),  $\Phi = 0.206$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=0.125$  Hz,



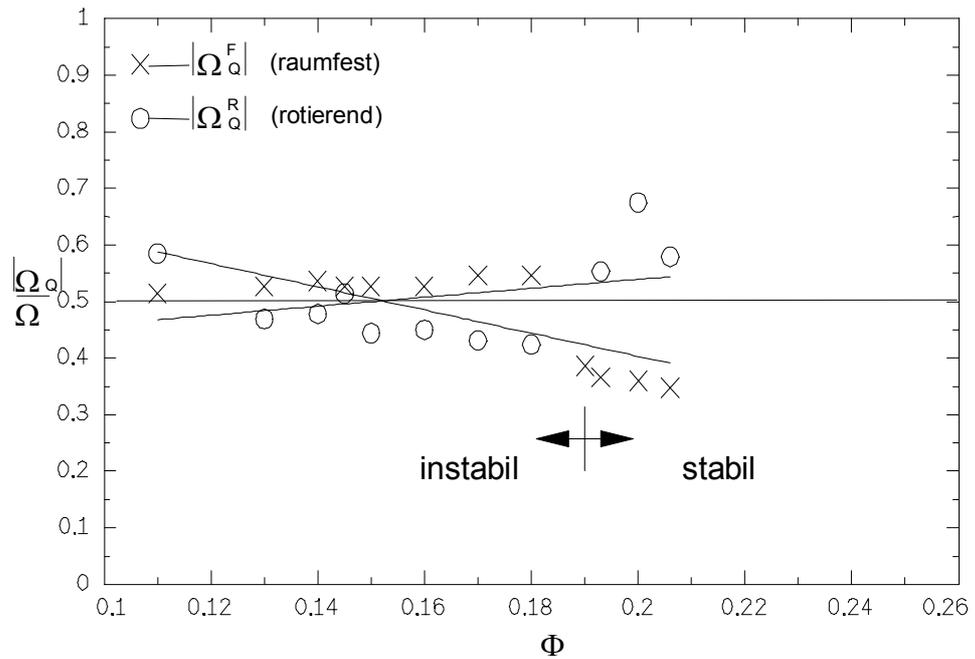
**Bild 4-7:** Vergleich der Wanddruckschwankungen (Nahfeld,  $\zeta=-0.007$ ), des Schalldrucks im Fernfeld und der Druckschwankungen auf einer rotierenden Schaufel (Position 2),  $\Phi = 0.204$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=0.125$  Hz,



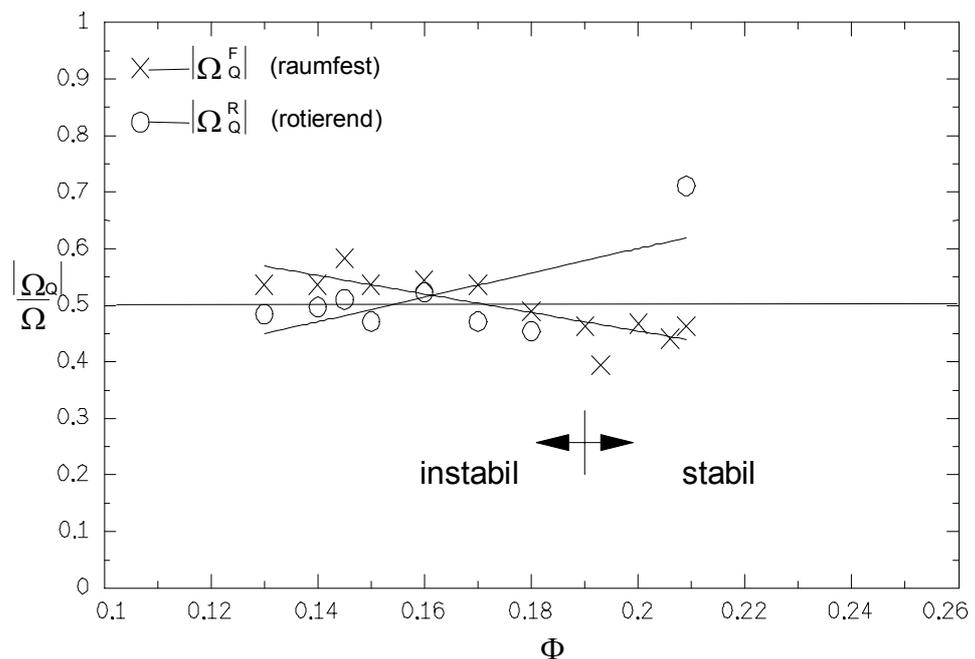
**Bild 4-8:** Vergleich der Wanddruckschwankungen an zwei um  $\Delta\varphi^F=15^\circ$  versetzten azimuthalen Positionen,  $\zeta=-0.007$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.82$ ,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=0.156$  Hz,  
a) Spektrum der Wanddruckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$ .



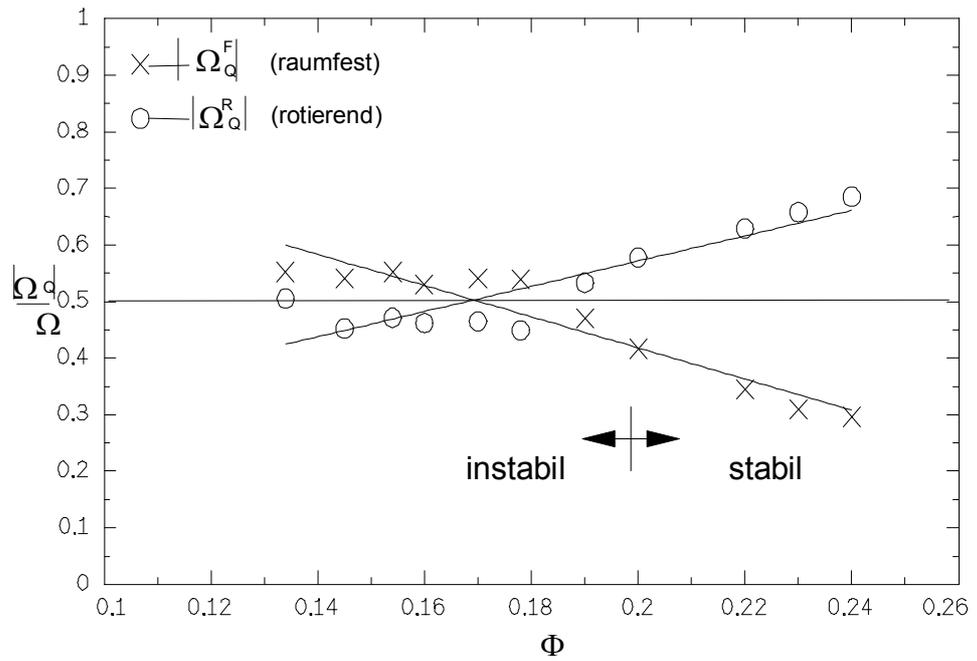
**Bild 4-9:** Vergleich der Druckschwankungen auf zwei benachbarten Schaufeln (Position 2),  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.82$ ,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=0.156$  Hz,  
a) Spektrum der Druckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$ .



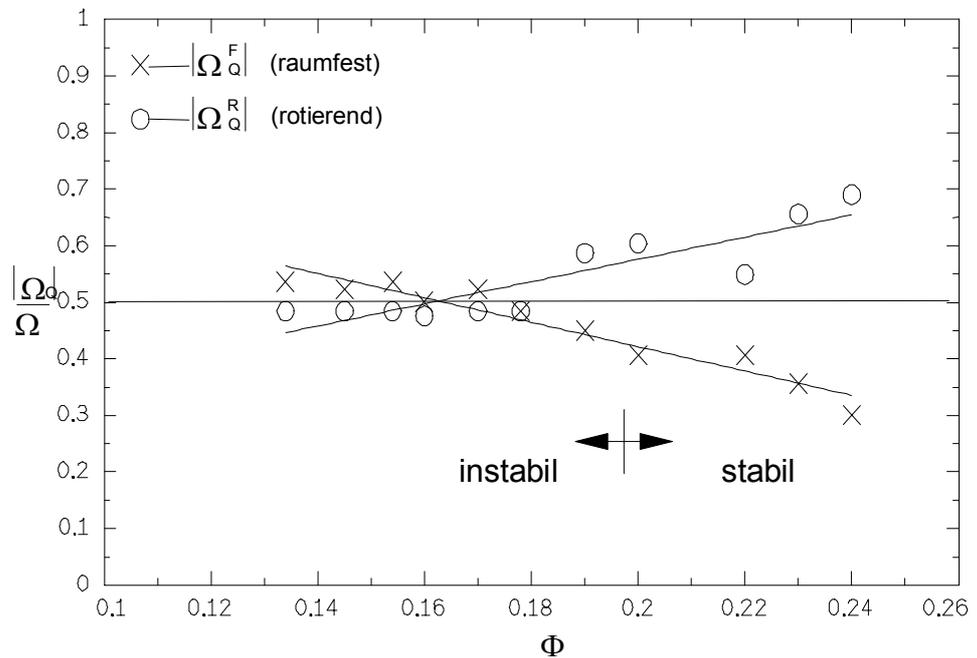
**Bild 4-10:** Beträge der normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität in Abhängigkeit vom Betriebspunkt - berechnet aus der Frequenzlinie mit der höchsten Kohärenz,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 4-11:** Beträge der normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität in Abhängigkeit vom Betriebspunkt - berechnet aus der Steigung der Phase als Funktion der Frequenz,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 4-12:** Beträge der normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität in Abhängigkeit vom Betriebspunkt - berechnet aus der Frequenzlinie mit der höchsten Kohärenz,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 4-13:** Beträge der normierten Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Instabilität in Abhängigkeit vom Betriebspunkt - berechnet aus der Steigung der Phase als Funktion der Frequenz,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.

## 4.2 Das akustische Druckfeld des Axialventilators im angeschlossenen Kanal

In diesem Abschnitt werden zunächst die Grundbegriffe der Wellenausbreitung eingeführt, die zur Beschreibung des akustischen Druckfeldes des Axialventilators benötigt werden. Anschließend wird die Wellenausbreitung in einem Rohr und die Ausbreitung von Schallwellen einer rotierenden Schallquelle im Rohr beschrieben.

### 4.2.1 Die Phasengeschwindigkeit einer Welle

Hergeleitet werden soll zunächst die Phasengeschwindigkeit mit der eine Welle oder Zustände konstanter Phase fortschreiten, man spricht auch von der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Wellenfront. Vorausgesetzt ist dabei, daß der zu beschreibende Vorgang, z.B. ein Druckfeld, einer Wellengleichung genügt.

Mit Hilfe der Phasenfunktion  $\hat{\varphi} = \hat{\varphi}(\underline{x}, t)$  ist es möglich eine Phasengeschwindigkeit einzuführen, vgl. auch Michalke (1986)/10/. Unter Berücksichtigung des harmonischen Ansatzes (4.1) ist die Phasenfunktion

$$\hat{\varphi} = \underline{k} \cdot \underline{x} - \omega t$$

oder für die Anwendungen in einem zylindrischen Rohr mit und ohne Nabenkörper in Zylinderkoordinaten<sup>7</sup> ausgeschrieben

$$\hat{\varphi} = k_r r + k_\varphi \varphi + k_z z - \omega t \quad . \quad (4.26)$$

Zustände gleicher Phase entsprechen  $\hat{\varphi} = \text{const.}$  oder  $d\hat{\varphi} = 0$ . Aus dem Differential folgt

$$\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial r} dr + \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \varphi} d\varphi + \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial z} dz + \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t} dt = 0 \quad (4.27)$$

und mit (4.26) erhält man

$$k_r dr + k_\varphi d\varphi + k_z dz - \omega dt = 0 \quad . \quad (4.28)$$

Die Phasengeschwindigkeit ist unter der Bedingung  $d\hat{\varphi} = 0$  definiert als die zeitliche Ableitung des Ortsvektors. Da es sich nicht um die Geschwindigkeit irgendwelcher materieller Teilchen handelt, bezeichnet man sie als Phasengeschwindigkeit

$$\underline{v}_{\text{Phase}} = \frac{d\underline{x}}{dt} \quad . \quad (4.29)$$

Für die drei Koordinatenrichtungen erhält man mit (4.28) sofort

---

<sup>7</sup> Im zylindrischen Rohr oder im Rohr mit Nabenkörper (Zylinderring) ist der harmonische Ansatz (4.1) für die r-Richtung keine Lösung der Wellengleichung. Im Anhang B wird mit Gleichung (B.16) ein richtiger Ansatz mit Hilfe von Besselfunktionen gezeigt. Für die Definition der Phasengeschwindigkeit spielen diese Überlegungen hier aber keine Rolle.

$$\begin{aligned}
v_{r,Phase} \Big|_{\varphi,z=\text{const.}} &= \frac{-\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t}}{\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial r}} \Big|_{\varphi,z=\text{const.}} = \frac{\omega}{k_r} , \\
v_{\varphi,Phase} \Big|_{r,z=\text{const.}} &= \frac{-\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t}}{\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial \varphi}} \Big|_{r,z=\text{const.}} = \frac{\omega}{k_\varphi} := \frac{\omega}{m} , \\
v_{z,Phase} \Big|_{r,\varphi=\text{const.}} &= \frac{-\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial t}}{\frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial z}} \Big|_{r,\varphi=\text{const.}} = \frac{\omega}{k_z} .
\end{aligned} \tag{4.30}$$

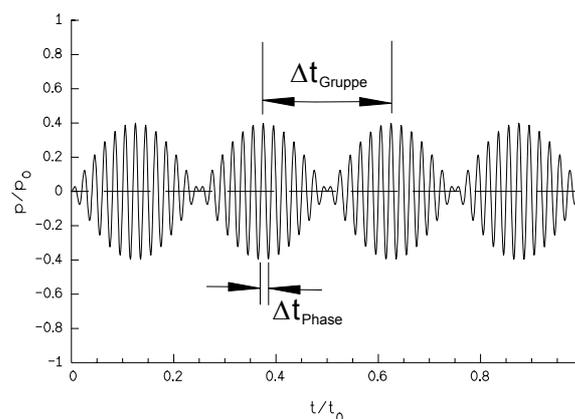
Die Phasengeschwindigkeit in Azimutalrichtung - die Winkelgeschwindigkeit der sogenannten m-ten Mode - wird hier wie in der Akustik üblich  $\Omega_m$  genannt:

$$\Omega_m = \frac{\omega}{m} . \tag{4.31}$$

#### 4.2.2 Dispersion

Ist die Phasengeschwindigkeit abhängig von der Frequenz, so nennt man die Wellenausbreitung dispersiv. Zur Beschreibung der Dispersion ist die "Gruppengeschwindigkeit" notwendig, vgl. Gerthsen et al.(1987)/78/, die hier für eine eindimensionale Wellenausbreitung in azimutaler Richtung eingeführt wird.

Zwei interferierende Wellen verschiedener Frequenzen ergeben den in Bild 4-14 dargestellten Zeitverlauf.



**Bild 4-14:** Zeitverlauf zweier überlagerter Schwingungen verschiedener Frequenz.

Einzelne Wellengruppen treten auf, die sich mit einer anderen Geschwindigkeit ausbreiten, als die Punkte gleicher Phase. Punkte gleicher Phase sind die Nulldurchgänge oder die Wendepunkte der Schwingung. Die Geschwindigkeit der Wellengruppen wird dagegen z.B. durch das Amplitudenmaximum bestimmt, dies tritt dann auf, wenn die Phasen der beiden interferierenden Wellen übereinstimmen:

$$\begin{aligned} m_1\varphi - \omega_1 t &= m_2\varphi - \omega_2 t \\ \Leftrightarrow (\omega_2 - \omega_1)t &= (m_2 - m_1)\varphi \\ \Leftrightarrow \frac{\varphi}{t} &= \frac{\omega_2 - \omega_1}{m_2 - m_1}, \end{aligned}$$

so folgt für den Grenzübergang  $\Delta m \rightarrow 0$  die Gruppenwinkelgeschwindigkeit

$$v_{\varphi, \text{Gruppe}} = \frac{d\omega}{dm} \quad (4.32)$$

Mit der Wellenlänge  $\lambda$  und der Frequenz  $f$  erhält man

$$v_{\varphi, \text{Gruppe}} = \frac{df}{d\lambda^{-1}} = \frac{df}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\lambda^{-1}}$$

mit

$$df = \frac{df}{d\lambda} d\lambda$$

und

$$\frac{d\lambda}{d\lambda^{-1}} = \frac{1}{\frac{d}{d\lambda} \lambda^{-1}} = -\lambda^2 \quad (4.33)$$

folgt

$$v_{\varphi, \text{Gruppe}} = -\lambda^2 \frac{df}{d\lambda}.$$

Drückt man die Kreisfrequenz in (4.32) durch die Phasenwinkelgeschwindigkeit (4.30) aus, so erhält man für die Gruppenwinkelgeschwindigkeit

$$\begin{aligned} v_{\varphi, \text{Gruppe}} &= \frac{d}{dm} (m v_{\varphi, \text{Phase}}) = m \frac{dv_{\varphi, \text{Phase}}}{dm} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dv_{\varphi, \text{Phase}}}{d\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)} + v_{\varphi, \text{Phase}} \\ &= \frac{1}{\lambda} \frac{d\lambda}{d\lambda^{-1}} \frac{dv_{\varphi, \text{Phase}}}{d\lambda} + v_{\varphi, \text{Phase}} \end{aligned}$$

und mit (4.33) folgt

$$v_{\varphi, \text{Gruppe}} = -\lambda \frac{dv_{\varphi, \text{Phase}}}{d\lambda} + v_{\varphi, \text{Phase}}$$

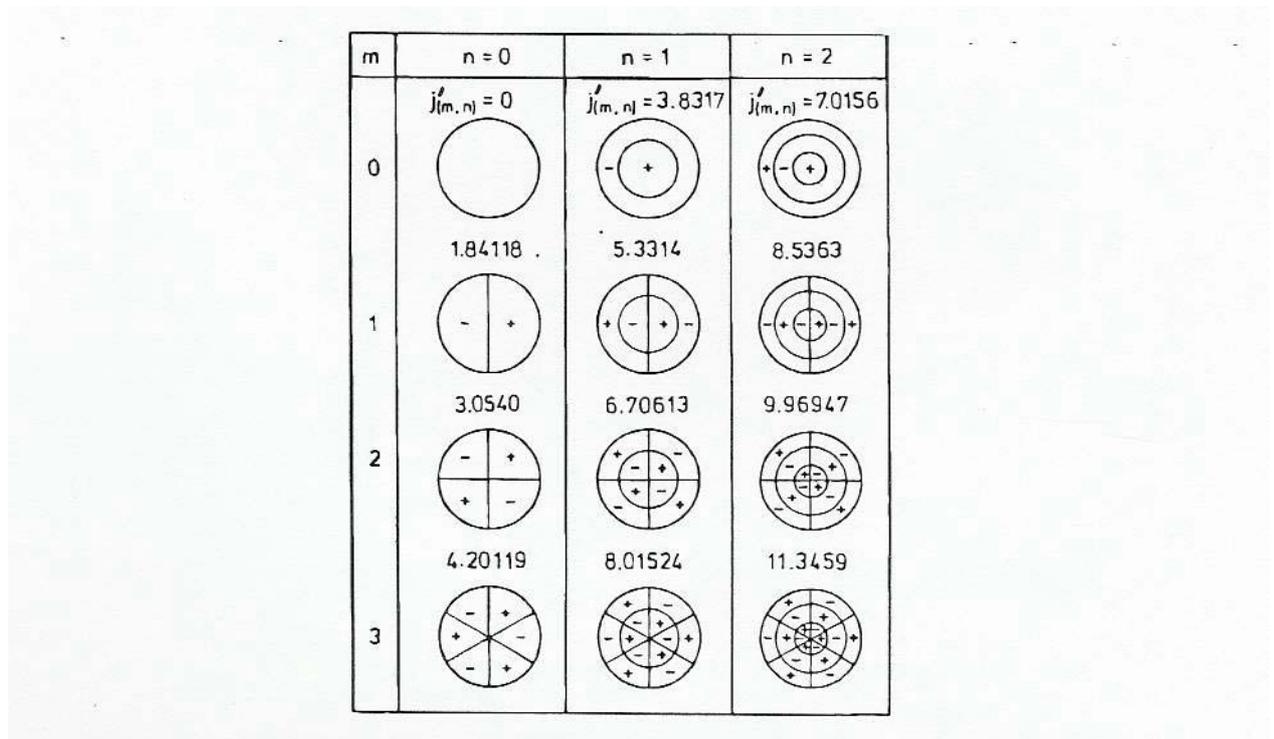
Gruppen- und Phasenwinkelgeschwindigkeit entsprechen einander, sofern die Phasenwinkelgeschwindigkeit unabhängig von der Wellenlänge ist, d.h., wenn keine Dispersion vorliegt und sich alle Frequenzen mit der gleichen Phasengeschwindigkeit ausbreiten.

Nur für nicht dispersive Schwingungen ist die Phasendifferenz  $\hat{\varphi}_{12}$  linear mit der Kreisfrequenz  $\omega$  verknüpft und die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist konstant. Im folgenden wird diese Aussage für weitere Interpretationen herangezogen.

### 4.2.3 Die Schallausbreitung in einem Rohr - akustische Moden

Als höhere Moden oder Rohrmoden bezeichnet man nichtebene Wellen. Bei der Schallausbreitung in einem Rohr ist der Schalldruck ab einer bestimmten Grenzfrequenz über den Rohrquerschnitt nicht mehr konstant. In Rohrachsrichtung breiten sich die Schallwellen wendelförmig aus. Skudrzyk (1954)/79/, Stahl (1986)/80/ und Michalke (1989)/50/ leiten diesen Sachverhalt ausführlich her, Stahl und Michalke auch für den Fall mit überlagerter Strömung in Rohrachsrichtung, wobei Michalke sogar noch verschiedene Typen von Schallquellen in seine Überlegungen mit einbezogen hat.

Um eine Vorstellung der akustischen Moden im Rohr zu geben, sind ihre Eigenformen in Bild 4-15 schematisch dargestellt.



**Bild 4-15:** Eigenschwingungsformen der ersten höheren Moden im zylindrischen Rohr, vgl. Mason (1969) /81/, Abbildung aus Stahl (1986) /80/.

Die akustischen Schalldruckmoden in azimuthaler Richtung (Zählindex  $m$ ) unterscheiden sich von den im Abschnitt 4.1 eingeführten aerodynamischen erzeugten Azimutalmoden (Zählindex  $\alpha$ ). Das aerodynamische Druckfeld breitet sich mit Geschwindigkeiten weit unterhalb der Schallgeschwindigkeit aus, vgl. Abschnitt 4.1.3, so daß es zu lokalen Auslöschungen und damit zu Modenwandlungen im Rohr kommt, vgl. Neise /6/ (1980) Seite 32 und Tyler und Sofrin /16/ (1962). Außerdem ändert sich die Rohrgeometrie und damit eine akustische Randbedingung vom Nahfeld zum Fernfeld recht kompliziert (Rohr mit Nabenkörper, Diffusor, zylindrisches Rohr, vgl. Bild 2-1), was ein weiterer Grund für unterschiedliche Modenverteilungen im Nah- und Fernfeld ist.

Von Interesse ist hier die azimuthale Verteilung des akustischen Druckfeldes in genügender Entfernung zu den aerodynamischen Quellmechanismen.  $n$  sei beliebig und  $m$  variiert von 0 bis  $\infty$ . Die Besselkoeffizienten  $j'_{m,n}$  sind für das Rohr die Nullstellen der 1. Ableitung der Besselfunktion erster Art der Ordnung  $m$ , die in die sogenannte Cut-on-Bedingung eingehen. Höhere akustische Moden sind nur oberhalb dieser Grenzfrequenz ausbreitungsfähig, vgl. auch die Herleitung von Stahl (1986) /80/:

$$f_{(m,n)} = \frac{j'_{(m,n)}}{2\pi R} a \sqrt{1 - Ma^2} \quad (4.34)$$

mit der Schallgeschwindigkeit  $a$  und der Machzahl  $Ma$ . Im Anhang B werden diese Betrachtungen auf ein Rohr mit Nabenkörper erweitert, dann sind die Besselkoeffizienten  $j'_{m,n}$  aus der Ableitung der Besselfunktion 1. und 2. Art zu bestimmen.

Zu unterscheiden ist bei einer überlagerten Strömung zwischen der Cut-On-Frequenz (Gleichung (4.34)) und der sogenannten Blockierungsfrequenz, vgl. Stahl (1986)/80/. Unterhalb der Cut-On-Frequenz breiten sich höhere akustische Moden als exponentiell gedämpfte Wellen nur entgegen der Strömung aus, sie sind also praktisch nicht ausbreitungsfähig. Zwischen der Cut-On- und der Blockierungsfrequenz findet dagegen abhängig von der Machzahl nur eine Ausbreitung stromauf statt. Bei der Blockierungsfrequenz selber ist die Phasengeschwindigkeit in axialer Richtung unendlich groß, ein Energietransport ist nur durch die Strömung möglich. Erst oberhalb der Blockierungsfrequenz breiten sich höhere akustische Moden ungedämpft stromauf und stromab im Rohr aus. Die Phasenwinkelgeschwindigkeit der  $m$ -ten Mode entspricht dann für  $m \neq 0$  dem Quotienten aus der Kreisfrequenz und der Modenzahl  $m$ , vgl. Gleichung (4.30). Dies ist auch anschaulich plausibel: die Drehbewegung der Azimutalmode beinhaltet die Frequenzinformation des akustischen Wechselsignals, mit der sich der Schalldruck der nichtebenen Welle zeitlich ändert. Bei einer reinen Azimutalmode handelt es sich um eine Welle, die sich ausschließlich in Umfangsrichtung (Azimutalmode bei der Blockierungsfrequenz) oder wendelförmig im Rohr ausbreitet, so daß bei gleicher Frequenz die  $\varphi$ -Komponente der Phasengeschwindigkeit der zweiten Azimutalmode ( $m=2$ ) nur halb so groß ist wie die der ersten ( $m=1$ ).

#### 4.2.4 Summen- und Differenzfrequenzen einer rotierenden Schallquelle im Rohr

Auch der Schalldruck einer nichtebenen Welle im Rohr an einer festen axialen Position lässt sich ohne Berücksichtigung der radialen Verteilung azimutal in eine Fourierreihe entwickeln:

$$p(\varphi, t) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{im\varphi} e^{-i\omega t} \right\} \quad . \quad (4.35)$$

Die Wellenzahl  $k_\varphi$ , der Einfachheit wieder  $m$  genannt, ist wegen der Periodizität in  $\varphi$  immer eine ganze Zahl.

Im Relativ-System - für einen mitbewegten Beobachter im System der rotierenden Schallquelle (Index  $R$ ) - entspricht der Schalldruck dann:

$$p(\varphi^R, t) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i(m\varphi^R - \omega^R t)} \right\} \quad . \quad (4.36)$$

Die Transformation des Schalldrucks für den raumfesten Beobachter im Absolut-System ist möglich über die Beziehung (4.7) - die Bezeichnung der Koordinatensysteme ist für das aerodynamische und das akustische Druckfeld gleich -

$$p(\varphi^R, t) = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m e^{i(m\varphi^F - (\omega^R + m\Omega)t)} \right\} \quad . \quad (4.37)$$

Die vom ruhenden Beobachter wahrgenommene Kreisfrequenz des Schalldrucks ist

$$\omega^F = \omega^R + m\Omega \quad . \quad (4.38)$$

Neben der Kreisfrequenz der rotierenden Schallquelle  $\omega^R$  werden sämtliche Summen- und Differenzfrequenzen ins Absolutsystem abgestrahlt, die mit der azimutalen Rohrmodenzahl  $m$  und der Kreisfrequenz  $\Omega$  des Rotors verknüpft sind. Ein mit der Quelle rotierender Beobachter nimmt dagegen nur die Kreisfrequenz  $\omega^R$  der Quelle wahr.

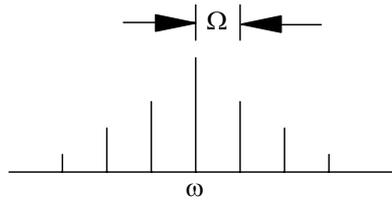
Ohne den Anteil der Azimutalzerlegung entspricht Gleichung (4.37) einer Phasen-Modulation, die nach dtv Lexikon der Physik(1970) /82/ mit

$$p(t) = \operatorname{Re} \left\{ p_0 e^{-i(\omega t - \varphi_0 \sin \Omega t)} \right\} = p_0 \cos(-\omega t + \varphi_0 \sin \Omega t)$$

beschrieben wird.  $\varphi_0$  ist darin der sogenannte Phasenhub, in dem die Anfangsbedingungen der Schwingung stecken. Mit Hilfe der Besselfunktion erster Art der Ordnung  $m$   $J_m$  lässt sich dieser Vorgang auch als Summe rein harmonischer Schwingungen schreiben, ebd. S.169:

$$p(t) = \operatorname{Re} \left\{ p_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\varphi_0) e^{-i(\omega + m\Omega)t} \right\} = p_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\varphi_0) \cos[(\omega + m\Omega)t] \quad . \quad (4.39)$$

Das Spektrum der Funktion (4.39) zeigt Bild 4-16.



**Bild 4-16:** Spektrum einer phasenmodulierten Schwingung, aus dtv Lexikon der Physik (1970)/82/.

Sofern eine rotierende Schallquelle in ein Rohr abstrahlt, sind entsprechende Randbedingungen für die Schallausbreitung im Rohr zu berücksichtigen. Es sind im Rohr letztlich nur die Summen- und Differenzfrequenzen ausbreitungsfähig, deren azimutale Ordnung  $m$  auch im Rohr ausbreitungsfähig ist. Folgende Ergebnisse sind daher zu erwarten: Liegt die Frequenz

$$f^R = \omega^R / 2\pi$$

einer rotierenden Schallquelle beispielsweise unterhalb der Frequenz der ersten ausbreitungsfähigen Mode im Rohr, kann man nahe der Quelle noch sehr viele Summen- und Differenzfrequenzen mit dem Abstand  $m\Omega$  feststellen, weit genug entfernt im Rohr - also im Fernfeld - sind diese Summen- und Differenzfrequenzen nicht ausbreitungsfähig und klingen exponentiell<sup>8</sup> ab, dies wird im folgenden Abschnitt experimentell nachgewiesen.

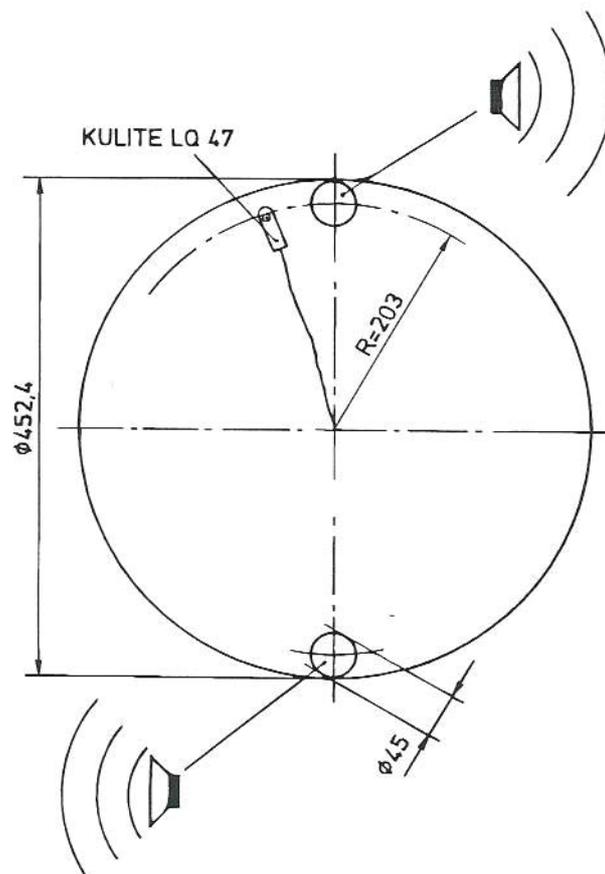
---

<sup>8</sup> Die Pegel im Nahfeld klingen exponentiell in Abhängigkeit von der Wellenlänge ab, man nimmt daher einen Abstand von etwa einer Wellenlänge an, vgl. Cremer u. Hubert (1985) /83/.

#### 4.2.5 Die Schallabstrahlung einer rotierenden Schallquelle im Rohr - ein Experiment

Es ist der in Abschnitt 2 beschriebene Ventilatorprüfstand für das folgende Experiment benutzt worden, um die Überlegungen einer rotierenden Schallquelle auf die akustischen Randbedingungen des Axialventilators einfach übertragen zu können.

Das Laufrad wurde durch eine Scheibe gleichen Durchmessers ersetzt, auf der zwei um  $180^\circ$  versetzte Lautsprecher angebracht waren, vgl. Bild 4-17. Um den Schalldruck im rotierenden System messen zu können, ist ein KULITE Miniaturdrucksensor LQ-47-5SG um etwa  $165^\circ$  versetzt zu einem der Lautsprecher auf die Scheibe geklebt worden.



**Bild 4-17:** Schematischer Versuchsaufbau der rotierenden Scheibe mit zwei Lautsprechern und einem KULITE-Miniaturdrucksensor LQ47-5SG.

Da die bisher verwendete Telemetrieanlage zur Übertragung der Signale aus dem rotierenden System im Laufrad der Strömungsmaschine integriert ist, sind hier die Signale durch die Hohlwelle des Antriebsmotors und mittels Schleifringübertrager<sup>9</sup> aus dem rotierenden System übertragen worden. Das KULITE-Signal ist noch im rotierenden System mit dem miniaturisierten Vorverstärker IAE2160/REF9102 der DLR<sup>10</sup> verstärkt worden. Das Lautsprechersignal ist entsprechend im Absolut-System verstärkt und mittels Schleifringen in das rotierende System übertragen worden.

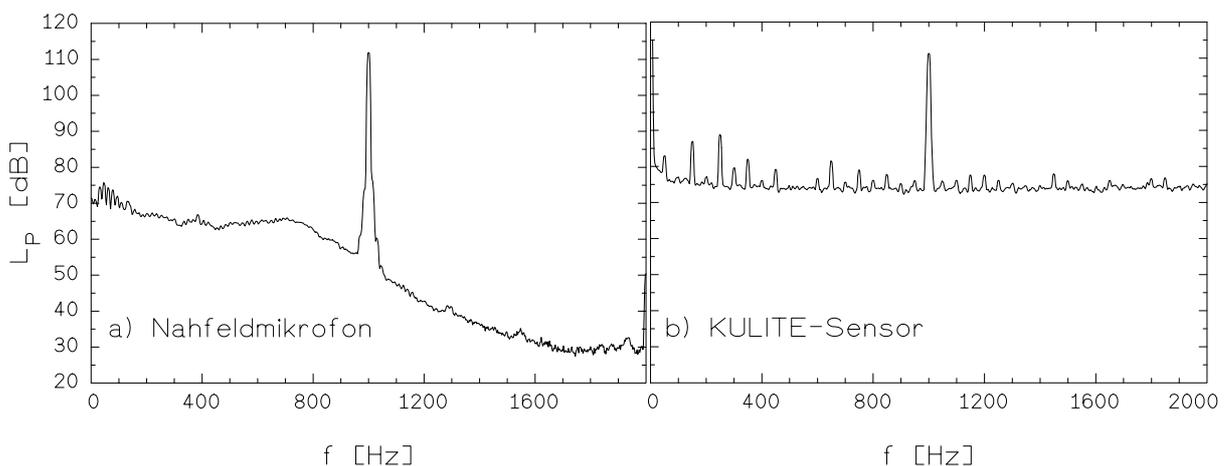
<sup>9</sup> Miniatur-Bürstenschleifringe LITTON AC2690 mit 10 Ringen

<sup>10</sup> eine umfangreiche Beschreibung findet sich bei Fichtner et al. (1992) /41/

Mit einem wandbündigen B&K 1/8" Mikrofon 4138, das axial unmittelbar vor der rotierenden Scheibe positioniert war, konnte der Schalldruck im Nahfeld des Lautsprechers im ruhenden System gemessen werden. Saugseitig strahlte der rotierende Lautsprecher in den Kanal ab, um eindeutige Randbedingungen zu gewährleisten, ist die im Versuchsaufbau ohne angeschlossenen saugseitigen Kanal (vgl. Bild 2-1) gezeigte Einlaufdüse durch ein 2.3 Meter langes Rohr ausgetauscht worden. 0.5 Meter vom Rohrende entfernt ist der Schalldruck im Fernfeld an der festen radialen Position 0.65 des Rohrradius - dies entspricht dem Vorschlag in DIN 45 635 (1988)/5/ - und einer festen azimuthalen Position mit einem B&K 1/2" Mikrofon 4133 bestimmt worden.

Die Meßketten sind mit einem vor der Rohrmündung positionierten Lautsprecher bei rotierender Scheibe überprüft worden. Sämtliche hier beschriebene Versuche wurden bei einer Drehzahl von 240 U/min durchgeführt, um aerodynamische Geräusche durch die Rotation der Scheibe und Schwingungen des Versuchstandes, die bei der Schleifringübertragung Probleme bereiteten, zu minimieren.

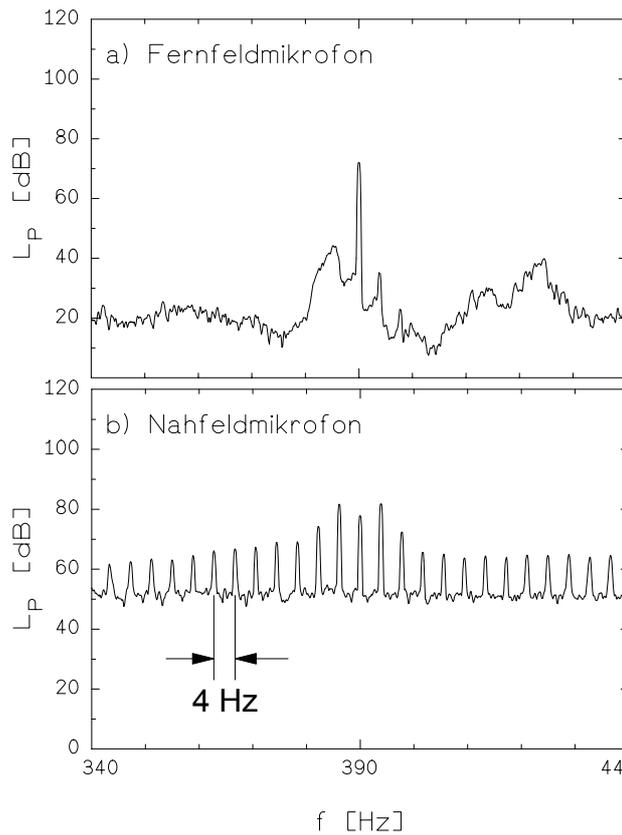
Bild 4-18a-b zeigt Schalldruckspektren für das Nahfeldmikrofon und den KULITE-Sensor bei rotierender Scheibe und dem ruhenden Lautsprecher vor der Rohrmündung. Im Spektrum des KULITE-Sensors treten neben dem Nutzsignal bei 1000 Hz, das Eigenrauschen (ca. 75 dB), die Netzfrequenz und einige ihrer Harmonischen<sup>11</sup> auf. Differenzfrequenzen zum 1000 Hz Sinus-Ton sind nicht vorhanden.



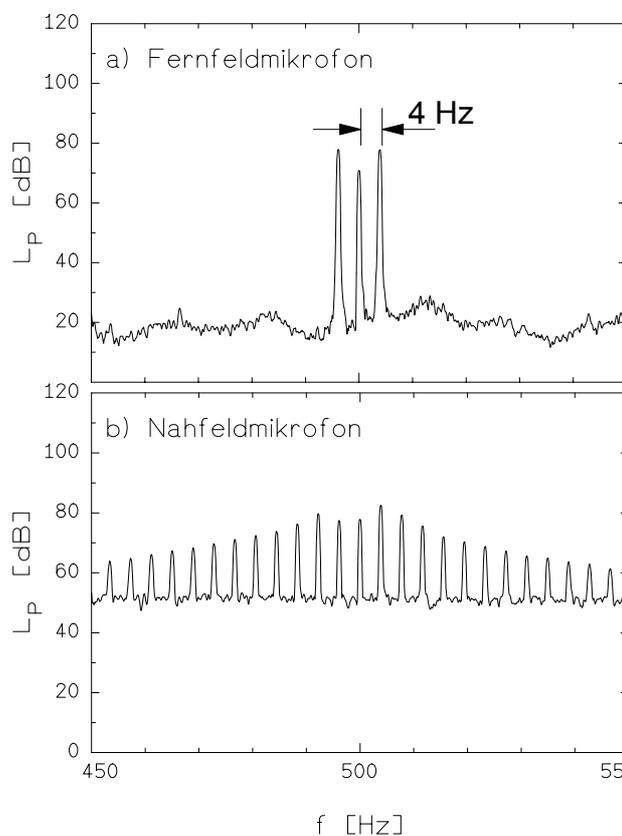
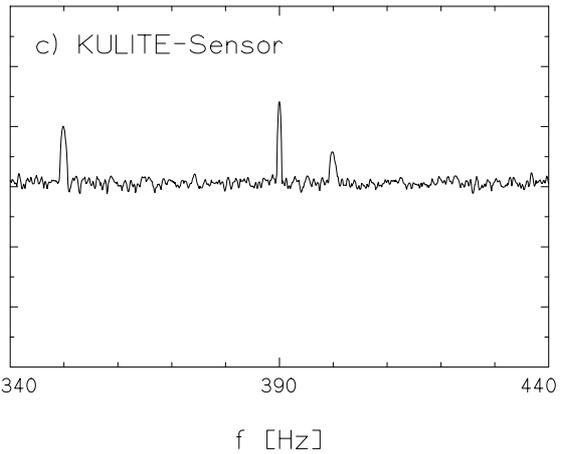
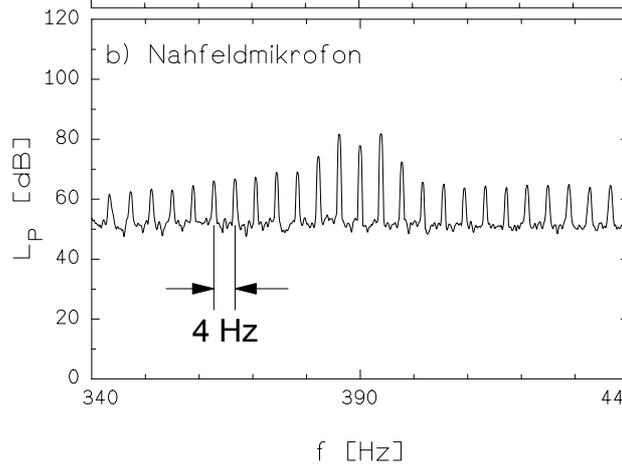
**Bild 4-18:** Schalldruckspektren bei rotierender Scheibe ( $n=4$  Hz) und ruhendem Lautsprecher,  $\Delta f_B=2.5$  Hz.

In Bild 4-19a-c ist das Schallfeld eines 390 Hz Sinus-Tones von dem rotierenden Lautsprecher erzeugt worden. Mit der schmalbandigen Auflösung von  $\Delta f_B=0.125$  Hz ist analysiert worden, um zu zeigen, daß keine Summen- und Differenzfrequenzen mit einem Abstand von 4 Hz im rotierenden System (KULITE-Sensor) und im Fernfeld auftreten. Im Nahfeld des Lautsprechers sind sämtliche Moden vorhanden, da sie vom Lautsprecher angeregt werden, so daß das ruhende Nahfeldmikrofon eine ganze Reihe dieser Summen- und Differenztöne wahrnimmt.

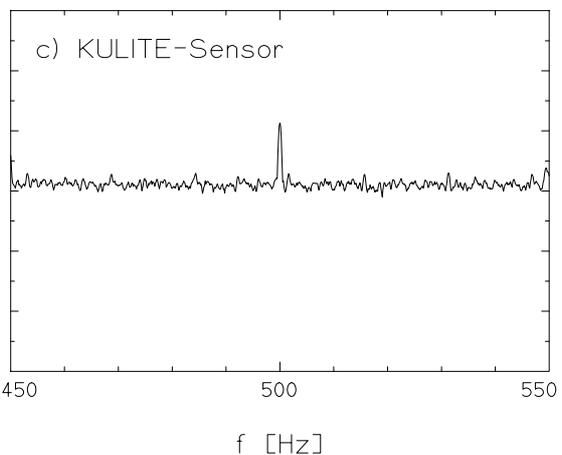
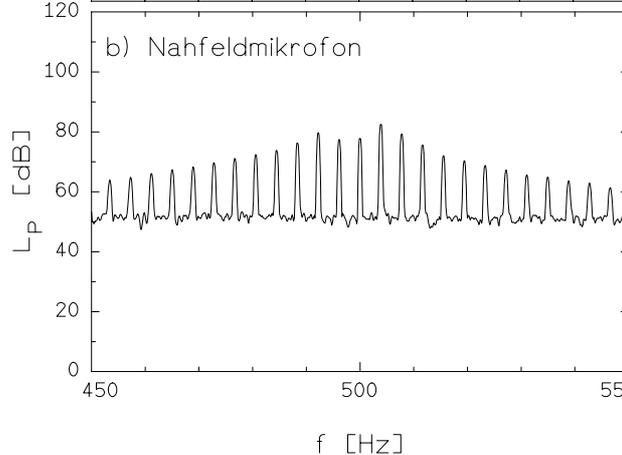
<sup>11</sup> Ein Störabstand von mindestens 10 dB zum Nutzsignal konnte jedoch auch im folgenden, bei vom Pegel her niedrigeren Nutzsignalen, eingehalten werden.



**Bild 4-19:** Schalldruckspekren bei einem rotierenden Lautsprecher mit der Rotationsfrequenz  $n=4$  Hz und einem Nutzsignal von  $f^R=390$  Hz,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.

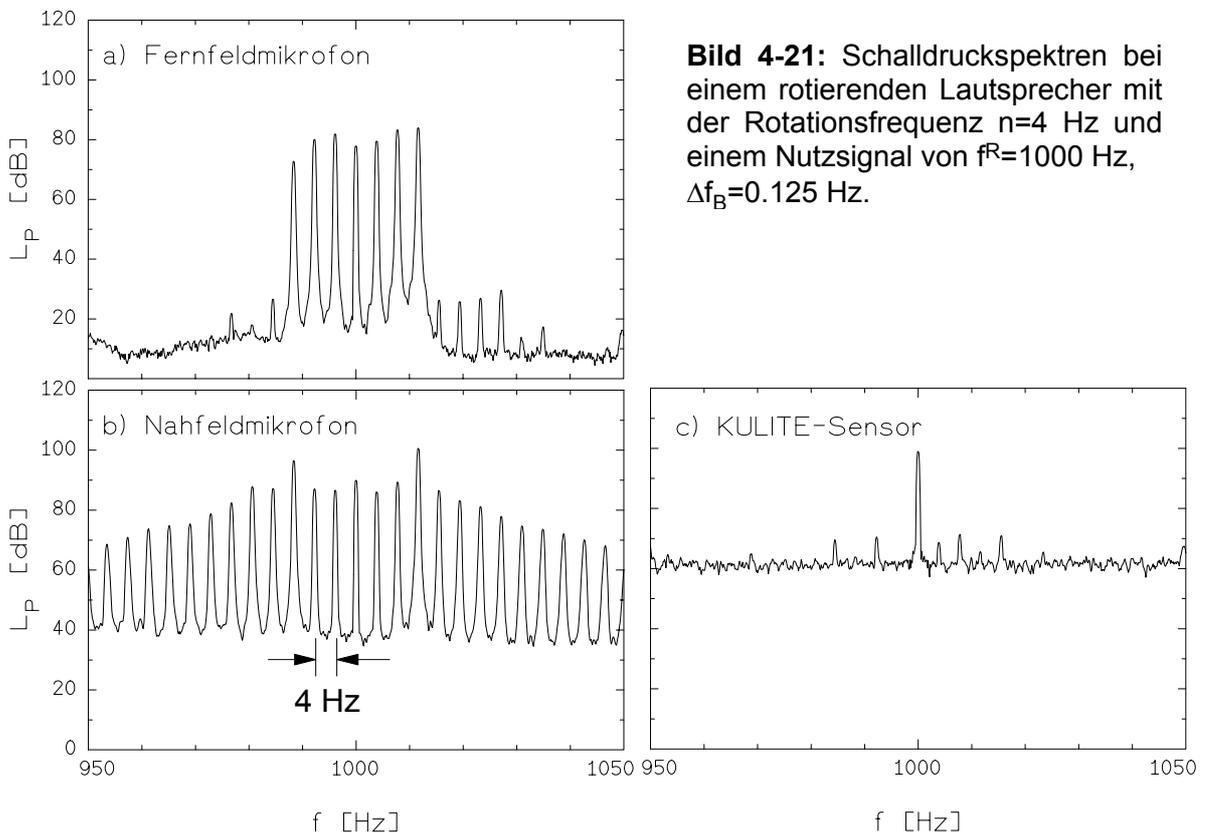


**Bild 4-20:** Schalldruckspekren bei einem rotierenden Lautsprecher mit der Rotationsfrequenz  $n=4$  Hz und einem Nutzsignal von  $f^R=500$  Hz,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.

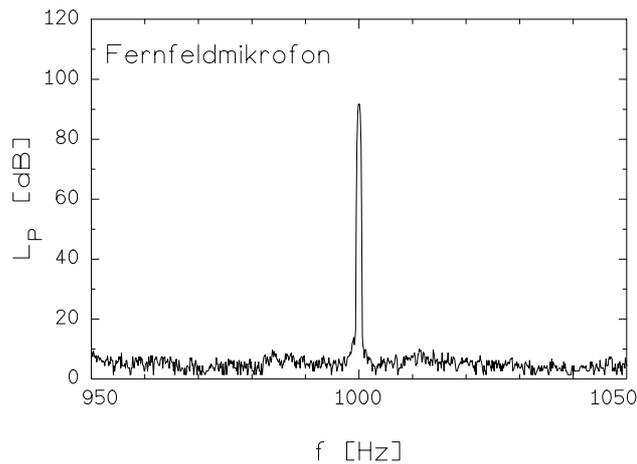


Erhöht man die Frequenz des Nutzsignals auf  $f^R=500\text{ Hz}$ <sup>12</sup>, so daß sie oberhalb der ersten Cut-on-Frequenz  $m=1$  im Rohr liegt (vgl. im Anhang B Tabelle B-1) treten Summen- und Differenzfrequenzen im Fernfeldspektrum gemäß der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Theorie auf (Gleichung (4.38)), vgl. Bild 4-20a-c. Im Zeitsignal entspricht das Nahfeldspektrum einer typischen Phasenmodulation, wie sie in Bild 4-16 gezeigt worden ist. Der Pegel im rotierenden System ist um 10 dB höher als die Pegel der Mikrofone im Nah- und Fernfeld, da bei den Mikrofonmessungen nicht über mehrere azimutale Positionen gemittelt wurde. Erhöht man die Frequenz weiter, vgl. Bild 4-21, ändern sich die Ergebnisse von ihrer Charakteristik im Nahfeld und auf der rotierenden Scheibe nicht. Im Fernfeld dagegen sind zwei weitere Azimutalmoden ( $m=2$  und  $m=3$ ) ausbreitungsfähig, entsprechend sind nun drei Differenz- und drei Summentöne vorhanden. Zum Vergleich wird in Bild 4-22 noch einmal das Fernfeldspektrum ohne die Rotation der Quelle bei sonst gleichen Versuchsbedingungen gezeigt.

Neben der Signalkomponente sind auf der rotierenden Scheibe Ansätze der Summen- und Differenzfrequenzen in Bild 4-21a-c zu erkennen, dies läßt sich damit erklären, daß der Sensor nicht nur dem direkten Lautsprechersignal sondern auch Reflexionen vom Kanalende und von Querschnittsveränderungen des Kanals ausgesetzt war. Zur

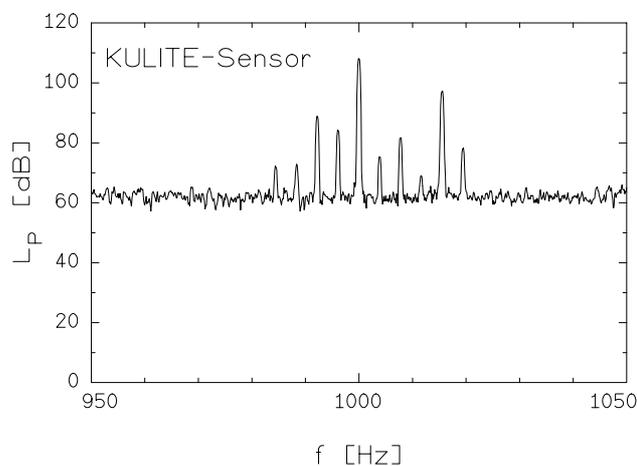


<sup>12</sup> Das Ergebnis für das 500 Hz Nutzsinal gilt für den gesamten Frequenzbereich von der 1. Cut-On-Frequenz bei ca. 399 Hz bis zum Auftreten der 2. Azimutalmode im Rohr bei etwa 661 Hz. Die Frequenz von 500 Hz ist hier lediglich gewählt worden, da die Abstrahlcharakteristik des benutzten Lautsprechers zwischen 400 Hz und 500 Hz schlecht war und die Ergebnisse mit der Frequenz von 500 Hz prägnanter sind.



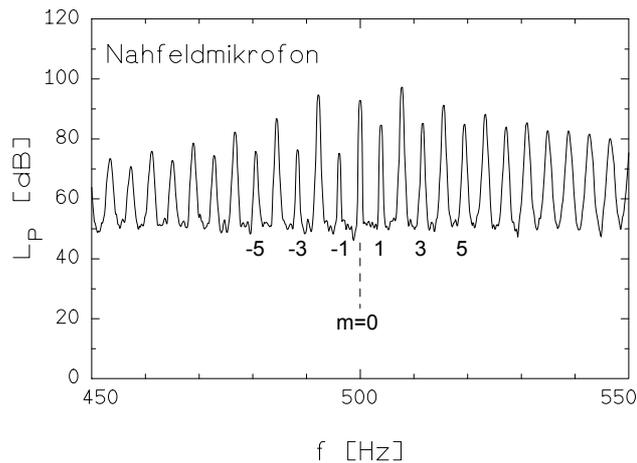
**Bild 4-22:** Schalldruckspektrum bei ruhendem Lautsprecher und einem Nutzsignal von  $f^R=1000$  Hz,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.

Untermauerung dieser Hypothese ist die Rohrmündung schallhart verschlossen worden. Bild 4-23 zeigt, daß sich durch veränderte Randbedingungen die Amplituden der Summen- und Differenzöne deutlich erhöhen. Zu berücksichtigen ist, daß die Rohrstrecke von der Schallquelle aus gesehen zunächst aus einem 573 mm langem Rohr ( $\varnothing$  457.2 mm) besteht, das sich über einen 300 mm langen Diffusor auf 500 mm  $\varnothing$  erweitert. Schon an diesem Übergang sind Reflexionen und damit Modenwandlungen möglich, wie auch an dem nicht reflexionsarm abgeschlossenen Kanalende. Die Nachbarfrequenzen des Nutzsignals im rotierenden System sind in Bild 4-21a-c um 30 dB niedriger als der Pegel des Nutzsignals selber, so daß die experimentellen Ergebnisse die Gleichung (4.38) bestätigen.



**Bild 4-23:** Schalldruckspektrum bei schallhart abgeschlossenem Rohrende, einem rotierenden Lautsprecher mit der Rotationsfrequenz  $n=4$  Hz und einem Nutzsignal von  $f^R=1000$  Hz,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.

Versuche mit zwei Lautsprechern sind durchgeführt worden, um zu zeigen, daß das Schallfeld beider Quellen überlagert, eine zusätzliche Symmetriebedingung für die angeregten Azimutalmoden bedeutet. Bild 4-24 zeigt dies zwar nicht in idealer Weise, die Differenzöne mit ungeraden Modenzahlen sind jedoch vom Pegel deutlich kleiner als die geradzahigen. Die Lautsprecher sind bei diesem Versuch gleichphasig betrieben worden. Ein Versuch mit gegenphasigen Quellen hat lediglich den Effekt, daß sich der Pegel des Nutzsignals senkt.



**Bild 4-24:** Schalldruckspektrum bei zwei rotierenden Lautsprechern mit der Rotationsfrequenz  $n=4$  Hz und einem Nutzsignal von  $f^R=500$  Hz,  $\Delta f_B=0.125$  Hz.

Die benutzten Lautsprecher waren von sehr minderer Qualität, so daß ideale Ergebnisse für die in diesem Abschnitt beschriebenen Versuche auch nicht zu erwarten waren. Abschließend sei noch einmal festgestellt: Bei einer rotierenden Schallquelle hängt die Summen- und Differenzfrequenz mit der Azimutalmodenzahl  $m$  über die Rotorfrequenz  $\Omega$  zusammen. Sind die Azimutalmoden wegen entsprechender Randbedingungen - z.B. in einem Rohr - nicht ausbreitungsfähig, klingen ihre Pegel exponentiell ab und sind weit genug entfernt von der Quelle nicht mehr vorhanden.

Wright (1971)/84/ beschreibt in diesem Zusammenhang weitere Einflüsse von Nahfeldeffekten auf das Schallfeld rotierender periodischer Quellen und erörtert das Abklingen der Pegel höherer Moden im Fernfeld bei Freifeldversuchen.

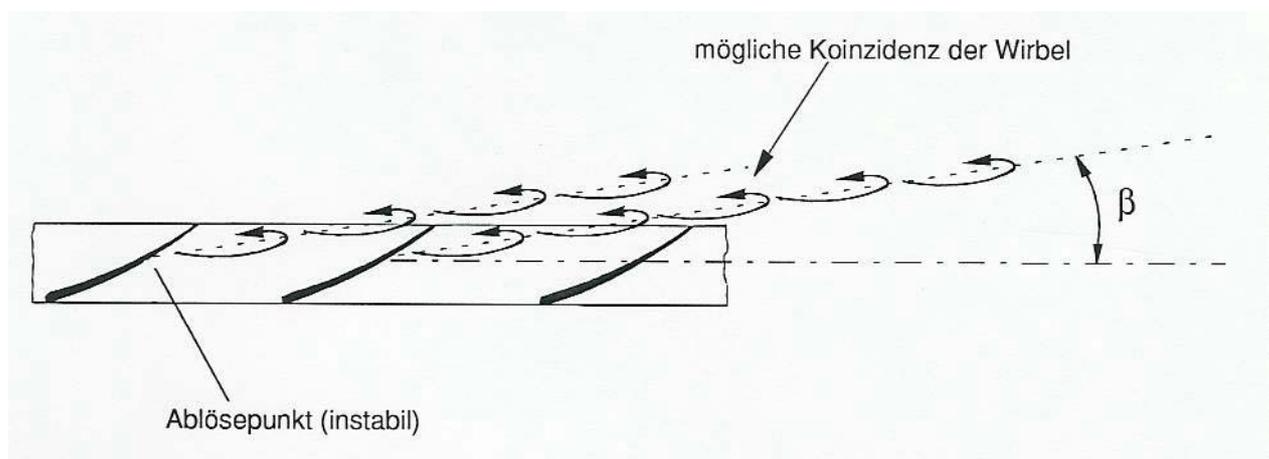
## 4.3 Zusammenhänge des aerodynamischen Druckfeldes im Nahfeld mit der Schallabstrahlung im Fernfeld

### 4.3.1 Rotierende Instabilität (RI)

Die Experimente zur Spaltweitenvariation im Abschnitt 3.4 und die Ergebnisse zur Minderung des Blattspitzen-Wirbellärms im Abschnitt 3.6 haben gezeigt, daß das Spaltweitengeräusch nur auftritt, sofern in den Nahfeldspektren die rotierende Instabilität bei bestimmten Frequenzen vorhanden ist.

Die rotierende Instabilität tritt an der Blattspitze ausgeprägter auf als weiter zur Nabe hin, dies ist bereits in den Bildern 3-25 (Seite 49), 3-27 und 3-28 (Seite 52 und 53) gezeigt worden. Vermutet wird, daß es sich bei der RI um eine Ablösung der Profilmströmung im Bereich der Blattspitze handelt. Da die RI im raumfesten System moduliert mit der Blattfolgefrequenz auftritt, ist davon auszugehen, daß der Mechanismus an jeder einzelnen Schaufel vorzufinden und vergleichbar einer Kármánschen Wirbelstraße ist. Instabilitäten durch kleinere Störungen, vgl. die ungemittelten Zeitverläufe im Bild 3-18 (Seite 43), führen dazu, daß die Ablösefrequenz nicht nur in Form einer einzelnen Frequenzlinie auftritt, sondern eine gewisse Frequenzbreite hat.

Die Grenzschicht der Profilmströmung besitzt im Blattspitzenbereich weniger kinetische Energie als weiter zur Nabe hin, da sich an der Blattspitze der Einfluß der Gehäusegrenzschicht bemerkbar macht. Ablösung an festen Wänden tritt bekanntlich auf, wenn die Wandgrenzschicht nicht genügend kinetische Energie besitzt, um einen Druckgradienten zu überwinden. Global ist der Betriebspunkt einer Strömungsmaschine aber das wichtigste Maß für die Profilmablösung, die saugseitig zuerst auftritt. Vorstellbar ist, daß die Profilmströmung im Blattspitzenbereich einer axialen Strömungsmaschine zwischen einer gesunden anliegenden Strömung und einer abgelösten Umströmung periodisch wechselt. In einzelnen Schaufelkanälen im Blattspitzenbereich löst die Profilmströmung ab und verblockt einen Teil des Schaufelkanals. Dies wirkt sich auf den Druckgradienten der Strömungsmaschine aus, der zur Strömungablösung führte, der Druckgradient wird kleiner und die Profilmströmung legt sich wieder an. Der periodische Wechsel zwischen ablösender und anliegender Strömung bewirkt eine periodische Wirbelablösung unter

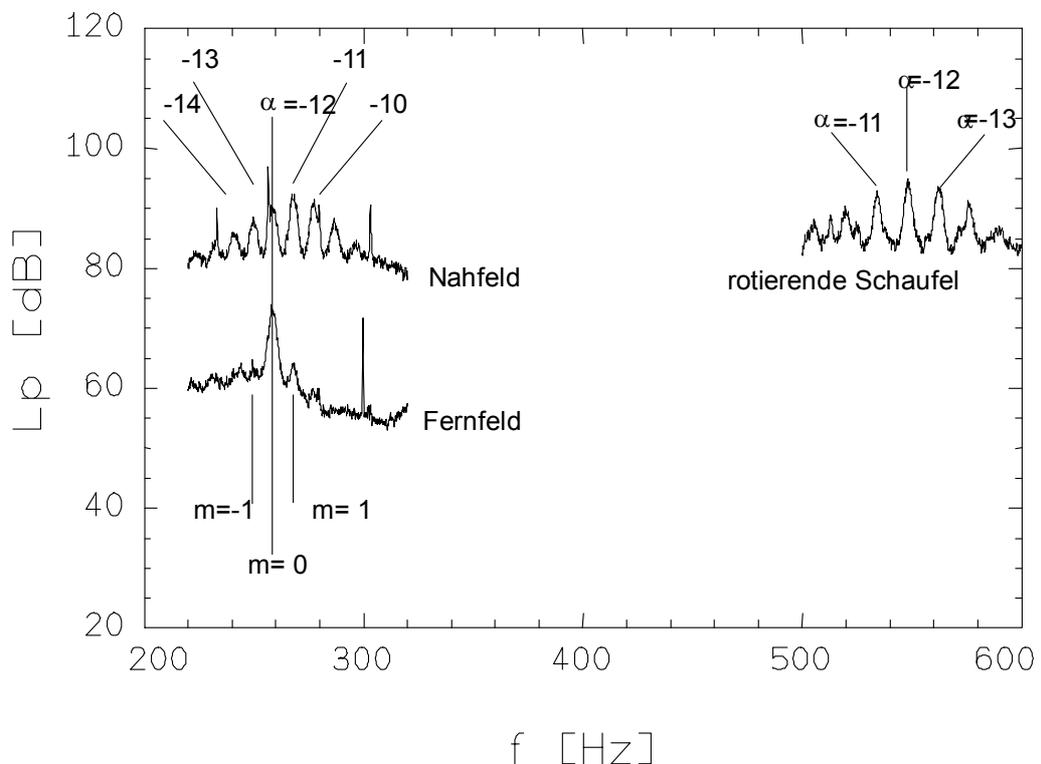


**Bild 4-25:** Schematische Darstellung der Ablösewirbel an der Blattspitze, die möglicherweise durch Koinzidenz das Schallfeld erzeugen.

einem Abströmwinkel  $\beta$ , vgl. Bild 4-25. Die periodische Strömungsablösung im Blattspitzenbereich rotiert mit dem Laufrad, sie hat jedoch gegenüber der Laufradrotation einen gewissen Schlupf und rotiert entsprechend langsamer, vgl. Abschnitt 4.1.3.

Werden die abgelösten Wirbel als rotierende Schallquellen interpretiert, die möglicherweise durch Koinzidenz einzelner Wirbel benachbarter Schaufeln Schall erzeugen, so lassen sich die Ergebnisse aus Abschnitt 4.2.4 auf die RI übertragen: Die RI tritt als Pegelanhebung mit einzelnen Frequenzspitzen in diskretem Abstand voneinander auf. Im Vergleich zum Versuch der rotierenden Schallquelle bewegt sich die Quelle hier aber sowohl relativ zum festen Beobachter (Mikrofon) als auch zum rotierenden Beobachter (KULITE-Sensor auf der Schaufel), so daß die Summe der Beträge der Differenzkreisfrequenzen im rotierenden und im festen System gerade die Rotorfrequenz  $\Omega$  oder bei einer Strouhalnormierung  $1/Z$  ergibt, vgl. Gleichung (4.6) und Bild 3-34 Seite 60 mit Gleichung (3.8).

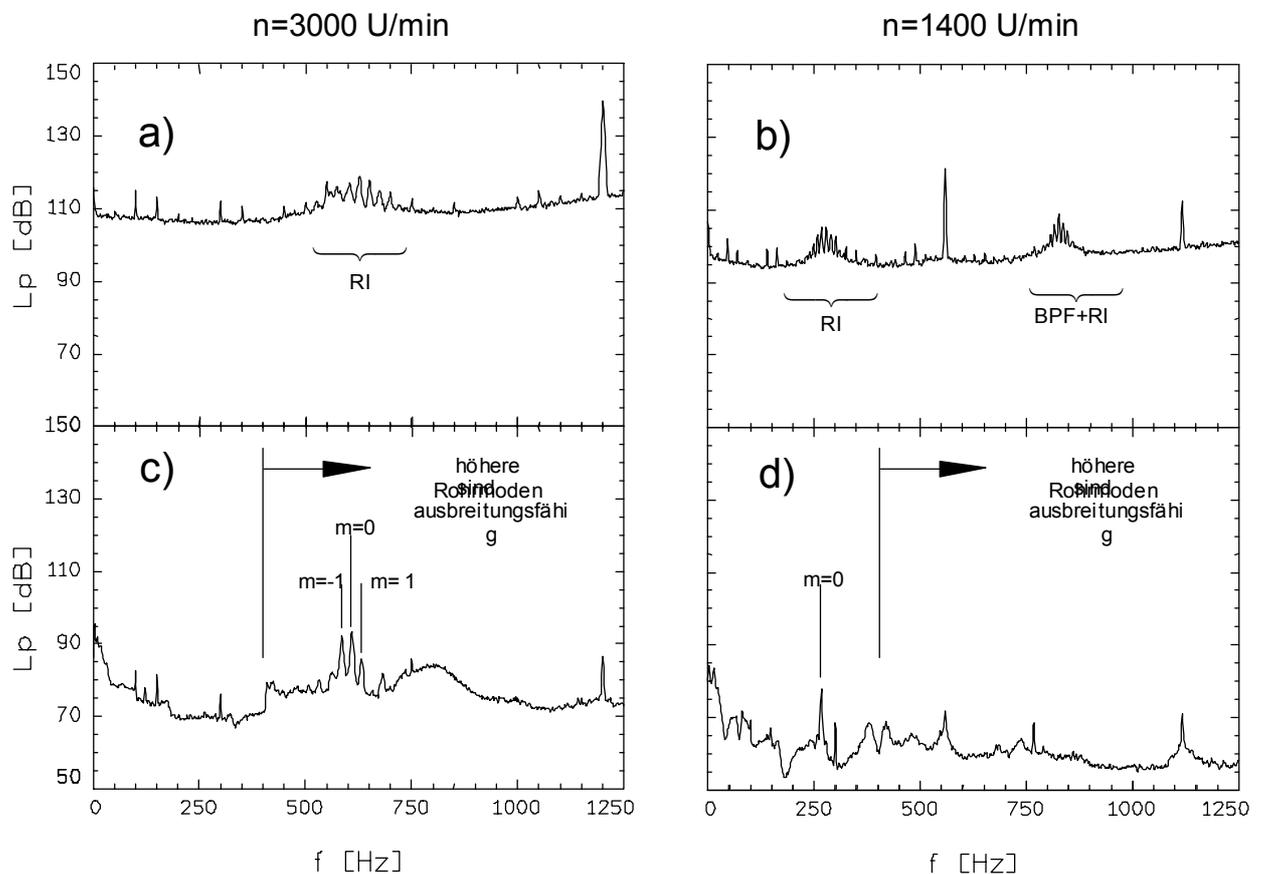
Die einzelnen Frequenzspitzen links und rechts des maximalen Pegels der RI stehen im Nahfeld in Zusammenhang mit der aerodynamischen Modenzahl  $\alpha$ , im Fernfeld ist dagegen eine Zuordnung zur azimuthalen Rohrmodenzahl  $m$  möglich. Die Zuordnung aerodynamischer Quellfrequenzen und einzelner aerodynamischer Modenzahlen  $\alpha$  ist im Abschnitt 4.1.3 beschrieben worden, in Analogie zum Abschnitt 4.2.4 sind in Bild 4-26 die Summen- und Differenzfrequenzen im Fernfeld der akustischen Modenzahl  $m$  zugeordnet. Bestätigung findet diese Modellvorstellung der RI als rotierende Schallquelle in den in Bild 4-27 gezeigten Wand- und Schalldruckschwankungen bei verschiedenen Drehzahlen (Reynoldszahlen) der Strömungsmaschine. Verglichen werden die Nah- (Bild 4-27a und b) mit den Fernfeldspektren (Bild 4-27c und d) bei einem charakteristischen Betriebspunkt



**Bild 4-26:** Vergleich der Wanddruckschwankungen (Nahfeld,  $\zeta=-0.007$ ), des Schalldrucks im Fernfeld und der Druckschwankungen auf einer rotierenden Schaufel (Position 2),  $\Phi = 0.235$ ,  $\tau = 0.0053$ ,  $n = 1400$  U/min,  $\Delta f_B = 0.125$  Hz.

( $\Phi=0.23$ ) und den Drehzahlen 1400 U/min oder 3000 U/min. Die  $\alpha=-12$  Mode regt im Rohr (Fernfeld) eine ebene Welle an. Die Summen- und Differenzfrequenzen werden auf einen rotierenden Quellmechanismus hin zurückgeführt. Bei  $n=1400$  U/min wird von der rotierenden Quelle eine Frequenz von 259 Hz ( $\alpha=-12$  Mode) ins Absolutsystem abgestrahlt, die sich im Fernfeld als ebene Welle unterhalb der Cut-On-Frequenz im Rohr ausbreitet. Die Amplituden der Summen- und Differenzfrequenzen sind im Fernfeld um 15 und um 12 dB abgeklungen, sie sind also kaum noch zu erkennen, was der Theorie einer rotierenden Schallquelle nach auch plausibel ist. Bei  $n=3000$  U/min wird von der rotierenden Quelle dagegen eine Frequenz von 605 Hz ( $\alpha=-12$  Mode) abgestrahlt, die sich im Rohr (Fernfeld) nicht mehr als ebene Welle ausbreitet. Da diese Frequenz oberhalb der Cut-On-Frequenz im Rohr (399 Hz) aber noch unterhalb der  $m=2$  Mode von 661 Hz liegt (vgl. Tabelle B-1 im Anhang B), sind in Bild 4-27c die Summen- und Differenzfrequenzen der  $m=-1$  und der  $m=1$  Moden auch deutlich zu erkennen.

Die in Bild 4-27 dargestellten Ergebnisse sind auch für den Vergleich experimentell ermittelter Schalleistungspegel von Strömungsmaschinen nach unterschiedlichen Meß-



**Bild 4-27:** Summen- und Differenzfrequenzen der rotierenden Instabilität,  $\tau=0.0053$ ,

$$\Delta f_B = 1.56 \text{ Hz}$$

a) Nahfeld ( $\zeta=-0.07$ ),  $n=3000$  U/min ( $\Phi=0.23$ ,  $\Psi=0.38$ ),

b) Nahfeld ( $\zeta=-0.07$ ),  $n=1400$  U/min ( $\Phi=0.23$ ,  $\Psi=0.37$ ),

c) Fernfeld (druckseitig),  $n=3000$  U/min ( $\Phi=0.23$ ,  $\Psi=0.38$ ),

d) Fernfeld (druckseitig),  $n=1400$  U/min ( $\Phi=0.23$ ,  $\Psi=0.37$ ).

verfahren (Hallraum-, Hüllflächen und Kanalverfahren, vgl. Holste und Neise /85/(1992)) beachtenswert: In einer Rohrleitung sind bestimmte Quellfrequenzen (Summen- und Differenzfrequenzen) einer Strömungsmaschine nicht ausbreitungsfähig, da die akustischen Randbedingungen eine Ausbreitung nicht zulassen, hingegen sind im Freifeld alle Frequenzen ausbreitungsfähig. Man kann daher nicht erwarten, daß die gemessenen Schalleistungspegel im Kanal und im Freifeld die gleichen sind, da die abgestrahlte Schalleistung einer Quelle von den Umgebungsbedingungen abhängt.

Mongeau (1991)/86/,Choi (1991)/87/ und Bent (1992)/88/ beschreiben der rotierenden Instabilität ähnelnde Druckschwankungen bei einem Radialventilator ohne Gehäuse. Die dort gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen an einer Schaufelhinterkante und die Druckschwankungen auf den rotierenden Schaufeln stimmen im Relativsystem des Laufrades von ihren Frequenzen überein, allerdings unterscheiden sich ihre Frequenzen von denen der Geschwindigkeitsschwankungen im Absolutsystem am Austritt des Ventilatorgehäuses. Die Meßergebnisse lassen sich an diesem Punkt wie die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit den Gleichungen (4.6) und (4.16) auswerten. Gleichung (4.6) ist unmittelbar erfüllt und Gleichung (4.16) führt zu Ergebnissen wie sie in Tabelle 4-1 zusammengestellt sind. Mongeau et al. (ebd.) interpretieren ihre Meßdaten aber in dem Sinne, daß sie die im Fernfeld und auf den Schaufeln kohärenten Druckschwankungen mit der Schaufelzahl in Verbindung setzen und somit die azimutale akustische Modenzahl  $m$  festlegen. Sie gehen dabei von strömungsmechanisch erzeugten Strukturen aus, die sich relativ zum Laufrad starr bewegen (semi-frozen pattern). In der vorliegenden Arbeit wird darüberhinaus von einem Quellmechanismus ausgegangen, der sich relativ zum Laufrad bewegt und eigene Druckschwankungen bestimmter Frequenz erzeugt. Eine rotierende Schallquelle erzeugt Summen- und Differenzfrequenzen, die sich über die azimutale Rohrmodenzahl  $m$  beschreiben lassen, vgl. Gleichung (4.38). Bei Mongeau et al. (ebd.) ist in der angeschlossenen Rohrstrecke - im Fernfeld also - eine  $m=Z$  Mode bei den betrachteten Frequenzen aber nicht ausbreitungsfähig. Ihre Modellbildung stimmt mit den Vorstellungen der vorliegenden Arbeit also nicht überein.

### 4.3.2 Rotierende Ablösung

Die im Nahfeld scharf ausgeprägten Frequenzen der rotierenden Ablösung (RS) heben den Schalldruckpegel im Fernfeld deutlich an, vgl. die Bilder 3-14 bis 3-17. Die Frequenzen der rotierenden Ablösung liegen stets unterhalb der Rotorfrequenz. Auf den rotierenden Schaufeln tritt eine andere Frequenz auf als im Absolutsystem, was auf einen bewegten Quellmechanismus hindeutet. Dennoch sind weder im Absolut- noch im Relativsystem des Laufrades die typischen Summen- und Differenzfrequenzen festzustellen.

Die rotierende Ablösung (RS) ist kein aerodynamischer Quellmechanismus der in einem relativ zum Laufrad bewegten Quellsystem eigene Quellfrequenzen erzeugt oder abstrahlt.  $\omega^Q$  ist also null, so daß aus den Gleichung (4.5) und (4.9)

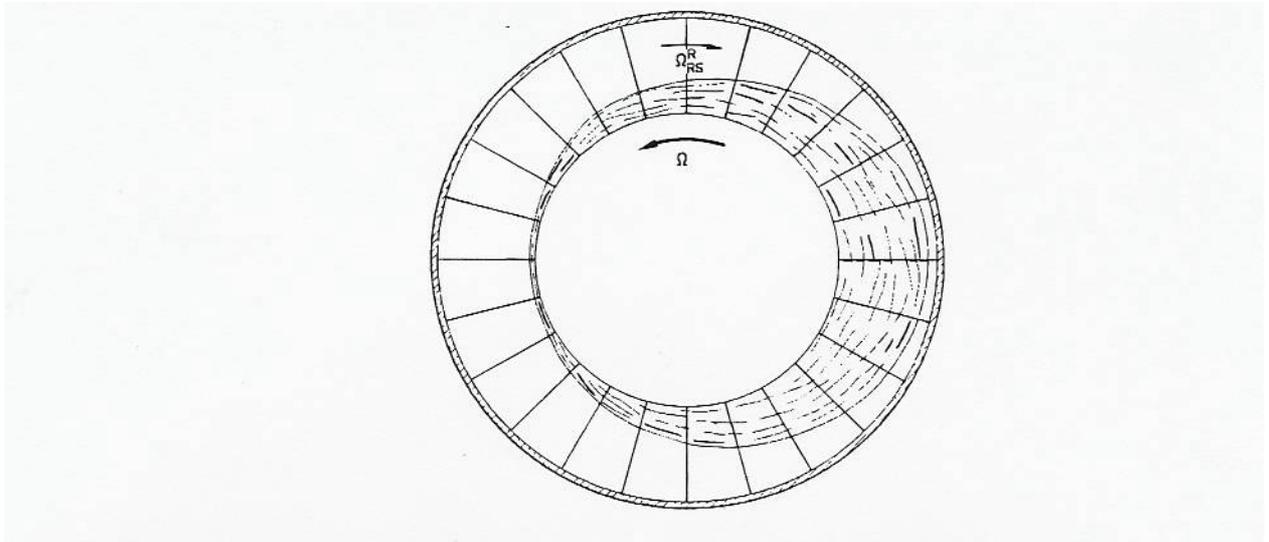
$$\omega^F = \alpha \Omega_Q^F \quad \text{und} \quad \omega^R = \alpha \Omega_Q^R \quad (4.40)$$

folgt. In den Bildern 4-8 und 4-9 treten jeweils zwei rotierende Ablösefrequenzen auf, 1. RS und 2. RS genannt, so daß  $\alpha=1$  oder  $\alpha=2$  zunächst möglich scheinen.  $\alpha=2$  ist aber auszuschließen, da  $\alpha=1$  eine nicht zu erklärende Subharmonische wäre. Die rotierende Ablösung läßt sich mit  $\alpha=1$  beschreiben. Die Harmonische der rotierenden Ablösefrequenz (2. RS) wird mit den im Anhang A dargelegten Überlegungen begründet, da die Ablösung keine rein periodische Funktion erzeugt.

Es handelt sich bei der rotierenden Ablösung also um eine Azimutalwelle mit  $\alpha=1$  und

$$\lambda_{RS} = 2\pi r \quad (4.41)$$

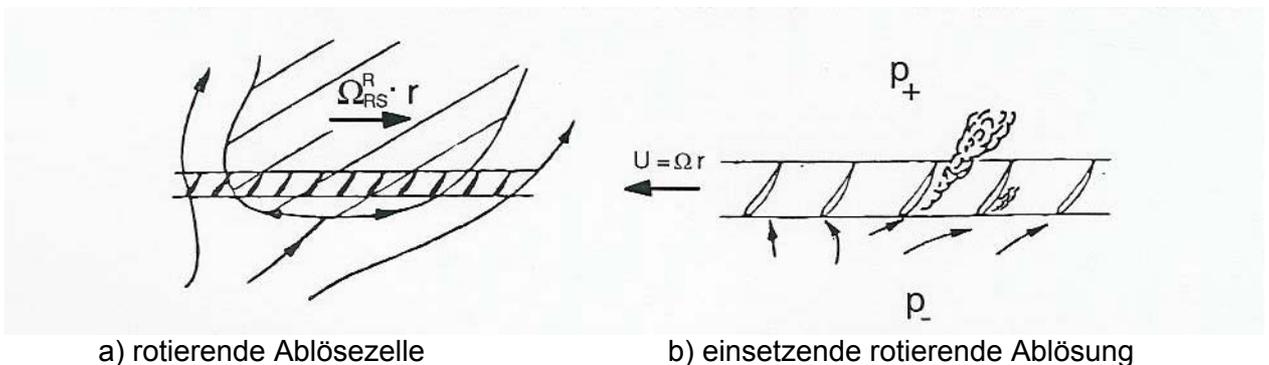
Dies entspricht auch den üblichen Vorstellungen von rotierender Ablösung, die hier in Form einer rotierenden Zelle vorliegt, vgl. auch die schematische Darstellung in Bild 4-28. Berücksichtigt man, daß sich die rotierende Ablösung in Richtung der Anströmung des Schaufelgitters bewegt, m.a.W. ist  $\Omega_{RS}^R$  negativ hingegen  $\Omega_{RS}^F$  positiv, so ist Gleichung (4.6) erfüllt.



**Bild 4-28:** Schematische Darstellung einer Ablösezelle im Axialventilator.

Die rotierende Ablösung läßt sich mit den von Mongeau (1991)/86/, Choi (1991)/87/ und Bent (1992)/88/ beschriebenen strömungsmechanisch erzeugten Strukturen (semi-frozen pattern) vergleichen, die sich relativ zum Laufrad starr bewegen. Die Frequenzen der rotierenden Ablösung lassen sich ohne die Modellvorstellungen eines rotierenden Quellmechanismus - eben mit  $\omega^Q=0$  - ineinander überführen.

Das Einsetzen rotierender Ablösung ist in der Literatur ausführlich beschrieben und läßt sich leicht erklären: Die Anströmung der Schaufelprofile wird mit kleiner werdenden Volumenströmen immer ungünstiger, der von der Strömung zu überwindende Druck nimmt aber weiterhin zu, bis die Strömung instabil wird und, wie in Bild 4-29b in einem abgewickelten Profilkörper anschaulich dargestellt ist, an einer der Schaufeln zuerst saugseitig ablöst. Der Unterschied zur rotierenden Instabilität liegt darin, daß bei der rotierenden Ablösung die Strömung praktisch ausgehend von der Blattspitze bis zur Nabe entlang der ganzen Schaufel ablöst. Die abgelöste Strömung verblockt den Schaufelkanal,



a) rotierende Ablösezelle

b) einsetzende rotierende Ablösung

**Bild 4-29:** Schematische Darstellung der rotierenden Ablösung in einem Profilkörper.

so daß die Hauptströmung umgelenkt und die benachbarten Schaufeln zur einen Seite in einem größeren und zur anderen Seite in einem kleineren Winkel angeströmt werden. Die Ablösung selbst wird sich also in die Richtung fortbewegen, in der sich der Anströmwinkel vergrößert hat,

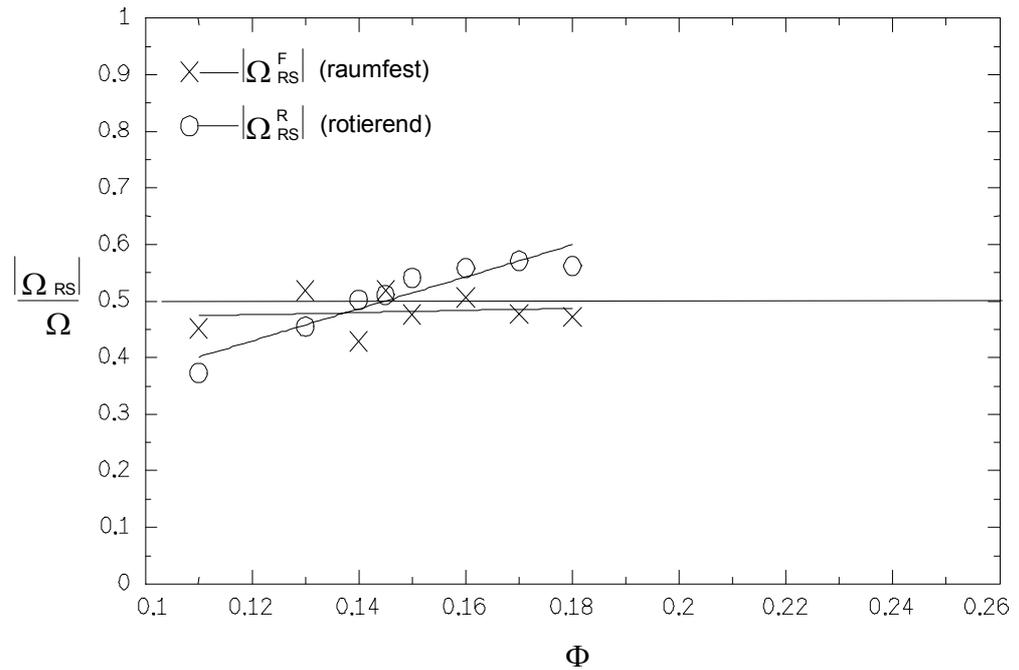
dies ist in Bild 4-29a zu sehen. Entgegen der Ausbreitungsrichtung der Ablösung hat die Strömung wegen des geringer gewordenen Druckes wieder die Möglichkeit sich zu stabilisieren, es bildet sich also eine sogenannte Ablösezone aus. Je nach Auslegung des Laufrades und des Betriebszustandes der Strömungsmaschine gibt es eine oder mehrere rotierende Ablösezellen, vgl. Tanaka und Murata (1975) /75/,/76/,/77/ und Mc Dougall et al. (1990) /45/.

Zur Überprüfung der Gleichungen (4.40) sind für die rotierende Ablösung Laufzeitmessungen durchgeführt worden. Bild 4-30 zeigt die mit Hilfe der Gleichung (4.22) und (4.23) ermittelten Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten der rotierenden Ablösezone. Sie sind normiert mit der Kreisfrequenz des Laufrades über der Lieferzahl  $\Phi$  aufgetragen. Es ist die Spaltweite  $\tau=0.0027$  (1.2 mm) verwendet worden. Für die einzelnen Betriebspunkte ergibt die Summe der im rotierenden und der im raumfesten System gemessenen Beträge in guter Näherung gerade die Kreisfrequenz des Laufrades, so daß Gleichung (4.6) auch bei einer Laufzeitanalyse erfüllt ist. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Laufzeitanalysen sind in Bild 4-31 die Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten mit den Gleichungen (4.40) und  $\alpha=1$  berechnet worden. Die zuvor getroffenen Aussagen werden damit eindeutig bestätigt. Deutlich wird auch, daß die rotierende Ablösung mit kleiner werdenden Lieferzahlen im Relativsystem an Geschwindigkeit verliert und im Absolutsystem entsprechend schneller rotiert.

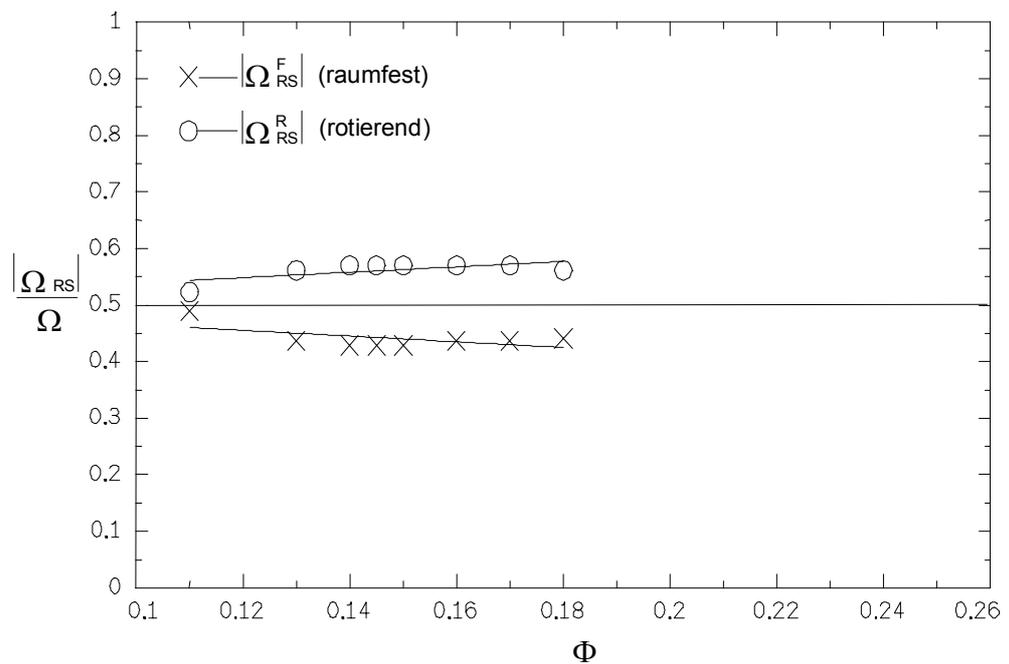
Im Grunde ist die Bestimmung der Phasenfunktion  $\phi_{12}$  bei Frequenzen zwischen 10 und 14 Hz nur mit einer mangelhaften Meßgenauigkeit möglich. Bestätigt wird diese Hypothese durch die Laufzeitanalyse der rotierenden Ablösung bei der Spaltweite  $\tau=0.0053$  (2.4 mm). Bei dieser Spaltweite treten große Amplituden der Ablösefrequenzen auf (6 bis 8 dB über der Amplitude bei der Spaltweite  $\tau=0.0027$ ), die den gesamten Versuchsstand zu starken Schwingungen anregen. Bild 4-32 zeigt die Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten aufgetragen über der Lieferzahl, die zwar auf einer linearen Regressionsgeraden liegen, aber Gleichung (4.6) nicht erfüllen. Dagegen bestätigt Bild 4-33 die Überlegungen zur Gültigkeit der Gleichungen (4.40).

Bei der kleinsten Spaltweite von  $\tau=0.0007$  (0.3 mm) ist die periodische rotierende Ablösung nur für einen sehr begrenzten Betriebspunktbereich - praktisch nur für einen einzigen Betriebspunkt - vorhanden, die Spektren hierzu werden in Bild 4-34 und Bild 4-35 gezeigt. Die Ausbreitungswinkelgeschwindigkeiten betragen bei  $\Phi=0.13$  im rotierenden  $0.53 \cdot \Omega$  und im festen System  $0.47 \cdot \Omega$ .

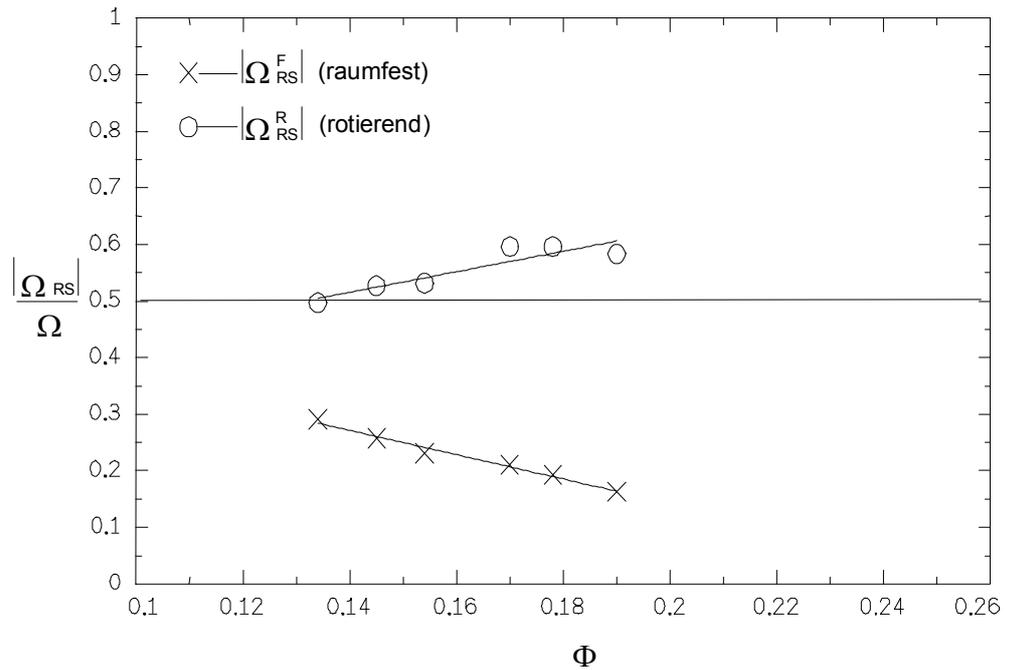
Interessant ist noch, daß bei sehr geringen Lieferzahlen, wobei der genaue Wert eine Funktion der Spaltweite ist, die Strömung offensichtlich an allen Schaufeln gleichzeitig ablöst, eine periodische Ablösefrequenz existiert dann nicht mehr.



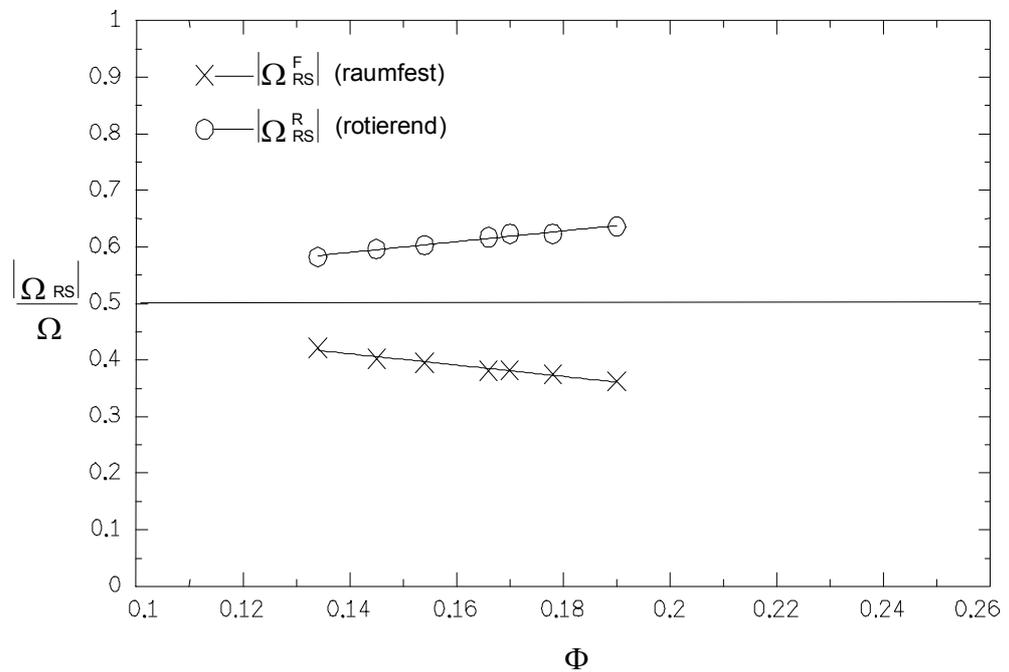
**Bild 4-30:** Aus einer Laufzeitanalyse bestimmte Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Ablösung verschiedener Lieferzahlen  $\Phi$ ,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min.



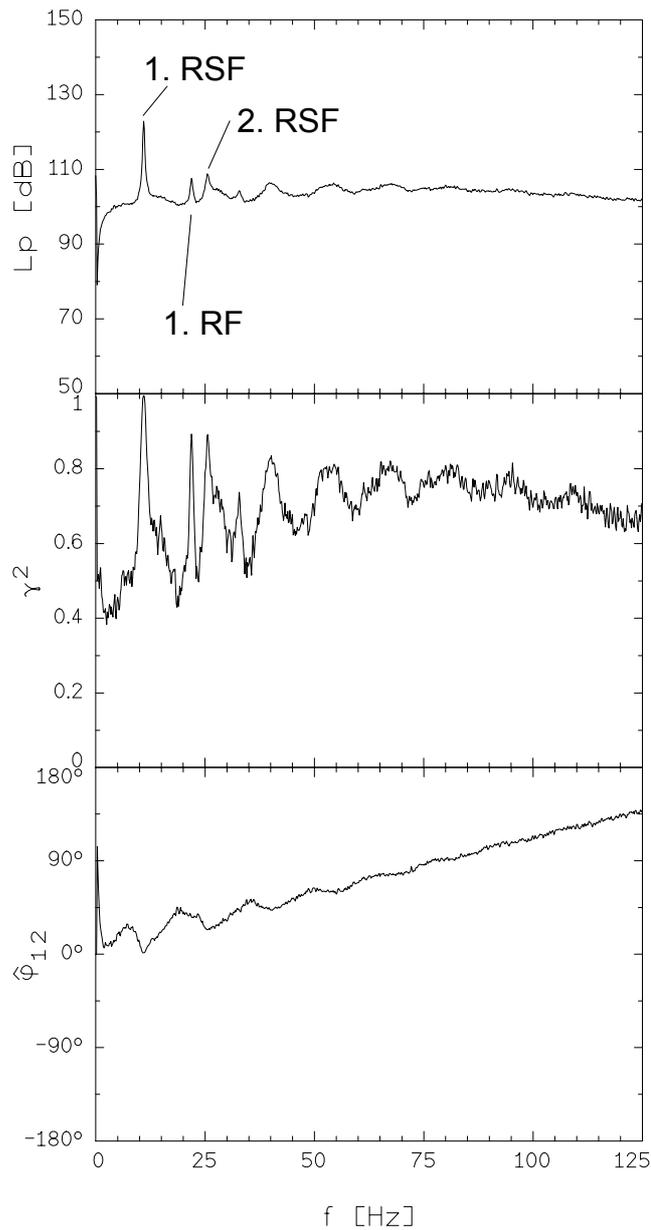
**Bild 4-31:** Aus den Gleichungen (4.40) berechnete Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Ablösung verschiedener Lieferzahlen  $\Phi$ ,  $\tau=0.0027$ ,  $n=1400$  U/min.



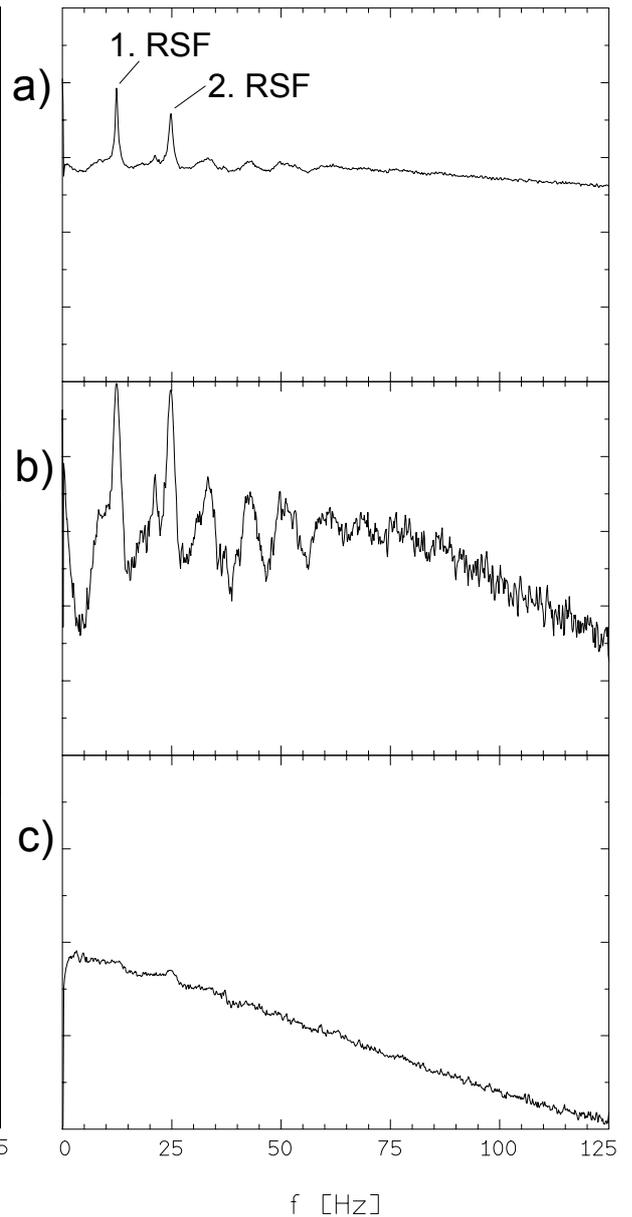
**Bild 4-32:** Aus einer Laufzeitanalyse bestimmte Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Ablösung verschiedener Lieferzahlen  $\Phi$ ,  $\tau=0.0054$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 4-33:** Aus den Gleichungen (4.40) berechnete Beträge der Ausbreitungswinkelgeschwindigkeit der rotierenden Ablösung verschiedener Lieferzahlen  $\Phi$ ,  $\tau=0.0054$ ,  $n=1400$  U/min.



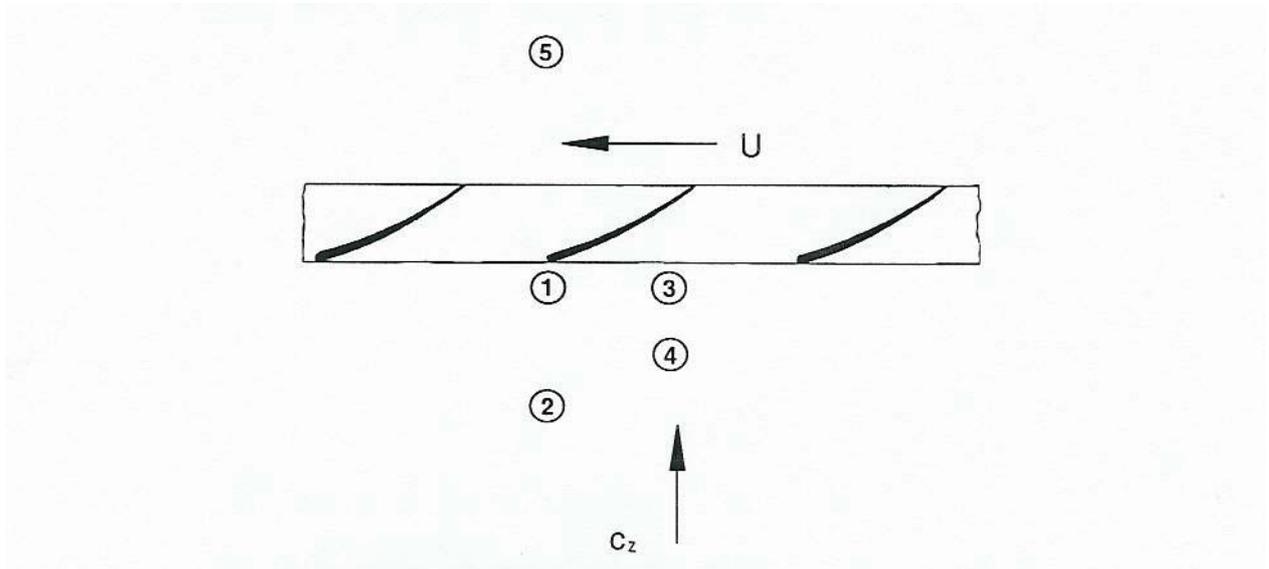
**Bild 4-34:** Vergleich der Wanddruckschwankungen an zwei um  $\Delta\chi^F=15^\circ$  versetzten azimuthalen Positionen,  $\zeta=-0.007$ ,  $\Phi=0.11$ ,  $\tau=0.00066$ ,  $\Delta f_B=0.156$  Hz,  
a) Spektrum der Wanddruckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\phi}_{12}$ .



**Bild 4-35:** Vergleich der Druckschwankungen auf zwei benachbarten Schaufeln (Position 2),  $\Phi=0.11$ ,  $\tau=0.00066$ ,  $\Delta f_B=0.156$  Hz,  
a) Spektrum der Druckschwankung,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\phi}_{12}$ .

### 4.3.3 Das Spaltweitengeräusch

Auch für das Spaltweitengeräusch (clearance noise - CN) der Strömungsmaschine mit  $\tau=0.0053$  ist beim lautesten Betriebspunkt des Spaltgeräuschs der Versuch unternommen worden, Ausbreitungsgeschwindigkeiten in der Nähe des Laufrades zu bestimmen.



**Bild 4-36:** Anordnung der Meßpunkte im Laufradgehäuse.

Bild 4-36 zeigt die Anordnung von 5 Meßpositionen für wandbündig eingesetzte 1/8" Kondensatormikrofone. Mit Hilfe der Gleichung (4.21) und dem Abstand der Mikrofone  $\Delta x$  ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnet worden:

$$v_{CN} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \Big|_{CN} = \frac{\Delta x \omega}{\phi_{12}} \quad (4.42)$$

In Tabelle 4-2 sind die Meßergebnisse und die berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeiten zusammengestellt, ausgewertet wurde die Frequenzlinie mit der höchsten Kohärenz bei einer Bandbreite von  $\Delta f_B = 1.56$  Hz. Da die Messungen im vermuteten Quellgebiet (vgl. auch Abschnitt 3.4.3) des Spaltweitengeräuschs durchgeführt wurden, sind die Ergebnisse der Ausbreitungsgeschwindigkeit nur von ihrer Größenordnung zu bewerten. Bei genügend hoher Kohärenz der Mikrofonsignale liegen die Ausbreitungsgeschwindigkeiten des Spaltgeräuschs im Bereich der Schallgeschwindigkeit. Durchweg ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit eine Größenordnung größer als die der rotierenden Instabilität, so daß von Schalldruckschwankungen im Bereich des Laufrades gesprochen werden kann.

**Tabelle 4-2:** Ausbreitung des Spaltweitengeräuschs,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.20$ ,  $n=1400$  U/min.

$\Delta x$ [mm]	Richtung	f [Hz]	$\phi_{12}$	$\gamma^2$	$v_{CN}$ [m/s]
20.0	axial 1→2	314.2	10.2 <sup>0</sup>	0.60	222
31.5	diagonal 3→2	314.0	21.8 <sup>0</sup>	0.65	163
43.5	diagonal 3→5	314.5	50.0 <sup>0</sup>	0.40	99
29.9	azimutal 1→3	320.6	18.0 <sup>0</sup>	0.60	295

## 5 Ermittlung von Strömungsgeschwindigkeiten im Blattspitzenbereich mittels Hitzdrahtanemometrie

Zur Beurteilung des Einflusses der Spaltdurchströmung auf die Schallentstehung sind Hitzdrahtmessungen im Kopfspalt der Strömungsmaschine durchgeführt worden. Um weitere Informationen zum Schallentstehungsmechanismus zu sammeln, ist versucht worden, die Zu- und Abströmung des Laufrades im Blattspitzenbereich zumindest qualitativ mit Hilfe einer eigens konstruierten Zweidrahtsonde zu vermessen.

### 5.1 Grundsätzliches zu Hitzdrahtmessungen an Strömungsmaschinen

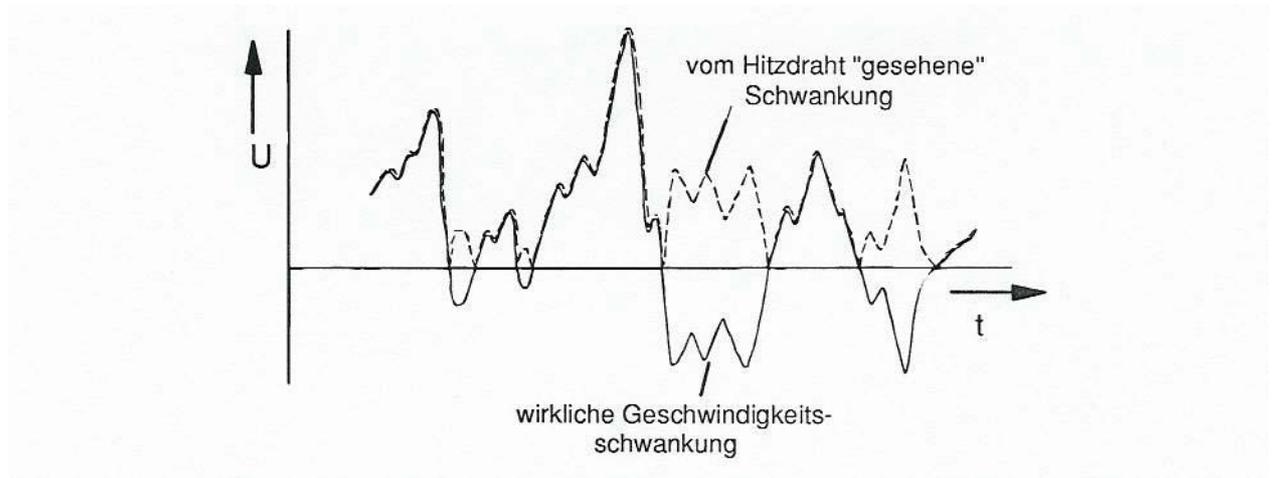
Die Hitzdrahtanemometrie basiert bekanntlich auf dem einfachen physikalischen Prinzip, daß eine Strömung einen warmen Körper - einen beheizten Draht - abkühlt. Dieses physikalische Prinzip in eindeutige funktionale Zusammenhänge der beeinflussenden physikalischen Größen zu bringen ist äußerst kompliziert und setzt im Grunde genaue Kenntnisse über die Anströmung des zu kühlenden Körpers voraus. In der Strömungsmechanik wird die Hitzdrahtanemometrie aber gerade eingesetzt, um die (An-)Strömung quantifizieren zu können. Exakte Ergebnisse bei Hitzdrahtmessungen sind grundsätzlich nur zu erwarten, sofern folgende Strömungsparameter bekannt sind:

- Größenordnung der turbulenten Schwankungen und ihre Strukturen,
- Temperatur und ihre zeitliche Änderung,
- Dichte und ihre zeitliche Änderung,
- Wärmetransport durch in der Nähe des Drahtes befindliche Körper, die ihrerseits Wärme transportieren (z.B. Wände, Hitzdrahtzinken, benachbarte Drähte bei Mehrdrahtsonden),
- Anströmungsrichtung,
- Beeinflussung des Strömungsfeldes durch die Sonde.

Freytmuth (1978)/89/ hat in einer Bibliographie etwa 1300 Arbeiten zusammengestellt, die sich mit den oben aufgezählten Einflüssen und vermutlich noch weiteren Einflußgrößen im Zeitraum von 1900 bis 1978 beschäftigen. Diese umfangreiche Zusammenstellung verdeutlicht die Komplexität der Hitzdrahtanemometrie als strömungstechnische Meßmethode. Bartenwerfer /90/ hat sich 1981 ausführlich mit der Analyse von Hitzdrahtsignalen turbulenter Strömungen beschäftigt, auf die an dieser Stelle bei detaillierterem Interesse verwiesen werden soll.

In Strömungsmaschinen hat man es in der Nähe des Laufrades durch die rotierenden Laufradschaufeln mit sich periodisch stark ändernden Geschwindigkeitsvektoren zu tun. Im Bereich des Kopfspalts ist zudem eine Sekundärströmung überlagert, deren Richtung abhängig von dem Druckunterschied zwischen der Druck- und der Saugseite und dem Strömungswiderstand des Spaltes ist.

Der beheizte Draht wird durch Anströmung aus allen drei Koordinaten-Richtungen abgekühlt. Bekannt ist dabei, daß abhängig vom Durchmesser und der Länge des Drahtes die senkrechte Anströmung stärker kühlt als die parallele (sogenanntes Cosinus-Gesetz, vgl. Sears (1948)/91/). Dennoch kann der Hitzdraht nur Symmetrien aber keine Richtung als solche voneinander unterscheiden. Bild 5-1 verdeutlicht, daß bei einem Vorzeichenwechsel der Strömungsrichtung der Hitzdraht ein falsches Signal anzeigt. Sofern die



**Bild 5-1:** Veranschaulichung der fehlerhaften Anzeige eines Hitzdrahts bei einem Vorzeichenwechsel von  $u+u'$  (aus Bartenwerfer (1981)/90/S. 24).

zeitliche Änderung dieses Vorzeichenwechsels nicht bekannt ist, läßt sich das falsche Hitzdrahtsignal auch nicht auf die tatsächlich vorhandene Geschwindigkeit korregieren. In diesem Sinne werden die hier mit Hilfe der Hitzdrahtanemometrie gewonnenen Ergebnisse, die in Rückström-, in intermittierend strömenden Gebieten sowie bei sehr großen Turbulenzgraden ( $>> 30\%$ ) gewonnen wurden, nur als rein qualitativ gewertet. Auch Schulz (1989) /92/, der eine Reihe von Korrekturmöglichkeiten bei Hitzdrahtmessungen in Strömungsmaschinen aufzählt, verzichtet bei der Auswertung seiner Meßergebnisse gänzlich auf Korrekturen und gibt an, daß auch die rein qualitativ zu wertenden Ergebnisse wichtige Aufschlüsse über den vorherrschenden Strömungszustand geben.

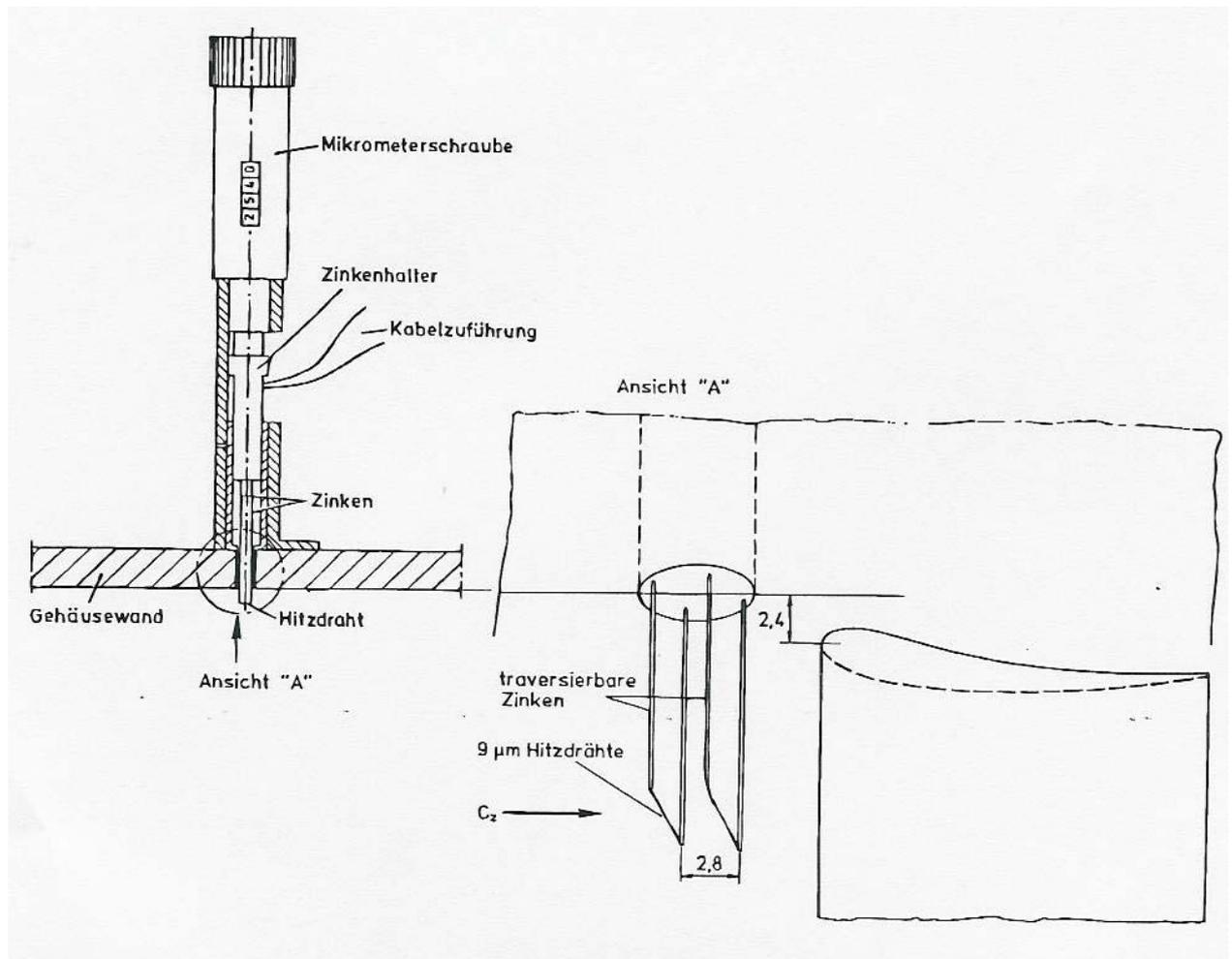
Meßverfahren, die nicht mit unmittelbar von den gemessenen Größen berechneten Korrekturen belegt werden, basieren auf optischen, berührungslosen Methoden (Laser-2-Focus- oder Laser-Doppler-Anemometrie). Schodl (1986)/93/ führt einen ausführlichen Literaturvergleich der Laservelocimetrien durch und kommt aufgrund eigener Messungen zu dem Ergebnis, daß in Strömungsmaschinen insbesondere wegen der besseren zeitlichen Auflösung das Laser-2-Focus Verfahren vorzuziehen ist.

## 5.2 Die hier eingesetzte Hitzdrahtmeßtechnik

Bild 5-2 zeigt schematisch den Aufbau der eigens für diese Versuche konstruierten Hitzdrahtsonde mit zwei im Abstand von 2.8 mm befindlichen parallelen Drähten. Diese Anordnung ist gewählt worden, um mit der Sonde im Kopfspalt messen zu können, der hier maximal 2.4 mm beträgt. Eine Sonde mit komplizierterer Geometrie, z.B. eine sogenannte X-Drahtsonde mit sich kreuzenden Drähten, hätte Profilmessungen ( $r$ -Traversen) in dem kleinen Spalt nicht ermöglicht. Die Sonde wird in Wandbohrungen gesteckt und ist dadurch drehbar um die  $r$ -Richtung, so daß prinzipiell die  $\varphi$ - und die  $z$ -Komponente der Geschwindigkeit gemessen werden kann. Die Signale der zwei hintereinander befindlichen Drähte werden zur Abschätzung der Strömungsrichtung (Hin- oder Rückströmung) genutzt. Die Zinken ( $\varnothing 0.5$  mm) lassen sich mittels einer Mikrometerschraube aus der Wand schieben, der Wandabstand ist somit auf 0.01 mm genau einstellbar. Die wandnächste Meßposition beträgt 0.06 mm. Mechanisch lassen sich die Zinken der Sonde bis zu 18 mm aus der Wand traversieren, allerdings beginnen weit ausgefahrene Zinken abhängig vom jeweiligen Strömungszustand leicht an zu schwingen. Zur Untersuchung der hier diskutierten Phänomene genügte es, die Zinken um bis zu 12 mm zu traversieren, das entspricht der fünffachen Spaltweite des größten Spalts. Den Sondenschwingungen brauchte daher nicht weiter nachgegangen werden.

Die Hitzdrähte bestehen aus einem Wolframdraht mit Platinmantel und haben einen Durchmesser von  $9\ \mu\text{m}$ . An den Enden sind die Hitzdrähte vergoldet, um störende Einflüsse der Zinken zu reduzieren und das Meßvolumen zu verkleinern. Die "aktive" Hitzdrahtlänge beträgt  $1.3\ \text{mm}$ .

Zwei Anemometer HDA III F der DLR Berlin mit analoger Linearisierungsstufe sind benutzt worden, um den Hitzdraht nach der CT-Methode (Constant-Temperature-Method) zu betreiben, die Temperatur beträgt  $250\text{-}280^\circ\text{C}$ . Die Sonde ist an einem druckluftbetriebenen DISA Kalibrierfreistrahls mit geringem Turbulenzgrad ( $< 0.2\ \%$ ) kalibriert worden.



**Bild 5-2:** Hitzdraht-Wandsonde mit aus der Wand traversierbaren Zinken, die beiden Hitzdrähte sind parallel, bei gleichem Wandabstand angeordnet.

### 5.3 Auswertung und Interpretationsversuche der Hitzdrahtsignale

Mit Hilfe eines 2-Kanal FFT-Analysators HP3562 A sind die Hitzdrahtsignale meßtechnisch erfaßt und weiterverarbeitet worden. Aus den Leistungsspektren der beiden Hitzdrahtsignale, ihrer Kohärenz und der Phase des komplexen Kreuzleistungsspektrums wird nun versucht, Aussagen über das instationäre Geschwindigkeitsfeld der Spaltströmung und der Strömung im Blattspitzenbereich in der Nähe des Laufrads in Abhängigkeit vom Betriebspunkt und der Spaltkonfiguration zu treffen. Betrachtet wird der weiteste Spalt  $\tau=0.0053$  und der modifizierte Spalt  $\tau=0.0053$  mit dem Turbulenzerzeuger im Spalt.

Ein Vergleich der Bilder 5-3 für  $\Phi=0.22$  und 5-4 für  $\Phi=0.20$  zeigt für die mit der Umfangsgeschwindigkeit normierte Azimutalgeschwindigkeit im Spalt (Wandabstand  $0.17 (R_G-r)/s$  (0.4mm), axiale Messposition  $\zeta=0.009$ , über der maximalen Profildicke der Schaufel), daß sich die Phasenfunktion für den Frequenzabschnitt der rotierenden Instabilität erst für den Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs linear mit der Frequenz ändert. Unter der Voraussetzung eines linearen Zusammenhangs zwischen der Frequenz und der Phasenfunktion ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit konstant (vgl. Gleichung (4.22)), wie auch bei nicht dispersiven Vorgängen (vgl. Abschnitt 4.2.2). Die mittlere Azimutalgeschwindigkeit, die aus der Frequenzlinie  $f=0$  Hz bestimmt wird, beträgt am 1. Draht 0.42 der Umfangsgeschwindigkeit der Blattspitze und am 2. Draht, der im "Windschatten" des 1. Drahtes steht, 0.36 U, jeweils in positive  $\varphi$ -Richtung.

Spektren der Axialgeschwindigkeit im Spalt werden in den Bildern 5-5 und 5-6 für die Betriebspunkte  $\Phi=0.25$  und  $\Phi=0.22$  gezeigt, da dort der Wechsel von der Hin- ( $\Phi=0.25$ ) zur Rückströmung ( $\Phi=0.22$ ) im Spalt auftritt.

Die Phasenfunktion ändert sich in Bild 5-5 nichtlinear mit der Frequenz, die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist für diesen Frequenzbereich also nicht konstant. Die nicht genügend hohe Kohärenz erlaubt auch keine zuverlässige Interpretation des Gradienten der Phasenfunktion für einzelne Frequenzabschnitte. Daß es sich um eine Strömung in positiver z-Richtung (Hinströmung) handelt, wird hier aus der Information gezogen, daß der 1. Draht eine größere mittlere Geschwindigkeit ( $0.31$  der mittleren Anströmgeschwindigkeit  $\bar{c}_z$ ) als der 2. Draht ( $0.26 \bar{c}_z$ ) anzeigt. Dieses Richtungsverhalten der Hitzdrahtsonde ist beim Kalibrieren der Sonde überprüft worden. Bild 5-6 zeigt im Vergleich zu Bild 5-5 zu den tieferen Frequenzen eine höhere Kohärenz und einen glatteren Verlauf der Phasenfunktion mit positiver Steigung. Dies bedeutet eine Ausbreitung in negative z-Richtung (Rückströmung) unter der Voraussetzung einer konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit in dem markierten Frequenzbereich. Zudem wird erwartet, daß sich die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (der Gleichanteil des Hitzdrahtsignals) in gleicher Richtung ausbreitet wie die tiefen Frequenzkomponenten des Signals, so daß die Strömung im Spalt als Rückströmung interpretiert wird. Auch zeigt der 2. Draht eine deutlich höhere Geschwindigkeit ( $0.66 \bar{c}_z$ ) als der 1. Draht ( $0.44 \bar{c}_z$ ) an, was die Hypothese der Rückströmung bestätigt.

Dennoch lassen sich nicht alle Meßergebnisse mit Hilfe der zuvor genutzten Betrachtungen eindeutig interpretieren. Bild 5-7 für  $\Phi=0.200$  bei einem Wandabstand von  $(R_G-r)/s=2.9$  (7 mm) und einem Abstand von  $\zeta=-0.007$ , direkt vor dem Laufrad, zeigt bei einer genügend hohen Kohärenz einen Verlauf der Phasenfunktion mit wechselndem Vorzeichen der Steigung für Frequenzen der rotierenden Instabilität. Die Richtung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit interpretiert aus dem Vorzeichen der Geschwindigkeitsdifferenz der beiden Hitzdrähte führt entgegen der Information der Phasenfunktion aber zu einer Strömung in positiver z-Richtung (Hinströmung). Dieser Widerspruch läßt daher eine einfache Interpretation des Hitzdrahtsignals nicht zu. Gerade in extremer Nähe zum rotierenden Laufrad sind die periodischen Schwankungen so groß, daß die Hitzdrahtanzeige gemäß der im Abschnitt 5.1 aufgezählten Einflußgrößen extrem verfälscht wird.

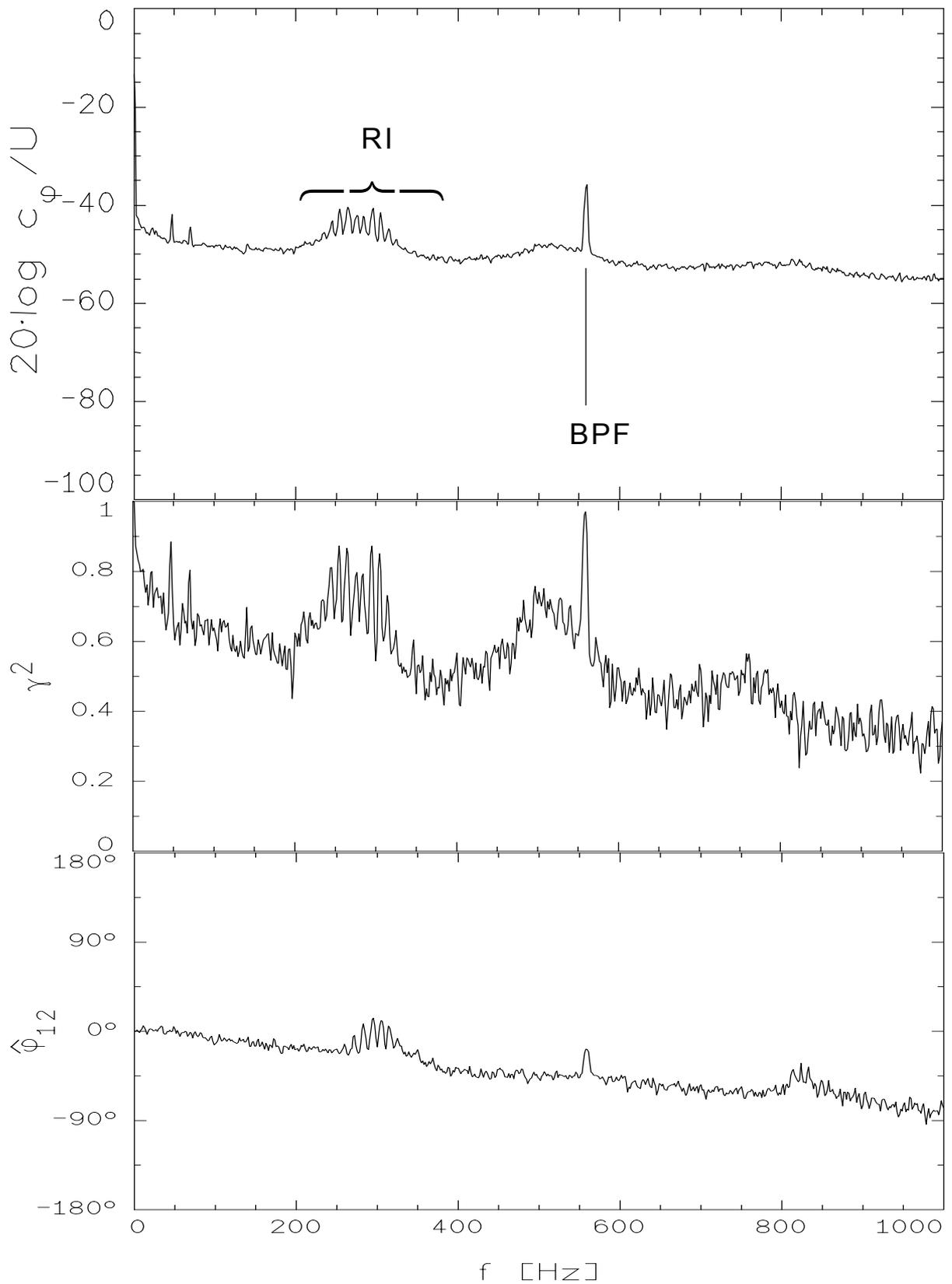
Aus vergleichbaren Meßdaten gewonnene Geschwindigkeitskomponenten in Rohrachsrichtung (z-Richtung) und in azimuthaler Richtung werden in den Bildern 5-8 bis 5-13 gezeigt. Einander gegenübergestellt sind jeweils vergleichbare Betriebspunkte der Spaltweite  $\tau=0.0053$  und des modifizierten Spalts. Zu den Bildern sei vorab bemerkt, daß es sich nur um qualitative Meßergebnisse handelt, da mögliche große Meßfehler unberücksichtigt sind und zudem die Radialkomponente der Geschwindigkeit mit der verwendeten Meßtechnik gar nicht erfaßt werden konnte.

Bild 5-8 ( $\tau=0.0053$ ) und Bild 5-9 (modifizierter Spalt) zeigen für  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1.1$  die Geschwindigkeitsverhältnisse stromauf und stromab vom Laufrad sowie im Spalt. Die axiale Geschwindigkeitskomponente ist durchweg positiv, es tritt also keine Rückströmung auf. Vor dem Laufrad (stromauf) ist die Azimutalgeschwindigkeit deutlich kleiner als stromab zwischen dem Rotor und dem Stator. Aufgabe des Stators ist letztlich ja diesen Drall in Druckerhöhung umzuwandeln.

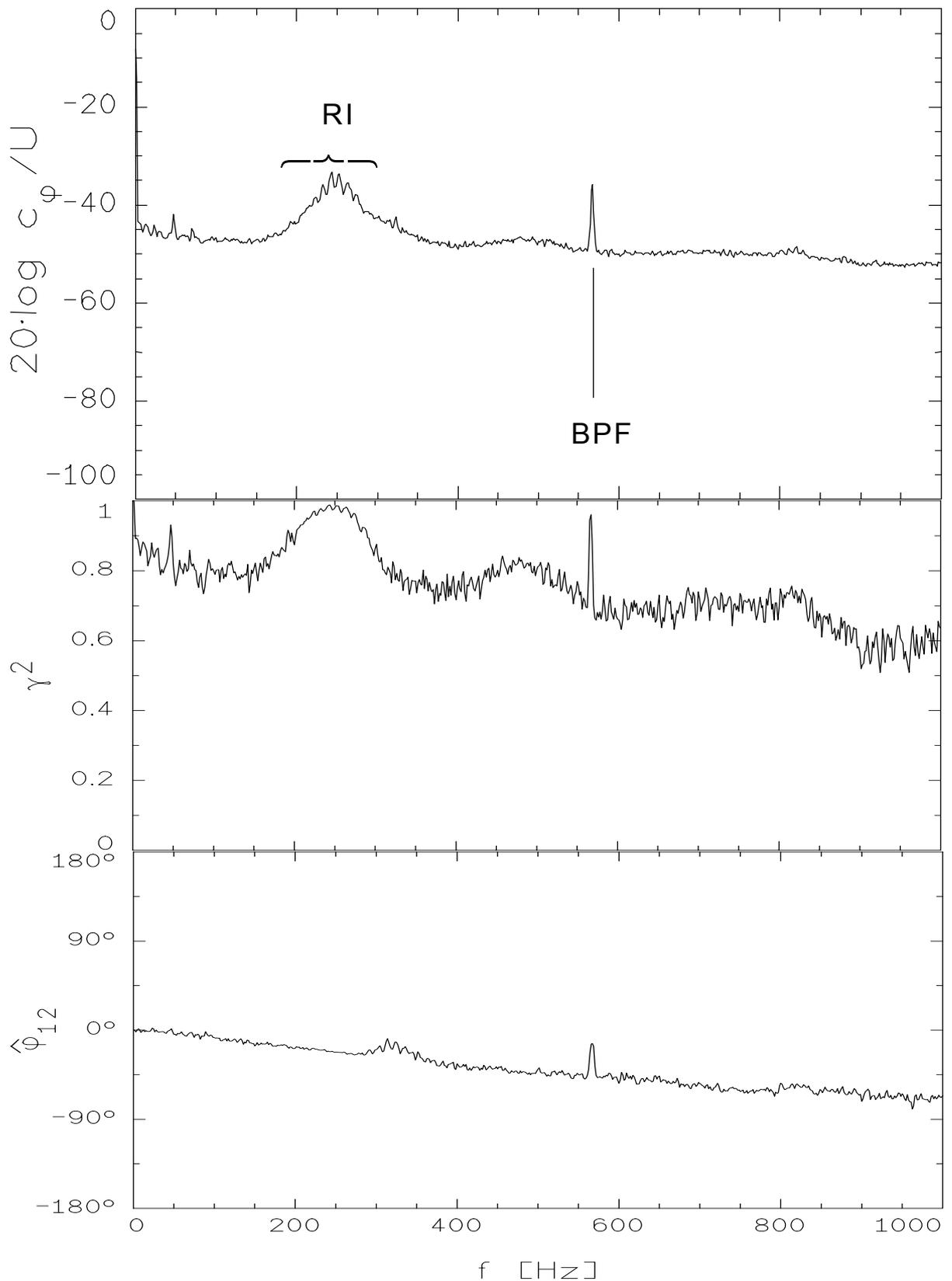
Am Optimalpunkt tritt beim Spalt  $\tau=0.0053$  Rückströmung im Spalt auf (Bild 5-10). Beim modifizierten Spalt (Bild 5-11) sind ausschließlich Geschwindigkeitskomponenten in positive z-Richtung vorzufinden. Auch direkt vor dem Laufrad strömt es beim modifizierten Spalt stromab, bei der Spaltweite  $\tau=0.0053$  ist hingegen vermutlich der Einfluß turbulenter Schwankungen so groß, daß die Hitzdrahtanzeige nicht mehr interpretierbar ist.

Beim Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs ( $\Phi=0.200$  oder  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$ ) ist in Bild 5-12 zu erkennen, daß das Rückströmgebiet wieder nur in unmittelbarer Laufradnähe festzustellen ist, vgl. auch für  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$  Bild 5-10. Dieses Gebiet genauer zu quantifizieren ist mittels der eingesetzten Hitzdrahtmesstechnik nicht möglich. Bei den wechselnden Geschwindigkeitsrichtungen ist der Phasenverlauf des Kreuzleistungsspektrums nicht aussagekräftig genug, zudem ist das Richtungsverhalten der Zweidrahtsonde durch die intermittierende Anströmung verfälscht. Auch beim modifizierten Spalt, genau im Bereich des Turbulenzerzeugers, bei  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$  (Bild 5-13) versagt die Hitzdrahtmeßtechnik durch die Anzeige einer unrealistisch großen positiven Axialgeschwindigkeit im Spalt.

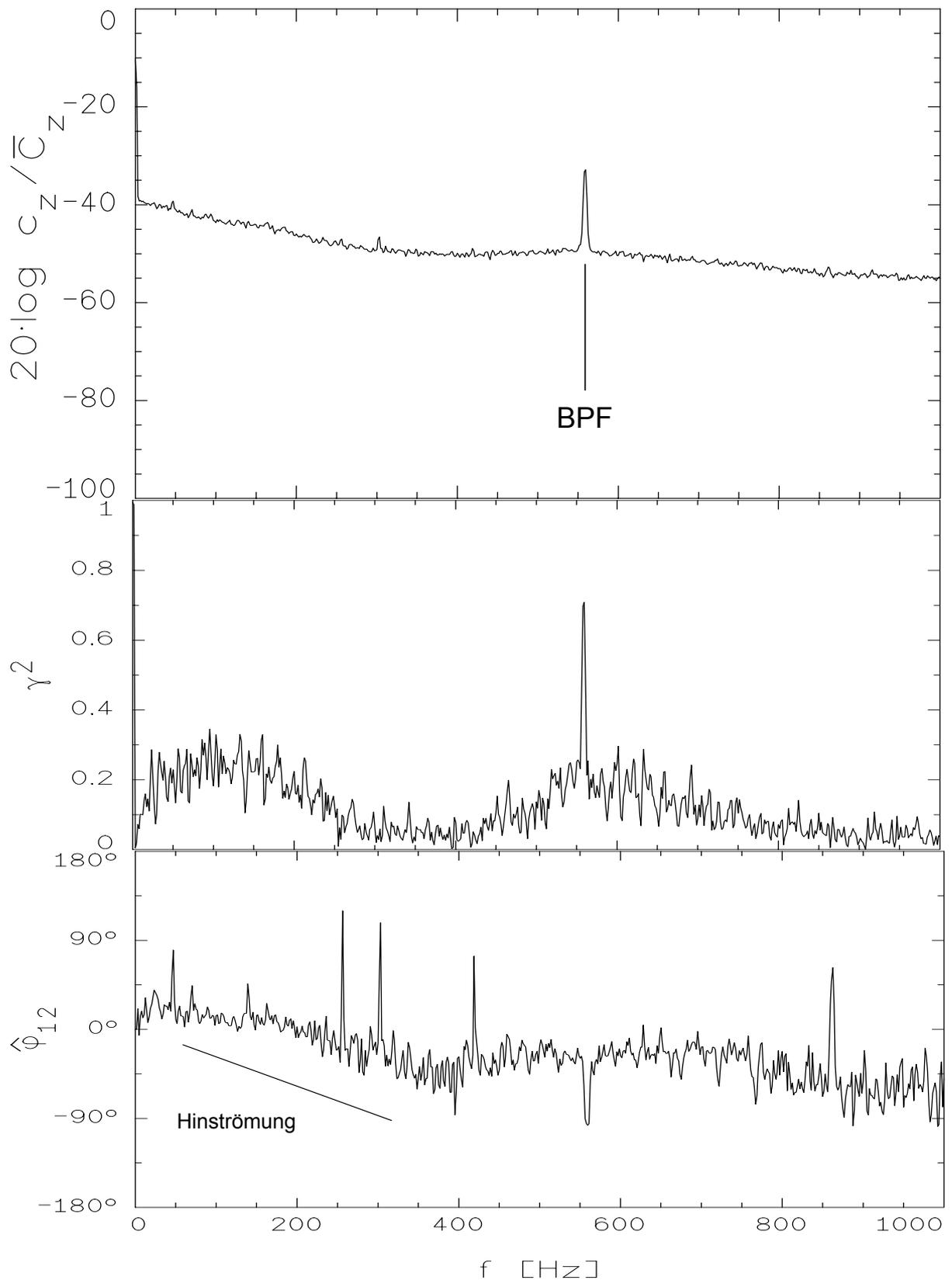
Die Spaltströmung der beiden untersuchten Spaltkonfigurationen wird in den Bildern 5-14 bis 5-17 noch einmal zusammenfassend dargestellt. Die Azimutalgeschwindigkeit nimmt jeweils mit geringer werdendem Volumenstrom zu, vgl. Bild 5-14 und Bild 5-16. Die Axialgeschwindigkeit zeigt bei Vorhandensein des Spaltgeräuschs bei der Spaltweite  $\tau=0.0053$  eine deutliche Rückströmung im Spalt an (Bild 5-15). Wie zu erwarten, nimmt der Betrag der Rückströmung mit der Druckdifferenz zwischen der Druck- und der Saugseite des Laufrades, also bei Verringerung des Volumenstroms zu. Beim modifizierten Spalt ist die Axialgeschwindigkeit im Spalt vermutlich wegen der durch den Turbulenzerzeuger zusätzlich erzeugten Geschwindigkeitsfluktuationen mit großen Fehlern behaftet. Falsch ist entsprechend auch der Betrag der Axialgeschwindigkeit bei  $\Phi=0.175$ , dem letzten stabilen Betriebspunkt, der die mittlere Anströmgeschwindigkeit deutlich übersteigt, Bild 5-17.



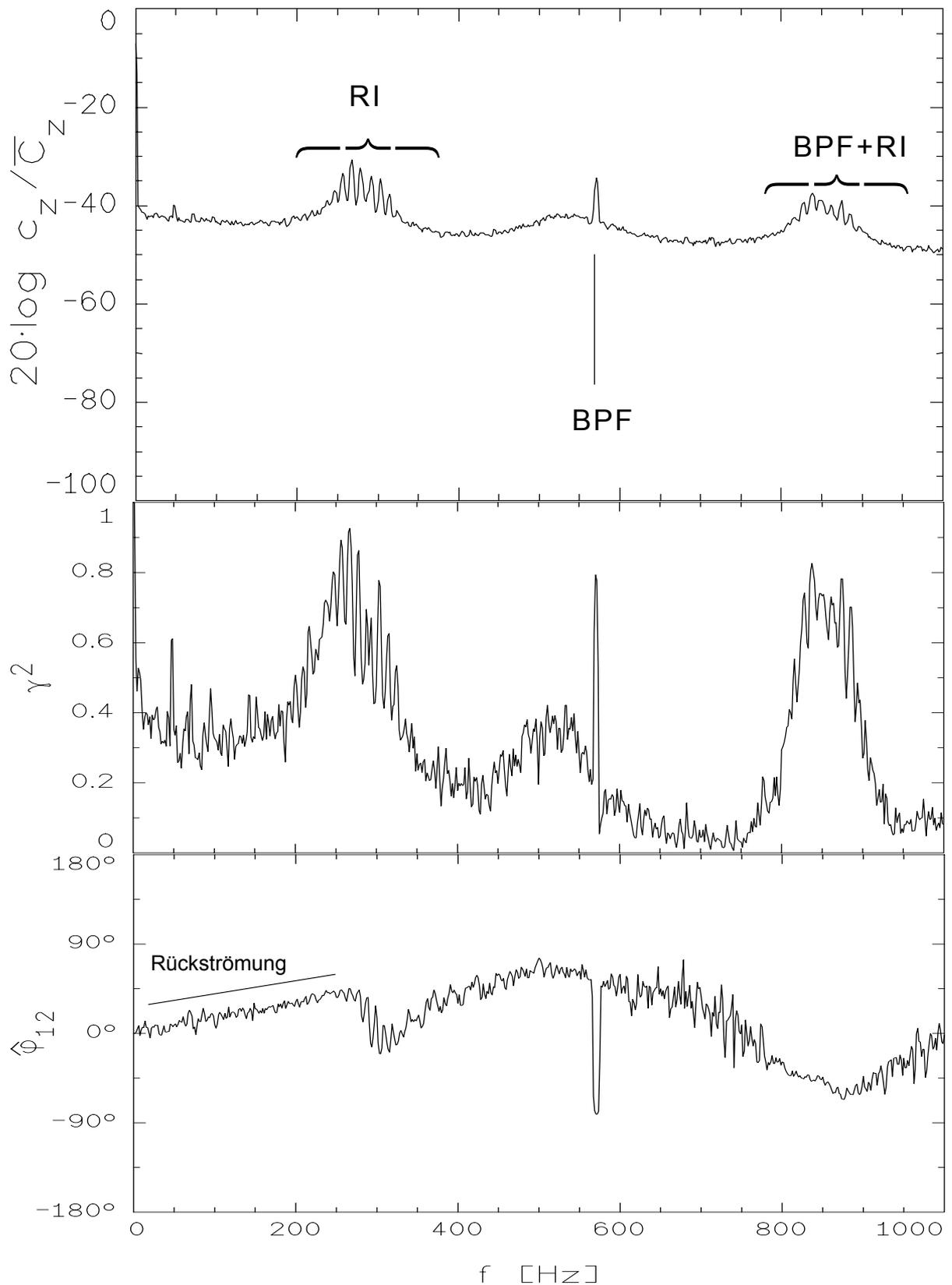
**Bild 5-3:** Spektrum der Azimutalgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ,  $(R_G-r)/s=0.17$ ) sowie die Kohärenz und die Phasenfunktion der beiden Hitzdrahtsignale,  $\Phi=0.22$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



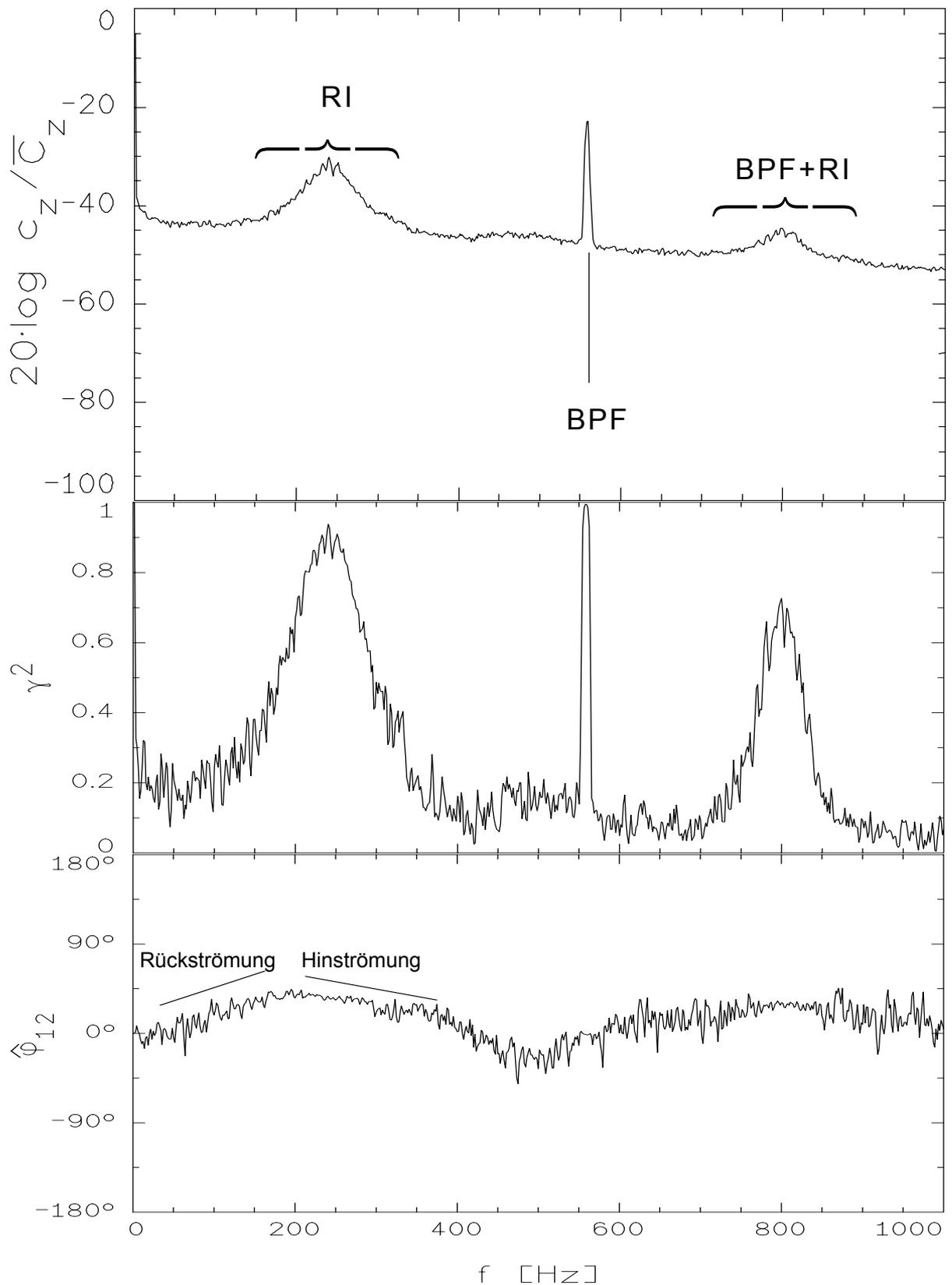
**Bild 5-4:** Spektrum der Azimutalgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ,  $(R_G-r)/s=0.17$ ) sowie die Kohärenz und die Phasenfunktion der beiden Hitzdrahtsignale,  $\Phi=0.20$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



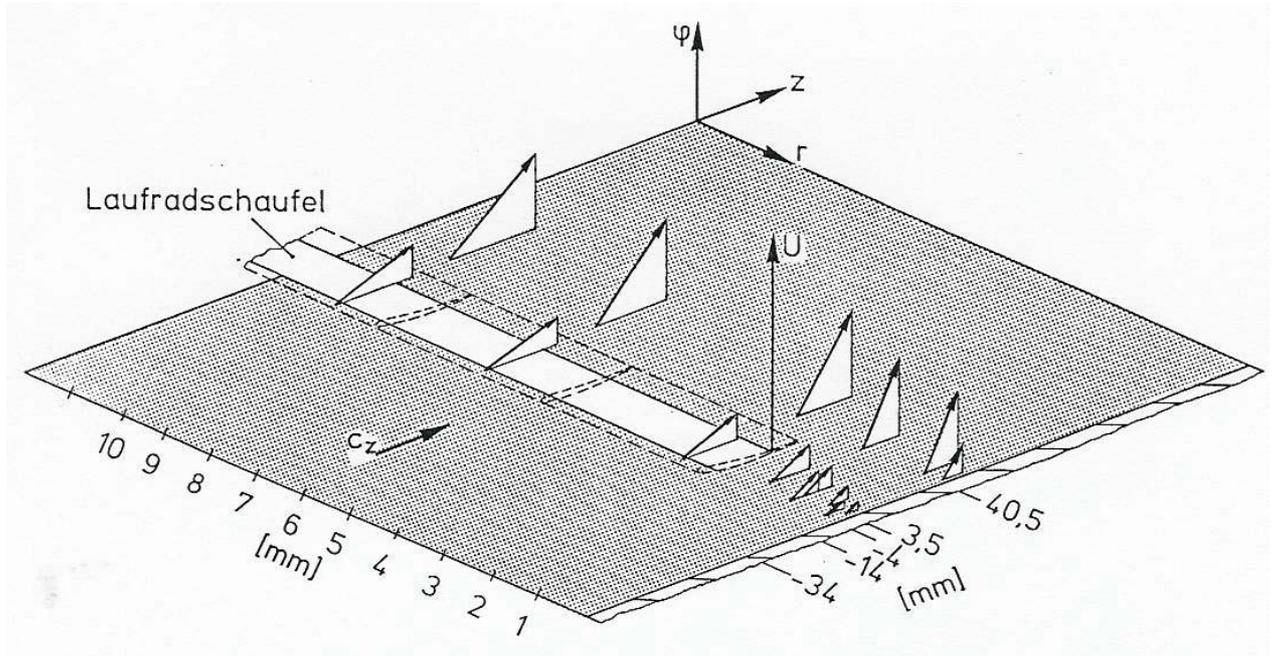
**Bild 5-5:** Spektrum der Axialgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ,  $(R_G-r)/s=0.17$ ) sowie die Kohärenz und die Phasenfunktion der beiden Hitzdrahtsignale,  $\Phi=0.25$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1.1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



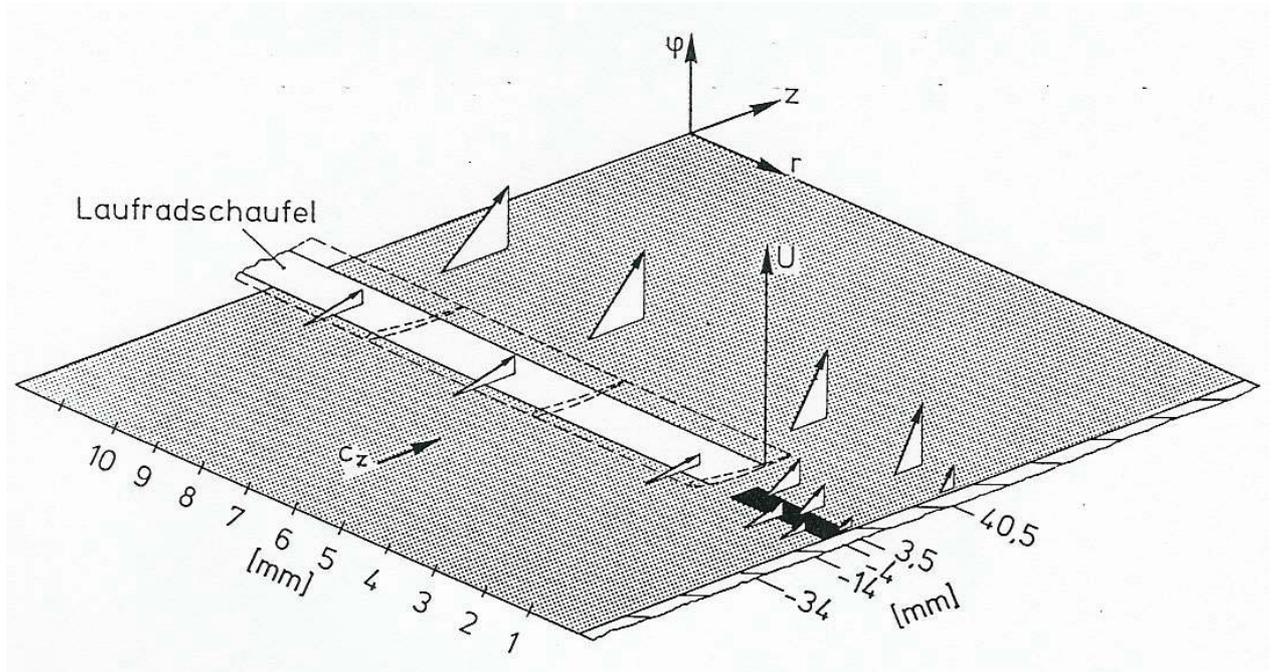
**Bild 5-6:** Spektrum der Axialgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ,  $(R_G-r)/s=0.17$ ) sowie die Kohärenz und die Phasenfunktion der beiden Heizdrahtsignale,  $\Phi=0.22$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



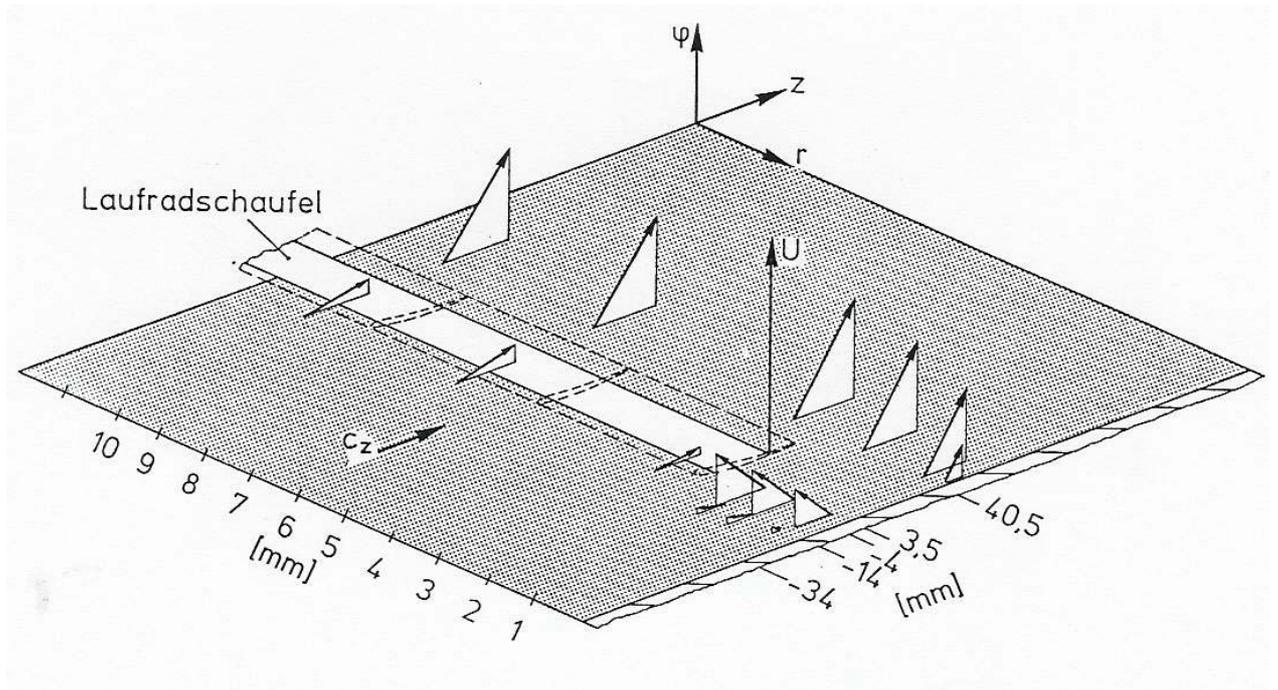
**Bild 5-7:** Spektrum der Axialgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ,  $(R_G-r)/s=0.17$ ) sowie die Kohärenz und die Phasenfunktion der beiden Hitzdrahtsignale,  $\Phi=0.20$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz.



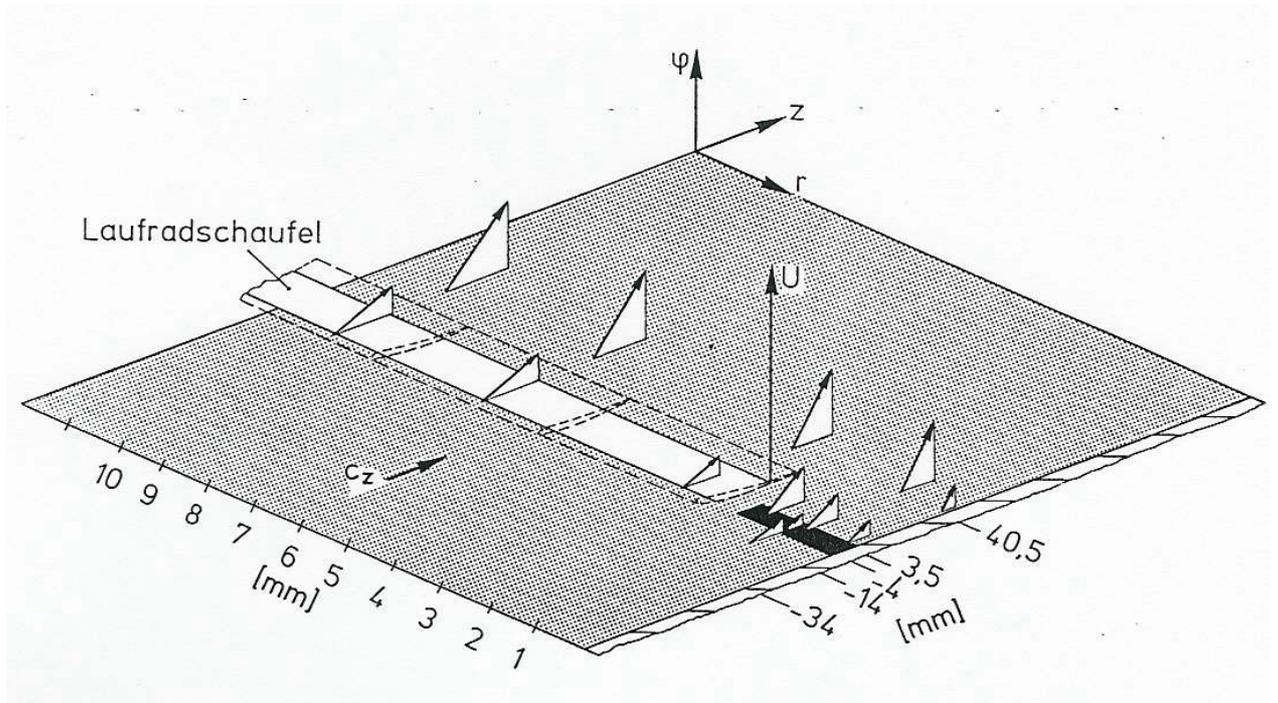
**Bild 5-8:** Absolutgeschwindigkeiten für  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1.1$ ,  $n=1400$  U/min, die r-Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



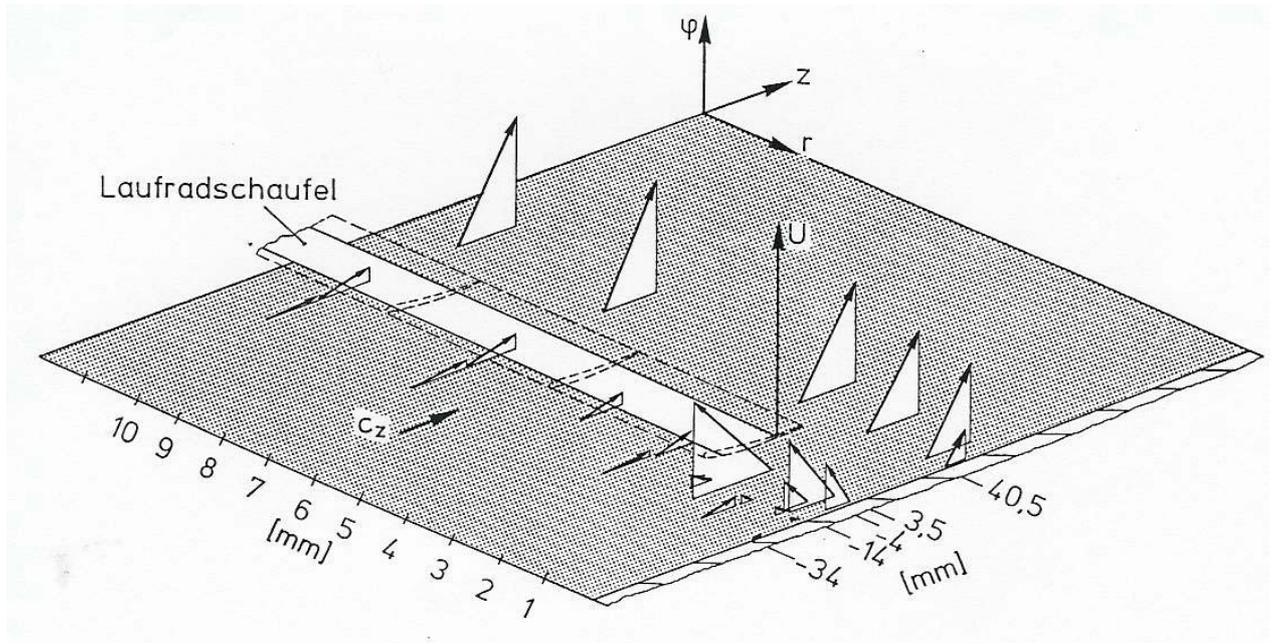
**Bild 5-9:** Absolutgeschwindigkeiten für den modifizierten Spalt  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1.1$ ,  $n=1400$  U/min, die r-Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



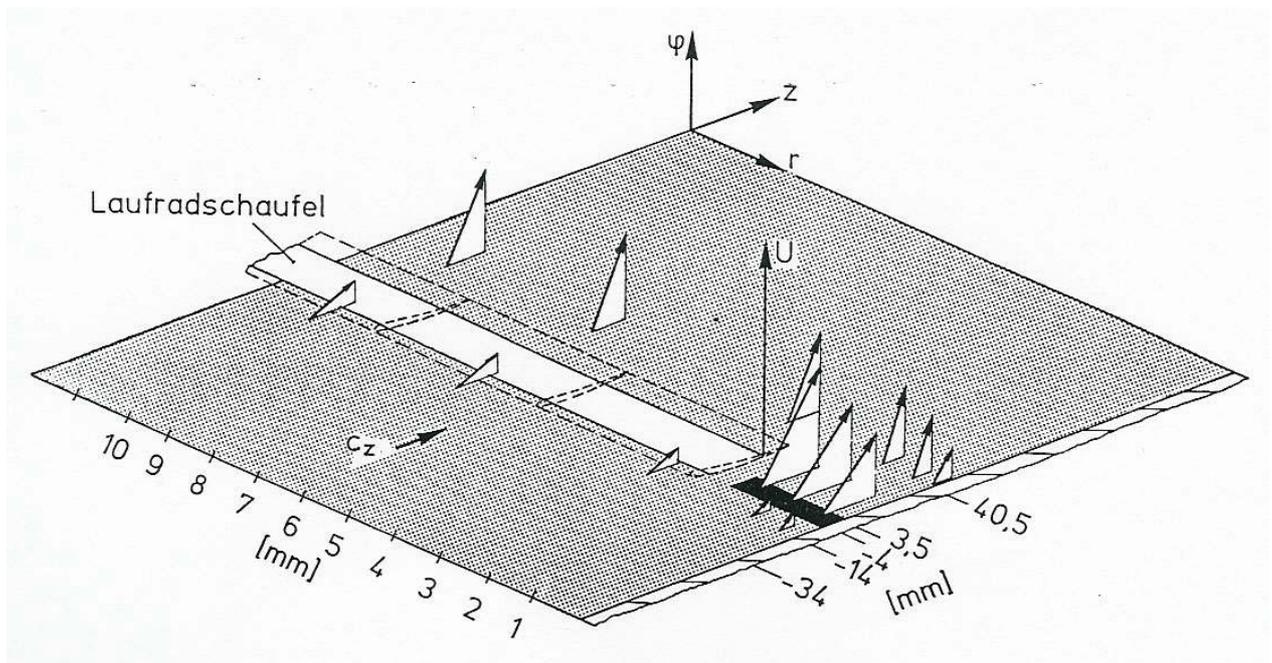
**Bild 5-10:** Absolutgeschwindigkeiten für  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt}}=1.0$ ,  $n=1400$  U/min, die  $r$ -Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



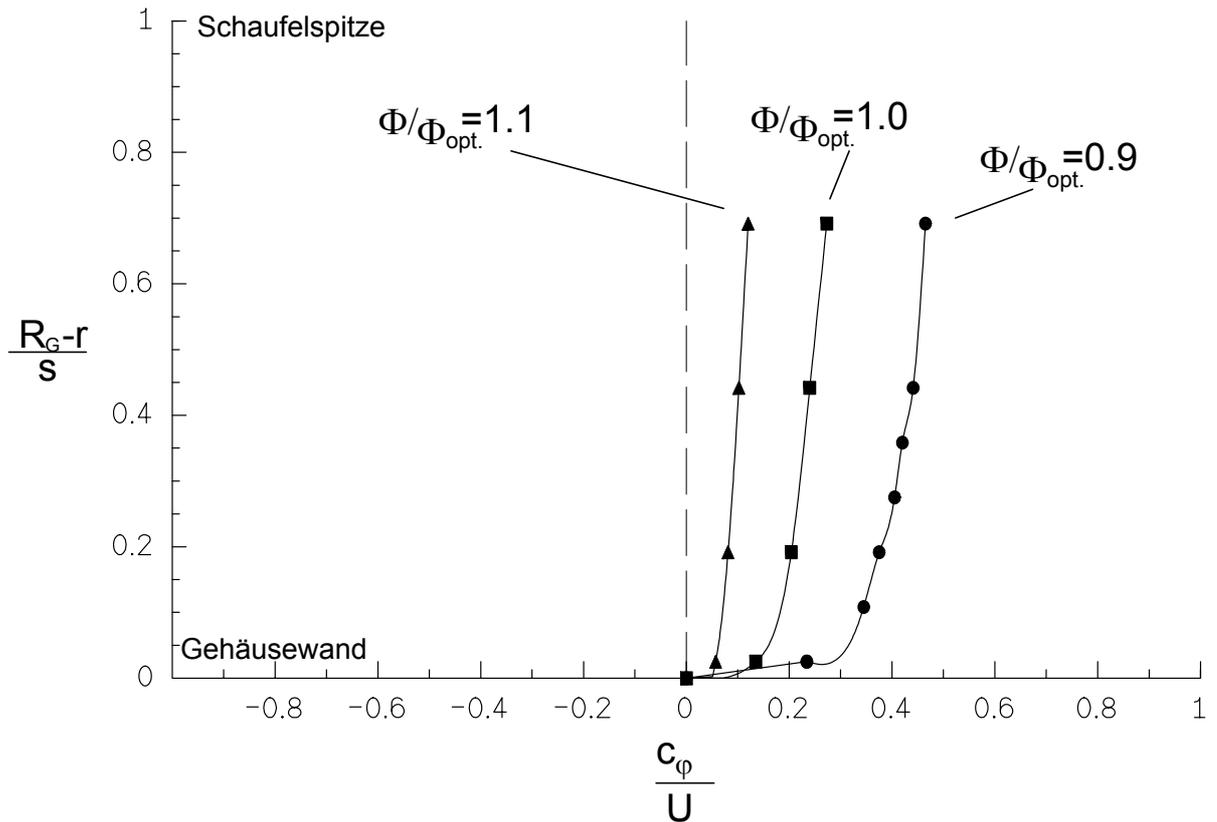
**Bild 5-11:** Absolutgeschwindigkeiten für den modifizierten Spalt  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt}}=1.0$ ,  $n=1400$  U/min, die  $r$ -Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



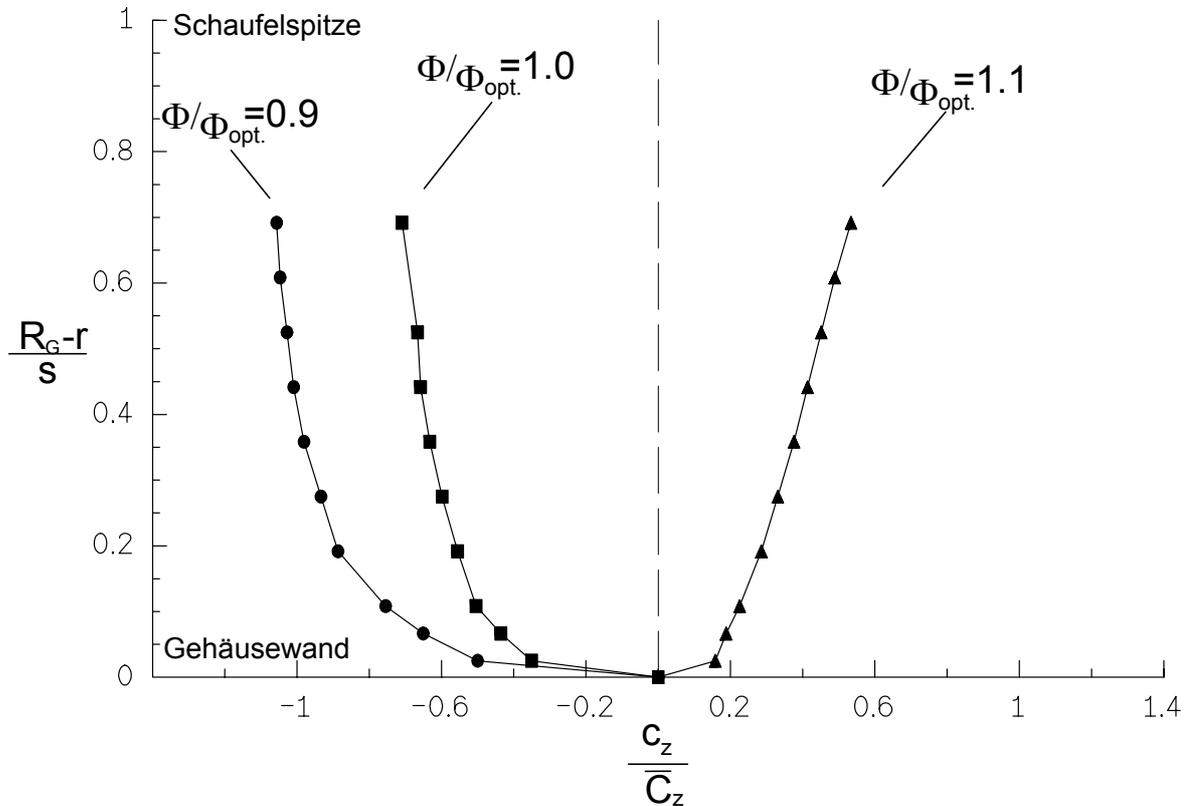
**Bild 5-12:** Absolutgeschwindigkeiten für  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$ ,  $n=1400$  U/min, die  $r$ -Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



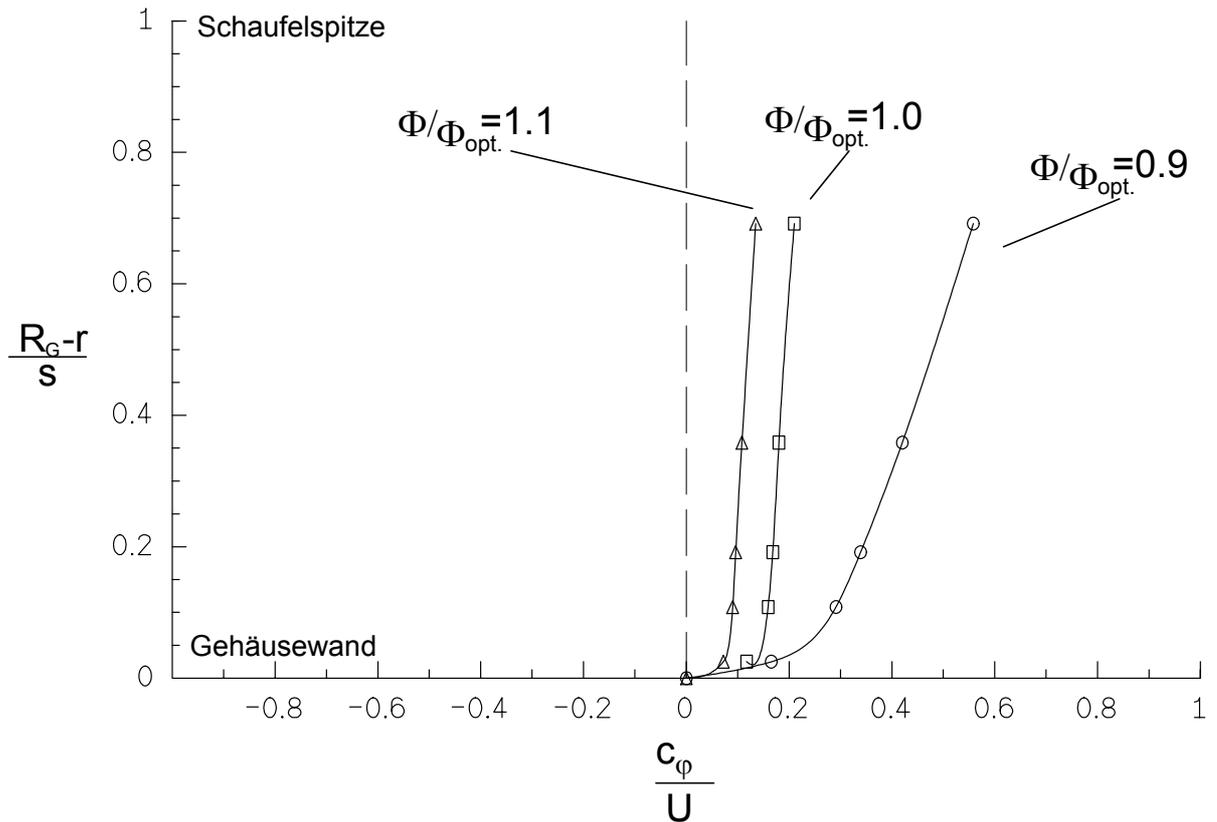
**Bild 5-13:** Absolutgeschwindigkeiten für den modifizierten Spalt  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.9$ ,  $n=1400$  U/min, die  $r$ -Richtung ist im Maßstab 5:1 dargestellt.



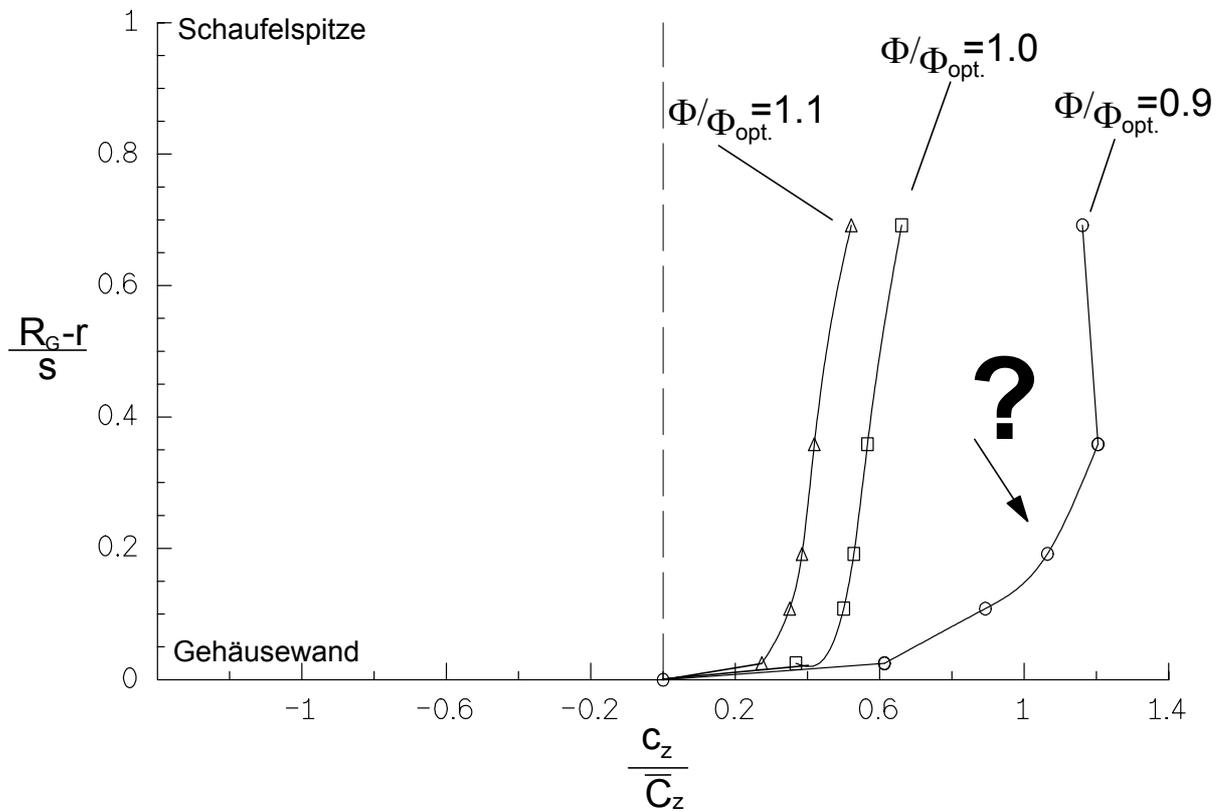
**Bild 5-14:** Mit der Umfangsgeschwindigkeit normierte Azimutalgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ),  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 5-15:** Mit der mittleren Anströmgeschwindigkeit normierte Axialgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ),  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.



**Bild 5-16:** Mit der Umfangsgeschwindigkeit normierte Azimutalgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ), modifizierter Spalt  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.



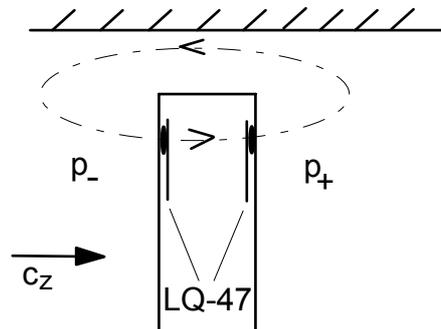
**Bild 5-17:** Mit der mittleren Anströmgeschwindigkeit normierte Axialgeschwindigkeit im Spalt ( $\zeta=0.009$ ), modifizierter Spalt,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min.

## 5.4 Ein Vergleich zu den Druckschwankungen auf der Schaufel

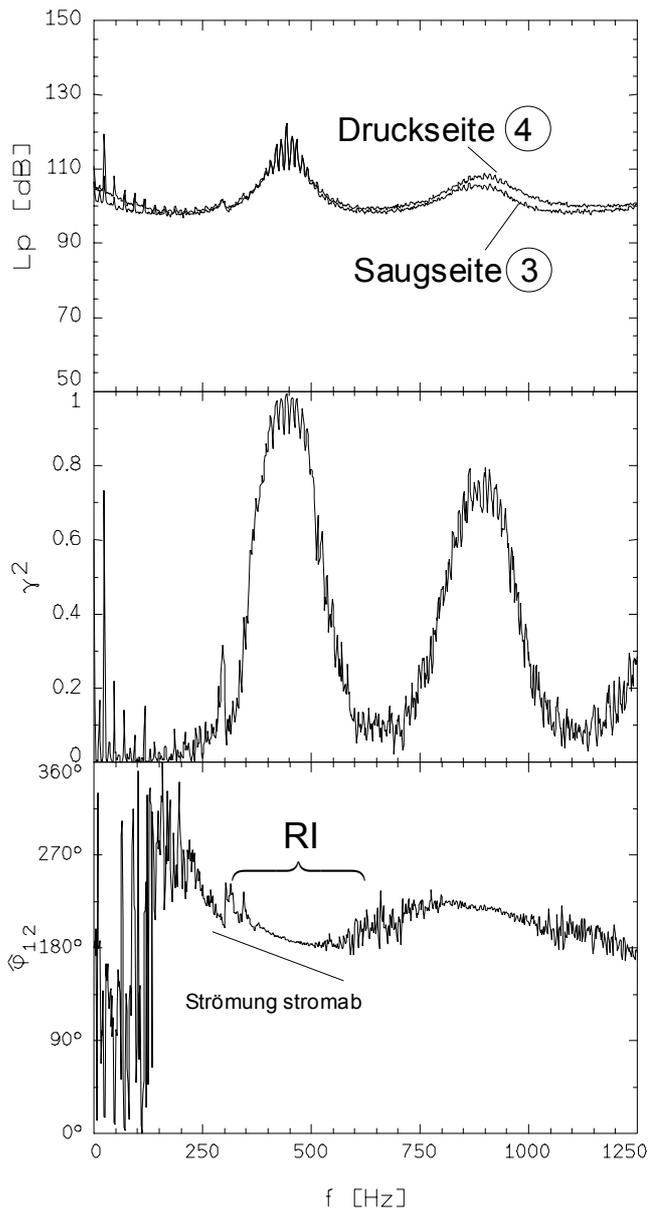
Die Bilder 5-19 und 5-20 zeigen Spektren, die Kohärenz und Verläufe der Phasenfunktion die mit KULITE-Sensoren auf einer Schaufel gemessen wurden. Es sind Ergebnisse, die auch zeigen, wie sich die Ausbreitungsrichtung über der Schaufel zwischen der Saug- und der Druckseite mit dem Betriebspunkt verändert.

Für  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$  entspricht Bild 5-18 schematisch den Strömungsverhältnissen im Blattspitzenbereich. Dargestellt ist dort eine Schaufel mit einem Sensor auf der Saug- und einem auf der Druckseite. Plausibel ist entsprechend der spiegelsymmetrischen Sensoranordnung der Unterschied von  $180^\circ$  bei der Phasenfunktion der RI-Frequenzen in den Bildern 5-19c und 5-20c. Die instationären Druckschwankungen breiten sich gemäß der Steigung der Phasenfunktion von der Saug- zur Druckseite aus. Wird die Strömungsmaschine weiter gedrosselt, kehrt sich die Ausbreitungsrichtung der RI-Frequenzen um, da sich das Sekundärströmungsgebiet soweit vergrößert hat, daß die Drucksensoren stromauf angeströmt werden, vgl. Bild 5-20c für  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.75$ .

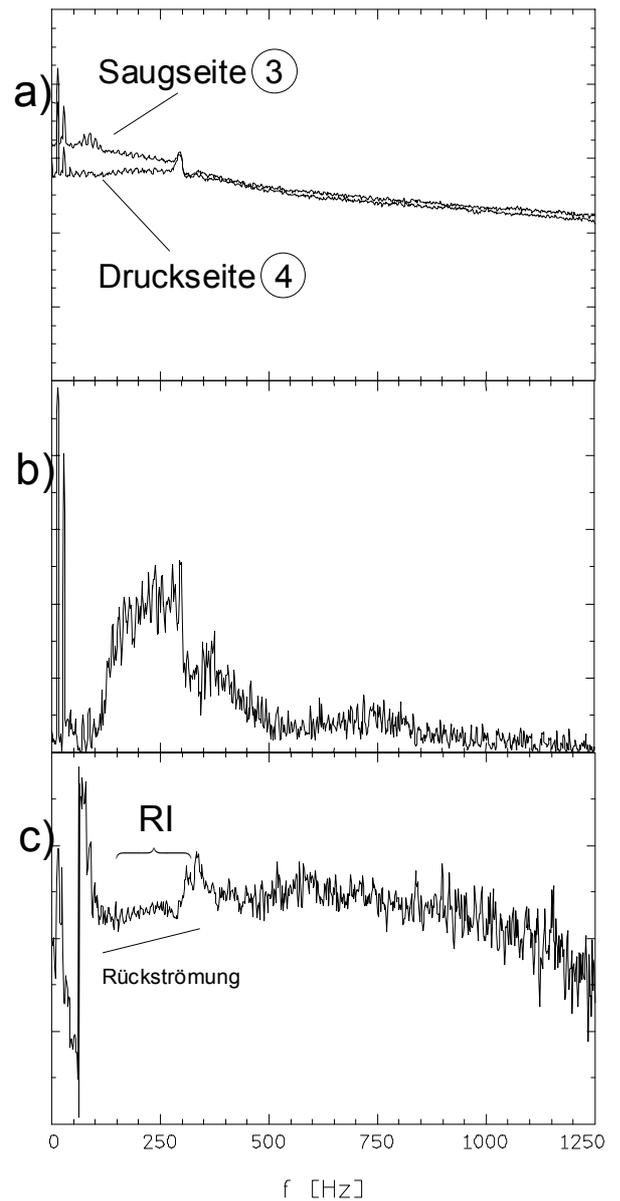
Die Auswertung der Differenzsignale der Druckschwankungen auf der Schaufel (Druckseite minus Saugseite), was einer Messung von Kraftfluktuationen an der Laufradschaufel entspricht, führt zu keinen weiteren Informationen, da die Frequenzen der Druckschwankungen saug- wie druckseitig übereinstimmen. Auf eine Darstellung dieser Ergebnisse wird hier verzichtet.



**Bild 5-18:** Schematische Darstellung der Anströmung der KULITE-Sensoren LQ-47 im Blattspitzenbereich einer Schaufel.



**Bild 5-19:** Vergleich der saug- und druckseitigen Druckschwankungen auf einer Schaufel,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=1$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  
a) Spektren der Druckschwankungen,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$

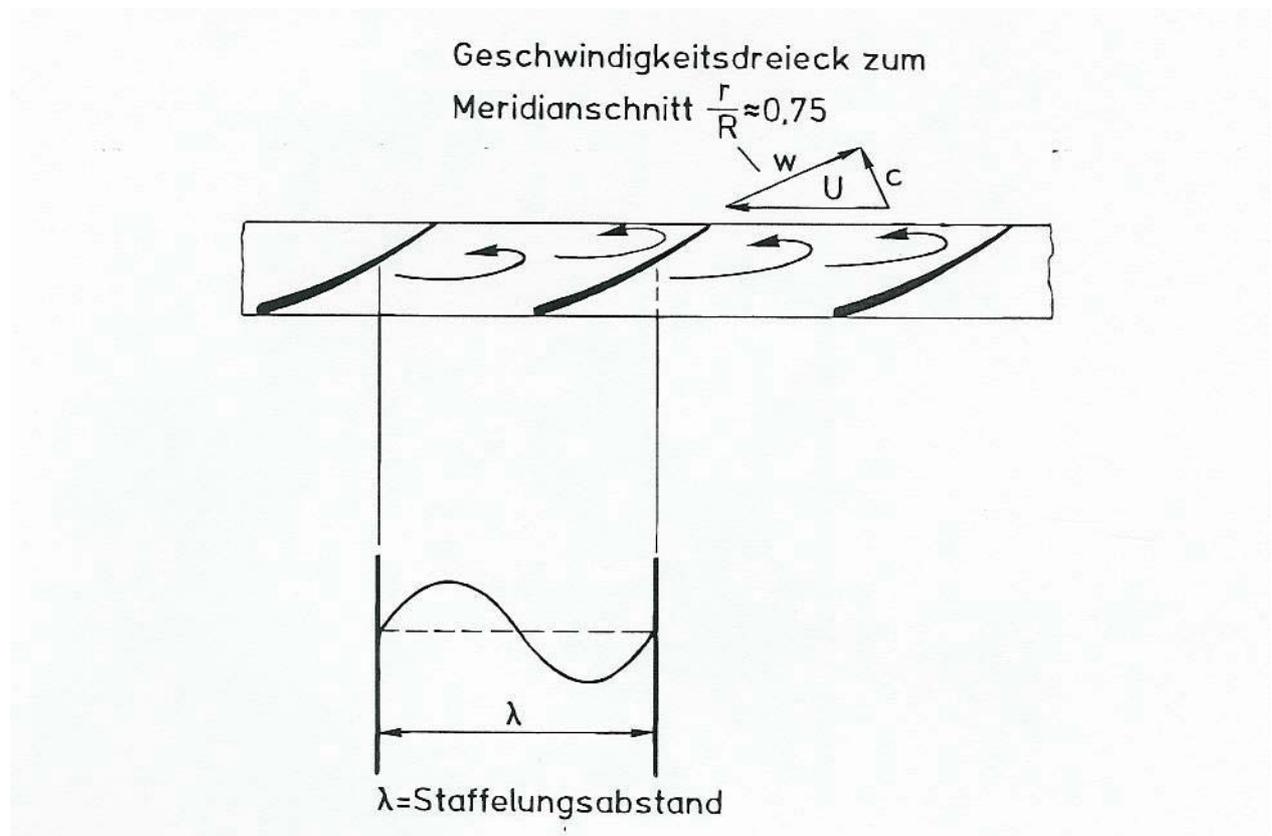


**Bild 5-20:** Vergleich der saug- und druckseitigen Druckschwankungen auf einer Schaufel,  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}}=0.75$ ,  $\tau=0.0053$ ,  $n=1400$  U/min,  $\Delta f_B=1.56$  Hz,  
a) Spektren der Druckschwankungen,  
b) Kohärenzspektrum,  
c) Spektrum der Phasenfunktion  $\hat{\varphi}_{12}$

## 6 Versuch der Modellbildung zum Entstehungsmechanismus des Spaltgeräuschs

Im Abschnitt 4.3.3 ist gezeigt worden, daß sich die Druckschwankungen, die im Fernfeld als Spaltgeräusch bezeichnet werden, schon in der Nähe des Laufrades mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit ausbreiten. Auch die Versuche zur Lokalisierung des Spaltgeräuschs in Abschnitt 3.4.3 führten zu dem Resultat, daß das Spaltgeräusch in unmittelbarer Laufradnähe entsteht. Läßt sich in der Nähe des Laufrades keine rotierende Instabilität feststellen, so ist auch das Spaltgeräusch nicht vorhanden. In Abschnitt 4.3.1 ist die rotierende Instabilität als rotierende Schallquelle diskutiert worden, die sich relativ zum Laufrad bewegt. Die Rückströmung im Kopfspalt, die bei  $\tau=0.0053$  für Betriebspunkte  $\Phi/\Phi_{\text{Opt.}} \leq 1$  vorliegt, eliminiert im Blattspitzenbereich des Laufrades derart die Anströmung in axialer Richtung, daß die Blattspitzen nur noch in azimuthaler Richtung angeströmt werden, so daß ein rotierender Quellmechanismus plausibel ist.

Die sich von der Saugseite ablösenden Wirbel im Blattspitzenbereich laufen in azimuthaler Richtung um, so daß eine Wechselwirkung ablösender Wirbel verschiedener Schaufeln gerade dann zur drastischen Lärmentstehung führt, wenn die Wellenlänge der Wirbelablösung im rotierenden System dem Abstand zweier Schaufeln entspricht. Die schematische Darstellung der rotierenden Wirbelablösung unter einem Abströmwinkel  $\beta$  (Bild 4-25) geht mit zunehmender Drosselung im Blattspitzenbereich in Bild 6-1 über, m.a.W. geht der Abströmwinkel  $\beta$  gegen 0. Zum Vergleich ist in Bild 6-1 ein Geschwindigkeitsdreieck für eine radiale Position eingezeichnet, an der sich die Rückströmung nicht auf die  $c_z$ -Komponente der Anströmgeschwindigkeit auswirkt.



**Bild 6-1:** Schematische Darstellung der Ablösung im Profilgitter.

Mit den in Tabelle 4-1 zusammengestellten Daten lassen sich für  $\Phi=0.204$ , dem Betriebspunkt des lautesten Spaltgeräuschs, unter Berücksichtigung der aerodynamischen Modenzahl  $\alpha$ , vgl. Bild 4-7, folgende Wellenlängen im rotierenden System des Laufrades ermitteln:

**Tabelle 6-1:** Zusammenstellung der Wellenlängen der RI im Relativsystem des Laufrades,  $\tau=0.0053$ ,  $\Phi=0.204$ ,  $n=1400$  U/min.

	$\frac{\omega^R}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\Omega_Q^R}{2\pi}$ [Hz]	$\lambda^R = \frac{2\pi R_L \Omega_Q^R}{\omega^R}$ [m]
$\alpha=-5$	350.1	13.5	0.055
$\alpha=-4$	336.6	13.5	0.057
$\alpha=-3$	321.1	13.5	0.060

Der Abstand zweier Schaufeln beträgt an der Laufradspitze  $D_L \pi/24=0.059$  [m], zu berücksichtigen ist noch die Schaufeldicke mit jeweils 2-3 mm und die Änderung des Teilungsabstands bei kleinerem Radius, so daß die Meßergebnisse gut mit dieser Modellidee übereinstimmen.

Bildet man an dem Betriebspunkt mit dem lautesten Spaltgeräusch die Differenzfrequenz  $BPF - RIF_{\alpha=-5}^F$ , erhält man mit 323.5 Hz eine Frequenz, die fast mit der des Spaltgeräuschs (325.0 Hz) übereinstimmt. Da die aerodynamisch erzeugten Druckschwankungen bei einer genügend kleinen spektralen Auflösung keine einzelnen Linien darstellen, sollte man bei der Frequenzüberlagerung von 323.5 und 325.0 Hz von einem Koinzidenzeffekt ausgehen können.

Der hohe Pegel des Spaltgeräuschs bei der Strömungsmaschine mit der größten hier untersuchten Spaltweite von  $\tau=0.0053$  könnte durch Überlagerung zweier Effekte zustande kommen: Zum einen stimmt die Wellenlänge der periodische Druckschwankungen einer umlaufenden Wirbelablösung im Blattspitzenbereich gerade mit dem Abstand der Schaufelteilung überein und zum anderen entspricht eine Modulationsfrequenz dieser Wirbelablösung von jeder einzelnen Schaufel gerade der Frequenz des Spaltgeräuschs. Erst bei Übereinstimmung der beiden Phänomene trägt das Spaltweitengeräusch maßgeblich zum Schalleistungspegel der Strömungsmaschine bei.

Auch bei einer Reduzierung der Schaufelzahl auf 12 lassen sich aerodynamische Modenstrukturen der rotierenden Instabilität wie im Abschnitt 4.1.3 berechnen. Die auf den rotierenden Schaufeln gemessenen Druckschwankungen und die im Nahfeld gemessenen Wanddruckschwankungen wandern von ihren Frequenzen bei einer zunehmenden Druckdifferenz zwischen der Saug- und der Druckseite immer dichter zusammen, entsprechend den Bildern 4-5 bis 4-7 bei 24 Schaufeln. Die Wellenlänge der rotierenden Instabilität im Relativsystem des Laufrades entspricht bei 12 Schaufeln gerade etwa einer halben Schaufelteilung beim lautesten Betriebspunkt des Spaltgeräuschs. Vorstellbar ist, da weder die Geometrie einer Schaufel noch der Staffelungswinkel zur Schaufelzahl  $Z=24$  verändert wurde, daß die Wirbelstrukturen unabhängig von der Anzahl der Schaufeln sind. Für eine erhöhte Schallemission passen bei der halben Schaufelzahl daher gerade zwei Wellenlängen der rotierenden Instabilität in den Schaufelkanal. Problematisch ist bei der Schaufelzahlvariation, daß sich das Kennlinienfeld der Strömungsmaschine grundlegend verändert und damit gleiche Betriebspunkte für die Vergleiche instationärer Messungen nicht existieren. Ausführlich wird die Schaufelzahlvariation zur Zeit von Schuch (1993)/94/ untersucht.

Es ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit herausgefunden worden, unter welchen Bedingungen das Spaltweitengeräusch (CN) besonders hohe Pegel aufweist und somit die Schallemission der Strömungsmaschine bestimmt. Unaufgeklärt bleibt aber der grundlegende Entstehungsmechanismus des Spaltgeräuschs. Tabelle 6-2 soll noch einmal verdeutlichen, daß zwischen den aerodynamischen Meßgrößen und den Frequenzen des Spalteffekts kein

Zusammenhang besteht. Tabelliert sind die über den Querschnitt der Strömungsmaschine gemittelten Größen wie die mittlere Anströmgeschwindigkeit  $C_z$ , die sich aus der Lieferzahl  $\Phi$  berechnen läßt, und eine fiktive Rückströmgeschwindigkeit, die aus der Druckerhöhung und damit der Druckzahl  $\Psi$  gemäß einer idealisierten Stromfadenbetrachtung bestimmt wird:

$$c_{\text{Rück.}} = \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}} = \sqrt{\Psi U^2} .$$

Auch die Berechnung einer Relativgeschwindigkeit

$$\underline{w} = \underline{c} - \underline{U}$$

unter Vernachlässigung der  $c_\varphi$ -Komponente führt auf keine Beziehung zu den Frequenzkomponenten.

Offensichtlich handelt es sich bei dem Spaltweitengeräusch um einen lokalen Effekt, so daß über den Querschnitt gemittelte Meßdaten keine Interpretationen zulassen. Notwendig ist die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeiten direkt im rotierenden Laufradgitter. Die lokale Strömungsgeschwindigkeit an den Profilen im Blattspitzenbereich wird sich vermutlich mit Hilfe einer charakteristischen Länge des Schaufelprofils und der Frequenz des Spaltgeräuschs zu einer Strouhalzahl zusammenfassen lassen.

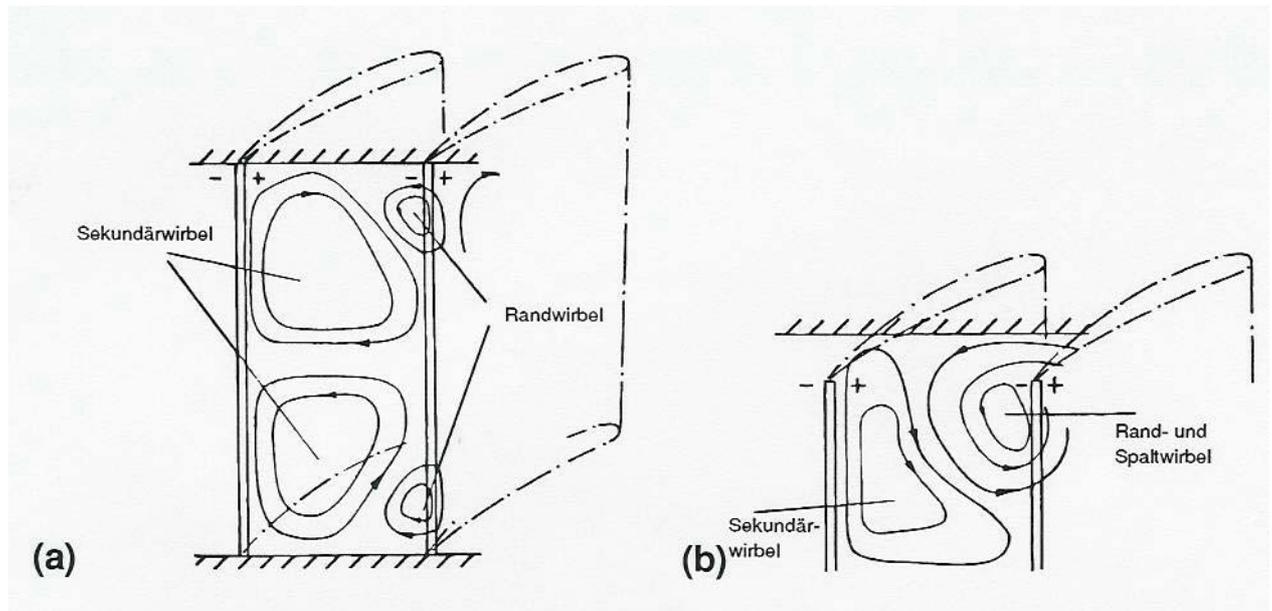
**Tabelle 6-2:** Zusammenfassung einiger Meßdaten,  $\tau=0.0053$ ,  $n= 1400$  U/min,  $\Delta f_B= 1.56$  Hz.

$\Phi$	$\Psi$	$\frac{\omega_{CN}}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\omega_{RI}^R}{2\pi}$ [Hz]	$\frac{\omega_{RI}^F}{2\pi}$ [Hz]	$C_z \left[ \frac{m}{s} \right]$	$C_{\text{Rück.}} \left[ \frac{m}{s} \right]$	$W = \sqrt{C_{\text{Rück.}}^2 + U^2}$ [m/s]	$\hat{W}^*$ *) [m/s]
0.25	0.285	-:-	-:-	-:-	13.2	17.7	37.7	33.6
0.24	0.312	-:-	507	208	12.7	18.5	38.1	33.8
0.23	0.333	378	541	267	12.2	19.1	38.4	34.0
0.22	0.354	365	445	259	11.7	19.7	38.7	34.3
0.21	0.366	350	392	252	11.1	20.0	38.8	34.5
0.20	0.368	325	345	245	10.6	20.1	38.9	34.6
0.19	0.355	300	238	188	10.1	19.7	38.7	34.7
0.18	0.331	-:-	109	115	9.5	19.1	38.4	34.7
0.17	0.320	-:-	98	102	9.0	18.7	38.2	34.7
0.16	0.302	-:-	87	99	8.5	18.2	37.9	34.7
0.15	0.298	-:-	64	76	7.9	18.1	37.9	34.8

\*)  $\hat{W} = \sqrt{(c_{\text{Rück.}} - C_z)^2 + U^2}$

## 7 Vorschläge für weitere Untersuchungen

Um die betriebspunktabhängige Bildung des Blattspitzen-Wirbellärms und die Ablösemechanismen an den rotierenden Blattspitzen studieren zu können, ist es notwendig, weitere Untersuchungen im Relativsystem durchzuführen. Bild 7-1 aus der Arbeit von Ufer /53/(1968), Seite 86, zeigt schematisch den Blattspitzenwirbel, der als Rand- oder Spaltwirbel bezeichnet ist. Weitere Hinweise zur Entstehung instationärer Phänomene, die auf diesen Wirbel zurückzuführen sind, lassen sich nur noch im Relativsystem sammeln.



**Bild 7-1:** Schematische Darstellung des Blattspitzen-Wirbels (a) ohne Kopfspalt, (b) mit Kopfspalt, aus Ufer (1968)/53/S.86.

Mittels rotierender Hitzdrahtsonden könnte versucht werden, Geschwindigkeitsschwankungen mit den Schwankungen des Wanddrucks auf den Schaufeln zu korrelieren, um den Blattspitzenwirbel zu rekonstruieren, wie er in Bild 2 (Seite 2) von Vavra /1/ (1960) schematisch dargestellt worden ist. Einzig die Hitzdrahtanemometrie würde im rotierenden System eine genügende zeitliche Auflösung der Geschwindigkeitsfluktuationen liefern können, allerdings ist auch im Relativsystem mit den in Abschnitt 5 geschilderten Meßfehlern zu rechnen.

Sinnvoll erscheint auch eine Fortführung der Strömungssichtbarmachungsexperimente, bei denen noch ein Informationsgewinn im Relativsystem erzielt werden könnte. Der zugeführte Rauch müßte im rotierenden System durch kleine Kanülenröhrchen an den Blattspitzen austreten, um den Blattspitzenwirbel unmittelbar einzufärben. Denkbar wären auch Sichtbarmachungsversuche in Wasser mittels Farbfäden oder Wasserstoffblasen, notwendig wäre hierfür jedoch ein eigener Versuchsstand für eine Wasserströmung.

Der erfolgreiche Einsatz des Turbulenzerzeugers im Spalt sollte an einer größeren Strömungsmaschine mit einer relativ kleinen, absolut aber genügend großen Spaltweite hinsichtlich Wirkungsgrad und einer Erweiterung des technisch nutzbaren Kennlinienbereichs (Verschiebung der rotierenden Ablösung zu kleineren Lieferzahlen) getestet werden. Unter akustischen Gesichtspunkten ist bei einem genügend kleinen Spalt, jedoch nicht mit einer weiteren Lärmreduzierung zu rechnen. Interessant wäre es dabei, die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit durch den Turbulenzerzeuger genau zu vermessen, um ein besseres Verständnis seiner physikalischen Wirkung zu erzielen. Da es dabei auf hohe Meßgenauigkeit

ankäme, müßte die Laser-2-Focus-Methode eingesetzt werden, die allerdings instationäre Geschwindigkeiten nur im Absolutsystem mit einer genügenden Zeitauflösung messen kann.

Von besonderem Interesse wäre auch eine Untersuchung zur Änderung der modalen Strukturen des instationären Druckfeldes vom Nahfeld zum Fernfeld. Holste und Neise /95/ (1992) verwenden zum Beispiel ein Verfahren, bei dem einzelne Frequenzkomponenten modal zerlegt werden. An dem hier verwendeten Versuchsaufbau wäre es interessant, dieses Verfahren zu verwenden, um Meßergebnisse aus der Nähe des Laufrades mit im Fernfeld gewonnenen Meßdaten zu vergleichen. Eventuell könnten so die im Rahmen dieser Arbeit nicht aufgeklärten Modenwandlungen vom Nahfeld (aerodynamische  $\alpha$ -Moden) zum Fernfeld (akustische m-Moden) aufgeklärt werden.

# Zusammenfassung

Der bei axialen Strömungsmaschinen konstruktionsbedingte Spalt zwischen den rotierenden Blattspitzen und dem Gehäuse wirkt sich negativ auf den Wirkungsgrad und die Schallemission aus. An einem Hochdruckaxialventilator sind daher aerodynamische Leistungsversuche gemäß DIN 24163 /38/ und akustische Schallemissionsmessungen nach dem Kanalverfahren, DIN 45635 Teil 9 /5/, mit unterschiedlichen Spaltweiten durchgeführt worden.

Ist die auf den Laufraddurchmesser bezogene Spaltweite  $\tau$  größer oder gleich 0.0027, läßt sich ein Spaltgeräusch bei der untersuchten Strömungsmaschine feststellen. Das Spaltgeräusch tritt erst bei einer genügenden Druckdifferenz zwischen der Saugseite und der Druckseite der Strömungsmaschine auf, es ist also betriebspunktabhängig.

Bei der Strömungsmaschine mit der hier untersuchten weitesten Spaltweite von  $\tau=0.0053$  kommt es im Vergleich zur kleinsten Spaltweite von  $\tau=0.00066$  zu einer Pegelanhebung von bis zu 35 dB in einem schmalbandig begrenzten Frequenzgebiet unterhalb der Schaufelfrequenz bei etwa 325 Hz ( $St=0.58$ ). Die Pegelanhebung ist schon am Optimalpunkt der Strömungsmaschine festzustellen und sie erreicht ihr Maximum bei einer um etwa 10 % geringeren Lieferzahl (links vom Optimalpunkt auf der Kennlinie).

Das in der Literatur als Blattspitzen-Wirbellärm bezeichnete Spaltweitengeräusch ist hier eine besonders wirksame Schallquelle. Sehr schmalbandige Frequenzanalysen zeigen, daß entgegen der in der Literatur beschriebenen Charakteristik - es wird von moderaten breitbandigen Pegelanhebungen gesprochen - zusätzlich drastische Lärmpegelerhöhungen innerhalb eines eng begrenzten Frequenzbereichs auftreten.

Messungen der Wanddruckschwankungen in unmittelbarer Nähe des Laufrades und auf den rotierenden Schaufeln haben gezeigt, daß ein Instabilitätsphänomen - rotierende Instabilität genannt - in Zusammenhang zur Lärmentstehung steht. Sowohl Störungen in ungemittelten Zeitverläufen wie starke Frequenzverschiebungen der rotierenden Instabilität in gemittelten Druckschwankungsspektren, die bei einer nur geringen Betriebspunktveränderung (1% der Lieferzahl) auftreten, rechtfertigen die Bezeichnung des Phänomens als instabil.

Diese Instabilität ist im Blattspitzenbereich des Laufrades lokalisiert worden. Sie läuft in azimuthaler Richtung um. Plausibel geworden ist dieser Zusammenhang durch Strömungssichtbarmachungsversuche und Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mittels Hitzdrahtanemometrie im Blattspitzenbereich. Sie haben gezeigt, daß die rotierende Instabilität erst bei Rückströmung durch den Kopfspalt der Strömungsmaschine auftritt. Das Rückströmgebiet dickt die saugseitige Gehäusegrenzschicht (stromauf des Laufrades) auf und bildet einen geschlossenen Ring. Die Rückströmung eliminiert dabei die axiale Anströmung der Schaufelspitze in dem Sinne, daß die Blattspitze nur noch in azimuthaler Richtung angeströmt wird. Da die Profilmströmung an der Blattspitze aufgrund der Gehäusegrenzschicht ohnehin nur eine vergleichsweise geringe kinetische Energie besitzt, um den Druckanstieg in der Strömungsmaschine zu überwinden, löst die Strömung an der Blattspitze zuerst ab. Zu einer periodischen Wirbelablösung kommt es vermutlich dadurch, daß die ablösenden Wirbel lokal den Druckgradienten reduzieren und die Profilmströmung Gelegenheit hat, sich wieder anzulegen.

Bei genügender Drosselung löst die Strömung entlang der gesamten Profillänge ab, so daß klassische rotierende Ablösung vorliegt. Die rotierende Instabilität wird als Vorstufe der rotierenden Ablösung angesehen, allerdings läßt sich die rotierende Instabilität schon beim Optimalpunkt der Strömungsmaschine mit dem weitesten Spalt ( $\tau=0.0053$ ) feststellen.

Besonderes Interesse ist hier dem Zusammenhang der Frequenzen und der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der rotierenden Instabilität im Absolutsystem und im Relativsystem des Laufrades geschenkt worden, die nicht gleich sind. Durch eine Koordinatentransformation in ein relativ zum Laufrad und zum Absolutsystem rotierendes

Quellsystem sind die Frequenzen und die mittels Laufzeitanalysen (Korrelationsanalysen mit zwei Meßaufnehmern) ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeiten ineinander überführt worden.

Hinweise auf einen rotierenden Quellmechanismus gab ein Grundlagenexperiment, bei dem das Laufrad der Strömungsmaschine durch eine Scheibe mit Lautsprechern ersetzt worden ist. Eine rotierende Schallquelle erzeugt im Absolutsystem Summen- und Differenzfrequenzen, die in Zusammenhang zur azimutalen Modenzahl stehen. Entsprechend ist die Ausbreitung der Summen- und Differenzfrequenzen abhängig von den akustischen Randbedingungen. In der Nähe einer Quelle lassen sich die von der Quelle erzeugten Moden feststellen, hingegen sind im sogenannten Fernfeld - hier in einer angeschlossenen Rohrstrecke - u.U. nicht alle Moden ausbreitungsfähig, so daß sich die modale Struktur im Nah- und Fernfeld unterscheidet.

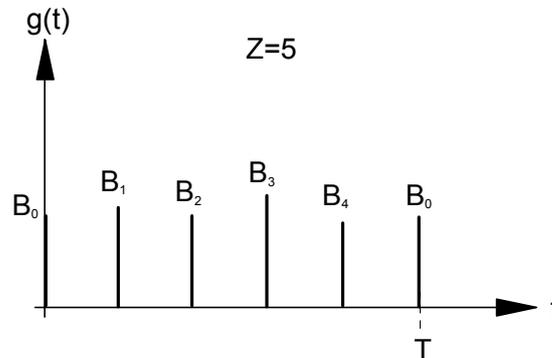
Ein Zusammenhang zwischen den Frequenzen der rotierenden Instabilität und den Frequenzen des Spaltgeräuschs konnte insofern aufgezeigt werden, daß das Spaltgeräusch genau dann besonders hohe Pegel erzeugt, wenn die Wellenlänge der rotierenden Instabilität im Relativsystem des Laufrads genau der Schaufelteilung entspricht. Ein Koinzidenzeffekt mit der Modulationfrequenz Schaufelfrequenz minus rotierende Instabilitätsfrequenz (BPF-RIF) könnte für die große Schallemission verantwortlich sein. Bei der Erforschung des physikalischen Entstehungsmechanismus des Spaltgeräusch besteht an diesem Punkt allerdings noch ein Defizit.

Versuche zur Minderung des Spaltgeräuschs führten zu dem Ergebnis, daß die Spaltweite 0 (abgedichteter Spalt) aerodynamisch und akustisch am günstigsten ist. Ein als Turbulenzerzeuger bezeichnetes Schlaufenband aus Kunststoff ist in den Kopfspalt der Strömungsmaschine geklebt worden. Es stellt einen Strömungswiderstand für die Rückströmung durch den Spalt dar und erzeugt dabei zusätzliche Turbulenzen, die der kinetischen Energie der Profilmströmung zugute kommen. Dies wirkt sich wiederum günstig auf den Kennlinienverlauf der Strömungsmaschine aus, da somit Strömungsablösung an den Blattspitzen erst bei größeren Druckgradienten auftritt und die Abrißgrenze oder einsetzende rotierende Ablösung zu kleineren Lieferzahlen hin verschoben wird. Global verringert der Turbulenzerzeuger den Schalleistungspegel und erhöht den Wirkungsgrad der Strömungsmaschine, die Verbesserungen entsprechen etwa denen einer Spalthalbung. Technisch ist diese Spaltmodifikation durch den veränderten Kennlinienverlauf aber einer Spalthalbung sogar überlegen.

## Anhang A

### Zur Entstehung von Rotor- und Blattfolgefrequenz<sup>13</sup>

An einem festen Ort erzeugen die Schaufeln einer Strömungsmaschine aufgrund der Druckänderung von der Saug- zur Druckseite jeder einzelnen Schaufel eine Impulsfolge. Bei einem Laufrad mit  $Z$  Schaufeln lassen sich  $Z$  Impulse unterschiedlicher Amplitude aber gleicher Zeitfolge auftragen:



**Bild A-1:** Impulsfolge von Schaufeln einer Strömungsmaschine an einem festen Ort.

Diese Zeitfunktion lässt sich mit Hilfe einer Distribution, der Deltafunktion ( $\delta$ -Funktion), schreiben:

$$g(t) = \sum_{z=0}^{Z-1} B_z \delta\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{Z}\right) \quad , \quad (\text{A.1})$$

wobei  $\delta\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{Z}\right) = 0$  für  $\frac{t}{T} \neq \frac{z}{Z}$  und

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{Z}\right) \frac{dt}{T} = 1$$

gilt, vgl. Brigham (1989)/43/S.270.

Die Fourier-Reihe einer periodischen Funktion setzt sich aus der Summe unendlich vieler Cosinus-Funktionen mit entsprechenden Amplituden zusammen:

$$g(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} A_j e^{-i2\pi f j t} \quad , \quad (\text{A.2})$$

wobei  $f=1/T$  mit der Periodendauer  $T$  die Grundfrequenz der Funktion  $g(t)$  ist. Die Fourierkoeffizienten  $A_j$  sind gegeben durch

$$A_j = \frac{1}{T} \int_0^T g(t) e^{i\left(2\pi j \frac{t}{T}\right)} dt$$

und entsprechen bei der Transformation in den Frequenzbereich den einzelnen Amplituden. Mit der Funktion  $g(t)$ , Gleichung (A.1), folgt für die Fourier-Koeffizienten

$$A_j = \frac{1}{T} \int_0^T \sum_{z=0}^{Z-1} B_z \delta\left(\frac{t}{T} - \frac{z}{Z}\right) e^{i\left(2\pi j \frac{t}{T}\right)} dt$$

und mit  $\xi=t/T$  unter Berücksichtigung von  $\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{T} \Leftrightarrow dt = T d\xi$

<sup>13</sup> Bei Herrn Professor Michalke bedanke ich mich für die Grundlagen dieser Rechnung.

$$A_j = \int_0^1 \sum_{z=0}^{Z-1} B_z \delta\left(\xi - \frac{z}{Z}\right) e^{i2\pi j \xi} d\xi .$$

Dieses Integral hat nur Werte, sofern die  $\delta$ -Funktion nicht verschwindet, dies ist für  $\xi = \frac{z}{Z}$  oder  $t = \frac{z}{Z}T$  der Fall:

$$A_j = \sum_{z=0}^{Z-1} B_z e^{i\left(2\pi j \frac{z}{Z}\right)} . \quad (\text{A.3})$$

Ist der Summationsindex  $j$  speziell ein Vielfaches der Schaufelzahl  $Z$ , so gilt:

$$j = nZ \quad \text{mit } n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots . \quad (\text{A.4})$$

Mit (A.4) folgt aus (A.3)

$$A_{j=nZ} = \sum_{z=0}^{Z-1} B_z \underbrace{\cos(2\pi n z)}_1 + \underbrace{i \sin(2\pi n z)}_0$$

$$\Leftrightarrow A_{j=nZ} = \sum_{z=0}^{Z-1} B_z .$$

Für  $j \neq nZ$  folgt im allgemeinen  $A_j \neq 0$ .

Ein Spezialfall ist, daß für die Impulse im Zeitbereich gilt

$$B_z = B ,$$

d.h., von jeder Schaufel wird der gleiche Impuls erzeugt. Aus (A.3) wird dann

$$A_j = B \sum_{z=0}^{Z-1} e^{i\left(2\pi j \frac{z}{Z}\right)} . \quad (\text{A.5})$$

Nach dem Binomischen Satz folgt, vgl. Rottmann (1960)/96/Seite 117:

$$A_j = B \left[ \frac{\sin(j\pi)}{\sin\left(\frac{j}{Z}\pi\right)} e^{i\left(\frac{Z-1}{Z}j\pi\right)} \right] . \quad (\text{A.6})$$

Das Argument der e-Funktion in (A.6) entspricht immer einem ganzzahligen Vielfachen von  $\pi$ , so daß der Betrag des Realteils immer 1 ist und der Imaginärteil verschwindet. Entsprechend ergibt die im Zähler stehende Sinus-Funktion stets 0. Die Sinus-Funktion im Nenner ist dagegen für  $j \neq nZ$  von 0 verschieden, so daß  $A_j$  dann verschwindet:

$$A_j = 0 \quad \text{für } j \neq nZ$$

Für  $j = nZ$  wird auch die im Zähler stehende Sinus-Funktion zu 0, nach der Regel von Bernoulli - de l'Hospital gilt

$$\lim_{x \rightarrow j\pi} \frac{\sin(x)}{\sin\left(\frac{x}{Z}\right)} = \lim_{x \rightarrow j\pi} \frac{\cos(x)}{\frac{1}{Z} \cos\left(\frac{x}{Z}\right)}$$

Für  $A_j$  folgt entsprechend

$$A_j = B \lim_{x \rightarrow j\pi} \frac{Z \cos(x)}{\cos\left(\frac{x}{Z}\right)} e^{i\left(\frac{Z-1}{Z}x\right)} \quad (A.7)$$

Der Grenzwert des Imaginärteils in (A.7) verschwindet, da es sich beim Argument um ganzzahlige Vielfache von  $\pi$  handelt. Es folgt also

$$\begin{aligned} A_j &= B \lim_{x \rightarrow j\pi} \frac{Z \cos(x)}{\cos\left(\frac{x}{Z}\right)} \left( \cos(x) \cos\left(\frac{x}{Z}\right) + \underbrace{\sin(x) \sin\left(\frac{x}{Z}\right)}_0 \right), \\ &= B \lim_{x \rightarrow j\pi} Z \cos^2(x), \\ &= BZ \text{ für } j=nZ. \end{aligned}$$

Verursachen die Schaufeln gleiche Impulse, tritt also nur die Blattfolgefrequenz mit ihren Harmonischen auf, da  $A_j$  für  $j=nZ$  verschwindet. Unterscheiden sich dagegen die Amplituden  $B_z$  der Impulse, ist auch die Rotorfrequenz mit ihren Harmonischen vorhanden.

## Anhang B

### **Zur Schallausbreitung im kreiszylindrischen Rohr mit und ohne Nabenkörper bei überlagerter Strömung<sup>14</sup>**

Unter Berücksichtigung einer konstanten überlagerten Strömung lässt sich die substantielle Ableitung in den Bilanzgleichungen für die Erhaltung der Masse, des Impulses und der Energie wie folgt linearisieren, vgl. Michalke (1986)/10/:

$$\frac{D}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + \underline{c}_s \cdot \text{grad} \quad , \quad (\text{B.1})$$

$\underline{c}_s$  ist darin die konstante mittlere Strömungsgeschwindigkeit.

Die Kontinuitätsgleichung (1.1), die Impulsgleichung (1.2) und die Energiegleichung (1.3) lassen sich linearisiert unter Vernachlässigung von Reibung und Wärmeleitung für ein ideales Gas der mittleren Dichte  $\rho_s$  mit den Schwankungsgrößen  $\rho'$ ,  $p'$  und der Schallschnelle  $\underline{c}'$  wie folgt schreiben, vgl. Michalke (1986)/10/:

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \rho_s \text{div} \underline{c}' = 0 \quad , \quad (\text{B.2})$$

$$\rho_s \frac{D\underline{c}'}{Dt} = -\text{grad} p' \quad , \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{Dp'}{Dt} = a^2 \frac{D\rho'}{Dt} \quad . \quad (\text{B.4})$$

In symbolischer Schreibweise gelten diesen Gleichungen unabhängig vom Koordinatensystem.

Aus Gleichung (B.2) und (B.4) folgt

$$\frac{1}{a^2} \frac{Dp'}{Dt} + \rho_s \text{div} \underline{c}' = 0 \quad ,$$

differenziert man diese Gleichung substantiell nach der Zeit, erhält man mit  $a$  und  $\rho_s = \text{const.}$

$$\frac{1}{a^2} \frac{D^2 p'}{Dt^2} + \rho_s \frac{D}{Dt} (\text{div} \underline{c}') = 0 \quad . \quad (\text{B.5})$$

Die Divergenz der Impulsgleichung (B.3) ergibt

$$\rho_s \text{div} \left( \frac{D\underline{c}'}{Dt} \right) = -\Delta p' \quad . \quad (\text{B.6})$$

Subtrahiert man Gleichung (B.6) von Gleichung (B.5), folgt

$$\frac{1}{a^2} \frac{D^2 p'}{Dt^2} - \Delta p' = 0 \quad . \quad (\text{B.7})$$

---

<sup>14</sup> Die Lösung der Wellengleichung stammt von Stahl (1986)/80/Seite 21f, für das numerische Programm zur Berechnung der Besselkoeffizienten bedanke ich mich bei Dipl.-Ing. Fredi Holste.

Schreibt man die substantielle Ableitung gemäß (B.1) aus, folgt

$$\frac{1}{a^2} \left[ \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2\underline{c}_s \cdot \text{grad} \frac{\partial p'}{\partial t} + \underline{c}_s \underline{c}_s \cdot \text{gradgrad} p' \right] - \Delta p' = 0 \quad . \quad (\text{B.8})$$

Speziell in Zylinderkoordinaten lautet diese Wellengleichung unter Berücksichtigung einer konstanten Strömungsgeschwindigkeit nur in z-Richtung, also mit

$$\underline{c}_s = (0, 0, C_z) \quad , \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{1}{a^2} \left[ \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2C_z \frac{\partial^2 p'}{\partial t \partial z} + C_z^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \right] - \left( \frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \right) = 0$$

oder mit  $\frac{\partial^2 p'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p'}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial p'}{\partial r} \right)$  folgt

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial p'}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} - \frac{1}{a^2} \left[ \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2C_z \frac{\partial^2 p'}{\partial t \partial z} + C_z^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial z^2} \right] = 0 \quad . \quad (\text{B.10})$$

Eine Lösung dieser Wellengleichung ist der Produktansatz

$$p'(r, \varphi, z) = g(r) e^{im\varphi} e^{i(k_z z - \omega t)} \quad , \quad (\text{B.11})$$

mit der radialen Amplitudenfunktion  $g(r)$ . Setzt man den Lösungsansatz (B.11) in (B.10) ein, erhält man

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dg(r)}{dr} \right) - \frac{m^2}{r^2} g(r) - k_z^2 g(r) - \frac{g(r)}{a^2} (-i\omega + ik_z C_z)^2 = 0 \quad (\text{B.12})$$

und mit der Schallwellenzahl  $K = \omega/a$

$$\frac{d^2}{dr^2} g(r) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} g(r) - \frac{m^2}{r^2} g(r) + \left[ K^2 \left( 1 - \frac{k_z C_z}{\omega} \right)^2 - k_z^2 \right] g(r) = 0 \quad .$$

Mit

$$\beta^2 = K^2 \left( 1 - \frac{k_z C_z}{\omega} \right)^2 - k_z^2 \quad (\text{B.13})$$

ergibt sich schließlich

$$r^2 \frac{d^2}{dr^2} g(r) + r \frac{d}{dr} g(r) + (r^2 \beta^2 - m^2) g(r) = 0 \quad . \quad (\text{B.14})$$

Die Substitution  $\hat{\rho} = \beta r$  in (B.14) ergibt

$$\hat{\rho}^2 \frac{d^2}{d\hat{\rho}^2} \hat{g}(\hat{\rho}) + \hat{\rho} \frac{d}{d\hat{\rho}} \hat{g}(\hat{\rho}) + (\hat{\rho}^2 - m^2) \hat{g}(\hat{\rho}) = 0 \quad (\text{B.15})$$

Gleichung (B.15) ist die Besselsche Differentialgleichung, eine homogene lineare Differentialgleichung 2. Ordnung, die zwei verschiedene linear unabhängige Lösungen besitzt. Die allgemeine Lösung lautet mit  $\hat{p} = \beta r$

$$g(\beta r) = A_{m1} J_m(\beta r) + A_{m2} Y_m(\beta r) \quad (\text{B.16})$$

mit beliebigen Konstanten  $A_{m1}$  und  $A_{m2}$ .  $J_m$  ist die Besselsche Funktion 1. Art der Ordnung  $m$  und  $Y_m$  die Besselsche Funktion 2. Art der Ordnung  $m$ , die auch Weber- oder Neumannfunktion genannt wird.

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen für schallharte Wände - die Schnelle wird dort aufgrund der Wandhaftbedingung zu 0 - läßt sich Gleichung (B.16) entsprechend lösen.

Für das kreiszylindrische Rohr ohne Nabenkörper gilt für die Schallschnelle in r-Richtung

$$v_r(r=R) = 0 \quad .$$

Aus der r-Koordinate der Impulsgleichung (B.3) folgt unter Berücksichtigung von (B.1) und (B.9) somit

$$\left. \frac{\partial p'}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad ,$$

so daß aus (B.11)

$$\left. \frac{d}{dr} g(\beta r) \right|_R = 0$$

und mit (B.16), wegen  $Y_m(0) \rightarrow -\infty$  und damit  $A_{m2} = 0$ , folgt

$$\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_R = 0 \quad . \quad (\text{B.17})$$

Für das kreiszylindrische Rohr mit Nabenkörper gilt für die Schallschnelle entsprechend

$$v_r(r=R_1) = \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=R_1} = v_r(r=R_2) = \left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=R_2} = 0$$

aus (B.11) und (B.16) folgt mit  $A_{m3} = A_{m2} / A_{m1}$

$$\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_1} + A_{m3} \left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_1} = 0 \quad , \quad (\text{B.18})$$

und

$$\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_2} + A_{m3} \left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_2} = 0 \quad . \quad (\text{B.19})$$

Löst man nun nach  $A_{m3}$  auf und setzt die umgeformten Gleichungen (B.18) und (B.19) gleich, folgt

$$-A_{m3} = \frac{\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_1}}{\left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_1}} = \frac{\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_2}}{\left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_2}}$$

oder

$$\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_1} \cdot \left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_2} - \left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_{R_2} \cdot \left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_{R_1} = 0 .$$

Mit dem Nebenverhältnis  $\gamma = R_2 / R_1$  und  $R_1 = R$  folgt unmittelbar

$$\left. \frac{d}{dr} J_m(\beta r) \right|_R \cdot \left. \frac{d}{dr} Y_m(\gamma \beta r) \right|_{\gamma R} - \left. \frac{d}{dr} J_m(\gamma \beta r) \right|_{\gamma R} \cdot \left. \frac{d}{dr} Y_m(\beta r) \right|_R = 0 . \quad (\text{B.20})$$

Die Gleichungen (B.17) und (B.20) werden von speziellen Argumentwerten  $j'_{m,n} = \beta R$ , Besselkoeffizienten genannt, gelöst, die hier numerisch bestimmt worden sind.

Aus (B.13) folgt mit den Besselkoeffizienten

$$K^2 \left( 1 - \frac{k_z}{\omega} C_z \right)^2 - k_z^2 = \left[ \frac{j'_{m,n}}{R} \right]^2 .$$

Mit der Machzahl  $Ma = C_z / a$  ergibt sich

$$K^2 - 2KMak_z + (Ma^2 - 1)k_z^2 = \left[ \frac{j'_{m,n}}{R} \right]^2$$

oder

$$k_z^2 + \frac{2KMa}{1-Ma^2} k_z - \frac{1}{1-Ma^2} \left( K^2 - \left[ \frac{j'_{m,n}}{R} \right]^2 \right) = 0 .$$

Für  $Ma \neq 1$  erhält man die Wellenzahl in z-Richtung aus dieser quadratischen Gleichung:

$$k_{z+} = \frac{K}{1-Ma^2} \left[ -Ma + \sqrt{1 - (1-Ma^2) \left[ \frac{j'_{m,n}}{KR} \right]^2} \right] , \quad (\text{B.21a})$$

$$k_{z-} = \frac{K}{1-Ma^2} \left[ -Ma - \sqrt{1 - (1-Ma^2) \left[ \frac{j'_{m,n}}{KR} \right]^2} \right] . \quad (\text{B.21b})$$

Ein reelles  $k_{z+} > 0$  beschreibt eine sich in positive z-Richtung ausbreitende Welle und  $k_{z-} < 0$  eine in negative z-Richtung. Die Schallwellen breiten sich ungedämpft im Rohr aus, solange die Wellenzahlen  $k_{z\pm}$  reell sind.

Die Schallwellenzahl  $K$  oder die Frequenz, bei der die Wurzel in (B.21) verschwindet, wird als Cut-On Bedingung bezeichnet. Höhere akustische Moden - nicht ebene Wellen - sind nur oberhalb dieser Grenzfrequenz ausbreitungsfähig:

$$f_{m,n} = \frac{j'_{m,n}}{2\pi R} a \sqrt{1 - Ma^2} \quad . \quad (B.22)$$

Die Cut-On-Frequenzen für verschiedene Rohrdurchmesser ( $\varnothing$  500 mm Messkanal,  $\varnothing$  457.2 mm Gehäuse der Strömungsmaschine) unter Berücksichtigung einer hier typischen Strömungsmachzahl werden in den Tabellen B-1 und B-2 gezeigt. Für den Nabenbereich der Strömungsmaschine werden die berechneten Cut-On-Frequenzen entsprechend in der Tabelle B-3 gezeigt.

**Tabelle B-1:** Cut-On-Frequenzen im Rohr,  $\varnothing$  500 mm,  $a_0=340$  m/s,  $\Phi=0.26$ ,  $C_z=7.2$  m/s

<b>m n - Mode</b>	$j'_{m,n}$	<b>f [Hz]</b> Ma=0	<b>f [Hz]</b> Ma=0.021
0 0	0.0	0.0	0.0
0 1	3.8317	829.4	829.2
0 2	7.0156	1518.5	1518.2
0 3	10.1735	2202.1	2201.6
1 0	1.8412	398.5	398.4
1 1	5.3314	1154.0	1153.7
1 2	8.5363	1847.7	1847.3
1 3	11.7060	2533.8	2533.2
2 0	3.0542	661.1	660.9
2 1	6.7061	1451.5	1451.2
2 2	9.9695	2157.9	2157.4
2 3	13.1704	2850.7	2850.1
3 0	4.2012	909.4	909.1
3 1	8.0152	1734.9	1734.5
3 2	11.3459	2455.8	2455.3
3 3	14.5858	3157.1	3156.4
4 0	5.3175	1151.0	1150.7
4 1	9.2824	2009.2	2008.7
4 2	12.6819	2745.0	2744.4
4 3	15.9641	3455.4	3454.7
5 0	6.4156	1388.7	1388.4
5 1	10.5198	2277.0	2276.5
5 2	13.9872	3027.5	3026.9
5 3	17.3128	3747.4	3746.6

**Tabelle B-2:** Cut-On-Frequenzen im Rohr,  $\varnothing$  457.2 mm,  $a_0=340$  m/s,  $\Phi=0.26$ ,  $C_2=8.6$  m/s.

<b>m n - Mode</b>	$j'_{m,n}$	<b>f [Hz]</b> Ma=0	<b>f [Hz]</b> Ma=0.025
0 0	0.0	0.0	0.0
0 1	3.8317	907.4	907.1
0 2	7.0156	1661.4	1660.9
0 3	10.1735	2409.3	2408.5
1 0	1.8412	436.0	435.9
1 1	5.3314	1262.6	1262.2
1 2	8.5363	2021.5	2020.9
1 3	11.7060	2772.2	2771.3
2 0	3.0542	723.3	723.1
2 1	6.7061	1588.1	1587.6
2 2	9.9695	2360.9	2360.2
2 3	13.1704	3119.0	3118.0
3 0	4.2012	994.9	994.6
3 1	8.0152	1898.1	1897.6
3 2	11.3459	2686.9	2686.1
3 3	14.5858	3454.2	3453.1
4 0	5.3175	1259.3	1258.9
4 1	9.2824	2198.2	2197.5
4 2	12.6819	3003.3	3002.4
4 3	15.9641	3780.6	3779.4
5 0	6.4156	1519.3	1518.9
5 1	10.5198	2491.3	2490.5
5 2	13.9872	3312.4	3311.4
5 3	17.3128	4100.0	4098.7

**Tabelle B-3:** Cut-On-Frequenzen im Rohr mit Nabe ,  $\varnothing$  453 mm bei einem Nabenverhältnis von 0.6181,  $a_0=340$  m/s,  $\Phi=0.26$ ,  $C_z=14.3$  m/s.

m n - Mode	$j_{m,n}$	f [Hz]	
		Ma=0	Ma=0.042
0 0	0.0	0.0	0.0
0 1	-:-	-:-	-:-
0 2	16.4891	3939.4	3936.2
0 3	24.7036	5901.9	5897.2
1 0	1.2468	297.9	297.6
1 1	8.3996	2006.7	2005.1
1 2	16.5388	3951.2	3948.1
1 3	24.7362	5909.7	5904.9
2 0	2.4871	594.2	593.7
2 1	8.7009	2078.7	2077.0
2 2	16.6873	3986.7	3983.5
2 3	24.8348	5933.2	5928.5
3 0	3.7149	887.5	886.8
3 1	9.1853	2194.4	2192.7
3 2	16.9322	4045.3	4042.0
3 3	24.9985	5972.3	5967.6
4 0	4.9249	1176.6	1175.7
4 1	9.8310	2348.7	2346.8
4 2	17.2702	4126.0	4122.7
4 3	25.2259	6026.7	6021.9
5 0	6.1131	1460.5	1459.3
5 1	10.6144	2535.9	2533.8
5 2	17.6966	4227.9	4224.5
6.0	7.2774	1738.6	1737.2
6 1	11.5118	2750.3	2748.1

# Literatur

- /1/ Vavra, M.,H.: Aero-thermodynamics and flow in turbomachines, New York, 1960
- /2/ Carolus, Th., Scheidel, W.: Bemerkungen zum Einsatz schnellläufiger Axiallüfter in Motorkühlsystemen von Kraftfahrzeugen, Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, Heft 39, Seite 19-26, Karlsruhe, 1988.
- /3/ Hennecke, D.K.: Active and passive tip clearance control, Lecture Series "Tip clearance effects in axial turbomachines", von Kármán Institut for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgien, 1985.
- /4/ Freeman, C.: Effect of tip clearance flow on compressor stability and engine performance, Lecture Series "Tip clearance effects in axial turbomachines", von Kármán Institut for Fluid Dynamics, Rhode-Saint-Genese, Belgien, 1985.
- /5/ DIN 45 635, Teil 9: Geräuschemessungen an Maschinen, Luftschallmessung, Kanal-Verfahren, Rahmen-Meßverfahren zur Genauigkeitsklasse 2, 12/1989.
- /6/ Neise, Wolfgang: Lärm und Lärmbekämpfung bei Ventilatoren - Eine Bestandsaufnahme, DFVLR Forschungsbericht 80-16, Berlin, 1980.
- /7/ Lamb, Horace: Lehrbuch der Hydrodynamik, deutsche Übersetzung von J. Friedel, Leipzig, 1907.
- /8/ Wien, W. und Harms, F.: Handbuch der Experimentalphysik, Band 17, 1.Teil, Schwingungs- und Wellenlehre, Leipzig, 1934.
- /9/ Heckl, M. und Müller, H.A.: Taschenbuch der Akusik, Berlin 1975.
- /10/ Michalke, Alfons: Vorlesungsskript Strömungsakustik, 2. Auflage, Berlin 1986.
- /11/ Fuchs, H.V., und Michalke, A.: Introduction to aerodynamic noise theory, Progress in Aerospace Science, Volume 14, Oxford, 1973.
- /12/ Crighton, D.G., Dowling, J.E., Ffowcs Williams, J.E., Heckl, M., Leppington, F.G.: Modern methods in analytical acoustics, London, 1992.
- /13/ Neise, Wolfgang: Review of fan noise generation mechanisms and control methods, International Fan Noise Conference, Senlis, France, 1992.
- /14/ Marcinowski, H.: Einfluß des Laufradspaltes und der Luftführung bei einem Kühlgebläse axialer Bauart, Motortechnische Zeitschrift (MTZ), Jahrgang 14, Nr. 9, Seite 259-262. 1953.
- /15/ Föttinger, Hermann: Vortrag über Wirbeltheorie der Propeller (1917), Jahrbuch der Schiffsbau technischen Gesellschaft, Seite 405 ff, 1918.
- /16/ Tyler, J.M., Sofrin, T.G.: Axial flow compressor noise studies, SAE Transaction 70, S.309-332, 1962.
- /17/ Wright, S.E.: The acoustic spectrum of axial flow machines, Journal of Sound and Vibration 45, Seite 165-223, 1976.

- /18/ Sharland, I.J.: Sources of noise in axial flow fans, Journal of Sound and Vibration 3, Seite 302-322, 1964.
- /19/ Metzger, F.B., Hanson, D.B.: Low pressure ratio fan noise - experiment and theory, Journal of Engineering for Power, Seite 19-26, 1973.
- /20/ Heckl, Manfred: Strömungsgeräusche, VDI Fortschritt Berichte Reihe 7, Nr. 20, Düsseldorf, 1969.
- /21/ Moore, C.J.: Reduction of fan noise by annulus boundary layer removal, Journal of Sound and Vibration 43, Seite 671-681, 1975.
- /22/ Dittmar, James H.: Interaction of rotor tip flow irregularities with stator vanes as a noise source, NASA TM 73 706, 1977.
- /23/ Mugridge, B.D., Morfey, C.L.: Sources of noise in axial flow fans, Journal of the Acoustical Society of America (51), Seite 1411-1426, 1972.
- /24/ Longhouse, R.E.: Vortex shedding noise of low tip speed, axial flow fans, Journal of Sound and Vibration, 53(1), Seite 25-46, 1977.
- /25/ Soderman, Paul T. Leading-edge serrations which reduce the noise of low-speed rotors, NASA TN D-7371, 1973.
- /26/ Cumpsty, N.A.: Compressor aerodynamic, London, 1989.
- /27/ George, A.R.: Helicopter noise: State of the art, Journal of Aircraft, 15 (11), Seite 707-715, 1978.
- /28/ Akishita, S.: Tone like noise from an isolated two dimensional airfoil, AIAA 86-1947, 10th Aeroacoustic Conference, Seattle, 1986.
- /29/ Bridelance, J.P.: Aeroacoustic study of axial flow fans with small diameter. Analysis and suppression of instability noise, Internoise, Seite 141-146, Cambridge (USA), 1986.
- /30/ Longhouse, R.E.: Control of tip-vortex noise of axial flow fans by rotating shrouds, Journal of Sound and Vibration 58(2), Seite 201-214, 1978.
- /31/ Yamamoto, M., Imaichi, K.: Sound power level and noise generation mechanism of axial-flow fans, Journal of the Acoustical Society of Japan (E), 3, 4, Seite 197-206, 1982.
- /32/ Fukano, T., Takamatsu, Y., Kodama, Y.: The effects of tip clearance on the noise of low pressure axial and mixed flow fans, Journal of Sound and Vibration 105(2), Seite 291-308, 1986.
- /33/ Stütz, Walter: Experimentelle Untersuchung zum Radialspalteinfluß auf das aerodynamische und akustische Verhalten eines Axialventilators, Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, Heft 39, Seite 153-160, Karlsruhe, 1988.
- /34/ Ohtsuta, K., Akishita, S.: Noise reduction of shortly ducted fan by using forward swept and inclined blade, AIAA 90-3986-CP, 1990.
- /35/ Kameier, Frank, Geuer, Uli, Neise, Wolfgang: Untersuchung zur Entstehung des Blattspitzen-Wirbellärms an einer axialen Strömungsmaschine, VDI Berichte Nr. 872, Seite 343-358, Düsseldorf, 1991.

- /36/ Cudina, Mirko: Noise generated by a vane-axial fan with inlet guide vanes, Noise Control Engineering Journal 39(1), Seite 21-30, 1992.
- /37/ Wallis, Allan, R.: Axial flow fans and ducts, New York, 1983.
- /38/ DIN 24163: Ventilatoren, Teil 1 bis 3, Leistungsmessung, 1985.
- /39/ Forschungsvereinigung für Luft- und Trocknungstechnik (FLT): Untersuchung einer Einlaufdüse von 400 mm Durchmesser, FLT 3/1/55/80 und Stellungnahme Bericht FLT 3/1/20/82, Frankfurt, 1980 und 1982.
- /40/ Kameier, Frank, Neise, Wolfgang: Untersuchung zur Einsetzbarkeit von Miniatur-Drucksensoren für die Messung instationärer Drücke in Strömungsmaschinen, DLR IB 22214-89/B3, Berlin, 1989.
- /41/ Fichtner, Wolfgang, Kameier, Frank, Neise, Wolfgang: Zur Einsetzbarkeit von Miniaturdrucksensoren für die Messung von Gleich- und Wecheldrücken im rotierenden System, DLR IB 22214-92/B2, Berlin 1992.
- /42/ Bendat, Julius S., Piersol, Allan G.: Engineering applications of correlation and spectral analysis, New York, 1980.
- /43/ Brigham, E.O.: FFT - Schnelle Fourier Transformation, München, 1989.
- /44/ Inoue, M, Kuroumaru, M, Iwamoto, T., Ando, Y.: Detection of a rotating stall precursor in isolated axial flow compressor rotors, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, Seite 281-289, 1991.
- /45/ Mc Dougall, N.M., Cumpsty, N.A., Hynes, T.P.: Stall inception in axial compressors, Journal of Turbomachinery, Vol. 112, 1/1990.
- /46/ BBC: Handbuch für Elektromotoren, Essen, 1968.
- /47/ Neise, Wolfgang: Geräuschvergleich von Ventilatoren, HLH Bd. 39, Seite 392-399, 1988.
- /48/ Nawrot, Thomas: Experimentelle Untersuchung zum Entstehungsmechanismus des Spitzenwirbellärms an einer axialen Strömungsmaschine, Diplomarbeit am Hermann-Föttinger-Institut, Berlin, 1991.
- /49/ Hutton, S.P.: Three-dimensional motion in axial-flow impellers, Proceedings Institution Engineers Mechanical, No. 25, Vol. 170, Seite 863-873, 1955.
- /50/ Michalke, Alfons: On the propagation of sound generated in a pipe flow of circular cross-section with uniform mean flow, Journal of Sound and Vibration 134, Seite 203-234, 1989.
- /51/ Schewe, Günter: Experimental observation of the "Golden Section" in flow round a circular cylinder, Physics Letters 109, Seite 47-50, 1985.
- /52/ Schade, Heinz, Kunz, Ewald: Strömungslehre, Berlin, 1989.
- /53/ Ufer, Hartwig: Über den Einfluß des Laufradspaltes auf das Geschwindigkeitsfeld am Austritt eines rotierenden axialdurchströmten Laufrades, Dissertation Technische Universität Berlin, 1968.
- /54/ Horstmann, K.H., Quast, A.: Widerstandsverminderung durch Blasturbulatoren, DFVLR FB 81-33, Braunschweig, 1981.

- /55/ Gresko, L.S.: Characteristics of wall pressure and near-wall velocity in a flat plate turbulent boundary layer, Fluid Dynamics Research Laboratory Report, 88-2, Massachusetts Institute of Technology, 1988.
- /56/ Kameier, Frank, Neise, Wolfagn: Verfahren zur Reduzierung der Schallemission sowie zur Verbesserung der Luftleistung und des Wirkungsgrads bei einer axialen Strömungsmaschine und Strömungsmaschine, Deutsche Patentanmeldung P43 10 104.6, Berlin, 1993.
- /57/ Bailey, E.E., Voit, C.H.: Some Observations of effects of porous casings on operating range of a single axial-flow compressor rotor, NASA TM x-2120, 1970.
- /58/ Osborn, W.M., Lewis, G.W., Heidelberg, L.J.: Effect of several porous casing treatments on stall limit and on overall performance of an axial-flow compressor rotor, NASA TN D-6537, 1971.
- /59/ Moore, R.D., Kovich, G., Blade, R.J.: Effect of casing treatment on overall and blade-element performance of a compressor rotor, NASA TN D 6538, 1971.
- /60/ Bailey, E, E.: Effect of grooved casing treatment on the flow range capability of a single-stage axial-flow compressor, NASA TM X-2459, 1972
- /61/ Boyce, M.P., Schiller, R.N., Desai, A.R.: Study of casing treatment effects in axial flow compressors, ASME Paper No. 74-GT-89, 1974.
- /62/ Fabri, J., Reboux, J.: Effect of outer casing treatment and tip clearance on stall margin of a supersonic rotating cascade, Paper No. Rf20/1226, ASME Gas Turbine Conference, Houston, 1975.
- /63/ Horlock, J., Lakhwan, C.M.: Propagating stall in compressors with porous walls, Paper No. Rf20/1221, ASME Gas Turbine Conference, Houston, 1975.
- /64/ Takata, H., Tsukuda, Y.: Study on the mechanism of stall margin improvement of casing treatment, Paper No. Rf 20/1214, ASME Gas Turbine Conference, Houston, 1975.
- /65/ Phillips, W, R, C, Head, M.R.: Flow visualization in the tip region of a rotating blade row, Int. Journal of Mechanical Science Vol. 22, 1980.
- /66/ Bard, H. Axialventilatoren mit kontinuierlichen Kennlinien ohne Pumpgrenze, Klima-Kälte-Heizung, 1983.
- /67/ Topunov, A., M., Tikhomirov, B., A., Konyukov, V., L., Chernysh, A., A.: Reduction of losses from radial clearances as a result of controlling secondary flows, Teploenergetika, 31(8), 1984.
- /68/ Fujita, H., Takata, H.: A study on configurations of casing treatment for axial flow compressors, Bulletin of JSME, Vol. 27, No. 230, 1984
- /69/ Miyake, Y., Noji, I., Nishikawa, Y., Murata, S.: The performance characteristic of an air-seperator of an axial flow fan, Bulletin of JSME, Vol. 28, No. 242, 1985.
- /70/ Miyake, Y, Inaba,T., Nishikawa, Y., Noji, I., Kato, T.: A study on the flow within the flow passage of an axial flow fan equipped with air-seperator, Bulletin of JSME, Vol. 29, No. 256, 1986.
- /71/ Bard, H., Klee,D.: Axialventilatoren mit kontinuierlicher Kennlinie ohne Pumpgrenze für VLV-Systeme in der Elektronik-Industrie, VDI-Berichte Nr. 594, 1986.

- /72/ Klee, D., Bard, H.: Moderne Axialventilatoren für VLV-Systeme, VDI-Berichte Nr. 594, 1986.
- /73/ Miyake, Y., Inaba, T., Kato, T.: Improvement of unstable characteristics of an axial flow fan by air-separator equipment, Journal of Fluids Engineering, Vol. 109, 1987.
- /74/ Riess, W., Bierbaum, K.: Stabilisierung der Laufradströmung eines Radialverdichters durch Casing Treatment, VDI-Berichte Nr. 706, 1988.
- /75/ Tanaka, Shuji, Murata, Susumu: On the partial flow rate performance of axial-flow-compressors and rotating-stall, 1st report, influence of hub-tip ratio and stators, Bulletin of the JSME, Vol.18, No. 117, 3/1975.
- /76/ Tanaka, Shuji, Murata, Susumu: On the partial flow rate performance of axial-flow-compressors and rotating-stall, 2nd report, influence of impeller load and a study of the mechanism of unstable performances, Bulletin of the JSME, Vol.18, No. 117, 3/1975.
- /77/ Tanaka, Shuji, Murata, Susumu: On the partial flow rate performance of axial-flow-compressors and rotating-stall, 3rd report, on the devices for improving the unstable performance and stall condition, Bulletin of the JSME, Vol.18, No. 125, 11/1975.
- /78/ Gerthsen, C., Kneser, H.O., Vogel, H.: Physik, 13.Auflage, Berlin, 1987.
- /79/ Skudrzyk, E.: Die Grundlagen der Akustik, Wien, 1954.
- /80/ Stahl, Bernhard: Experimenteller Beitrag zur Schallerzeugung durch die Turbulenz in einer Rohrströmung hinter einer un stetigen Querschnittserweiterung, DFVLR-FB 86-06, Köln, 1986.
- /81/ Mason, V.: Some experiments on the propagation of sound along a cylindrical duct containing flowing air, Journal of Sound and Vibration 10, Seite 208-226, 1969.
- /82/ dtv Lexikon der Physik, Band 6, München 1970.
- /83/ Cremer, Lothar, Hubert, Matthias: Vorlesungen über Technische Akustik, Berlin, 1985.
- /84/ Wright, S.E.: Discrete radiation from rotating periodic sources, Journal of Sound and Vibration 17(4), Seite 437-498, 1971.
- /85/ Holste, Fredi, Neise, Wolfgang: Experimental comparison of standardized sound power measurement procedures for fans, Journal of Sound and Vibration, 152, Seite 1-26, 1992.
- /86/ Mongeau, Luc: Experimental study of the mechanics of sound generation by rotating stall in centrifugal turbomachines, Ph.D.Thesis, The Pennsylvania State University, 5/1991.
- /87/ Choi, Jong-Soo: Experiments on the unsteady flowfield associated with noise generation in centrifugal turbomachinery; Ph.D.Thesis, Pennsylvania State University, 12/1991.
- /88/ Bent, P.H.: Experiments on the aerodynamic generation of noise in centrifugal turbomachinery, Ph.D.Thesis, Pennsylvania State University, 5/1993.
- /89/ Freymuth, P.: A bibliography of thermal anemometry, TSI (Thermo Systems Instruments) Incorporated Report, St. Paul (USA), 1978.
- /90/ Bartenwerfer, M.: Zur Analyse von Hitzdrahtsignalen turbulenter Strömungen, Dissertation Technische Universität Berlin, 1981.

- /91/ Sears, W.R.: The boundary layer of yawed cylinders, Journal of Aeronautical Science, 15, Seite 49 ff, New York, 1948.
- /92/ Schulz, H.D.: Experimentelle Untersuchung der dreidimensionalen abgelösten Strömung in einem Axialverdichterringgitter, Dissertation RWTH Aachen, 1989.
- /93/ Schodl, R.: Laser-two-focus velocimetry, Paper-No.7, AGARD Conference Proceedings No. 399, Advanced instrumentation for aero engine components, Philadelphia, 1986.
- /94/ Schuch, Andreas: Zum Einfluß der Schaufelzahl auf die Geräuschemission einer axialen Strömungsmaschine, Diplomarbeit am Hermann-Föttinger-Institut der Technischen Universität, Berlin, 1993 (in Vorbereitung).
- /95/ Holste, Fredi, Neise, Wolfgang: Experimental determination of the main noise sources in a propfan model by analysis of the acoustic spinning modes in the exit plane, DGLR/AIAA 92-02-138, Aachen, 1992.
- /96/ Rottmann, Karl: Mathematische Formelsammlung, Mannheim, 1960.