

**BAM-BERICHT Nr. 27** DER BUNDESANSTALT FÜR  
MATERIALPRÜFUNG (BAM)  
BERLIN

Untersuchungen zum Schallfeld von  
Winkelprüfköpfen für die Materialprüfung  
mit Ultraschall

von Dr.-Ing. Hermann Wüstenberg

61 Seiten mit 114 Abbildungen

Herausgegeben von der  
Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)  
1 Berlin 45, Unter den Eichen 87  
Telefon (030) 8104- 1  
Telex 01 -83 261 bamb d

Inhaltsverzeichnis	Seite
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Charakteristische Kenngrößen zur Beschreibung des Schallfeldes</b>	<b>1</b>
<b>3. Theoretische Beschreibung der Schallfelder von Winkelprüfköpfen</b>	<b>3</b>
<b>3.1 Physikalisch vereinfachtes Modell für Winkelprüfköpfe</b>	<b>3</b>
3.1.1 Einfluß der Bündelversetzung	4
3.1.2 Berechnung der örtlichen Verteilung der Erregung an der Ankopplungsoberfläche	5
<b>3.2 Die Abstrahlung von Schallwellen durch eine punktförmige Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers</b>	<b>5</b>
3.2.1 Die Berechnung der Punktrichtwirkungen mit Hilfe des Reziprozitätstheorems	6
3.2.1.1 Das Longitudinalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche	6
3.2.1.2 Das Transversalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers	7
3.2.1.3 Freie Oberflächenwellen von einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers	7
3.2.2 Zusammenstellung der Schallfelder einer punktförmigen Normalkraft	8
3.2.3 Numerische Bestimmung der Punktrichtwirkungen	8
<b>3.3 Berechnung der Richtcharakteristiken für Transversal- und Longitudinalwellen (Sendebetrieb)</b>	<b>9</b>
<b>3.4 Azimutal- und Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen-Winkelprüfköpfe</b>	<b>11</b>
<b>3.5 Die Richtcharakteristik für Winkelprüfköpfe im Empfangsbetrieb</b>	<b>12</b>
<b>3.6 Der Einfluß der Durchlaßfaktoren auf das Schallfeld der Winkelprüfköpfe</b>	<b>13</b>
<b>3.7 Berechnung der Durchlaß- und Reflexionsfaktoren für begrenzte Bündel mit Hilfe einer Teilwellensynthese</b>	<b>13</b>
<b>3.8 Verteilung der Schallschnelle in Ebenen senkrecht zur Schallbündelachse bei Winkelprüfköpfen für Transversalwellen</b>	<b>16</b>
<b>3.9 Berechnung zum Entfernungsgesetz und zur Nahfeldlänge von Winkelprüfköpfen</b>	<b>17</b>
3.9.1 Theoretische Überlegungen zum Entfernungsgesetz für Transversalwellen	17
3.9.2 Definition der Nahfeldlänge durch Meßverfahren	18
3.9.3 Rechnerische Bestimmung der Nahfeldlänge für Rechteckschwinger	19
<b>4. Experimentelle Bestimmung der Schallfeldkenngrößen von Winkelprüfköpfen</b>	<b>20</b>
<b>4.1 Allgemeines zur meßtechnischen Ermittlung der Schallfelder von Prüfköpfen</b>	<b>20</b>
4.1.1 Schallfelder in Flüssigkeiten	20
4.1.2 Schallfelder in festen Stoffen	20
4.1.3 Bisher eingesetzte Meßmethoden für Schallfelder in festen Stoffen	21
4.1.4 Einfluß des Impulsbetriebes auf das Meßergebnis	21
<b>4.2 Prinzip einer berührungslosen elektrodynamischen Meßsonde für Schallfeldmessungen an metallischen Medien</b>	<b>22</b>
<b>4.3 Die Eigenschaften der elektrodynamischen Meßsonden</b>	<b>23</b>
4.3.1 Bauformen elektrodynamischer Meßsonden	23
4.3.2 Elektrodynamische Meßsonden als Ultraschallsender	23
4.3.3 Die Abstandsabhängigkeit des Übertragungsfaktors der elektrodynamischen Meßsonden	23
4.3.4 Frequenzabhängigkeit des Übertragungsfaktors der Meßsonden	24
4.3.5 Das örtliche Auflösungsvermögen der Meßsonden	24

<b>4.4 Impulshöhendiskriminator (Monitor)</b>	<b>25</b>
<b>4.5 Beschreibung der Meßplätze</b>	<b>26</b>
4.5.1 Messung der Richtcharakteristik	26
4.5.2 Messung der Schallschnelle in einem Schallbündelquerschnitt	27
<b>4.6 Ergebnisse der Messungen</b>	<b>28</b>
4.6.1 Die Punktrichtwirkung	28
4.6.1.1 Anordnung zur punktförmigen Anregung	28
4.6.1.2 Vergleich der Rechnung und Messung für die Longitudinal- und Transversalwellen einer punktförmigen Normalkraft	29
4.6.1.3 Die Phasenveränderung bei der Transversalwelle	30
4.6.2 Vergleiche zwischen Messungen und Rechnungen zur Richtcharakteristik	30
4.6.2.1 Richtcharakteristik für Transversalwellen	30
4.6.2.1.1 Berechnungsschema und Rechenparameter für die Azimutal-Richtcharakteristik	30
4.6.2.1.2 Winkelprüfkopfmodell für die Messungen	31
4.6.2.1.3 Meßergebnisse zur Azimutal-Richtcharakteristik	32
4.6.2.1.4 Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen-Winkelprüfköpfe	37
4.6.2.1.5 Einfluß der Phase der Punktrichtwirkung	38
4.6.2.2 Richtcharakteristik für Oberflächenwellen	40
4.6.2.3 Richtcharakteristik der Rest-Longitudinalwellen eines Winkelprüfkopfes für Transversalwellen	40
4.6.3 Messungen zur Reziprozität der Winkelprüfköpfe	40
4.6.4 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Schallschnelleverteilungen in einem Schallbündelquerschnitt	42
4.6.5 Messung des örtlichen Verlaufs der Schallbündelachse	43
4.6.6 Messungen zum Entfernungsgesetz und zur Nahfeldlänge der Winkelprüfköpfe	44
<b>5 Zusammenfassung</b>	<b>45</b>
<b>6 Anhang</b>	<b>46</b>
1A	46
2A	47
3A	49
4A	52
5A	53
6A	53
7A	54
<b>7. Liste der Symbole</b>	<b>55</b>
7.1 Materialkonstanten, die die Wellenausbreitung beeinflussen	55
7.2 Physikalische Größen zur Beschreibung der Wellenausbreitung	55
7.3 Schallfeldgrößen	55
7.4 Reflexions-, Durchlässigkeitsfaktoren und ähnliche Größen	57
7.5 Geometrische Größen und Koordinaten	57
7.6 Winkelangaben	57
7.7 Richtwirkungen und Richtcharakteristiken	58
<b>8 Literaturverzeichnis</b>	<b>58</b>

# 1. Einleitung

In der zerstörungsfreien Materialprüfung mit Ultraschall setzt man in großem Umfang Winkelprüfköpfe ein, die durch schrägen Einfall eines begrenzten Schallbündels im Werkstück verschiedene Wellenarten erzeugen können. Am häufigsten benutzt werden Transversalwellen, seltener Plattenwellen und Oberflächenwellen sowie gelegentlich auch Longitudinalwellen. Transversalwellen werden immer dann verwendet, wenn ein Schallbündel in einem Werkstück unter definierter Richtung zur Anregungsoberfläche erzeugt werden soll, ohne daß andere störende Wellenarten entstehen [1]. Diese "Schrägeinschallung" mit Transversalwellen findet ihre wichtigste Anwendung in der Schweißnahtprüfung.

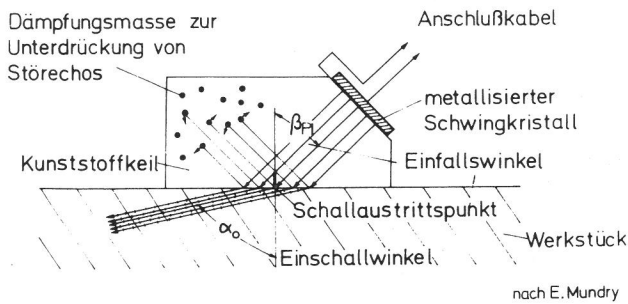


Bild 1  
Aufbau eines Winkelprüfkopfes (schematisch)

Winkelprüfköpfe für die Schweißnahtprüfung und auch für die Erregung von Platten- bzw. Oberflächenwellen haben oft einen Aufbau, wie er in Bild 1 schematisch wiedergegeben ist. In einem Keil aus Kunststoff (meist Plexiglas) mit einer Longitudinalwellengeschwindigkeit, die kleiner als die Transversalwellengeschwindigkeit im Werkstück ist, wird durch einen piezoelektrischen Schwingkristall (häufig Bariumtitanat) ein begrenztes Longitudinalwellenbündel erzeugt, das schräg mit dem Einfallswinkel  $\beta_1$  auf die Grenzfläche zwischen Kunststoff und Werkstück auftrifft. Je nach Einfallswinkel und Schallgeschwindigkeiten entstehen im Werkstück vorzugsweise Transversalwellen, Oberflächenwellen, Longitudinalwellen und in Blechen auch Plattenwellen. Zur Erzeugung der meist üblichen Transversalwellenbündel wird der Einfallswinkel so gewählt, daß für die Longitudinalwellen der Grenzfall der Totalreflexion überschritten ist, also bei unendlich ausgedehnten, ebenen Wellen keine Longitudinalwellen im Werkstück entstehen könnten. Die im Kunststoffkeil reflektierten Wellen werden durch eine Dämpfungsmasse oder durch geeignet geformte Labyrinth geschwächt.

Zur Frage der Schallfelder von Platten- und Oberflächenwellen, wie sie durch Winkelprüfköpfe erzeugt werden, liegen schon eine ganze Reihe von theoretischen und experimentellen Untersuchungen vor, so daß eine echte Kenntnislücke hier nicht besteht [2, 3, 4]. Dennoch wird an einigen Stellen in dieser Arbeit auf Oberflächenwellen eingegangen, wenn dies im sinnvollen Zusammenhang mit den anderen vorgelegten Ergebnissen steht.

Obwohl die Schrägeinschallung z.B. mit Transversalwellen im Vergleich zur Senkrechteinschallung und zur Verwendung von Platten- und Oberflächenwellen der wohl häufigste Anwendungsfall der Ultraschallprüfung ist, sind die Kenntnisse über die mit Winkelprüfköpfen erzeugten

Schallfelder gerade hier noch mangelhaft. Sowohl die Ortung als auch die Größenabschätzung einer Reflexionsstelle werden vom Schallfeld des Prüfkopfes beeinflusst. Auf derartige Einflüsse – vor allem bei der Schweißnahtprüfung – wird in der Literatur vielfach eingegangen, z.B. in [5, 6, 7 und 8]. Quantitative Angaben über diese Einflüsse und mögliche Fehlerquellen bei der Interpretation der Prüfergebnisse sind jedoch kaum zu finden, weil hierzu eine hinreichend genaue Kenntnis des Schallfeldes vorausgesetzt werden muß [9]. Dieser Mangel wird bei der Prüfung dickwandiger Reaktordruckbehälter im Zusammenhang mit den hohen Sicherheitsforderungen und den besonderen Prüftechniken mit zwei oder mehr Winkelprüfköpfen besonders deutlich [10 – 13].

Weder theoretische Beschreibungen noch Messungen der Schallfelder von Winkelprüfköpfen für Transversalwellen sind bisher ausreichend gesichert. Daher sind die theoretische Beschreibung der Schallfelder dieser Winkelprüfköpfe und die Bestätigung der Theorie durch zuverlässige Messungen das Hauptziel der vorliegenden Arbeit.

Da bisher eine befriedigende Meßmöglichkeit für das Schallfeld von Winkelprüfköpfen in festen Körpern nicht bekannt war, ist auch eine zuverlässige Überprüfung theoretischer Aussagen, die sich in der Literatur hin und wieder finden [8, 15, 17, 18, 19, 20, 21 und 22] durchgeführt worden. Keine der dort beschriebenen Meßmethoden ist genügend zuverlässig, um theoretische Aussagen zu erhärten. Für diese Arbeit wurde daher auch ein geeignetes meßtechnisches Hilfsmittel zur genauen und reproduzierbaren Messung der Schallschnelle an den Oberflächen fester Körper entwickelt.

## 2. Charakteristische Kenngrößen zur Beschreibung des Schallfeldes

In der Werkstoffprüfung mit Ultraschall ist es üblich, Schallfeldeigenschaften durch eine Reihe charakteristischer Kenngrößen zu beschreiben [23, 24], die sich in drei Gruppen aufteilen lassen:

1. Verteilung der Schallschnelle in ebenen oder gekrümmten Flächen senkrecht zur Schallbündelachse (z.B. Richtcharakteristiken)

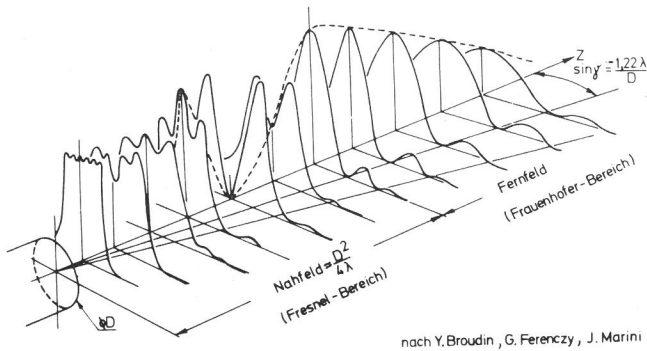
Schallschnelleverteilung entlang der Schallbündelachse

3. Verteilung der Schallschnelle in einer Ebene, die die Schallbündelachse enthält (z.B. die durch schlierenoptische Aufnahmen gewonnenen Schallfeldbilder)

Die in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung interessanten Kenngrößen können vor allem aus den unter 1. und 2. genannten Darstellungen entnommen werden.

Für die kreisförmige Kolbenmembran in einem flüssigen Medium sind rechnerische und experimentelle Ergebnisse zu den genannten Eigenschaften z.B. in [25, 26, 27 und 28] zu finden. Die Rotationssymmetrie läßt es zu, daß hier das Schallfeld in übersichtlicher Art perspektivisch wiedergegeben werden kann, z.B. nach Art der Abbildung in Bild 2. Bekannt sind auch die eindrucksvollen photographischen Aufnahmen von Schallfeldern in Flüssigkeiten mit Hilfe schlierenoptischer oder verwandter Techniken.

Bei nicht rotationssymmetrischen Strahlern – Winkelprüfköpfe sind dies immer – kann das Schallfeld nicht so einfach abgebildet werden. Im Rahmen dieser Arbeit sollen vier



nach Y. Broudin, G. Ferenczy, J. Marini

**Bild 2**

Darstellung des Gesamt-Schallfeldes bei rotations-symmetrischen Membranen

Darstellungsformen für die Schallfeldeigenschaften der Gruppen 1 und 2 benutzt werden:

1. Die Verteilung der Schallschnelle in Flächen senkrecht zur Schallbündelachse
  - 1.1 Die Richtcharakteristiken im Fernfeld
  - 1.2 Die Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels senkrecht zur Schallbündelachse
2. Die Schallschnelle auf der Schallbündelachse
  - 2.1 Die örtliche Lage der Schallbündelachse
  - 2.2 Die Abhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse von der Entfernung zum Strahler

Zu 1.1: Die Richtcharakteristiken im Fernfeld.

Eine für die Praxis sehr brauchbare Beschreibung liefern die Richtcharakteristiken im Fernfeld, wenn sie in zwei Ebenen, wie in Bild 3 angedeutet, gegeben sind. Aus den Richtcharakteristiken können viele wichtige Daten wie Öffnungswinkel, Lage der Nebenkeulen, Asymmetrie usw. abgelesen werden [29]. Die zuverlässige Berechnung und genaue Messung der Richtcharakteristik stellt den umfangreichsten Teil dieser Arbeit dar.

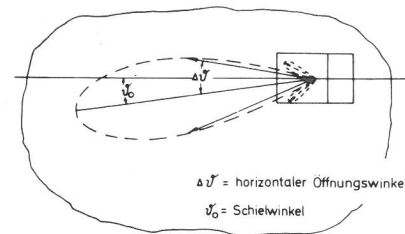
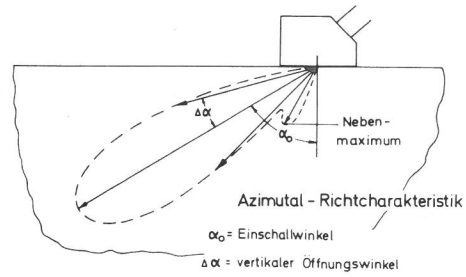
Zu 1.2: Die Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels senkrecht zur Schallbündelachse.

Eine vollständige Beschreibung des Schallfeldes erhält man, wenn die Verteilung der Schallschnelle in mehreren Querschnitten des Schallbündels wiedergegeben wird. In Bild 4 ist schematisch die Verteilung in einem Querschnitt des Schallbündels eines Winkelprüfkopfes wiedergegeben. Diese Verteilung wird in Abschnitt 4.6.4 an verschiedenen Beispielen gemessen und berechnet.

Zu 2.1: Die örtliche Lage der Schallbündelachse.

Die Verlängerung der Fernfeld-Schallbündelachse zum Prüfkopf hin definiert bei Winkelprüfköpfen den sogenannten Schallaustrittspunkt, dessen genaue Kenntnis bei der Fehlerortung vorausgesetzt wird [30, 31]. Zur Kontrolle von üblicherweise benutzten Methoden zur Bestimmung des Schallaustrittspunktes ist es daher notwendig, den genauen Verlauf der Schallbündelachse zu überprüfen. Bei der Bestimmung der Schallbündelachse wird die Lage des Hauptmaximums einer Schallschnelleverteilung in verschiedenen Querschnitten ermittelt und damit die örtliche Lage der Schallbündelachse fixiert.

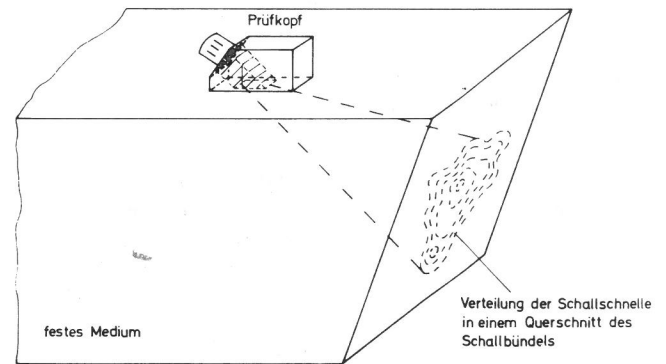
Im Abschnitt 4.6.5 wird über Ergebnisse solcher Messungen berichtet.



Horizontal - Richtcharakteristik

**Bild 3**

Azimutal- und Horizontal-Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes (schematisch)



**Bild 4**

Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels

Zu 2.2: die Abhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse von der Entfernung zum Strahler.

Diese im folgenden kurz als Entfernungsgesetz bezeichnete Abhängigkeit ist in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mit Ultraschall vor allem im Zusammenhang mit der Fehlergrößenabschätzung (siehe auch Abschnitt 4.6.6) von größter Bedeutung. In Bild 5 sind schematisch solche Abhängigkeiten dargestellt. Im Fernfeld nimmt die Schallschnelle umgekehrt proportional zur Entfernung ab bei Winkelprüfköpfen, die Transversalwellen erzeugen.

Aus dem Verlauf der Schallschnelle über der Schallbündelachse kann die Nahfeldlänge, das ist die Länge der strahler-nahen Interferenzzone (Fresnel-Zone), bestimmt werden, eine für die Fehlergrößenabschätzung bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mit Ultraschall sehr nützliche Kenngröße. Die Kurven in Bild 5 zeigen, daß rechteckförmige Strahler, wie sie bei Winkelprüfköpfen verwendet werden, in ihrem Schalldruckverlauf auf der Schallbündelachse erheblich von dem der kreisförmigen Kolbenmembran abweichen. Dies ist der wesentliche Grund dafür, daß die Bestimmung der Nahfeldlänge bei Winkelprüfköpfen nicht auf eine einfache Berechnung, wie in Bild 5 für die

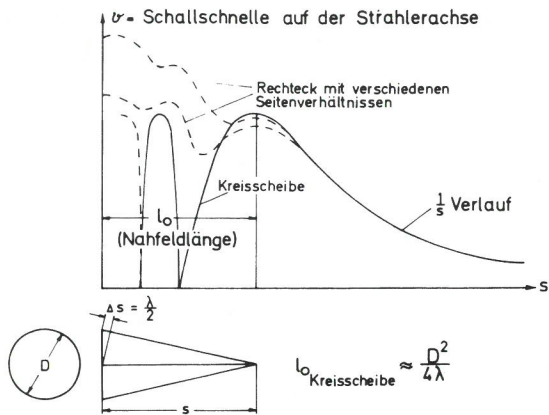


Bild 5  
Der Begriff der Nahfeldlänge bei verschiedenen Schwingerformen

Kreiskolbenmembran angedeutet, zurückgeführt werden kann. Da die Kenntnis der Nahfeldlänge auch bei Winkelprüfköpfen für die Prüfpraxis von erheblicher Bedeutung ist, wird auf die Bestimmung der Nahfeldlänge aus dem Verlauf der Schallschnelle über der Schallbündelachse im Abschnitt 4.6.6 eingegangen.

In den folgenden Abschnitten werden zunächst die theoretischen Hilfsmittel zur Beschreibung des Schallfeldes entwickelt. Die einzelnen Voraussetzungen und Aussagen der Theorie werden dann, soweit möglich, experimentell überprüft.

### 3. Theoretische Beschreibung der Schallfelder von Winkelprüfköpfen

#### 3.1 Physikalisch vereinfachtes Modell für Winkelprüfköpfe

Bei allen in der Literatur zu findenden Ansätzen zur Berechnung der Schallfelder oder der Richtcharakteristiken von Winkelprüfköpfen werden vereinfachende Annahmen gemacht. Dommke und Prëprechal [16, 15] gehen davon aus, daß der Schwinger in einem Winkelprüfkopf ein Schallbündel erzeugt, das an der Grenzfläche zwischen Kunststoff-

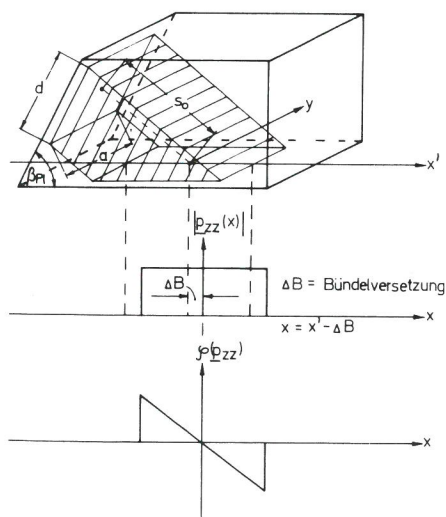


Bild 6  
Idealisiertes Modell eines Winkelprüfkopfes

keil und Metall gebrochen wird. Der Einfluß der Grenzfläche wird nur nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz, nicht aber nach der winkelabhängigen Verteilung der einfallenden Energie auf mehrere an der Grenzfläche entstehende Wellenarten berücksichtigt. Yamamoto und Ito [21] gehen von einem Modell aus, bei dem angenommen wird, daß von der Membran des Schwingers (meist Rechteckschwinger) ein ebenes Wellenbündel schräg auf die Grenzfläche gestrahlt wird, das dort eine bestimmte Erregung erzeugt. Dieses Modell wird, etwas variiert, auch in dieser Arbeit angewandt. In Bild 6 ist es schematisch skizziert.

Bei Yamamoto wird aber der winkelabhängige Einfluß der Verteilung der Energie des einfallenden Wellenbündels auf mehrere Sekundärbündel nicht berücksichtigt. In einer von Mano [14] angegebenen theoretischen Betrachtung zur Richtcharakteristik wird ebenfalls wie in [16 und 15] von einem vom Schwinger ausgehenden Bündel, das an der Grenzfläche gebrochen wird, ausgegangen. Zusätzlich zum Snelliusschen Brechungsgesetz wird auch die Energieaufteilung und deren Winkelabhängigkeit erfaßt. Experimente zeigen aber keine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie von Mano.

Daher wurde, ausgehend von der schon bei Yamamoto verwendeten Vorstellung eines ebenen begrenzten Bündels, das auf die Grenzfläche trifft, ein neues Modell für die Berechnung entwickelt. Zur Vereinfachung der Berechnung wird allen Rechnungen ein rechteckiger Schwinger, wie er in der Praxis meist auch verwendet wird, zugrunde gelegt.

Es ist nicht die Absicht dieser Arbeit, für alle möglichen Schwingerformen in Winkelprüfköpfen das Schallfeld zu berechnen, sondern zu zeigen, welche Effekte die Ausbildung des Schallfeldes wesentlich beeinflussen und daher auch beim Bau und bei der Verwendung von Winkelprüfköpfen berücksichtigt werden müssen. Alle Berechnungen lassen sich genauso gut und ohne größere zusätzliche Komplikationen auch für kreisrunde Schwinger durchführen; die Wahl der Rechteckform empfiehlt sich durch deren Verbreitung in der Praxis.

Das im folgenden verwendete physikalisch vereinfachte Modell für die Berechnung des Schallfeldes der Winkelprüfköpfe ist in fünf Punkten idealisiert:

1. Das erregende, schräg einfallende Wellenbündel ist ein ebenes begrenztes Bündel. Die Schallfeldgrößen innerhalb dieses Bündels sollen sich beschreiben lassen wie bei einem unendlich ausgedehnten ebenen Wellenfeld. Die in Wirklichkeit im begrenzten Bündel vor einem Schwinger u.U. recht komplizierte örtliche Verteilung der Schallfeldgrößen wird dadurch stark vereinfacht; die wesentlichen, das Schallfeld im unteren Halbraum bestimmenden Faktoren scheinen davon aber nicht betroffen zu sein, wie die gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Meßergebnissen zeigt.
2. Die Kopplung des Kunststoffkeils an das zweite Medium erfolgt über eine Flüssigkeitszweischenschicht, die keine Schubkräfte übertragen kann. Das bedeutet, daß die Erregung an der Oberfläche des unteren Halbraums immer durch den Schalldruck normal zur Oberfläche mit bestimmter örtlicher Verteilung beschrieben werden kann. (Zur Begründung siehe Anhang 1A.)
3. Die Abhängigkeit des Normalschalldrucks an der Ankopplungsfläche vom Einfallswinkel im Kunststoffkeil

wird wie für unendlich ausgedehnte ebene Wellen berechnet.

4. Eine Verformung des Bündelprofils des einfallenden ebenen Wellenbündels aufgrund der Bündelversetzung wird vernachlässigt.
5. Bei den Berechnungen wird eine Dämpfung im unteren Halbraum nicht berücksichtigt.

Das Modell für einen Winkelprüfkopf mit den wichtigsten geometrischen Daten zeigt Bild 6. Der Kunststoffkeil mit dem Keilwinkel  $\beta_{PI}$  trägt einen Rechteckschwinger mit der Seitenlänge  $d$  in der Einfallsebene und  $a$  senkrecht dazu. Es wird angenommen, daß der Schwinger ein rechteckig begrenztes Bündel mit zueinander parallelen Wellenfronten, in denen die Schallschnelle konstant ist, erzeugt. Dieses Bündel trifft nach dem mittleren Laufweg  $S_0$  im Kunststoffkeil auf die Grenzfläche unter dem Winkel  $\beta_{PI}$ . Im an den Kunststoffkeil durch eine Flüssigkeitsschicht angekoppelten festen Medium des unteren Halbraumes werden durch das auftreffende Bündel zur Oberfläche normale Druckspannungen  $p_{ZZ}(x)$  erzeugt. Die Verteilung dieser Druckspannungen in Richtung der  $x$ -Achse ist unter dem Modell in Bild 6 und 7 abgebildet. Die Dämpfung im Plexiglaskeil  $\kappa_{PI}$  wurde in Bild 6 und 7 nicht berücksichtigt. Zusätzlich ist in Bild 6 die Verteilung der Phase  $\varphi(p_{ZZ})$  angegeben. Die eingezeichnete „Bündelversetzung“ wird im Abschnitt 3.1.1 erläutert. Die rechnerische Ermittlung der in Bild 6 angegebenen Verteilung ist im Abschnitt 3.1.2 beschrieben.

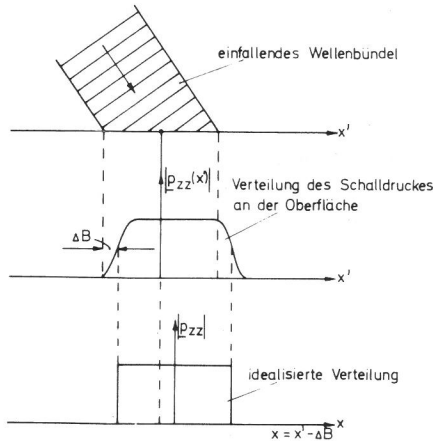


Bild 7  
Einfluß der Bündelversetzung beim Winkelprüfkopf

### 3.1.1 Einfluß der Bündelversetzung

Zum Einfluß der Bündelversetzung ist in Bild 7 eine stark vereinfachte Skizze wiedergegeben. Nach [32, 33, 34, 35 und 81] kann ein in der Einfallsebene begrenztes einfallendes Wellenbündel, wie es in Bild 7 oben dargestellt ist, an einer Grenzfläche eine Verteilung der Schallfeldgrößen erzeugen, die zur Abstrahlung versetzter reflektierter bzw. gebrochener Bündel führt. Die Versetzung der Bündel ist je nach Einfallswinkel des Wellenbündels eine in  $x$ -Richtung positive, wie dargestellt, oder auch negative [34]. Auf die Analogie dieser Bündelversetzung zu Einschwingvorgängen in der Nachrichtentechnik verweist L. Cremer [32, 35].

Die Bündelversetzung kann nach [32, 34, 35 und 36] erklärt werden durch das Auftreten von erzwungenen Oberflächenwellen, die einen Energietransport im Bereich des einfallenden Bündels in Richtung der Grenzfläche ermöglichen. Niklas weist in [34] darauf hin, daß die Bündelversetzung eine Verschiebung des Schallaustrittspunktes zur Folge hat – dem entspricht in Bild 7 die Verlagerung des Schwerpunktes der Verteilung des Schalldruckes an der Oberfläche. Niklas gibt eine quantitative Abschätzung dafür an [34]. Dem Phänomen der Bündelversetzung wird im folgenden nur dadurch Rechnung getragen, daß die Versetzung der Bündel durch eine Versetzung ihrer Anregungsfläche parallel zu der Grenzschicht ersetzt wird. Dies ist durch die in [32 und 36] zur Erklärung herangezogenen erzwungenen Oberflächenwellen auch anschaulich zu begründen. Auf der linken Seite des Bündels führt die Oberflächenwelle im Beispiel zu einer bereichsweisen Auslöschung der Anregung, auf der rechten Seite zu einer Ausdehnung des angeregten Bereiches. Die maximale Höhe der die Wellenabstrahlung bewirkenden Schallfeldgrößen in der Mitte der Anregungsfläche wird von der an den Bündelgrenzen durch Energieaustausch erzeugten bzw. absorbierten Oberflächenwelle nicht beeinflusst. Der Energietransport durch die Oberflächenwelle kann demnach nur eine Verschiebung der Anregungsfläche bewirken, aber keine – von den Rändern abgesehen – wesentliche Verformung des Bündelprofils.

Die Bündelversetzung selbst kann durch eine einfache Verschiebung des Koordinatennullpunktes für die Rechnungen ersetzt werden und wird bei den weiteren Rechnungen nicht mehr explizit erwähnt.

Die im Bild 6 angegebene Phasenverteilung enthält bis auf eine durch Bündelversetzung bedingte konstante Phasenverschiebung, die in der Konstanten  $(p_{ZZ})_0$  enthalten ist, und an den Rändern der Phasenverteilung auftretende Verzerrungen, die in den Rechnungen nicht berücksichtigt werden, die für das Schallfeld wesentlichen Einflüsse. Die in Bild 7 in der Mitte angegebene Verteilung des Schalldruckes an der Oberfläche, die das Einschwingverhalten der Erregung andeutet, wird für die Rechnung durch die unten in Bild 7 angegebene idealisierte Verteilung ersetzt.

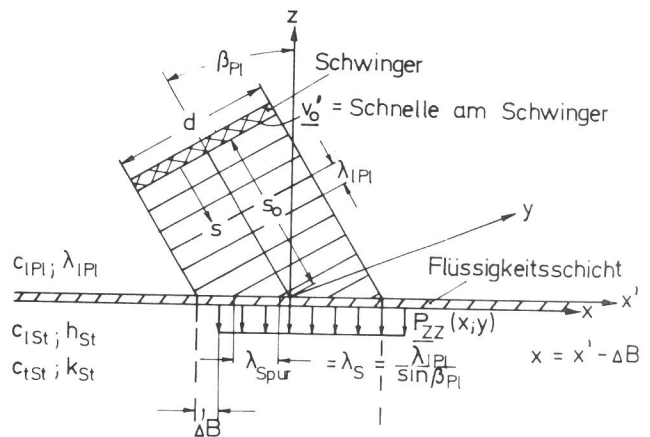


Bild 8  
Zur Berechnung der Anregungsverteilung an der Ankopplungsfläche



### 3.1.2 Berechnung der örtlichen Verteilung der Erregung an der Ankopplungsfläche

Die örtliche Verteilung der Schallfeldgrößen an der Ankopplungsfläche in Richtung senkrecht zur Einfallsebene (y-Richtung in Bild 6 und 8) ist gegenüber der Verteilung im einfallenden Wellenbündel nicht verändert. Lediglich die örtliche Verteilung in der Einfallsebene (x-Richtung) muß unter Berücksichtigung des Einfallswinkels an der Ankopplungsfläche bestimmt werden.

Dies soll an Hand Bild 8 für die Schallschnelle erläutert werden. Der Schwinger mit der Ausdehnung  $d$  in der Einfallsebene erzeugt ein Longitudinalwellenbündel gleicher Ausdehnung, das unter dem Einfallswinkel  $\beta_{PI}$  nach einem mittleren Laufweg  $S_0$  im Kunststoff auf die Grenzfläche zwischen Kunststoff und zweitem Medium trifft. Die Schallschnelle  $\underline{v}(x')$  an der Grenzfläche kann durch Gl. (1) beschrieben werden.

$$\begin{aligned} \underline{v}(x') &= \underline{v}'_0 \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda_{|P|}} \cdot S_0 - \kappa_{PI} \cdot S_0} \cdot e^{j \frac{2\pi}{\lambda_{|P|}} \cdot \sin \beta_{PI} \cdot x' - \kappa_{PI} \cdot \sin \beta_{PI} \cdot x'} \\ \underline{v}_0 &= \underline{v}'_0 \cdot e^{S_0 \left( j \frac{2\pi}{\lambda_{|P|}} - \kappa_{PI} \right)} \quad (\text{mit } h_{PI} = \frac{2\pi}{\lambda_{|P|}}) \\ \underline{v}(x') &= \underline{v}'_0 \cdot e^{x' (j h_{PI} - \kappa_{PI}) \cdot \sin \beta_{PI}} \end{aligned} \quad (1)$$

Dabei ist  $\lambda_{|P|}$  die Wellenlänge der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil und  $\kappa_{PI}$  die Dämpfung der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil. Die Dämpfung im Kunststoff soll hier im Ansatz zunächst noch berücksichtigt werden, um die Tendenz ihres Einflusses kennenzulernen. Die Dämpfung wird aber später im weiteren Verlauf der Rechnung vernachlässigt, da, wie sich weiter unten ergibt, selbst die im Kunststoff vorliegenden Dämpfungswerte keinen meßtechnisch nachweisbaren Einfluß haben können.

Gl. (1) gibt die Schallschnelleverteilung auf der Kunststoffseite der Grenzschicht an.

Die zur Ankopplung benutzte Flüssigkeitsschicht läßt auf der Seite des zweiten Mediums mit den Schallgeschwindigkeiten  $c_{1st}$  und  $c_{2st}$  und den Wellenzahlen  $h_{st}$  und  $k_{st}$  für Longitudinal- und Transversalwelle nur eine Übertragung von Kräften senkrecht zur Grenzfläche zu. Bei dieser Schicht wird lediglich die Tatsache, daß ideale Flüssigkeiten keine Scherkräfte übertragen, berücksichtigt. Zusätzlich muß angenommen werden, daß für die Übertragung von Verschiebungen und Spannungen senkrecht zur Grenzfläche sich die Schicht so verhält, als ob ein fester Kontakt vorliegt (d.h. es tritt keine elastische Verformung der Schicht auf, siehe auch Anhang 1A) [33].

Der in Gl. (1) angegebenen Schallschnelleverteilung entspricht die für die Schallfeldberechnung benötigte Verteilung der Normalspannung  $\underline{p}_{ZZ}(x)$  an der Grenzfläche.

Nach Gl. (1) ergibt sich analog:

$$\begin{aligned} \underline{p}_{ZZ}(x) &= (\underline{p}_{ZZ})_0 \cdot e^{x(j h_{PI} - \kappa_{PI}) \cdot \sin \beta_{PI}} \\ \text{Für: } -\frac{d}{2 \cos \beta_{PI}} &\leq x \leq \frac{d}{2 \cos \beta_{PI}} \\ \text{und: } -\frac{a}{2} &\leq y \leq \frac{a}{2} \end{aligned} \quad (2)$$

In Gl. (2) wird die Bündelversetzung  $\Delta B$  dadurch berücksichtigt, daß  $x'$  durch  $x$  ersetzt wird (siehe Bild 6, 7 und 8). Außerhalb der angegebenen Grenzen für  $x$  und  $y$  verschwindet die Normalspannung  $\underline{p}_{ZZ}$  bei dem verwendeten Modell für die Winkelprüfköpfe.

Für die Schallfeldberechnung kann die mit Gl. (2) beschriebene Normalspannung als vorgegeben betrachtet werden. Bei einer Berechnung der Abhängigkeit der Maximalschallschnelle im Schallbündel vom Einfallswinkel  $\beta_{PI}$  muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Normalspannung  $(\underline{p}_{ZZ})_0$  mit der Schallschnelle  $\underline{v}_0$  des erregenden einfallenden Bündels über eine vom Einfallswinkel abhängige Beziehung verknüpft ist. Darauf wird weiter unten in den Abschnitten 3.5 und 3.6 noch näher eingegangen (siehe auch Voraussetzung Nr. 3 im Abschnitt 3.1).

### 3.2 Die Abstrahlung von Schallwellen durch eine punktförmige Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers

Aus der in Gl. (2) angegebenen Verteilung einer Normalspannungserregung an der Oberfläche eines festen Körpers kann das Schallfeld mit Hilfe einer Punktstrahlersynthese berechnet werden, d.h. jeder Punkt der erregenden Fläche wird als Punktstrahler mit einer Normalkrafterregung bestimmter Intensität aufgefaßt. Von solchen Punktstrahlern an der Oberfläche werden aber in einem festen Körper keine Schallwellen mit Kugelcharakteristik, wie in Berechnungen oft angenommen, abgestrahlt, sondern Schallwellen mit für die beiden Raumwellentypen Transversal- und Longitudinalwelle unterschiedlichen Richtwirkungen. Die Berücksichtigung dieses Umstandes erlaubt eine sehr viel genauere Berechnung der Richtcharakteristiken und anderer Schallfeldeigenschaften als bisher üblich [14, 15, 16, 21].

Der zur Berechnung hier gewählte Weg über eine Punktstrahlersynthese hat den Vorteil, die Schallfelder der drei wichtigsten Wellenarten bei Winkelprüfköpfen – Longitudinalwellen, Transversalwellen und Oberflächenwellen – physikalisch anschaulich zu beschreiben. Die Vorstellung von einem Punktstrahler mit einer charakteristischen Punktgerichtwirkung für Transversal- bzw. Longitudinalwellen im festen Medium ist auch für andere Probleme der Ultraschallprüfung, die die Berechnung oder Abschätzung von Schallfeldern erfordern, sehr nützlich. Ein weiterer Vorteil der Punktstrahlersynthese ist es, daß mit dieser Methode eine Näherungsrechnung für das Schallfeld auch im Nahfeldbereich möglich ist. Daher wird dieser Weg hier ausführlicher dargestellt.

Andere Rechenmethoden für das Schallfeld der Winkelprüfköpfe sind möglich, wenn man von einer Synthese des Feldes aus unendlich ausgedehnten ebenen Teilwellen mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen ausgeht. Je nach Modell für die Rechnung führt diese Bestimmung des Schallfeldes auf das gleiche Ergebnis wie bei der Punktstrahlersynthese oder auf leicht abweichende Ausdrücke, die aber bei numerischer Auswertung schnell ihre enge Verwandtschaft mit dem Ergebnis der Punktstrahlersynthese zeigen. Im Anhang im Abschnitt 2A werden drei Möglichkeiten einer Berechnung mit Hilfe der Teilwellensynthese skizziert.

Die Tatsache, daß von einem oszillierenden Punkt an einer Oberfläche eines Festkörpers drei Wellenarten, nämlich Oberflächenwellen, Transversal- und Longitudinalwellen abgestrahlt werden, wird mehrfach in der Literatur behandelt.

Genauere Berechnungen finden sich für die Oberflächenwellen bei Lamb [37] und bei Reissner [38], für alle drei Wellenarten bei Roderick [39] und bei Miller und Pursey [40]. Messungen zur Richtwirkung solcher Punktstrahler hat zum erstenmal Filipczinsky in [18] beschrieben. Das Prinzip dieser Messungen wird in Abschnitt 4.1.3 dargestellt. Auf die Bedeutung der Richtwirkung eines solchen Punktstrahlers für die Richtcharakteristik von an der Oberfläche eines Festkörpers angekoppelten Piezoelementen zur Erzeugung von Ultraschall hat bereits Roderick in [39] hingewiesen. Eine umfassende Darstellung dieses Einflusses geben Miller und Pursey in [40] und für bestimmte Anwendungsfälle A. E. Lord in [41]. Bei Lord wird auch auf eine sehr interessante andere Berechnungsweise für die Abstrahlung eines oszillierenden Punktes hingewiesen, die anscheinend zuerst von Gutin [42, 43] benutzt worden ist. Alle Berechnungen der Abstrahlung des Punktes, wie sie bei Lamb für die Oberflächenwellen und bei Roderick und Miller und Pursey für alle drei Wellenarten zu finden sind, gehen von der Wellengleichung im festen Medium aus, deren Lösungen durch eine Fourier- bzw. eine Bessel-Fourier-Transformation an die vorliegenden Randbedingungen angepaßt werden. Die physikalisch unübersichtliche Ableitung mit Hilfe von Integrationen in der komplexen Zahlenebene ergibt als asymptotische Lösung, d.h. als Lösung, die erst in gewisser Entfernung vom Strahler gilt, die Schallfelder der Raumwellen mit den typischen Punkttrichtwirkungen und die Energieverteilung auf Transversal-, Longitudinal- und Oberflächenwellen. Physikalisch leichter durchschaubar können diese asymptotischen Lösungen für die Raumwellen nach dem von Gutin angegebenen Verfahren mit Hilfe des Reziprozitätstheorems abgeleitet werden.

Da die Grenzschicht unseres Modells eine nicht freie Oberfläche für das zweite Medium bedeutet, hat das Gutinsche Verfahren hier sogar große Vorteile, denn alle in der Literatur zu findenden Arbeiten zu Problemen des Punktstrahlers an einer Oberfläche eines festen Körpers setzen diese Oberfläche als freie Oberfläche voraus. Viele der mathematischen Ansätze von Lamb, Roderick und Miller und Pursey sind aber zunächst für eine nicht-freie Oberfläche, wie sie in unserem Falle vorliegt, nicht geeignet. Auch aus diesem Grund wird das asymptotische Verhalten der Abstrahlung eines oszillierenden Punktes in dieser Arbeit mit Hilfe des Verfahrens von Gutin berechnet. Es zeigt sich allerdings, daß die Ergebnisse für die belastete Oberfläche nicht sehr stark von denen der freien Oberfläche abweichen, wie auch auf Grund der Wellenwiderstandsverhältnisse zu erwarten ist.

Die Anwendung des Verfahrens von Gutin setzt aber die Berechnung von Durchlässigkeits- und Reflexionsfaktoren an der im Modell vorliegenden Grenzschicht voraus. Diese Faktoren sind von Kühn und Lutsch in [33] auf Potentiale bezogen berechnet worden. Dennoch wird der genaue Rechengang für die Auslenkungen im Anhang nachvollzogen, um wichtige Zwischenergebnisse auch zur Verfügung zu haben. Diese Rechnung ist im Anhang, Abschnitt 3A, zu finden.

### 3.2.1 Die Berechnung der Punkttrichtwirkungen mit Hilfe des Reziprozitätstheorems

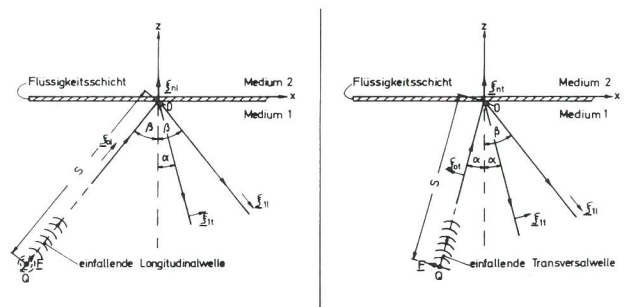
#### 3.2.1.1 Das Longitudinalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers

Im Bild 9 ist links eine unter dem Winkel  $\beta$  einfallende Longitudinalwelle dargestellt, die durch eine Kraft  $\underline{F}$  im Punkte Q mit der sehr großen Entfernung S vom Nullpunkt O er-

zeugt wird. Wegen der großen Entfernung S zwischen Quelle Q und Aufpunkt O verhält sich die auf die Grenzschicht auftreffende Welle wie eine unendlich ausgedehnte ebene Welle. Die Auslenkung  $\xi_{nl}$  normal zur Grenzfläche kann daher berechnet werden wie bei unendlich ausgedehnten ebenen Wellen. Nach dem Reziprozitätstheorem gilt aber der Zusammenhang zwischen der erregenden Kraft  $\underline{F}$  im Punkte Q und der Normalauslenkung im Punkte O auch für den Fall, daß eine Normalkraft  $\underline{F}_n$  im Punkte O eine Longitudinalwellenauslenkung im Punkte Q erzeugt.

Für den Fall der einfallenden Longitudinalwelle gilt: Es sei  $\xi_{ol}$  die Longitudinalauslenkung der einfallenden Welle, hervorgerufen durch die Kraft  $\underline{F}$  im Punkte Q.  $\xi_{ol}$  kann nach Gutin beschrieben werden durch:

$$\xi_{ol} = \frac{F}{4\pi(\lambda + 2\mu)} \cdot \frac{e^{jhS}}{S} \cdot e^{j(hx \sin\beta + hz \cos\beta)} \quad (3)$$



(nach Gutin)

Bild 9

#### Zur Berechnung der Punkt-Richtcharakteristik für Longitudinal- und Transversalwellen nach dem Reziprozitätstheorem

Für die Normalauslenkung  $\xi_{nl}$  an der Grenzfläche ergibt sich unter Berücksichtigung der reflektierten sekundären Wellen und der dazugehörigen Reflexionsfaktoren:

$$\xi_{nl} = \xi_{ol} \cdot \cos\beta - \xi_{ll} \cdot \cos\beta + \xi_{lt} \cdot \sin\alpha \quad (4)$$

$$= \xi_{ol} \cdot \left[ \sqrt{1 - \sin^2\beta} - R_{l \rightarrow l} \cdot \sqrt{1 - \sin^2\beta} + R_{l \rightarrow t} \cdot \frac{c_{ll}}{c_{lt}} \cdot \sin\beta \right]$$

Setzt man als Reflexionsfaktoren  $R_{l \rightarrow l}$  und  $R_{l \rightarrow t}$  die für die freie Oberfläche geltenden Ausdrücke ein, wie sie sich z.B. aus den Gl. (53A, 54A und 56A) im Anhang 3A ergeben, wenn die Dichte  $\rho_2 = 0$  gesetzt wird, dann erhält man (mit Gl. (3) für  $x = 0, z = 0$ ):

$$\xi_{nl} = \frac{F \cdot e^{jhS}}{4\pi(\lambda + 2\mu)S} \cdot \left[ \frac{2 \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{ll}}{c_{lt}} \right)^2 \sin^2\beta \right] \cdot \sqrt{1 - \sin^2\beta}}{4 \left( \frac{c_{ll}}{c_{lt}} \right)^4 \cdot \sin^2\beta \cdot \left[ \left( \frac{c_{ll}}{c_{lt}} \right)^2 - \sin^2\beta \right] \sqrt{1 - \sin^2\beta} + \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{ll}}{c_{lt}} \right)^2 \sin^2\beta \right]^2} \right] \quad (5)$$

Wird in Gl. (5) die Kraft  $\underline{F}$  durch die Normalkraft  $\underline{F}_n$  im Punkte O ersetzt, dann ist nach dem Reziprozitätstheorem die beschriebene Auslenkung die der dann vom Ursprung ausgehenden Longitudinalwelle  $\xi_l$ .

Der Ausdruck in Gl. (5) ist auch bei Roderick [39] und Miller und Pursey [40] für das asymptotische Longitudinalwellenfeld eines an der Oberfläche oszillierenden Punktes als Ergebnis einer völlig anderen Rechnung angegeben. Diese asymptotische Lösung und auch die für die Transversalwellen

scheint bei Miller und Pursey bereits für Entfernungen  $S > 2 \lambda$  mit Fehlern kleiner  $5 \cdot 10^{-2}$  zu gelten. (Eigene Abschätzung an Hand der Berechnung in [40].)

Das Longitudinalwellenfeld einer punktförmigen Normal-(wechsel)kraft wird im folgenden für den Fall der Kopplung mit einer Flüssigkeitsschicht im unteren Halbraum des Bildes 6 gebraucht. Das Medium des unteren Halbraumes soll mit dem Index  $S_t$  gekennzeichnet werden.

Setzt man Gleichungen (62A), (64A), (63A) aus Anhang 3A und Gl. (3) in Gl. (4) ein, dann ergibt sich das Longitudinalwellenfeld zu:

$$\xi_l = \frac{F_n \cdot e^{jks}}{4\pi(\lambda+2\mu) \cdot S} \cdot \underbrace{2 \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_t S_t}{c_l S} \right)^2 \cdot \sin^2 \beta_l \right] \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_l}}_{N_{\beta_l} = b_l(\beta_l)} \quad (6)$$

$N_{\beta_l}$  siehe Gl. (63A) im Anhang 3A.

In anderer Schreibweise mit der Punktrichtwirkung  $b_l(\beta_l)$  einer Normalkraft für Longitudinalwellen ergibt sich für die Schallschnelle  $\underline{v}_l$ :

$$\xi_l \cdot \omega = \underline{v}_l = \frac{F_n \cdot \omega \cdot e^{jks}}{4\pi(\lambda+2\mu) S} \cdot b_l(\beta_l) \quad (7)$$

In dieser Form wird die Schallschnelle im Longitudinalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft weiter unten verwendet.

### 3.2.1.2 Das Transversalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers

Unter Benutzung der gleichen Überlegungen wie bei 3.2.1.1 kann bei einfallender Transversalwelle, hervorgerufen durch eine Kraft  $\underline{F}$  im Punkt Q, die Normalauslenkung  $\xi_{nt}$  an der Grenzschicht nach Bild 9 rechts berechnet werden:

Für die Auslenkung der Transversalwelle gilt nach Gutin:

$$\xi_{ot} = \frac{F \cdot e^{jks}}{4\pi\mu S} \cdot e^{jk(x \sin \alpha + z \cos \alpha)} \quad (8)$$

Die Normalauslenkung  $\xi_{nt}$  im Punkte O:

$$\xi_{nt} = \xi_{ot} \cdot \sin \alpha + \xi_{1t} \cdot \sin \alpha - \xi_{1l} \cdot \cos \beta \quad (9)$$

Mit den zugehörigen Reflexionsfaktoren  $R_{t \rightarrow t}$  und  $R_{t \rightarrow l}$  und der Beziehung

$$\cos \beta = \frac{c_{1l}}{c_{1t}} \cdot \sqrt{\left( \frac{c_{1t}}{c_{1l}} \right)^2 - \sin^2 \alpha} \quad (10)$$

ergibt sich:

$$\xi_{nt} = \frac{F \cdot e^{jks}}{4\pi\mu S} \left[ \sin \alpha + R_{t \rightarrow t} \cdot \sin \alpha - R_{t \rightarrow l} \cdot \frac{c_{1l}}{c_{1t}} \sqrt{\left( \frac{c_{1t}}{c_{1l}} \right)^2 - \sin^2 \alpha} \right] \quad (11)$$

Nach dem Reziprozitätstheorem beschreibt Gl. (11) zugleich auch die Auslenkung  $\xi_t$  einer Transversalwelle, die von einer punktförmigen Normalkraft  $\underline{F}$  im Punkte O an der Grenzschicht im Medium 1 nach Bild 9 angeregt wird. Würde man in Gl. (11) wieder die Reflexionsfaktoren für eine freie

Grenzfläche einführen, dann erhielte man wieder genau den Ausdruck für das asymptotische Transversalwellenfeld einer punktförmigen Normalkraft, wie ihn auch Roderick und Miller und Pursey [39, 40] abgeleitet haben. Ersetzt man in Gl. (11) die Reflexionsfaktoren  $R_{t \rightarrow l}$  durch die Gl. (65A und 66A) aus Anhang 3A, dann ergibt sich das asymptotische Transversalwellenfeld für eine punktförmige Normalkraft an einer Grenzfläche mit über eine Flüssigkeitsschicht angekoppelter "Belastung" (Winkel  $\alpha$  hier durch  $\alpha_t$ , wie im Anhang 3A bereits beschrieben, gekennzeichnet).

$$\xi_t = \frac{F_n \cdot e^{jks}}{4\pi\mu S} \cdot \underbrace{\left[ 4 \sin \alpha_t \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \sqrt{\left( \frac{c_t S_t}{c_l S} \right)^2 - \sin^2 \alpha_t} \right]}_{N_{\alpha_t} = c_t(\alpha_t)} \quad (12)$$

$N_{\alpha_t}$  siehe Gl. (60A) im Anhang 3A.

In anderer Schreibweise mit der Punktrichtwirkung einer Normalkraft für Transversalwellen  $c_t(\alpha_t)$  ergibt sich die Schallschnelle  $\underline{v}_t$ :

$$\underline{v}_t = \xi_t \cdot \omega = \frac{F_n \cdot \omega \cdot e^{jks}}{4\pi\mu S} \cdot c_t(\alpha_t) \quad (13)$$

$$c_t(\alpha_t) = \frac{4 \sin \alpha_t \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \sqrt{\left( \frac{c_t S_t}{c_l S} \right)^2 - \sin^2 \alpha_t}}{N_{\alpha_t}} \quad (14)$$

Die gleichen Überlegungen, die für die Normalkraft bzw. Normalauslenkung an der Grenzschicht hier angestellt werden, sind auch für eine Tangentialkraft bzw. Tangentialauslenkung an der Grenzschicht zulässig. Lord hat solche Rechnungen ausgeführt für die Berechnung von Transversalwellenschallfeldern, wie sie z.B. durch Scherschwinger angeregt werden können [41]. Da unser Modell für die Berechnung aber eine ideale Flüssigkeitsschicht annimmt, die Tangentialkräfte nicht überträgt, werden die Schallfelder von punktförmigen Tangentialkräften hier nicht berücksichtigt. Die für die Messungen und auch in der Praxis verwendeten Flüssigkeiten haben allerdings eine endliche Viskosität und können durchaus Tangentialkräfte in geringer Größe übertragen (siehe auch Anhang 1A). Die im Anhang 1A gegebene Abschätzung zeigt allerdings, daß ein Einfluß von solchen Tangentialkräften, wenn überhaupt vorhanden, doch sehr gering ist.

### 3.2.1.3 Freie Oberflächenwellen von einer punktförmigen Normalkraft an der Oberfläche eines festen Körpers

Die von einer punktförmigen Normalkraft in einer ebenen, freien Oberfläche eines festen Körpers erzeugten freien Oberflächenwellen hat H. Lamb bereits 1904 in [37] beschrieben. Lamb's Ergebnisse werden von Roderick in [39] mit etwas anderer Schreibweise wiedergegeben. Nach [39] gilt für die Auslenkungen in tangentialer Richtung  $\xi_{x_0}$  und in normaler Richtung  $\xi_{z_0}$ :

$$\xi_{x_0} = \frac{j\pi k_0}{\mu F(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \left[ k_0 \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} \cdot z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2k_0} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} \cdot z} \right] \cdot \int_0^1 f(k_0 x) \quad (15)$$

$$\xi_{z_0} = \frac{j\pi k_0}{\mu F(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \left[ \sqrt{k_0^2 - h^2} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} \cdot z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2\sqrt{k_0^2 - k^2}} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} \cdot z} \right] \cdot \int_0^1 f(k_0 x) \quad (16)$$

In diesen Gleichungen bedeuten:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \text{Wellenzahl der O-Wellen}$$

$F_n$  = anregende Normalkraft

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_t} = \text{Wellenzahl der Transversalwellen}$$

$$h = \frac{2\pi}{\lambda_l} = \text{Wellenzahl der Longitudinalwellen}$$

$J_1$  und  $J_0$  = Bessel-Funktionen

$$F'(k_0) = \frac{8k_0}{(2k_0^2 - k^2)} \left[ 6k_0^4 (h^2 - k^2) + 2k_0^2 [3k^4 - 2h^2 k^2] - k^6 \right] \quad (17)$$

Verwendet man für die Bessel-Funktionen  $J_0$  und  $J_1$  die Näherungen:

$$J_0(k_0 x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4}\right) \quad (18)$$

$$J_1(k_0 x) \approx -\sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (19)$$

die schon ab Entfernungen  $x$  von größer als zwei Wellenlängen mit einer Genauigkeit von 1 % gelten, dann lassen sich die Auslenkungen schreiben:

$$\xi_{x_0} = -\frac{j \pi k_0}{\mu \cdot F'(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \cdot \left[ k_0 \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2k_0} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (20)$$

$$\xi_{z_0} = \frac{j \pi k_0}{\mu \cdot F'(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \cdot \left[ \frac{1}{k_0} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2k_0^2 - k^2} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4}\right) \quad (21)$$

In beiden Gl. (20) und (21) erkennt man das Abklingen der Auslenkungen mit der Tiefe  $z$  und eine Entfernungsabnahme mit der Entfernung  $x$  vom Sendeort nach einem Gesetz  $\sqrt{\frac{1}{x}}$ .

Dieses  $\sqrt{\frac{1}{x}}$ -Gesetz entspricht auch der anschaulichen Vorstellung vom flächenhaften Energiefluß der freien Oberflächenwellen. Beide Auslenkungen in  $x$ - und  $z$ -Richtung sind in der Phase um  $90^\circ$  gegeneinander verschoben, d.h. die Teilchen beschreiben bei einer Bewegung durch die Oberflächenwelle eine Ellipse. (Zum Entfernungs-gesetz der freien Oberflächenwelle siehe auch Anhang 4A.)

### 3.2.2 Zusammenstellung der Schallfelder einer punktförmigen Normalkraft

Eine punktförmige Normalkraft  $F_n$  an der Oberfläche eines festen Körpers strahlt folgende Schallwellen ab:

1. Eine Longitudinalwelle mit der Schnelle  $v_l$ :

$$v_l = \frac{F_n \cdot \omega \cdot e^{jhs}}{4 \pi \cdot (\lambda + 2\mu) S} \cdot b_l(\beta_l) \quad (22)$$

( $b_l(\beta_l)$ ) siehe Gl. 6)

2. Eine Transversalwelle mit der Schnelle  $v_t$ :

$$v_t = \frac{F_n \cdot \omega \cdot e^{jks}}{4 \pi \cdot \mu \cdot S} \cdot c_t(\alpha_t) \quad (23)$$

( $c_t(\alpha_t)$ ) siehe Gl. 14)

3. Eine Oberflächenwelle mit den Tangential- und Normal-schallschnellen:

$$v_{x_0} = -\frac{j \omega \pi k_0}{\mu \cdot F'(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \cdot \left[ k_0 \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2k_0} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{2}\right) \quad (24)$$

$$v_{z_0} = \frac{j \omega \pi k_0}{\mu \cdot F'(k_0)} \cdot (2k_0^2 - k^2) \cdot \frac{F_n}{2} \cdot \left[ \frac{1}{k_0} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2k_0^2 - k^2}{2k_0^2 - k^2} \cdot e^{\sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_0 x}} \cdot \sin\left(k_0 x + \frac{\pi}{4}\right) \quad (25)$$

Die angegebenen Gleichungen für die Schallschnellen beschreiben das asymptotische Schallfeld genau erst in einer gewissen Entfernung von der erregenden Normalkraft, nach Abschätzung an Hand [40] für  $S > 2 \lambda$  mit einem Fehler kleiner  $5 \cdot 10^{-2}$ .

### 3.2.3 Numerische Bestimmung der Punkttrichtwirkungen

Die numerische Berechnung der asymptotischen Richtungsabhängigkeit  $c_t(\alpha_t)$  und  $b_l(\beta_l)$  für Transversal- und Longitudinalwellen nach den Gl. (6 und 14) führt auf Richtungsverteilungen, wie sie schematisch in Bild 10 dargestellt sind. Die Longitudinalwelle zeigt eine annähernd kreisförmige Verteilung ähnlich einer  $\cos \beta_l$ -Verteilung, während für die Transversalwelle ein komplizierteres Verhalten vorliegt. Zwischen O und im dargestellten Fall  $33^\circ$  liegt eine Keule der Transversalwelle vor, die eine mit dem örtlichen Winkel unveränderliche Phase aufweist. Eine stärker ausgeprägte

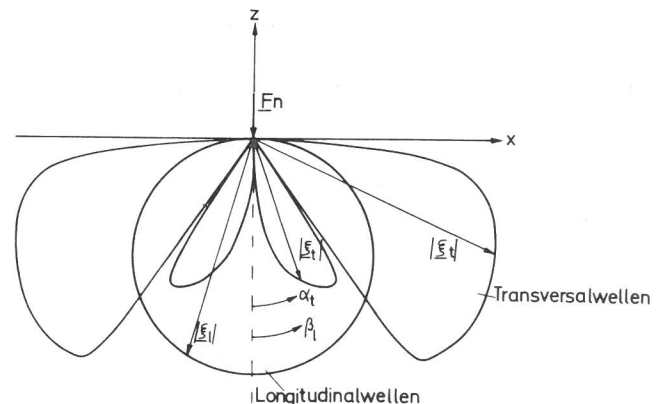


Bild 10

Die Punkttrichtwirkung einer Normalkraft für Longitudinal- und Transversalwellen (schematisch)

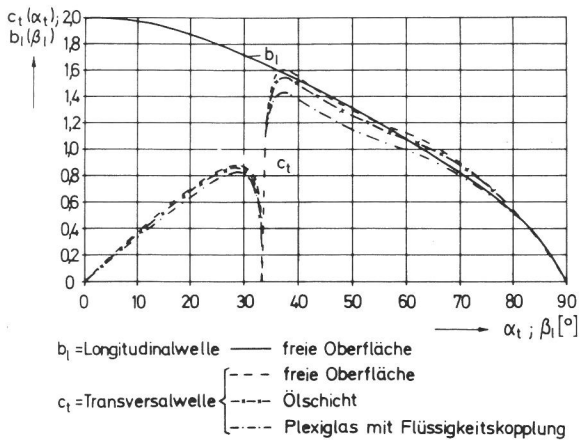


Bild 11  
Berechnete Punktrichtwirkungen für Longitudinal- und Transversalwellen

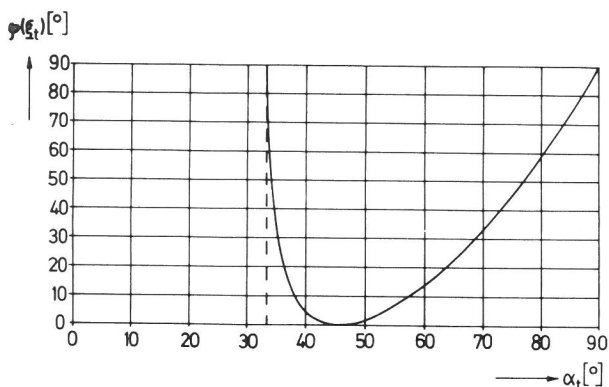


Bild 12  
Die Abhängigkeit der Phase der Punktrichtwirkung für Transversalwellen vom örtlichen Winkel  $\alpha_t$

Keule liegt zwischen  $33^\circ$  und  $90^\circ$ ; in diesem Bereich ist die Schallschnelle der Transversalwelle mit einer erheblichen Abhängigkeit der Phase von dem örtlichen Winkel behaftet. Deutlicher zu erkennen ist dies in den Bildern 11 und 12, in denen der Betrag der Punktrichtwirkung  $c_t$  der Transversalwellen und  $b_l$  der Longitudinalwellen über dem Winkel in kartesischen Koordinaten aufgetragen ist. In Bild 12 ist der Phasenverlauf der Transversalwellen-Schnelle wiedergegeben. In Abschnitt 4.6.2.1.5 wird gezeigt werden, daß die starke Veränderung der Phase mit dem örtlichen Winkel – zwischen  $34$  und  $37^\circ$  ändert sich die Phase z.B. um ca.  $60^\circ$  – bei der Messung der Richtcharakteristik einen gewissen Einfluß haben kann.

Das berechnete Beispiel bezieht sich auf Stahl und Plexiglas mit gegenseitiger Flüssigkeitskopplung ( $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6 \frac{mm}{sec}$ ;  $c_{lSt} = 5,9 \cdot 10^6 \frac{mm}{sec}$ ;  $c_{tPl} = 1,43 \cdot 10^6 \frac{mm}{sec}$ ;  $c_{lPl} = 2,74 \cdot 10^6 \frac{mm}{sec}$ ;  $\rho_{St} = 7,7 \frac{g}{cm^3}$ ;  $\rho_{Pl} = 1,18 \frac{g}{cm^3}$ ) und auf Stahl mit freier Oberfläche oder Ölkopplung. Die gezeichneten Kurven unterscheiden sich nicht sehr stark voneinander, was auch in Gl. (14) bzw. Gl. (60A) abgeschätzt werden kann, wenn man die beiden ersten Summanden im Nenner von Gl. (14) mit den beiden letzten Summanden vergleicht.

Der Übersichtlichkeit wegen ist in Bild 11 für die Longitudi-

nalwelle nur der Fall einer freien Oberfläche dargestellt. Bei Ölkopplung ergibt sich die gleiche prozentuale Veränderung wie bei der Transversalwelle.

### 3.3 Berechnung der Richtcharakteristiken für Transversal- und Longitudinalwellen (Sendebetrieb)

Zur besseren Übersicht soll hier zunächst auf die einzelnen im vorliegenden Fall zu beachtenden und im folgenden detaillierter beschriebenen Winkelabhängigkeiten hingewiesen werden.

#### 1. Abhängigkeit vom Einfallswinkel $\beta_{p1}$

Der Schalldruck der Anregung an der Kopplungsfläche hängt vom Einfallswinkel  $\beta_{p1}$  ab, wie in Abschnitt 3.1.2 angedeutet (siehe auch Faktor  $G(\beta_{p1})$  bzw.  $K$  in den Abschnitten 3.6 und 3.5).

#### 2. Abhängigkeit von der Punktrichtwirkung $c_t(\alpha_t)$ und deren Verknüpfung mit dem Beobachtungswinkel $\alpha_t$ .

#### 3. Abhängigkeit von der durch die Geometrie der Anregung bedingten Richtwirkung $R_{geom.}(\alpha_t)$ bzw. deren Verknüpfung mit dem Beobachtungswinkel $\alpha_t$ (= modifizierte Spaltfunktion).

Interessiert man sich für die Richtcharakteristik eines Prüfkopfes mit festem Einfallswinkel  $\beta_{p1}$ , dann sind nur die Abhängigkeiten 2 und 3 zu berücksichtigen. Will man aber die Abhängigkeit der Maximalschallschnelle eines Winkelprüfkopfes vom Einfallswinkel  $\beta_{p1}$  bzw. dem entsprechenden Beobachtungswinkel  $\alpha_0 (\triangleq \alpha_t)$  bestimmen, dann sind die Abhängigkeiten 1 und 2 wesentlich ( $R_{geom.} = 1$ ). Das Produkt aus 1 und 2, z.B.  $c_t(\alpha_t) \cdot G(\beta_{p1})$ , definiert einen Durchlässigkeitsfaktor für begrenzte Bündel, wie er in den Abschnitten 3.6 und 3.7 näher beschrieben wird.

Alle drei Winkelabhängigkeiten sind, wie in Abschnitt 3.5 gezeigt, reziprok, weshalb Send- und Empfangsrichtcharakteristiken bei dem benutzten Rechenmodell auch als einander gleich berechnet werden.

Zur Berechnung der Schnelle der Transversal- bzw. Longitudinalwelle in einem Aufpunkt P des Fernfeldes eines Winkelprüfkopfes wird von einer Punktstrahlersynthese ausgegangen. Nach Gl. (6, 7, 13 und 14) in Abschnitt 3.2.1.1 bzw. 3.2.1.2 läßt sich die Schnelle der Transversalwelle und die der Longitudinalwelle ausgehend von einer punktförmigen Normalkraft beschreiben:

$$v_t = \frac{F_n \cdot \omega}{4\pi \cdot \mu} \cdot \frac{e^{jk_{St}S}}{S} \cdot c_t(\alpha_t) \quad (13)$$

$$v_l = \frac{F_n \cdot \omega}{4\pi(\lambda + 2\mu)} \cdot \frac{e^{jh_{St}S}}{S} \cdot b_l(\beta_l) \quad (7)$$

Der Index St (Stahl) weist auf das Medium des unteren Halbraumes hin, in dem das Schallfeld berechnet wird. (Alle Messungen erfolgten in Stahl, daher Index St.)

Setzt man für die erregende Kraft  $F_n$  an:

$$F_n = p_{zz}(x) \cdot dx \cdot dy \quad (26)$$

dann erhält man für den Beitrag eines Punktelementes der Anregungsfläche zur Gesamtschnelle  $v_t$  ges in einem Punkt P in der Entfernung s von diesem Element:

$$d v_{tges} = \frac{\omega}{4\pi\mu} \cdot c_t(\alpha_t) \cdot p_{zz}(x) \cdot \frac{e^{jk_{St}S}}{S} \cdot dx \cdot dy \quad (27)$$

$$d v_{lges} = \frac{\omega}{4\pi(\lambda+2\mu)} \cdot b_l(\beta_l) \cdot p_{zz}(x) \cdot \frac{e^{jh_{St}S}}{S} \cdot dx \cdot dy \quad (28)$$

Die Verteilung des anregenden Normalschalldrucks  $p_{zz}(x)$  ist in Gl. (29) angegeben.

$$p_{zz}(x) = (p_{zz})_0 \cdot e^{x(jh_{Pl} - \alpha_{Pl}) \cdot \sin\beta_{Pl}} \quad (29)$$

Die Koordinaten für die Beschreibung des Aufpunktes P im unteren Halbraum (Index St für Stahl) sind die Kugelkoordinaten  $S, \alpha_t, \vartheta'$  (Bild 13).  $S$  ist der Abstand vom Aufpunkt P zum Mittelpunkt der Ankopplungsfläche (= Schallaustrittspunkt oder Koordinatenursprung).  $\alpha_t$  ist der Winkel, den der Vektor  $\vec{P}$  (Verbindung Koordinatenursprung – Aufpunkt P) und die negative  $z$ -Achse bilden.  $\vartheta'$  ist der Winkel, den die Projektion von  $\vec{P}$  auf die  $x$ - $y$ -Ebene und die  $x$ -Achse einschließen.

Für die folgende Betrachtung soll außerdem der Winkel  $\alpha$  benutzt werden zur Beschreibung der Richtcharakteristik in der Azimutalebene für die Transversalwelle und der Winkel  $\vartheta$  für die Beschreibung der Richtcharakteristik in einer Ebene senkrecht zur Azimutalebene. Diese Ebene soll im folgenden als Horizontalebene bezeichnet werden. Azimutalebene und Horizontalebene schneiden sich in der Schallbündelachse. Die Winkel  $\alpha$  und  $\vartheta$  unterscheiden sich etwas von den Winkeln des Kugelkoordinatensystems  $\alpha_t$  und  $\vartheta'$ , wie in Bild 13 dargestellt. Es gelten folgende Beziehungen zwischen den vier Winkeln  $\alpha_t, \vartheta', \alpha$  und  $\vartheta$ :

$$\left. \begin{aligned} \sin \vartheta' &= \frac{\sin \vartheta}{\sin \alpha_t} \\ \cos \vartheta' &= \frac{1}{\sin \alpha_t} \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha_t - \sin^2 \vartheta} \\ \sin \alpha_t &= \sqrt{\sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta \cdot \sin^2 \alpha'} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \cos \vartheta' \cdot \sin \alpha_t &= \cos \vartheta \cdot \sin \alpha \\ \sin \vartheta' \cdot \sin \alpha_t &= \sin \vartheta \end{aligned} \quad (30)$$

Für die Longitudinalwellen sind analog  $\beta_l$  und  $\vartheta'$  die Winkel des Kugelkoordinatensystems und  $\beta$  und  $\vartheta$  die Winkel zur Beschreibung der Azimutal- bzw. Horizontal-Richtcharakteristik.

Für den Schallweg  $s$  zwischen Quellpunkt an der Ankopplungsfläche und Aufpunkt P gilt bei großen Entfernungen S:

$$s = S - (x \cdot \cos \vartheta' + y \cdot \sin \vartheta') \cdot \sin \alpha_t \quad (31)$$

$S$  = Entfernung zwischen dem Mittelpunkt der Ankopplungsfläche (= Schallaustrittspunkt) und dem Aufpunkt P.

Die Schallschnelle  $v_{tges}$  im Aufpunkt P läßt sich beschreiben als:

$$v_{tges} = \frac{\omega}{4\pi\mu} \cdot c_t(\alpha_t) \cdot (p_{zz})_0 \cdot \int_{y=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{x=-\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}}^{\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}} \frac{1}{s} \cdot e^{jk_{St}S} \cdot e^{x(jh_{Pl} - \alpha_{Pl}) \sin\beta_{Pl}} \cdot dx \cdot dy \quad (32)$$

Für große Schallwege  $S$  wird im Nenner des Integranden die Entfernung  $s$  ersetzt durch  $S$  und in dem Exponenten durch Gl. (31).

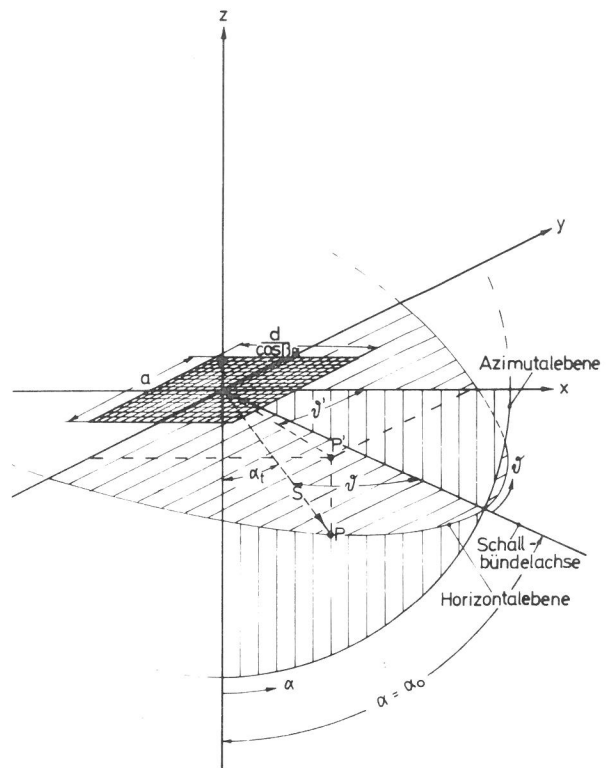


Bild 13  
Geometrie zur Berechnung der Richtcharakteristik der Transversal- und Longitudinalwellen von Winkelprüfköpfen

$c_t(\alpha_t)$  in Gl. (32) hängt zwar auch von  $x$  und  $y$  ab, doch kann diese Abhängigkeit im Fernfeld ( $S \gg d, a$ ) vernachlässigt werden. Zu diesem Punkt siehe auch Abschnitt 4.6.2.1.5.

Mit den angegebenen Veränderungen erhält Gl. (32) folgende Gestalt:

$$v_{tges} = \frac{\omega}{4\pi\mu} \cdot c_t(\alpha_t) \cdot (p_{zz})_0 \cdot \frac{e^{jk_{St}S}}{S} \cdot \int_x \int_y e^{-jk_{St}x \cos \vartheta' \sin \alpha_t + jh_{Pl}x \sin \beta_{Pl} - x \alpha_{Pl} \sin \beta_{Pl}} \cdot e^{-jk_{St}y \sin \vartheta' \sin \alpha_t} \cdot dy \quad (33)$$

$$v_{tges} = \frac{\omega}{4\pi\mu} \cdot c_t(\alpha_t) \cdot (p_{zz})_0 \cdot \frac{e^{jk_{St}S}}{S} \cdot J_1 \cdot J_2 \quad (34)$$

$$J_1 = \frac{d}{\cos \beta_{Pl}} \cdot \frac{\sin \left[ k_{St} \frac{d}{2\cos \beta_{Pl}} \left( \frac{h_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl} - \cos \vartheta' \cdot \sin \alpha_t + j \frac{\alpha_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl} \right) \right]}{k_{St} \frac{d}{2\cos \beta_{Pl}} \left( \frac{h_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl} - \cos \vartheta' \cdot \sin \alpha_t + j \frac{\alpha_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl} \right)} \quad (35)$$

$$J_2 = a \cdot \frac{\sin \left( k_{St} \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \alpha_t \cdot \frac{a}{2} \right)}{k_{St} \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \alpha_t \cdot \frac{a}{2}} \quad (36)$$

$$k_{St} = \frac{2\pi f}{c_{tSt}} \quad ; \quad h_{Pl} = \frac{2\pi f}{c_{lPl}} \quad ; \quad h_{St} = \frac{2\pi f}{c_{lSt}}$$

Im folgenden soll als Richtcharakteristik die im Fernfeld entfernungsunabhängige Funktion bezeichnet werden, die alle Abhängigkeiten von den Kugelkoordinaten  $\vartheta'$  und  $\alpha_t$  des Schallfeldes enthält, eine Normierung dieser Funktion auf ein Maximum ist so umständlich, daß sie keine Erleichterung der mathematischen Beschreibung bringt und daher weggelassen wird. Aus Gl. (34, 35 und 36) entnimmt man die Form dieser Funktion:

$$R_t(\vartheta, \alpha_t) = c_t(\alpha_t) \cdot J_1 \cdot J_2 \quad (37)$$

Mit Gl. (30, 35, 36 und 37) ergibt sich die Richtcharakteristik  $R_t(\alpha, \vartheta)$  der Winkelprüfköpfe für Transversalwellen:

$$R_t(\alpha, \vartheta) = \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot c_t(\alpha_t) \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\cos \vartheta \cdot \sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl}) \right] \cdot \sin \left( \frac{a \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt}} \cdot \sin \vartheta \right)}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\cos \vartheta \cdot \sin \alpha - \frac{c_{lSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl}) \cdot \frac{a \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt}} \cdot \sin \vartheta} \quad (38)$$

Die Dämpfung  $\kappa_{Pl}$  des Kunststoffkeils, die in Gl. (38) nicht mehr berücksichtigt ist, wird in allen nachfolgenden Betrachtungen vernachlässigt. Die Vernachlässigung ist berechtigt, da der Einfluß des letzten Summanden im Argument des Integrals  $I_1$  in Gl. (35), das den Dämpfungseinfluß einbringt, gegenüber den anderen Summanden in diesem Argument vernachlässigt werden kann. Die in den verwendeten Materialien, z.B. Plexiglas, vorliegende Dämpfung ist für einen nennenswerten Einfluß bei den üblichen Membrangrößen zu gering. Lediglich das Verhalten der Richtcharakteristik an den theoretischen Nullstellen des Integrals wird durch das komplexe Argument bei Berücksichtigung der Dämpfung spürbar verändert. Da bei den späteren Messungen mit endlich langen Impulsen schon durch die Impulsform ein wesentlich stärkerer Einfluß auf die Nullstellen gegeben ist, läßt sich experimentell der Einfluß der Dämpfung gerade an diesen Stellen nicht von dem Einfluß der Impulse trennen. Es ist daher bei der hier verwandten Meßtechnik nicht sinnvoll, den Einfluß der Dämpfung  $\kappa_{Pl}$  allein auf der Basis der unten beschriebenen Versuche zu diskutieren.

Die Richtcharakteristik in Gl. (38) besteht aus zwei wesentlich verschiedenen Faktoren. Der erste, die Punktrichtwirkung für die Transversalwellen einer Normalkraft  $c_t(\alpha_t)$ , ist unabhängig von der Geometrie der anregenden Fläche und stellt eine spezielle Eigenart des festen Körpers dar. Der zweite Faktor, das Produkt zweier  $\frac{\sin x}{x}$ -Ausdrücke, ist eine Richtcharakteristik, wie man sie für schubspannungsfreie Medien berechnen würde, z.B. mit Hilfe der Rayleigh-Formel. Dieser Faktor kann als eine geometrisch bedingte Richtcharakteristik  $R_{geom}(\alpha, \vartheta)$  betrachtet werden. Für die Gesamtrichtcharakteristik  $R_t(\alpha, \vartheta)$  in Gl. (38) läßt sich also schreiben:

$$R_t(\alpha, \vartheta) = c_t(\alpha_t) \cdot R_{geom}(\alpha, \vartheta) \quad (39)$$

Auf die gleiche Weise können alle Richtcharakteristiken in festen Medien, auch die für Longitudinalwellen, durch eine Punktrichtwirkung, die einer "geometrischen" Richtcharakteristik überlagert ist, beschrieben werden. Dies ist für Kreisbolbenmembranen an der Oberfläche eines festen Mediums bereits von Roderick [39] gezeigt worden.

Wenn die entsprechenden Größen der Transversalwellen in Gl. (38) durch die der Longitudinalwellen ersetzt werden, erhält man aus Gl. (38) auf einfache Weise auch die Richtcharakteristik für Longitudinalwellenbündel, wie sie durch schräg einfallende, rechteckig begrenzte Bündel erzeugt werden. Hier wird nur die Azimutalcharakteristik ( $\vartheta = 0$ ) angegeben.

Mit  $c_{tSt} \rightarrow c_{lSt}$ ;  $a \rightarrow \beta$  und  $c_t(\alpha_t) \rightarrow b_l(\beta)$  folgt:

$$R_{l\alpha z}(\beta) = \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot b_l(\beta) \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} (\sin \beta - \frac{c_{lSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl}) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} (\sin \beta - \frac{c_{lSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl})} \quad (40)$$

Gl. (40) läßt erkennen, daß für Einfallswinkel  $\beta_{Pl}$  mit  $\sin \beta_{Pl} > \frac{c_{lPl}}{c_{lSt}}$ , wie sie für Transversalwellen-Winkelprüfköpfe verwendet werden, die Maximalamplitude des Rest-Longitudinalwellenbündels sehr stark verringert ist, da der  $\frac{\sin x}{x}$ -Ausdruck in Gl. (40) sein Hauptmaximum (= 1) nicht mehr erreichen kann.

### 3.4 Azimutal- und Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen-Winkelprüfköpfe

Wenn in Gl. (38) der Winkel  $\vartheta = 0$  gesetzt wird, erhält man die Richtcharakteristik in der Azimutalebene, die für Transversalwellen erzeugende Winkelprüfköpfe die wichtigste das Schallfeld kennzeichnende Funktion ist. Sie ist in Gl. (41) wiedergegeben: (Nach Gl. (30) ist  $\alpha_t = \alpha$  für  $\vartheta = 0$ .)

$$R_{taz}(\alpha) = \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot c_t(\alpha) \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl}) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl})} \quad (41)$$

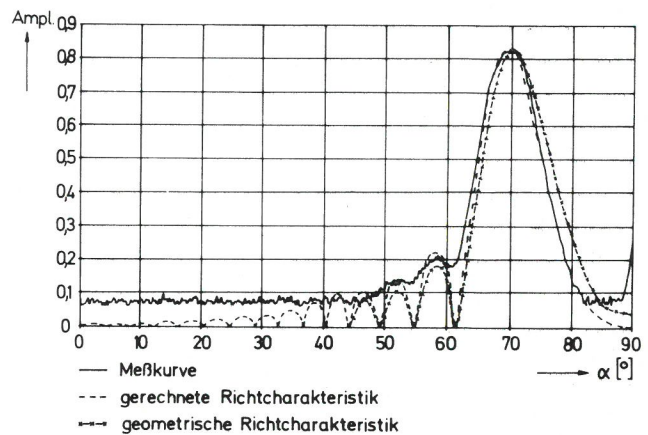


Bild 14

Der Einfluß der Punktrichtwirkung für Transversalwellen auf die azimutale Richtcharakteristik

Den Einfluß der Punktrichtwirkung auf die Azimutal-Richtcharakteristik soll Bild 14 zeigen. Die berechneten Kurven gelten für eine Richtcharakteristik einmal ohne und einmal mit Berücksichtigung der Punktrichtwirkung. Zusätzlich ist das Ergebnis einer Messung eingetragen. Es ist klar zu erkennen, daß die Berücksichtigung der Punktrichtwirkung eine bessere Anpassung an die Messung ergibt. Eine Vernachlässigung der Punktrichtwirkung würde z.B. bei  $90^\circ$  im dargestellten Fall noch einen endlichen Amplitudenwert ergeben. Die Transversalwelle wird aber bei  $90^\circ$  immer auf 0 zurückgehen müssen, wie die Theorie und auch die Messungen zeigen. Dort noch vorhandene, in der Meßkurve wiedergegebene Amplituden sind auf die ebenfalls mitbewertete Oberflächenwelle und Rauschen zurückzuführen (zur Meßtechnik siehe Abschnitt 4.5.1).

Der Ausdruck für die Azimutal-Richtcharakteristik wurde für die numerische Berechnung in folgender Weise vereinfacht:

$$R_{taz}(\alpha) = c_t(\alpha) \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl}) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot (\sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl})} \quad (42)$$

Die Beschreibung der Horizontalcharakteristik ist nur sinnvoll für eine Ebene mit dem Winkel  $\alpha = \alpha_0$ , in der auch das Hauptmaximum der Schallschnelle des Schallbündels liegt. Die Abhängigkeit der Azimutal-Richtcharakteristik von der Richtwirkung einer punktförmigen Normalkraft für Transversalwellen  $c_t(\alpha_t)$  bedingt aber, daß die Lage des Hauptmaximums im allgemeinen nicht durch das Brechungsgesetz aus dem Keilwinkel  $\beta_{PI}$  abgeleitet werden kann. Nur für große Schwingerausdehnungen  $d \left( \frac{d}{\lambda_{tSt}} \gg 1 \right)$  – dann überwiegt bei der Richtwirkung der  $\frac{\sin x}{x}$ -Ausdruck – kann das Brechungsgesetz  $\sin \alpha_0 = \frac{c_{tSt}}{c_{lPI}} \cdot \sin \beta_{PI}$  zur Bestimmung des Winkels  $\alpha = \alpha_0$  für das Hauptmaximum benutzt werden. Für diesen Fall läßt sich folgende Horizontal-Richtcharakteristik angeben:

$$R_{thor}(\vartheta) = \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{PI}} \cdot c_t(\alpha) \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{PI}} \cdot \sin \alpha_0 (1 - \cos \vartheta) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{PI}} \cdot \sin \alpha_0 (1 - \cos \vartheta)} \cdot \frac{\sin \left( \frac{a \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt}} \cdot \sin \vartheta \right)}{\frac{a \cdot \pi \cdot f}{c_{lSt}} \cdot \sin \vartheta} \quad (43)$$

$R_{thor}(\vartheta)$  nach Gl. (43) gilt nur für eine große Schwingerausdehnung  $d$ . Man erkennt bei numerischer Auswertung, daß die Bündelbreite in der Horizontalebene vor allem von der Schwingerausdehnung  $a$  abhängt und kaum von  $d$ .

Formeln für die genaue Horizontal-Richtcharakteristik und für beliebige Charakteristiken mit anderen Winkeln  $\alpha$  können aus Gl. (38) entwickelt werden.

### 3.5 Die Richtcharakteristik für Winkelprüfköpfe im Empfangsbetrieb

An sich folgt aus dem Reziprozitätstheorem, daß Richtcharakteristiken im Sendebetrieb gleich denen im Empfangsbetrieb sein müssen. Bei der zur Berechnung verwendeten Punktstrahlersynthese des Schallfeldes ist die Reziprozität der beiden Richtcharakteristiken nicht ohne weiteres einzusehen. Daher soll am Beispiel der Empfangsrichtcharakteristik in der Azimutalebene gezeigt werden, daß die Reziprozität vom gewählten Rechenmodell auch richtig wiedergegeben wird.

Die Überlegungen zur Berechnung dieser Empfangsrichtcharakteristik sind zudem von gewissem Interesse für die im folgenden Abschnitt beschriebene Bedeutung der Durchlaßfaktoren für begrenzte Bündel.

Wirkt im Aufpunkt P im Fernfeld in Bild 13 eine Transversalwellen erzeugende Kraft  $\underline{F}$ , dann hat diese in einem Aufpunkt an der Grenzfläche eine Schallschnelle  $\underline{v}_{ot}$  zur Folge (nach Gl. (8) in Abschnitt 3.2.1.2):

$$(\vartheta = 0)$$

$$\underline{v}_{ot} = \omega \cdot \underline{\xi}_{ot} = \frac{\underline{F}_n \cdot \omega \cdot e^{jk_{St}S}}{4 \pi \cdot \mu \cdot S} \cdot e^{jk_{St}(-x_0 \sin \alpha + z \cos \alpha)} \quad (44)$$

$\alpha$  ist der Winkel zur Normalen der Ankopplungsfläche, mit dem die Welle vom Punkt P im Ursprung des Koordinatensystems in Bild 13 auftritt.

An der Grenzfläche ( $z = 0$ ) zum Kunststoffkeil entsteht dadurch in der Nähe des Nullpunktes die Normalschallschnelle  $\underline{v}_{nt}$  nach Gl. (11), (12) und (13) in Abschnitt 3.2.1.2:

$$\underline{v}_{nt} = \frac{\underline{F} \cdot \omega \cdot e^{jk_{St}S}}{4 \pi \cdot \mu \cdot S} \cdot c_t(\alpha) \cdot e^{-jk_{St} \cdot x_0 \cdot \sin \alpha} \quad (45)$$

$$12 = (\underline{v}_{nt})_0 \cdot e^{-jk_{St} \cdot x_0 \cdot \sin \alpha}$$

( $x_0$  = Horizontalcoordinate für die Beschreibung der Ortsabhängigkeit der Erregung der Grenzfläche vom unteren Halbraum her)

Gl. (45) ist reziprok zur Gl. (13), die über die Punkttrichtwirkung  $c_t(\alpha)$  die Schallschnelle im Aufpunkt P, hervorgerufen durch eine Normalkraft im Ursprung, berechnet.

Bei der weiteren Berechnung müssen die gleichen Voraussetzungen, wie sie im Abschnitt 3.1 für den Sendefall bereits eingeführt worden sind, berücksichtigt werden. Die Bündelversetzung wird wieder bei der Rechnung nicht erwähnt, da sie eine einfache Parallelverschiebung bedeutet. Die Bedingung des rechteckig begrenzten einfallenden ebenen Wellenbündels bedeutet hier, daß der Schwinger am Kunststoffkeil nur solche von der Grenzfläche ausgehenden ebenen Wellen empfangen kann, die von dem durch  $a$  und  $d/\cos \beta_{PI}$  begrenzten Rechteck in Bild 6 unter der Richtung  $\beta_{PI}$  zum Empfänger hin abgestrahlt werden.

Dieser Umstand läßt sich auch folgendermaßen beschreiben: Da zur Erregung der Membran nur ein endlicher Bereich der Grenzfläche ausgenutzt werden darf gemäß den in 3.1 genannten Bedingungen, kann man annehmen, daß von diesem Bereich Longitudinalwellen als ebene Teilwellen mit einem durch die Größe des Bereiches, die Wellenlänge und den Winkel  $\alpha$  gegebenen Richtungsspektrum in alle Richtungen des oberen Halbraumes abgestrahlt werden [32, 36]. Die Richtungsverteilung der ebenen Teilwellen kann durch das über eine Fouriertransformation zu bestimmende Richtungsspektrum beschrieben werden. Die Teilwelle in Richtung  $\beta_{PI}$  wird herausgegriffen durch die empfangende Membran. Der Schalldruck der Teilwelle in Richtung  $\beta_{PI}$  ist gemäß 3.1 zugleich auch der Schalldruck  $\underline{p}_E$  an der Fläche der empfangenden Membran. Dieser Schalldruck kann daher bestimmt werden, wenn man aus der Fourier-Transformierten die genannte Teilwelle herausgreift:

$$\underline{p}_E = K \int_{x = -\frac{d}{2 \cos \beta_{PI}}}^{+\frac{d}{2 \cos \beta_{PI}}} (\underline{v}_{nt})_0 \cdot e^{-jk_{St} \cdot x_0 \cdot \sin \alpha} \cdot e^{jh_{PI} x_0 \sin \beta_{PI}} dx_0 \cdot e^{-jh_{PI} x \sin \beta_{PI} + jh_{PI} z \cos \beta_{PI}} \quad (46)$$

Der Ausdruck in den eckigen Klammern stellt das Richtungsspektrum dar. Die Konstante K in Gl. (46) enthält den Zusammenhang zwischen einer unter dem Winkel  $\beta_{PI}$  im Kunststoffkeil von der Grenzfläche ausgehenden Longitudinalwelle mit dem Schalldruck  $\underline{p}_E$  und der an der Grenzfläche vorliegenden Schallschnelle  $\underline{v}_{nt}$ . Auf diesen Zusammenhang wird weiter unten noch eingegangen werden. Nach Bestimmung des Integrals in Gl. (46) ergibt sich mit Gl. (45):

$$\underline{p}_E = K \cdot \frac{\underline{F} \cdot \omega \cdot e^{jk_{St}S}}{4 \pi \cdot \mu \cdot S} \cdot c_t(\alpha) \cdot \frac{d}{\cos \beta_{PI}} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{PI}} \left( \sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPI}} \cdot \sin \beta_{PI} \right) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{PI}} \left( \sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPI}} \cdot \sin \beta_{PI} \right)} \quad (47)$$

Gl. (47) gibt an, wie das auf der Empfangsfläche (Schwingerfläche) eines Winkelprüfkopfes erzeugte Signal vom Einfallswinkel  $\alpha$  im Werkstoff abhängt, wenn dieses Signal durch eine Erregung  $\underline{F}$  in einem Punkt der Azimutalebene erzeugt wird. Beim Vergleich der Gl. (47) mit der Gl. (41) erkennt man, daß die zu erwartende Identität der Richtcharakteristiken durch das benutzte Modell richtig wiedergegeben wird.



### 3.6 Der Einfluß der Durchlaßfaktoren auf das Schallfeld der Winkelprüfköpfe

Für den Bau und die Benutzung von Winkelprüfköpfen ist es wichtig, zu wissen, wie die Maximalschallschnelle in einem Schallbündel vom Einfallswinkel bzw. vom Einschallwinkel abhängt. Diese Abhängigkeit wird nicht nur durch den Faktor  $c_t(\alpha_t)$  in den Ausdrücken für die Richtcharakteristik der Transversalwellen beschrieben, vielmehr muß hier auch die bereits erwähnte Abhängigkeit des anregenden Schalldrucks an der Grenzfläche Plexiglas – Stahl vom Einfallswinkel  $\beta_{PI}$  im Plexiglas berücksichtigt werden (Faktor  $\kappa$  in Gl. (46)). Zur Bestimmung dieser Abhängigkeit an Hand des Modells nach Bild 6 wird so gerechnet, als ob ein unendlich ausgedehntes Wellenbündel schräg einfällt mit der Schallschnelle  $\underline{v}_O$ . Dies entspricht der Voraussetzung Nr. 3 in Abschnitt 3.1. Nach Gl. (35A) im Anhang 3A gilt für den Normalschalldruck an der Grenzfläche  $z = 0$  für eine einfallende Longitudinalwelle im Kunststoffkeil (Plexiglas) mit der Longitudinalwellenauslenkung  $\underline{A}_I$ :

$$\begin{aligned} (p_{zz}(x))_I &= j \omega \rho_I \cdot c_{II} \cdot e^{jk_I x \sin \alpha} \left[ (A_I + B_I) \cdot \cos 2\alpha - B_{II} \cdot \frac{c_{II}}{c_{I1}} \cdot \sin 2\alpha \right] \quad (48) \\ p_{zz}(x) &= -j \omega \rho_{PI} \cdot c_{PI} \cdot e^{jh_{PI} x \sin \beta_{PI}} \cdot A_I \left[ (1 + R_{I \rightarrow I(PI)}) \left(1 - 2 \frac{c_{PI}}{c_{PI}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta_{PI} \right. \\ &\quad \left. - R_{I \rightarrow I(PI)} \cdot 2 \left(\frac{c_{PI}}{c_{PI}}\right)^3 \cdot \sin \beta_{PI} \sqrt{\left(\frac{c_{PI}}{c_{PI}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{PI}} \right] \end{aligned}$$

(mit Gl. (52A) aus dem Anhang 3A)

Setzt man in Gl. (48) die Reflexionsfaktoren  $R_{I \rightarrow I(PI)}$  und  $R_{I \rightarrow t(PI)}$  nach Gl. (58A und 61A) im Anhang 3A als vom Einfallswinkel  $\beta_{PI}$  abhängige Größe ein, dann ergibt sich:

$$\begin{aligned} p_{zz}(x) &= -j \omega \rho_{St} \cdot 2 \rho_{St} \cdot c_{PI} \cdot e^{jh_{PI} x \sin \beta_{PI}} \cdot \frac{1 - \sin^2 \beta_{PI}}{N_{PI}} \cdot \left[ \frac{(1 - 2 \frac{c_{tSt}}{c_{PI}})^2 \sin^2 \beta_{PI}}{\sqrt{\left(\frac{c_{PI}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{PI}}} \right. \\ &\quad \left. + 4 \left(\frac{c_{tSt}}{c_{PI}}\right)^4 \cdot \sin^2 \beta_{PI} \sqrt{\left(\frac{c_{PI}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{PI}} \right] \quad (49) \end{aligned}$$

Daraus kann ein winkelabhängiger Proportionalitätsfaktor  $G(\beta_{PI})$  definiert werden, mit dem aus der Schallschnelle eines einfallenden Bündels  $\underline{v}_O$  die Normalspannung  $(p_{zz})_O$  berechnet werden kann.

$$\begin{aligned} (p_{zz})_O &= G(\beta_{PI}) \cdot v_O \\ G(\beta_{PI}) &= -j \omega \rho_{St} \cdot c_{PI} \cdot \frac{1 - \sin^2 \beta_{PI}}{N_{PI}} \cdot \left[ \frac{1 - 2 \frac{c_{tSt}}{c_{PI}} \sin^2 \beta_{PI}}{\sqrt{\left(\frac{c_{PI}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{PI}}} \right. \\ &\quad \left. + 4 \left(\frac{c_{tSt}}{c_{PI}}\right)^4 \cdot \sin^2 \beta_{PI} \sqrt{\left(\frac{c_{PI}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{PI}} \right] \quad (50) \end{aligned}$$

( $N_{\beta_{PI}}$  aus Gl. (59A) im Anhang 3A)

In Gl. (48) kann man die Reflexionsfaktoren auch als vom Winkel  $\alpha_t$  abhängige Größen nach Gl. (58A und 61A) einsetzen. Es ist zweckmäßig, den Winkel  $\alpha_t$  dann aber mit  $\alpha_O$  zu bezeichnen. Der Winkel  $\alpha_O$  sei der Winkel des Hauptstrahls des im zweiten Medium angeregten Transversalwellenbündels. Für ihn gilt bei großen Schwingerausdehnungen im Kunststoffkeil das Brechungsgesetz:  $\sin \beta_{PI} = \frac{c_{PI}}{c_{tSt}} \cdot \sin \alpha_O$  (siehe auch Abschnitt 4.6.2.1).

$$\begin{aligned} p_{zz}(x) &= -j \omega \rho_{PI} \cdot c_{PI} \cdot e^{jh_{PI} x \sin \beta_{PI}} \cdot \frac{1 - 2 \frac{c_{PI}}{c_{tSt}} \sin^2 \alpha_O}{N_{\alpha_t}} \quad (51) \\ &\quad \cdot \left[ 4 \sin^2 \alpha_O \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_O} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_O} + (1 - 2 \sin^2 \alpha_O)^2 \right] \end{aligned}$$

Der Proportionalitätsfaktor  $G(\beta_{PI})$  läßt sich daher auch als  $G'(\alpha_O)$  angeben:

$$\begin{aligned} (p_{zz})_O &= G'(\alpha_O) \cdot v_O \\ G(\beta_{PI}) &= G'(\alpha_O) = -j \omega \rho_{PI} \cdot c_{PI} \cdot v_O \cdot \frac{1 - 2 \frac{c_{PI}}{c_{tSt}} \sin^2 \alpha_O}{N_{\alpha_t}} \quad (52) \\ &\quad \cdot \left[ 4 \sin^2 \alpha_O \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_O} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_O} + (1 - 2 \sin^2 \alpha_O)^2 \right] \end{aligned}$$

Der gleiche Proportionalitätsfaktor tritt auf, wenn die Richtcharakteristik im Empfangsfalle berechnet wird, wie dies im Abschnitt 3.5 geschehen ist. Diese Abhängigkeit ist dort in der Konstanten  $K$  enthalten. Aus der Reziprozität des Problems ergibt sich, daß die Winkelabhängigkeit des Normalschalldrucks  $p_{zz}$  an der Grenzfläche  $z = 0$ , hervorgerufen durch die Schnelle  $v_O$  einer schräge einfallenden Longitudinalwelle, in gleicher Weise vom Einfallswinkel bzw. Abstrahlwinkel  $\beta_{PI}$  abhängen muß, wie der Schalldruck  $p_E$  einer Welle, die von einer Normalschallschnelle  $\underline{v}_{nt}$  an der Grenzfläche  $z = 0$  erzeugt wird.

Berücksichtigt man die Veränderung der erregenden Fläche bei Einfall eines durch die Abmessung  $d$  in Einfallsebene begrenzten Wellenbündels mit dem Einfallswinkel  $\beta_{PI}$ , wie dies in den Gl. (41 und 47) bereits geschehen ist, dann läßt sich die Einfallswinkelabhängigkeit des Schallschnellemaximums mit folgendem Ausdruck beschreiben:

$$\begin{aligned} D_{PI \rightarrow t}(\alpha_O) &= c_t(\alpha_O) \cdot \frac{G'(\alpha_O)}{\cos \beta_{PI}} \quad (\text{mit Gleichung 34, 35, 36 und 50, 52}) \\ (PI \rightarrow St) &= -2 j \rho_{PI} \cdot c_{tSt} \cdot c_t(\alpha_O) \cdot \frac{1 - 2 \frac{c_{PI}}{c_{tSt}} \sin^2 \alpha_O}{N_{\alpha_t} \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{PI}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_O}} \quad (53) \\ &\quad \cdot \left[ 4 \sin^2 \alpha_O \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_O} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_O} - (1 - 2 \sin^2 \alpha_O)^2 \right] \end{aligned}$$

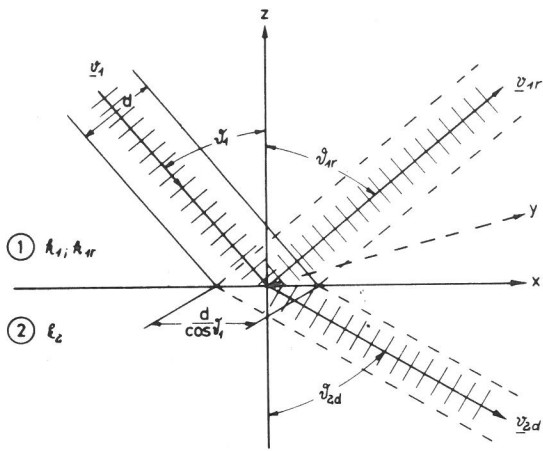
( $\alpha_t = \alpha_O$ )

Die hier gewählte Bezeichnung  $D_{PI \rightarrow t}$  soll andeuten, daß Gl. (53) zugleich die Winkelabhängigkeit des "Durchlaßfaktors" für ein begrenztes ebenes, einfallendes Longitudinalwellenbündel angibt, das Transversalwellen im unteren Halbraum erzeugt. Der Durchlaßfaktor  $D_{PI \rightarrow I}$  in der umgekehrten Richtung, ebenfalls für ein begrenztes Bündel, hat für den Fall, daß von einer Punktquelle erzeugte Transversalwellen in Longitudinalwellen umgewandelt werden, nach Gl. (47) die gleiche Gestalt, d.h. die Einfallswinkelabhängigkeit ist im Sendebetrieb und Empfangsbetrieb identisch. Diese Aussage widerspricht dem Verhalten der entsprechenden Durchlaßfaktoren für ebene Wellen (siehe Anhang 3A, Gl. (67A und 68A)).

Das Ergebnis in Gl. (53) kann auch in allgemeiner Form für Transmission und Reflexion bei begrenzten Bündeln mit Hilfe der Fourier-Synthese aus ebenen Teilwellen bestimmt werden. Dies soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

### 3.7 Berechnung der Durchlaß- und Reflexionsfaktoren für begrenzte Bündel mit Hilfe einer Teilwellensynthese

Die Berechnung wird hier durchgeführt am Beispiel schräge einfallender, an der Grenzfläche  $z = 0$  in der Einfallsebene begrenzter Bündel.



**Bild 15**  
Zur Berechnung des Durchlaß- und Reflexionsfaktors für begrenzte Bündel

- $d$  = Breite des einfallenden Bündels;  $d/\cos \vartheta_1$  = Breite des an der Grenzfläche  $z = 0$  angeregten Bereiches (Begrenzung des Bündels in der Ebene  $z = 0$ )
- $\vartheta_1$  = Einfallswinkel der einfallenden primären Welle
- $\vartheta_{1r}, 2d$  = Abstrahlwinkel der sekundären reflektierten bzw. durchgelassenen Wellen
- $\underline{v}_1$  = Schallschnelle der einfallenden Welle
- $\underline{v}_{1r}$  = Schallschnelle der abgestrahlten reflektierten Welle
- $\underline{v}_{2d}$  = Schallschnelle der abgestrahlten durchgelassenen Welle
- $k_1$  = Wellenzahl der einfallenden Welle
- $k_{1r}$  = Wellenzahl der reflektierten Welle
- $k_2$  = Wellenzahl der durchgelassenen Welle

In Bild 15 ist das Bündel in  $y$ -Richtung unendlich ausge dehnt, d.h.  $\partial/\partial y = 0$ .

Gesucht wird der Durchlaßfaktor  $D_{\square}$  bzw. der Reflexionsfaktor  $R_{\square}$  für an der Grenzfläche  $z = 0$  begrenzte Bündel.

Für ein einfallendes unendlich ausge dehntes Bündel mit der Schnelle  $\underline{v}_{\infty}$  lassen sich die Schallschnellen der reflektierten, bzw. durchgelassenen Wellen angeben mit Hilfe der bekannten Reflexions- bzw. Durchlaßfaktoren.

$$\underline{v}_{1r} = \underline{v}_{\infty} \cdot R \cdot e^{jk_{1r} \cdot z \cdot \cos \vartheta_{1r}} \cdot e^{jk_{1r} \cdot x \cdot \sin \vartheta_{1r}} \quad (54)$$

$$\underline{v}_{2d} = \underline{v}_{\infty} \cdot D \cdot e^{-jk_2 \cdot z \cdot \cos \vartheta_{2d}} \cdot e^{jk_2 \cdot x \cdot \sin \vartheta_{2d}}$$

Wegen der Spuranpassung gilt:

$$k_{1r} \cdot \sin \vartheta_{1r} = k_2 \cdot \sin \vartheta_{2d} = \xi \text{ und } k_{1r} \cdot \cos \vartheta_{1r} = \sqrt{k_{1r}^2 - \xi^2}; \quad k_2 \cdot \cos \vartheta_{2d} = \sqrt{k_2^2 - \xi^2} \quad (55)$$

$\xi$  ist die Spurwellenzahl oder auch "Ortskreisfrequenz"

$R$  und  $D$  lassen sich als Funktion von  $k_{1r} \cdot x \cdot \sin \vartheta_{1r}$  bzw.  $k_2 \cdot x \cdot \sin \vartheta_{2d}$  angeben, d.h.  $R = R(\xi)$  und  $D = D(\xi)$ . Wenn auch  $\underline{v}_{\infty}$  als  $\underline{v}_{\infty}(\xi)$  betrachtet wird, dann läßt sich schreiben:

$$\underline{v}_{1r}(\xi, z) = \underline{v}_{\infty}(\xi) \cdot R(\xi) \cdot e^{jz \sqrt{k_{1r}^2 - \xi^2}} \quad (56)$$

$$\underline{v}_{2d}(\xi, z) = \underline{v}_{\infty}(\xi) \cdot D(\xi) \cdot e^{-jz \sqrt{k_2^2 - \xi^2}}$$

Die Schallschnellen  $\underline{v}_r(\xi, z)$  und  $\underline{v}_d(\xi, z)$  beschreiben zwei von einer einfallenden, unendlich ausge dehnten ebenen Welle mit der "Ortsfrequenz"  $\xi/2\pi$  und der Schallschnelle  $\underline{v}_{\infty}(\xi)$  erzeugte sekundäre, unendlich ausge dehnte ebene Wellen.

Wenn durch ein in der Grenzfläche  $z = 0$  begrenztes einfallendes Bündel, wie z.B. in Bild 15 an der Grenzfläche in  $x$ -Richtung, eine Verteilung der Schallschnelle in der Form:

$$\begin{aligned} v_1(x) &= v_1 \cdot e^{+jk_1 \cdot x \cdot \sin \vartheta_1} \\ &= v_1 \cdot e^{j\xi_1 \cdot x} \quad \text{mit } \xi_1 = k_1 \cdot \sin \vartheta_1 \end{aligned} \quad (57)$$

$$\text{für } -\frac{d}{2\cos \vartheta_1} \leq x \leq +\frac{d}{2\cos \vartheta_1} \quad \text{sonst } v_1(x) = 0$$

fest vorgegeben wird, dann läßt sich diese Verteilung auch mit Hilfe der Fourier-Transformation durch Angabe des zugehörigen "Ortsfrequenzspektrums" oder "Richtungsspektrums" ebener, unendlich ausge dehnter Teilwellen  $\check{v}_1(\xi)$  beschreiben ([32, 35, 36]).

$$\text{Es gilt: } \check{v}_1(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} v_1(x) \cdot e^{-j\xi \cdot x} dx \quad (58)$$

$$v_1(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{v}_1(\xi) \cdot e^{j\xi \cdot x} d\xi \quad (59)$$

In unserem Falle erhält man für  $\check{v}_1(\xi)$ :

$$\check{v}_1(\xi) = v_1 \int_{-\frac{d}{2\cos \vartheta_1}}^{+\frac{d}{2\cos \vartheta_1}} e^{j(\xi_1 - \xi) \cdot x} dx \quad (60)$$

$$\check{v}_1(\xi) = v_1 \cdot \frac{d}{\cos \vartheta_1} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d}{2\cos \vartheta_1} (\xi - \xi_1) \right]}{\frac{d}{2\cos \vartheta_1} (\xi - \xi_1)}$$

Analog zu Gl. (56) kann man die Dichte des Teilwellenspektrums des reflektierten bzw. durchgelassenen Bündels im oberen bzw. unteren Halbraum durch Multiplikation mit  $R(\xi)$  bzw.  $D(\xi)$  erhalten.

$$\begin{aligned} \check{v}_{1r}(\xi, z) &= \check{v}_1(\xi) \cdot e^{jz \sqrt{k_{1r}^2 - \xi^2}} \cdot R(\xi) = \check{v}_1(\xi, z) \cdot R(\xi) \\ \check{v}_{2d}(\xi, z) &= \check{v}_1(\xi) \cdot e^{-jz \sqrt{k_2^2 - \xi^2}} \cdot D(\xi) = \check{v}_1(\xi, z) \cdot D(\xi) \end{aligned} \quad (61)$$

Durch Rücktransformation nach Gl. (59) ergeben sich die Schallschnellen der reflektierten bzw. durchgelassenen Welle als Funktion des Ortes:

$$v_{r,d}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{v}_{r,d}(\xi, z) \cdot e^{j\xi x} d\xi \quad (62)$$

Das ergibt für die reflektierte Welle mit Gl. (60, 61 und 62):

$$v_{1r}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \cdot v_1 \cdot \frac{d}{\cos\vartheta_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\left[\frac{d}{2\cos\vartheta_1}(\xi - \xi_1)\right]}{\frac{d}{2\cos\vartheta_1}(\xi - \xi_1)} \cdot R(\xi) \cdot e^{-z\sqrt{\xi^2 - k_1^2}} \cdot e^{j\xi x} d\xi \quad (63)$$

und für die durchgelassene Welle:

$$v_{2d}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \cdot v_1 \cdot \frac{d}{\cos\vartheta_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\left[\frac{d}{2\cos\vartheta_1}(\xi - \xi_1)\right]}{\frac{d}{2\cos\vartheta_1}(\xi - \xi_1)} \cdot D(\xi) \cdot e^{-z\sqrt{\xi^2 - k_2^2}} \cdot e^{j\xi x} d\xi \quad (64)$$

Nach Miller und Pursey [40] kann man für die auftretenden Integrale asymptotische Lösungen angeben, die für große Entfernungen  $S$  von dem erregten Bereich an der Grenzfläche gelten. Für Integrale der Form:

$$\mathcal{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) \cdot e^{+j\xi x} \cdot e^{\pm z\sqrt{\xi^2 - k^2}} \cdot d\xi$$

(mit  $S \gg \frac{d^2}{\lambda}$  und  $x = S \cdot \sin\vartheta$ ;  $z = \pm S \cos\vartheta$ )

gilt nach [40]:

$$\mathcal{J} \approx \sqrt{\frac{2\pi k}{S}} \cdot e^{j\left(kS - \frac{\pi}{4}\right)} \cdot f(k \cdot \sin\vartheta) \cdot \cos\vartheta \quad (65)$$

Mit Gl. (65) läßt sich die Schallschnelle der reflektierten bzw. durchgelassenen Schallwelle im "Fernfeld" beschreiben:

$$v_{1r}(S, \vartheta_{1r}) = v_{1r}(x, z) \approx v_1 \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d}{\cos\vartheta_1} \cdot \sqrt{\frac{2\pi k_1}{S}} \cdot e^{j\left(k_1 S - \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \cos\vartheta_{1r} \cdot R(k_1 \cdot \sin\vartheta_{1r}) \cdot \frac{\sin\left[\frac{d \cdot k_1}{2\cos\vartheta_1} \left(\sin\vartheta_{1r} - \frac{k_1}{k_1} \cdot \sin\vartheta_1\right)\right]}{\frac{d \cdot k_1}{2\cos\vartheta_1} \left(\sin\vartheta_{1r} - \frac{k_1}{k_1} \cdot \sin\vartheta_1\right)} \quad (66)$$

$$v_{2d}(S, \vartheta_{2d}) = v_{2d}(x, z) \approx v_1 \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{d}{\cos\vartheta_1} \cdot \sqrt{\frac{2\pi k_1}{S}} \cdot e^{j\left(k_2 S - \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \cos\vartheta_{2d} \cdot D(k_2 \cdot \sin\vartheta_{2d}) \cdot \frac{\sin\left[\frac{d \cdot k_2}{2\cos\vartheta_1} \left(\sin\vartheta_{2d} - \frac{k_1}{k_2} \cdot \sin\vartheta_1\right)\right]}{\frac{d \cdot k_2}{2\cos\vartheta_1} \left(\sin\vartheta_{2d} - \frac{k_1}{k_2} \cdot \sin\vartheta_1\right)} \quad (67)$$

$S \gg \frac{d^2}{\lambda}$

Die Gl. (66 und 67) beschreiben das Schallfeld einer Zylinderwelle mit der für die gegebene Anregung durch ein schrägeinfallendes, an der Grenzfläche  $z = 0$  begrenztes Bündel typischen Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\vartheta_1$ , vom Abstrahlwinkel  $\vartheta_{1r}$  bzw.  $\vartheta_{2d}$  und von der Breite  $d$  des begrenzten Bündels.

Zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit der Maximalschnelle im Schallbündel bei  $\sin\vartheta_{1r} = \frac{k_1}{k_{1r}} \cdot \sin\vartheta_1$  bzw.  $\sin\vartheta_{2d} = \frac{k_1}{k_{2d}} \cdot \sin\vartheta_1$  kann nach Gl. (66 und 67) folgender Ausdruck verwendet werden:

$$R_{\square} = \frac{\cos\vartheta_{1r}}{\cos\vartheta_1} \cdot R(k_{1r} \cdot \sin\vartheta_{1r})$$

bzw.

(68)

$$D_{\square} = \frac{\cos\vartheta_{2d}}{\cos\vartheta_1} \cdot D(k_2 \cdot \sin\vartheta_{2d})$$

Die Faktoren  $R_{\square}$  und  $D_{\square}$  können als die Reflexions- bzw. Durchlaßfaktoren für begrenzte Bündel angesehen werden.

Mit Gl. (66, 67 und 68) erhält man für das Verhältnis  $v_{1r \max}/v_1$  bzw.  $v_{2d \max}/v_1$

$$\frac{v_{1r \max}}{v_1} = R_{\square} \cdot \sqrt{\frac{d^2}{S \cdot \lambda_{1r}}} \cdot e^{j\left(k_{1r} S - \frac{\pi}{4}\right)}$$

(69)

$$\frac{v_{2d \max}}{v_1} = D_{\square} \cdot \sqrt{\frac{d^2}{S \cdot \lambda_2}} \cdot e^{j\left(k_2 S - \frac{\pi}{4}\right)}$$

Der dimensionslose Faktor  $D_{\square}$  nach Gl. (68) ist in seiner wesentlichen Winkelabhängigkeit fast gleich dem in Gl. (53) angegebenen, der sich aus der Punktstrahlersynthese für das Schallfeld der Winkelprüfköpfe ergibt. Abweichungen in Gl. (53) sind durch den nicht exakt berechneten Faktor  $G^2(a_0)$  bedingt, der unter der Voraussetzung unendlich ausgedehnter Wellen bestimmt wurde. Die numerische Auswertung zeigt allerdings, daß die Abweichung zwischen Gl. (53) und Gl. (68) vernachlässigt werden kann. Die hier gewählte Ableitung macht deutlich, daß bei begrenzten Bündeln die Winkelabhängigkeit der Reflexions- bzw. Durchlässigkeitsfaktoren für unendlich ausgedehnte Bündel nicht ohne weiteres übernommen werden darf. Dies wird durch Messungen weiter unten noch belegt werden.

Immer dann, wenn die Wellengeschwindigkeit der sekundären mit der der primären Welle nicht übereinstimmt ( $\cos\vartheta_1 \neq \cos\vartheta_2$ ), ist die durch Gl. (68) beschriebene Winkelabhängigkeit bei begrenzten Bündeln zu berücksichtigen. Somit beschreibt Gl. (68) die für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung in vielen Fällen wichtigen Reflexions- bzw. Durchlässigkeitsfaktoren.

Mit der Gl. (68) und Gl. (67A und 68A) im Anhang 3A ist leicht zu zeigen, daß die für unser Problem wichtigen Durchlaßfaktoren  $D_{\square} \rightarrow t$  und  $D_{\square} \rightarrow r$  identisch sind, d.h. es gilt:

$$D_{\square} \rightarrow t \cdot \frac{\cos\alpha_t}{\cos\beta_{Pl}} = D_{\square} \rightarrow r \cdot \frac{\cos\beta_{Pl}}{\cos\alpha_t}$$

Diese Identität der die Winkelabhängigkeit kennzeichnenden Faktoren  $D_{\square}$ , die nach dem Reziprozitätstheorem auch zu erwarten ist (siehe auch [35]), läßt sich im Experiment nachweisen (siehe Abschnitt 4.6.3).

### 3.8 Verteilung der Schallschnelle in Ebenen senkrecht zur Schallbündelachse bei Winkelprüfköpfen für Transversalwellen

Eine andere Möglichkeit zur Beschreibung von Schallfelleigenschaften in Flächen senkrecht zur Schallbündelachse ist die Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels.

Die durch Rechnung oder Messung ermittelte Querschnittsverteilung der Schallschnelle kann von großem Nutzen sein, wenn z.B. bei der Ultraschallprüfung von Schweißverbindungen in dickwandigen Behältern (z.B. Reaktordruckbehältern) Anordnungen mit mehreren Prüfköpfen verwendet werden, bei denen bestimmte Prüfköpfe für die Kontrolle bestimmter Tiefenbereiche der Wanddicke zuständig sind ([11]). Die Planung solch komplizierter Prüfkopf-Anordnungen wird erleichtert, wenn die Querschnittsverteilungen im Schallbündel und die wichtigsten sie beeinflussenden Parameter bekannt sind.

Ziel der folgenden Berechnungen soll sein, die Bestimmung von Kurven gleicher Schallschnelle im Querschnitt zu ermöglichen. Da die numerische Berechnung von Kurven gleicher Schallschnelle sehr schwierig ist, wird hier ein Umweg gewählt. Für eine Querschnittsebene wird entlang paralleler Linien die Schallschnelle in Abhängigkeit vom Ort auf den Linien angegeben ( $\cong$  zeilenförmige Abtastung der Querschnittsfläche). Die Berechnung liefert dann Kurven, wie sie in Bild 36 im Abschnitt 4.5.2 bei der Beschreibung der Meßtechnik skizziert sind. Aus solchen Kurven kann dann durch zeichnerische Auswertung – das Festlegen bestimmter Schallschnellepegel liefert in den Schnittpunkten mit den berechneten Kurven Orte für die gesuchten Kurven gleicher Schallschnelle – ein Bild der Schallschnelleverteilung im Querschnitt gewonnen werden.

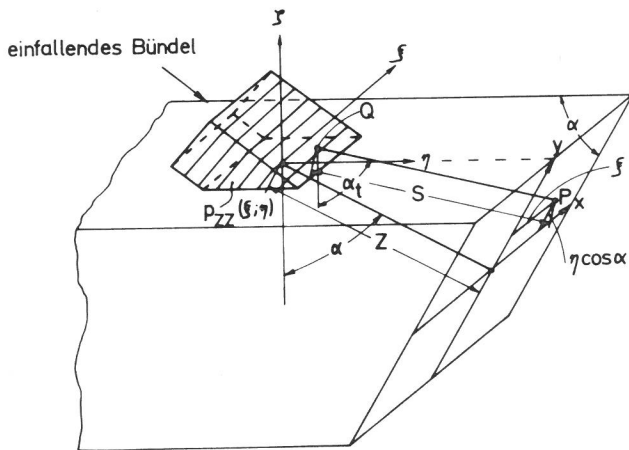


Bild 16 Geometrie zur Berechnung der Schallschnelleverteilung im Querschnitt eines Schallbündels

Die Festlegung der Koordinaten für die Berechnung ist in Bild 16 wiedergegeben. Die Berücksichtigung der Punktstrahlwirkung für Transversalwellen soll im Betrag durch einen einfachen  $\cos \alpha_t$ -Verlauf nachgebildet werden. Die Phasenveränderung wird nicht berücksichtigt. Die Nachbildung des Betrages ist nach Bild 11 nur zulässig im Winkelbereich zwischen 40 und 75°. Für die Berechnung der Anregungsverteilung in der Ankopplungsfläche gelten die gleichen Überlegungen wie in Abschnitt 3.1.2 und 3.6, d.h.

$$p_{zz}(\eta) = \text{const}_2 \cdot v_0 \cdot e^{j h_{Pl} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \eta}$$

Für die Schallschnelle in einem Aufpunkt P in der x-y-Ebene läßt sich dann wie folgt schreiben:

Gl. (70)

$$v_t = \text{const}_1 \cdot \int_{\eta = -\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}}^{+\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}} \int_{\xi = -\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} p_{zz}(\eta) \cdot c_t(\alpha_t) \cdot \frac{e^{j k_{St} S}}{S} \cdot d\eta \cdot d\xi \quad (70)$$

$$p_{zz}(\eta) = \text{const}_2 \cdot v_0 \cdot e^{j h_{Pl} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \eta}$$

$$c_t(\alpha_t) \approx \cos \alpha_t \approx \frac{z \cdot \cos \alpha - y \cdot \sin \alpha}{S}$$

Daraus folgt ( $v_t''$  = normierte Schnelle):

$$v_t'' = v_0 \cdot (z \cdot \cos \alpha - y \cdot \sin \alpha) \cdot \int_{\eta = -\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}}^{+\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}} \int_{\xi = -\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} \frac{1}{S^2} \cdot e^{j k_{St} S + j h_{Pl} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \eta} \cdot d\eta \cdot d\xi \quad (71)$$

Zu der Bestimmung des Abstandes S zwischen Quellpunkt Q und Aufpunkt P gilt:

$$S^2 = (z - \eta \cdot \sin \alpha)^2 + (y - \eta \cdot \cos \alpha)^2 + (x - \xi)^2 \quad (72)$$

Dieser Ausdruck soll nur im Exponenten, nicht aber im Nenner des Integranden von Gl. (71) berücksichtigt werden.

Für den Exponenten gilt:

$$j k_{St} \left( S + \frac{h_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \eta \right) = j k_{St} \left[ z \sqrt{1 - \frac{2\eta \sin \alpha}{z} + \frac{\eta^2 y^2}{z^2} - \frac{2y\eta \cos \alpha}{z^2} + \frac{(x-\xi)^2}{z^2}} + \frac{h_{Pl} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \eta}{k_{St}} \right] \quad (73)$$

Es wird vorausgesetzt, daß der Neigungswinkel  $\alpha$  der Querschnittsebene, in der die Schallschnelle berechnet werden soll, gleich dem nach dem Brechungsgesetz aus dem Einfallswinkel  $\beta_{Pl}$  im Plexiglas berechneten Winkel ist. Mit einer Näherung für den Wurzelausdruck in Gl. (73) erhält man dann (mit  $\sin \alpha = \frac{h_{Pl}}{k_{St}} \cdot \sin \beta_{Pl}$ ):

$$j k_{St} \left( S + \frac{h_{Pl}}{k_{St}} \cdot \eta \cdot \sin \beta_{Pl} \right) \approx j k_{St} \left[ z + \frac{y^2}{2z} - \frac{y^2 \cos^2 \alpha}{2z} \right] + j k_{St} \left[ \frac{1}{2z} (y \cdot \cos \alpha - \eta)^2 + \frac{1}{2z} (x - \xi)^2 \right] \quad (74)$$

Damit erhält die Gleichung für die Schallschnelle im Aufpunkt P folgende Form:

$$v_t'' = v_0 \cdot \frac{z \cos \alpha - y \sin \alpha}{z^2 + x^2 + y^2} \cdot e^{j k_{St} \left[ z + \frac{y^2}{2z} - \frac{y^2 \cos^2 \alpha}{2z} \right]} \cdot \int_{\eta = -\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}}^{+\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}}} \int_{\xi = -\frac{a}{2}}^{+\frac{a}{2}} e^{j k_{St} \left[ \frac{(y \cos \alpha - \eta)^2}{2z} + \frac{(x - \xi)^2}{2z} \right]} \cdot d\eta \cdot d\xi \quad (75)$$

Die in Gl. (75) auftretenden Integrale werden mit folgender Umrechnung zurückgeführt auf die Definition für die Fresnelschen Integrale C(x) und S(x):

$$J_1 = \int_{\eta = -\frac{d}{2\cos\beta_{P1}}}^{\frac{d}{2\cos\beta_{P1}}} e^{jk_{St} \frac{(y\cos\alpha - \eta)^2}{2z}} \cdot d\eta = \frac{\sqrt{\pi z}}{\sqrt{k_{St}}} \int_{t_1}^{t_2} e^{j\frac{\pi}{2} t^2} \cdot dt$$

$\uparrow$  mit  $\frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha - \eta) = t \rightarrow t_1 = \frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha + \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})$   
 $\downarrow t_2 = \frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha - \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})$

$$J_1 = \frac{\sqrt{\pi z}}{\sqrt{k_{St}}} \left[ \int_0^{t_1} \cos\frac{\pi}{2} t^2 dt - \int_0^{t_2} \cos\frac{\pi}{2} t^2 dt + j \int_0^{t_1} \sin\frac{\pi}{2} t^2 dt - j \int_0^{t_2} \sin\frac{\pi}{2} t^2 dt \right] \quad (76)$$

mit  $\int_0^x \cos\frac{\pi}{2} t^2 dt = C(x)$  und  $\int_0^x \sin\frac{\pi}{2} t^2 dt = S(x)$

$$J_1 = \frac{\sqrt{\pi z}}{\sqrt{k_{St}}} \left\{ C\left(\frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha + \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})\right) - C\left(\frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha - \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})\right) - j \left[ S\left(\frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha + \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})\right) - S\left(\frac{\sqrt{k_{St}}}{\sqrt{\pi z}} (y\cos\alpha - \frac{d}{2\cos\beta_{P1}})\right) \right] \right\}$$

Analoges gilt für  $J_2 = \int_{\xi = -\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{jk_{St} \frac{(x-\xi)^2}{2z}} \cdot d\xi$

Mit dem Ergebnis in Gl. (76) lautet der Ausdruck für die Schallschnelle dann:

$$v_t'' = v_0 \cdot \frac{z\cos\alpha - y\sin\alpha}{z^2 + x^2 + y^2} \cdot e^{jk_{St} \left[ z + \frac{y^2 \sin^2 \alpha}{2z} \right]} \cdot J_1 \cdot J_2 \quad (77)$$

Wenn alle Größen  $x, y, z$  und  $a, d$  auf die Wellenlänge  $\lambda_{St}$  bezogen werden – gekennzeichnet durch  $x', y', z'$  und  $a'$  und  $d'$  –, läßt sich für den Betrag der Schnelle im Punkt P ( $x, y, z$ ) mit Gl. (77 und 76) das folgende Rechenschema angeben:

$$\left| \frac{2 \cdot v_t''}{\lambda_{St} \cdot v_0} \right| = z' \cdot \frac{z' \cos\alpha - y' \sin\alpha}{z'^2 + x'^2 + y'^2} \cdot \sqrt{\text{Re}^2(I) + \text{Im}^2(I)} \quad (78)$$

$$\begin{aligned} \text{Re}(I) = & \left\{ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha + \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) - C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha - \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) \right\} \\ & \cdot \left\{ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' + \frac{a'}{2})\right) - C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' - \frac{a'}{2})\right) \right\} \\ & - \left\{ S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha + \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) - S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha - \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) \right\} \\ & \cdot \left\{ S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' + \frac{a'}{2})\right) - S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' - \frac{a'}{2})\right) \right\} \end{aligned} \quad (79)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}(I) = & \left\{ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha + \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) - C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha - \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) \right\} \\ & \cdot \left\{ S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' + \frac{a'}{2})\right) - S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' - \frac{a'}{2})\right) \right\} \\ & + \left\{ S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha + \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) - S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (y' \cos\alpha - \frac{d'}{2\cos\beta_{P1}})\right) \right\} \\ & \cdot \left\{ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' + \frac{a'}{2})\right) - C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} (x' - \frac{a'}{2})\right) \right\} \end{aligned}$$

Aus den Gl. (78 und 79) kann für die Berechnung des Entfernungsgesetzes für Rechteckmembranen ( $x = 0, y = 0, \beta_{P1} = 0, \alpha = 0, z$  variabel) das Berechnungsschema abgeleitet werden, das in Abschnitt 3.9.1, Gl. (80) angegeben ist.

### 3.9 Berechnungen zum Entfernungsgesetz und zur Nahfeldlänge von Winkelprüfköpfen

#### 3.9.1 Theoretische Überlegungen zum Entfernungsgesetz für Transversalwellen

Die Berechnung des genauen Entfernungsgesetzes für Winkelprüfköpfe, d.h. des Verlaufs des Schalldrucks auf der Schallbündelachse, kann nicht von den vereinfachenden Annahmen, die für die Berechnung der Richtcharakteristik gemacht worden sind, – d.h. vor allem der begrenzten anregenden Fläche mit leicht berechenbarer Anregungsverteilung – ausgehen. Hier muß die genaue Anregungsverteilung

nach Betrag und Phase, wie sie in Wirklichkeit vorliegt, berücksichtigt werden. Dies ist sehr aufwendig und kaum durchführbar. Daher kann das eigentliche Entfernungsgesetz der Winkelprüfköpfe hier nur durch Messungen belegt werden.

Wenn allerdings der Einfluß des schräg einfallenden Bündels und der „Brechung“ an der Grenzfläche vernachlässigt wird – zur qualitativen Einschätzung des wichtigen Membranform- und Größeneinflusses soll dies hier getan werden –, kann das Entfernungsgesetz der handelsüblichen Winkelprüfköpfe näherungsweise durch das von Rechteckmembranen beschrieben werden.

Berechnungen des Entfernungsgesetzes für rechteckförmige Schwinger sind z.B. in [44, 45 und 46] angegeben worden. Der bei Marini [46] zur Berechnung verwendete Ausdruck läßt sich aus den Gleichungen ableiten, die im Abschnitt 3.8 für die Berechnung der Schallschnelleverteilung in einem Querschnitt des Schallbündels verwendet werden. Er lautet (mit den Gl. (78 und 79) in Abschnitt 3.8):

$$\left| \frac{2 \cdot v_t''}{\lambda_{St} \cdot v_0} \right| = \sqrt{\text{Re}^2(I) + \text{Im}^2(I)}$$

$$\text{Re}(I) = 4 \left[ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{d'}{2}\right) \cdot C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{a'}{2}\right) - S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{d'}{2}\right) \cdot S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{a'}{2}\right) \right] \quad (80)$$

$$\text{Im}(I) = 4 \left[ C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{d'}{2}\right) \cdot S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{a'}{2}\right) + S\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{d'}{2}\right) \cdot C\left(\frac{\sqrt{2}}{2} \cdot \frac{a'}{2}\right) \right]$$

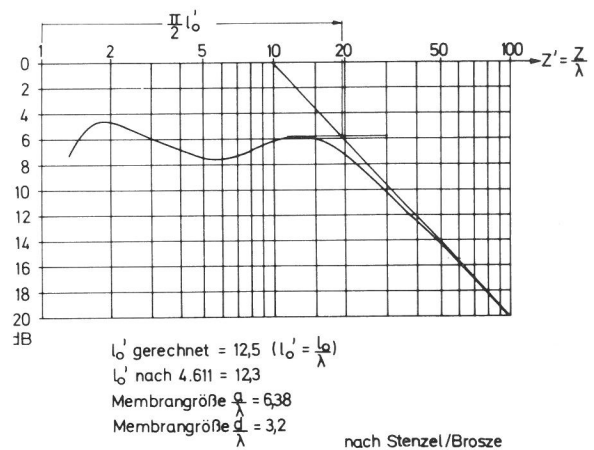
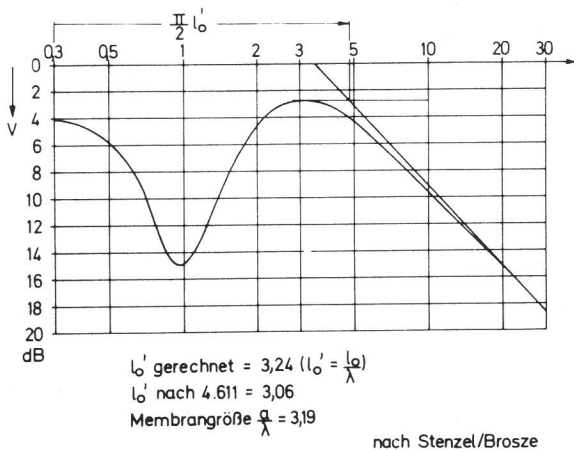
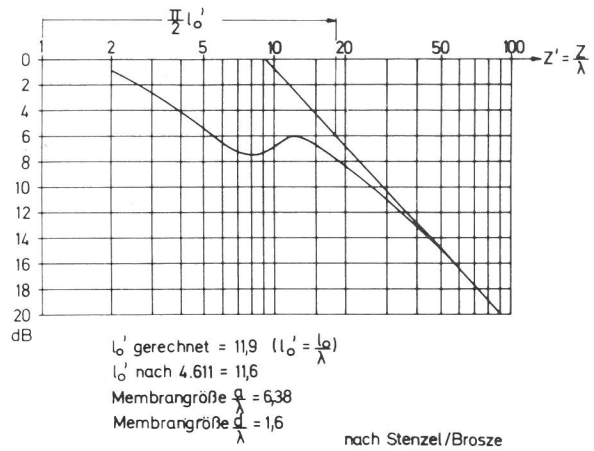
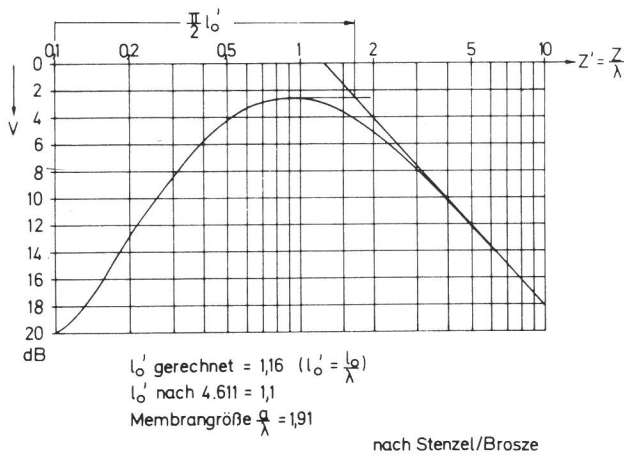
Darin bedeuten:

$a'; d'$  Schwingerabmessungen, bezogen auf die Wellenlänge  
 $z'$  Entfernungskoordinate auf der Bündelachse, bezogen auf die Wellenlänge

$$C(x) = \int_0^x \cos\frac{\pi}{2} t^2 dt \quad ; \quad S(x) = \int_0^x \sin\frac{\pi}{2} t^2 dt$$

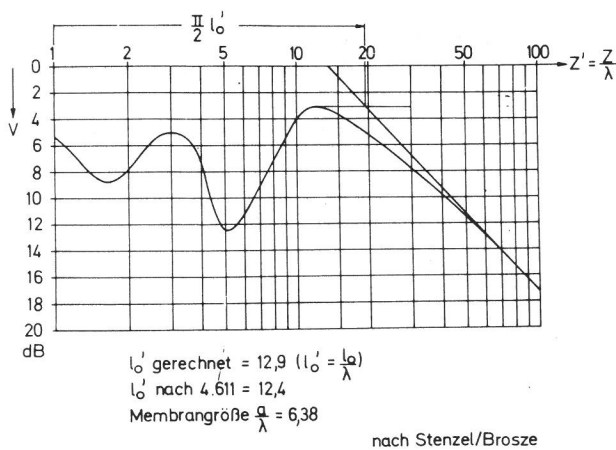
= Fesnelsche Integrale

$v_t''$  = relative Schallschnelle auf der Schallbündelachse



**Bild 17**  
Berechnete Entfernungsabhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse für quadratische Schwinger

**Bild 19**  
Berechnete Entfernungsabhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse für rechteckige Schwinger



**Bild 18**  
Berechnete Entfernungsabhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse für einen quadratischen Schwinger

### 3.9.2 Definition der Nahfeldlänge durch Meßverfahren

Einige aus [45] entnommene Beispiele für die Entfernungsgesetze von Rechteckschwinger verschiedenen Seitenlängen und verschiedener Verhältnisse der Seitenlänge zur Wellenlänge zeigen die Bilder 17, 18 und 19. In diesen Bildern ist der Schalldruck in dB über dem Logarithmus des auf die Wellenlänge bezogenen Abstandes zum Strahler aufgetragen. Vor dem Übergang in das Fernfeld zeigen alle Kurven ein mehr oder weniger stark ausgeprägtes Maximum. Dieses letzte Maximum liegt am Nahfeldende, das ist das Ende des Interferenzfeldes eines Prüfkopfes. Bei kreisförmigen Kolbenmembranen liegt es bei genau einer Nahfeldlänge.

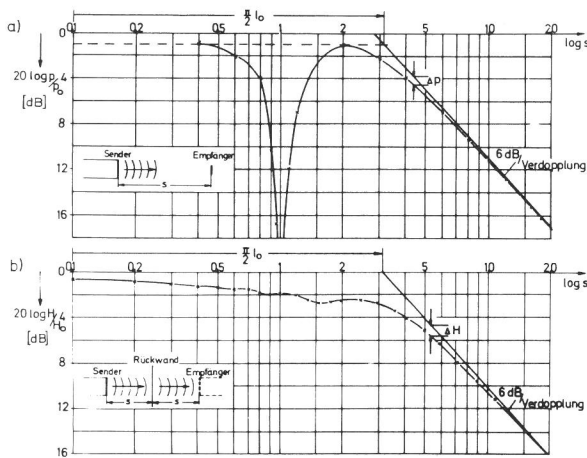
Die Nahfeldlänge als Maß für die Länge der Interferenzzone dicht vor dem Prüfkopf kann zur normierten Beschreibung des Schallfeldes in der Nähe der Schallbündelachse verwendet werden. Dies ist bei der Fehlergrößenabschätzung nach der AVG-Methode sehr vorteilhaft [79, 80]. Zur Definition der Nahfeldlänge soll hier ein Meßverfahren, das sich bei kreisförmigen Membranen aus der Theorie ergibt, herangezogen werden.

Oben in Bild 20 ist über der in Nahfeldlängen normierten Entfernung zwischen Sender und Empfänger der Schalldruckpegel in dB aufgetragen. Im Fernfeld ergibt sich in der logarithmischen Darstellung für die 1/S-Gesetzmäßigkeit der Abnahme des Schalldrucks eine Gerade mit einem Abfall von 6 dB pro Entfernungsverdopplung. Bei kleineren Entfernungen zum Sender weicht der Schalldruck auf der Achse immer stärker vom theoretischen Fernfeldverlauf ab und folgt der in Bild 20 gezeigten Kurve. Der theoretische Fernfeldverlauf schneidet das Niveau, das durch das letzte Maximum vor dem Fernfeld festgelegt wird, in einer Entfernung, aus der sich, wie im Bild angegeben, die Nahfeldlänge  $l_0$  errechnen läßt.

Ein ähnliches, oft mit geringerem meßtechnischem Aufwand verbundenes Verfahren verwendet nicht den Schalldruckverlauf auf der Achse, sondern die Entfernungsabhängigkeit

der Echohöhe eines unendlich großen Reflektors. Nach [22 und 26] läßt sich die Nahfeldlänge bei kreisrunden Kolbenmembranen aufgrund der dort gegebenen Gesetzmäßigkeiten auch aus der Entfernungsabhängigkeit eines Rückwandechos ermitteln, wie in Bild 20 unten schematisch dargestellt.

Der wiedergegebene theoretische Verlauf für kreisförmige Membranen ist aus Rechnungen in [48] bzw. [47] entnommen. Wieder ergibt sich ein Fernfeldverlauf, der einer Geraden mit 6 dB Abfall pro Entfernungsverdopplung sich nähert. Die Bestimmung der Nahfeldlänge setzt hier voraus, daß der Pegel an der Membran, z.B. durch Extrapolation, meßtechnisch erfaßt werden kann. Bei Rechteckmembranen ist dieses zweite Meßverfahren nicht sinnvoll, da der Schalldruck am Sender als Bezugspegel meist ein anderes Verhältnis zum Schalldruck am Nahfeldende hat als bei Kreismembranen. Darauf deuten auch die Kurven in den Bildern 17, 18 und 19 hin. Daher sollte bei von der Kreisform abweichenden Membranen zur Messung der Nahfeldlänge besser der Schalldruckverlauf auf der Achse benutzt werden, denn die Höhe des letzten Maximums vor dem Fernfeld ist meßtechnisch sicherer zu erfassen.



**Bild 20**  
Zur Definition der Nahfeldlänge aus dem Entfernungsgesetz

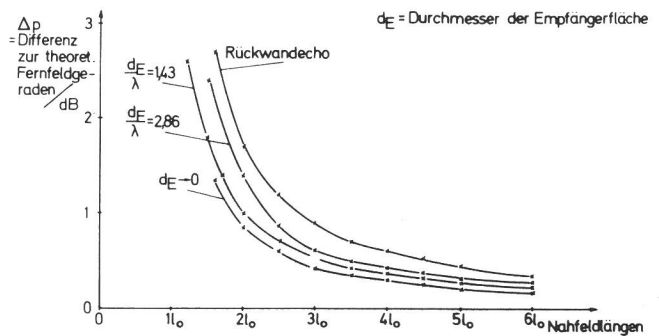
Bei der Bestimmung der Nahfeldlänge eines Prüfkopfes wird also entweder der Schalldruck auf der Achse oder bei Kreismembranen die Höhe eines Rückwandechos in Abhängigkeit von der Entfernung durch einige Meßpunkte sowohl im Nahfeldbereich als auch im Fernfeld in ihrer Abhängigkeit von der Entfernung gemessen. Bei der Ermittlung der theoretischen Fernfeldgeraden muß berücksichtigt werden, daß auch bei Entfernungen von z.B. drei oder fünf Nahfeldlängen noch eine spürbare Abweichung von der idealisierten Fernfeldgeraden gegeben ist. Sie ist in Bild 20 als  $\Delta_p$  bzw.  $\Delta_H$  angedeutet. Wenn man annimmt, daß diese Abweichung in der gleichen Größenrechnung wie in Bild 20 auch bei anderen Membranformen auftreten soll, kann sie bei der Messung berücksichtigt werden. Für verschiedene Empfängergrößen wurde diese Abweichung  $\Delta_p$  bzw.  $\Delta_H$ , ähnlich wie in Bild 20 für die Empfängergröße  $0$  angedeutet, bestimmt. Das Ergebnis ist in Bild 21 für verschiedene Verhältnisse von Empfängerdurchmesser zur Wellenlänge wiedergegeben (Werte entnommen aus [48]). Zusätzlich ist die Korrektur für die Rückwandeckmethode eingetragen.

Diese Korrekturkurven sind oft sehr nützlich, weil die zur Bestimmung der Nahfeldlänge notwendige Messung des Ent-

fernungsgesetzes meist nicht sehr weit ins Fernfeld hineinreicht wegen der begrenzten Größe von Testkörpern. Wenn dann nur bis zur sechs- oder siebenfachen Nahfeldlänge gemessen werden kann, ist dennoch eine recht genaue Ermittlung der Fernfeldgeraden mit Hilfe der Korrekturkurven möglich.

In den Bildern 17, 18 und 19 wurden mit Hilfe einer Korrekturkurve für  $\frac{d}{\lambda} = 0$  die Fernfeldgeraden eingetragen. Die Größe der Nahfeldlänge wurde dazu zunächst aus der Lage des letzten Maximums abgeschätzt. Durch Iteration kann dann die genaue Korrektur ermittelt werden.

Dieses Bestimmungsverfahren für die Nahfeldlänge sollte für kompliziertere Membranformen und Prüfköpfe, die eine nicht so einfache formelmäßige Beschreibung wie bei Kreis- kolbenmembranen zulassen, als Definition der Nahfeldlänge betrachtet werden.

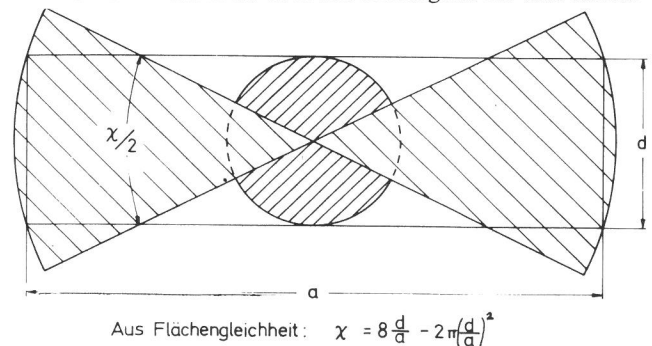


**Bild 21**  
Korrekturkurven zur Bestimmung der Fernfeldgeraden an gemessenen Entfernungsabhängigkeiten

Durch Angabe einer solcherart gemessenen Nahfeldlänge wird zugleich das Schallfeld eines Prüfkopfes in der Nähe der Schallbündelachse im Fernfeld und in gewissen Grenzen auch im Nahfeld so beschrieben, als sei es erzeugt durch eine "Ersatzkreis- kolbenmembran" mit dem Durchmesser  $D_{eff} = 2 \sqrt{\lambda \cdot l_0}$ .

### 3.9.3 Rechnerische Bestimmung der Nahfeldlänge für Rechteckschwinger

Eine quantitative Voraussage über die Nahfeldlänge bei Rechteckmembranen mit den Seitenlängen  $a$  und  $d$  kann aus der Gl. (80) für das Entfernungsgesetz nicht abgeleitet werden. Erst an berechneten Entfernungsabhängigkeiten läßt sich die Nahfeldlänge dann nach 3.9.2 graphisch bestimmen. Ein solches Verfahren ist aber unbefriedigend für eine rasche



**Bild 22**  
Vereinfachung der Geometrie einer Rechteckmembran zur Ermittlung einer empirischen Formel für die Nahfeldlänge

Abschätzung. Aus diesem Grunde wurde versucht, eine empirische Formel für die ungefähre Größe der Nahfeldlänge bei Rechteckmembranen zu entwickeln. Dazu wird die Rechteckmembran ersetzt durch eine Konfiguration nach Bild 22.

Für die Sektoren des Strahlers nach Bild 22 gelten Entfernungsgesetze auf der Mittelachse in einer Form, wie sie von der kreisförmigen Kolbenmembran her bekannt ist. Addiert man auf der Mittelachse die Schalldruckanteile der einzelnen Teilsektoren dem Betrage nach – was im Nahfeld ungenau ist – und bestimmt dann die Lage des Maximums der entstandenen Summenkurve, so ergibt sich näherungsweise für die Lage dieses Maximums:

$$l_0 = z_{\max} \approx \frac{1}{\pi \lambda} (a^2 + d^2) \cdot (1 - 0,5 \frac{d}{a}) \quad (81)$$

oder auf die Wellenlänge  $\lambda$  bezogen mit  $z'_{\max} = \frac{z_{\max}}{\lambda}$

$$a' = \frac{a}{\lambda}; \quad d' = \frac{d}{\lambda}$$

$$l_0 = z'_{\max} \approx \frac{1}{\pi} (a'^2 + d'^2) \cdot (1 - 0,5 \frac{d'}{a'}) \quad (82)$$

Gl. (82) wurde an einer ganzen Reihe gerechneter Beispiele für Rechteckmembranen überprüft. In der untenstehenden Tabelle sind die aus Kurven, wie sie in den Bildern 17, 18 und 19 wiedergegeben sind, nach der Methode in Bild 20 bestimmten Nahfeldlängen verglichen mit den nach Gl. (82) berechneten.

a'	d'	$l_0$ gerechnet	$l_0$ nach 3.9.2
1,91	1,91	1,16	1,1
3,19	3,19	3,24	3,1
6,38	6,38	12,9	12,4
6,38	1,6	11,9	11,6
6,38	3,2	12,15	12,3

Abweichungen waren in allen Fällen kaum größer als  $\pm 5\%$ .

Für handelsübliche Winkelprüfköpfe würde man nach Gl. (82) folgende Nahfeldlängen berechnen:

	$l_0$ gemessen
WB (Krautkrämer) a = 22 mm; d = 20 mm; $l_0 = 96$ (86,5) mm; 88 2 MHz	
MWB (Krautkrämer) a = 9 mm; d = 8 mm; $l_0 = 32$ (28,8) mm; 26 4 MHz	
WT2 (Lehfeldt) a = 18 mm; d = 10 mm; $l_0 = 61$ (55) mm; 48,5 2 MHz	
WT4 (Lehfeldt) a = 10 mm; d = 6 mm; $l_0 = 38$ (34) mm; 29 4 MHz	

Die angegebenen Nahfeldlängen gelten für den gesamten Schallaufweg, bei Winkelprüfköpfen also inklusive äquivalentem Weg im Kunststoffkeil.

Die jeweils in Klammern stehenden Werte gelten für Schwingerabmessungen, die um ca. 5 % gegenüber den angegebenen verkleinert sind. Damit soll berücksichtigt werden, daß die Schwingungsamplitude der Schwinger zum Rande hin abnimmt. Beim Vergleich mit den gemessenen Nahfeldlängenwerten (siehe Abschnitt 4.6.6) stellt man fest,

daß zwar die Tendenz der berechneten Werte richtig ist, die Werte jedoch durchweg etwas zu groß sind. Daraus folgt offenbar, daß die rechnerische Abschätzung der Größe der Nahfeldlänge für Winkelprüfköpfe nur unter Berücksichtigung der Membranform und -größe nicht ausreicht. Die genaue Bestimmung der Nahfeldlänge muß sich bei Winkelprüfköpfen doch mehr oder weniger allein auf die Messung abstützen.

## 4. Experimentelle Bestimmung der Schallfeldkenngrößen von Winkelprüfköpfen

### 4.1 Allgemeines zur meßtechnischen Ermittlung der Schallfelder von Prüfköpfen

#### 4.1.1 Schallfelder in Flüssigkeiten

Die klassischen Verfahren zur Darstellung von Schallfeldern in Flüssigkeiten mit schlierenoptischen und anderen Methoden liefern nur bei Prüfköpfen für Longitudinalwellen brauchbare Ergebnisse, die qualitativ auf die Ausbildung von Longitudinalwellenfeldern in festen Körpern übertragen werden können. Diese Methode wird für die Entwicklung besonderer Prüfköpfe, z.B. von Prüfköpfen mit ausgeglichener Nahfeld (Gauß-Strahler) oder von fokussierenden Prüfköpfen, häufig verwendet ([49, 50, 51]).

Für die Untersuchung von Schallfeldern in Flüssigkeiten sind auch Methoden mit einer punktwisen Abtastung von Schallfeldgrößen (Schallschnelle oder Schalldruck) eingesetzt worden. Kleine piezokeramische Mikrophone (1 mm Durchmesser) verwendeten z.B. die Autoren von [16 und 52]. Da bei dem punktwisen Abtasten ohnehin zur Vermeidung störender Reflexionen mit einem Impuls-Schall-Verfahren gearbeitet werden muß – man verwendet möglichst lange Impulse mit 10 und mehr HF-Perioden –, kann das punktwise Abtasten auch nach einer Impulseecho-methode ausgeführt werden. Dabei wird ein kleiner kugelförmiger Reflektor durch das gesamte Schallfeld, z.B. zeilenförmig, bewegt und der reflektierte Impuls vom Strahler wieder empfangen und elektrisch weiterverarbeitet. Apparaturen hierzu sind z.B. in [27 und 28] beschrieben.

#### 4.1.2 Schallfelder in festen Stoffen

Eine integrale Darstellung des Schallfeldes nach Art der schlierenoptischen Verfahren ist für feste Stoffe kaum möglich. Auch ein Abtasten der Schallfeldgrößen an beliebigen Stellen des Schallfeldes ist hier sehr erschwert. Schallfeldgrößen können nur an den Oberflächen geeignet geformter Testkörper gemessen werden. Wenn ein Impulseechoverfahren mit Hilfe eines Hilfsreflektors verwendet wird, dann ist die Erfassung des Schallfeldes oft auf wenige Punkte beschränkt.

Zweckmäßigerweise werden zur Darstellung des Schallfeldes die im Abschnitt 2 beschriebenen charakteristischen Kenngrößen herangezogen. Die Richtcharakteristik läßt sich an einer konzentrisch zum Strahler gelegenen Kugel- oder Zylinderfläche abtasten. In ebenen Oberflächen senkrecht zum Schallbündel können Querschnittsverteilungen einer Schallfeldgröße gemessen werden. Wenn diese ebenen Oberflächen sich in verschiedener Entfernung zum Strahler befinden, ist damit auch die Verteilung einer Schallfeldgröße



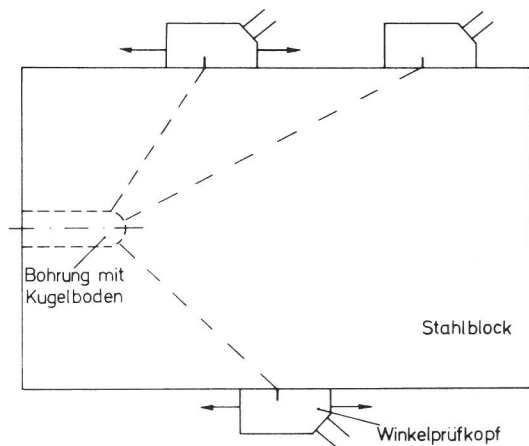
im gesamten Schallfeld und damit insbesondere auch auf der Schallbündelachse erfassbar.

Da die Ultraschalldämpfung in dem für die zerstörungsfreie Werkstoffprüfung vor allem in metallischen Werkstoffen interessanten Frequenzbereich 1 bis 10 MHz noch nicht so groß ist, daß bei Arbeiten mit Dauerschallbetrieb die Messung des Schallfeldes durch Reflexionen nicht gestört würde, muß bei allen Messungen zum Schallfeld in metallischen Stoffen ein Impulsverfahren eingesetzt werden.

#### 4.1.3 Bisher eingesetzte Meßmethoden für Schallfelder in festen Stoffen

In Bild 23 wird ein Verfahren zur Schallfeldmessung an Winkelprüfköpfen mit einem Hilfsreflektor gezeigt. Mit einer ähnlichen Methode haben LePenven und Thouvenin [20, 53] Versuche durchgeführt. Solche Messungen der Richtcharakteristik mit einem Hilfsreflektor beschreibt auch L. Donner [19]. Die Genauigkeit dieser Methode wird sowohl durch die unterschiedliche Ankopplung der Winkelprüfköpfe als auch durch den Einfluß des unterschiedlich großen Schallweges begrenzt [54, 55].

Bei allen nicht mit Hilfsreflektor arbeitenden Methoden tritt das Problem der Messung von Schallfeldgrößen an Oberflächen von festen Körpern mit genügender örtlicher Auflösung auf. Zur Ermittlung von Longitudinalwellen mit an der Meßoberfläche normalen Schnellekomponenten können piezokeramische Tastmikrophone verwendet werden, wobei auf eine sorgfältige und reproduzierbare Ankopplung geachtet werden muß [56]. Für Transversalwellen mit an der Meßoberfläche nur tangentialen Komponenten sind solche Methoden kaum verwendbar. Dennoch werden Tastmikrophone von Carson und Thouvenin [20, 31] für schräg auf

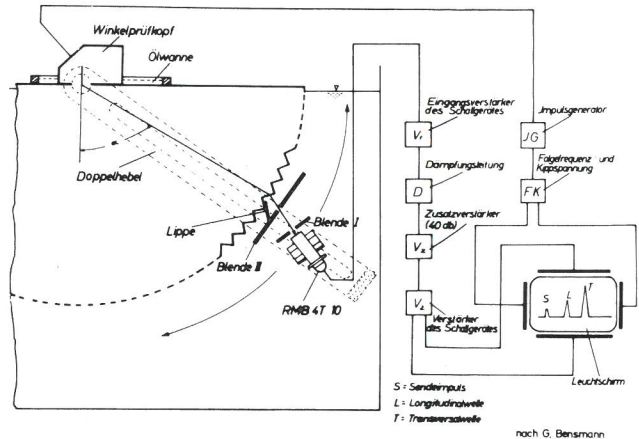


**Bild 23**  
Bestimmung der Richtcharakteristik im festen Körper mit Testreflektoren

die Meßoberfläche auftreffende Transversalwellen benutzt. Die bei Transversalwellen meist notwendige Übertragung von Scherkräften auf Tastmikrophone und der damit verbundene große Einfluß von Ankopplungsschwankungen führten dazu, daß bisher Meßergebnisse bei Transversalwellen nur schwer mit theoretischen Aussagen vergleichbar sind.

Eine für Longitudinal- und Transversalwellen geeignete Methode hat Filipczinski angegeben [18]. In dieser Arbeit wird mit der beschriebenen Meßmethode (siehe auch Bild 24) die Abstrahlung von Longitudinal- und Transversalwellen durch

einen oszillierenden Punkt zum erstenmal experimentell nachgewiesen (siehe auch Abschnitt 4.6.1). Die Filipczinski-Methode wurde in einer Diplomarbeit von G. Bensmann in der BAM zur Messung der Richtcharakteristik von Winkelprüfköpfen weiterentwickelt [17, 57].



**Bild 24**  
Bestimmung der Richtcharakteristik von Transversalwellensendern durch Wellenumwandlung

In Bild 24 ist die Meßanordnung schematisch wiedergegeben. In einen Halbzylinder aus Stahl mit gezahnter zylindrischer Oberfläche strahlt ein Winkelprüfkopf ein Transversalwellenbündel ein. Ausschnitte aus dem Transversalwellenbündel werden jeweils an den Flanken der Zähne der zylindrischen Fläche zu einem Teil durch Brechung in eine Longitudinalwelle im umgebenden Wasserbad umgewandelt. Diese Longitudinalwelle wird durch ein geeignetes Unterwassermikrophon empfangen. Auf dem Bildschirm eines Ultraschall-Impulshogerätes kann die Amplitude des empfangenen Impulses gemessen werden. Auf dem Bildschirm ist auch eine Longitudinalwellen-Komponente dargestellt, die bei entsprechend kleinem Einschallwinkel  $\alpha_0$  noch vorhanden ist. Das örtliche Auflösungsvermögen dieser Anordnung war durch die Bearbeitungsmöglichkeit für die Zahnflanken auf  $3^\circ$  beschränkt. Der Winkel zwischen der Zahnflanken-normale und dem Transversalwellenbündel soll ein Maximum der gebrochenen Longitudinalwelle ermöglichen.

Eine ähnliche Meßmethode wird in [15] mit der Ankopplung eines Tastmikrophons in den Rillen eines Körpers ähnlich dem in Bild 24 angegeben. Von Kimura [8] wird eine Meßtechnik für Transversalwellen beschrieben, bei der ein kleiner Y-Quarz mit einem hochviskosen Harz an die glatte zylindrische Fläche eines Testkörpers angekoppelt wird.

Da die beschriebenen Methoden zur Messung von Transversalwellenfeldern entweder nicht ausreichend genau sind oder eine zu geringe örtliche Auflösung haben, war es im Rahmen der vorliegenden Arbeit notwendig, eine für alle Wellenarten geeignete Meßmethode mit großer Genauigkeit und hoher örtlicher Auflösung einzusetzen. Dies führte zur Konzeption eines neuartigen Empfängers für Transversal- und Longitudinalwellen an leitenden Oberflächen von festen Körpern (siehe Abschnitt 4.2).

#### 4.1.4 Einfluß des Impulsbetriebes auf das Meßergebnis

Alle Berechnungen für die Schallfelder von Winkelprüfköpfen im Abschnitt 3 werden unter der Annahme durchge-

führt, daß der Schwinger mit einem kontinuierlichen harmonischen Signal angeregt wird. Durch die Benutzung von Impulsen bei der Messung – aus den in 4.1.2 genannten Gründen notwendig und bei Prüfköpfen, die im Ultraschall-Impulsechoverfahren eingesetzt werden, auch naheliegend – hat das abgestrahlte Signal immer ein mehr oder weniger breites Frequenzspektrum. Die Breite des Frequenzspektrums hängt von der Impulsform und vor allem von der Dauer des Impulses ab.

Über den Einfluß der impulsförmigen Anregung auf die Ausbildung des Schallfeldes wird an vielen Stellen berichtet ([51, 58, 59, 60, 61]). Anschaulich wird der Einfluß der Impulsform in [58] am Beispiel der Überlagerung zweier formgleicher Impulse mit  $180^\circ$  Phasenverschiebung erläutert. Dieser Fall liegt z.B. auch bei den Nullstellen einer Richtcharakteristik vor. Echte Nullstellen können auch bei idealem dämpfungsfreiem Medium nicht auftreten, da sich Impulsanteile entgegengesetzter Phase nicht mehr vollständig auslöschen können (siehe auch Oszillogramm in Bild 47 im Abschnitt 4.6.2.1). Eine brauchbare quantitative Abschätzung des Einflusses der Impulsform auf das Schallfeld ist in [62] zu finden, durchgeführt am Beispiel einer Longitudinalwellen abstrahlenden kreisförmigen Kolbenmembran. Danach ist bei einer relativen Frequenzbandbreite des Impulsspektrums von 40 % der Mittenfrequenz (also bei z.B. 2 MHz eine Bandbreite von 800 kHz) nur in Entfernungen kleiner als der halben Nahfeldlänge vom Strahler noch eine merkbare Abweichung von der Schallfeldform für kontinuierliche Wellen gegeben. Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit werden alle mit kleineren relativen Bandbreiten (z.B. 500 bzw. 600 kHz bei 2 MHz Mittenfrequenz) durchgeführt, so daß ein wesentlicher Einfluß der Impulstechnik beim Vergleich theoretischer Ergebnisse mit Meßergebnissen nicht zu erwarten ist. Dies gilt nicht für die Messung in der Nähe von Nullstellen der Richtcharakteristik, wo der in [58] beschriebene Effekt auch bei großen Impulslängen und kleinen Bandbreiten noch auftritt. Im Rahmen dieser Arbeit wird auch an anderer Stelle (Abschnitt 4.6.2.1.5) auf einen Einfluß der Impulsform hingewiesen, der durch die Arbeit [62] nicht erfaßt wird.

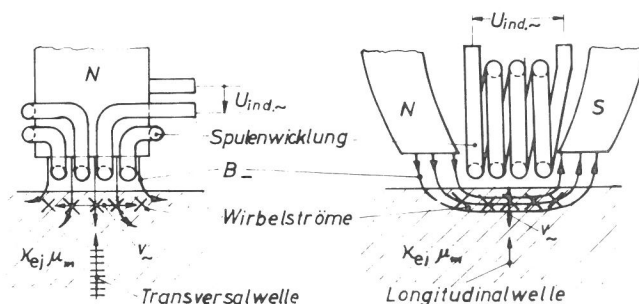
#### 4.2 Prinzip einer berührungslosen elektrodynamischen Meßsonde für Schallfeldmessungen an metallischen Medien

Für die Messung von Schallfeldgrößen an Oberflächen metallischer Medien sind berührungslose Mikrophone am besten geeignet, da bei ihnen keine Ankopplungsschwankungen auftreten können, die bei allen in 4.1.3 beschriebenen Verfahren vorhanden sind.

Um berührungslos in Metallen mechanische Wellen zu erzeugen oder zu empfangen, müssen Teile der Oberfläche des Metalles integrierende Bestandteile des Wandlers sein. Bei kapazitiven Wandlern, die für Ultraschallwellen in Metallen als Empfänger eingesetzt werden ([63]), ist die Oberfläche des Metalles eine der Elektroden eines Kondensatormikrophons. Bei den für diese Arbeit entwickelten Wandlern, die magnetomechanische Wechselwirkungen ausnutzen, stellt eine metallische Oberfläche eine Leiterbahn für Ströme oder Wirbelströme dar, die die Erzeugung und den Empfang von Ultraschallwellen ermöglichen. Die Induktion einer Spannung in einem im Magnetfeld durch eine Ultraschallwelle bewegten Leiter wird in [63] und in [64] zur Messung der

Amplituden von Ultraschallwellen benutzt. In [64] wird eine Möglichkeit angegeben, mit der Normal- und Tangentialkomponenten von Oberflächenwellen getrennt gemessen werden können. Zum Erzeugen von kurzen Druckstößen in Flüssigkeiten wird in [65] die Kraftwirkung zweier stromdurchflossener Leiter aufeinander benutzt. Die Kräfte auf eine Wirbelstrombahn in einem konstanten Magnetfeld dienen in [66] und in [67] zur Erzeugung von Schallschwingungen in Metallen, in [66] sogar in flüssigen Metallen. Diese Möglichkeit der berührungslosen Erzeugung von Ultraschall in elektrisch leitenden Stoffen ist an sich schon sehr lange bekannt. Im Handbuch der Physik, Band VIII von 1927 ([68 und 69]) wird ein von R. A. Fessenden und anderen konstruierter Schallgeber für Unterwasserschall angegeben, bei dem die Tauchspule eines elektrodynamischen Lautsprechersystems ersetzt wird durch einen Kupferring, in den durch geeignet angebrachte Spulen Wirbelströme induziert werden. In [70] und [71] ist ein elektrodynamischer Wandler angegeben, der zur Messung von mechanischen Schwingungsamplituden an Leistungultraschallgeräten dient. Zur Ultraschallprüfung von Blechen wurden in [72 und 73] berührungslose elektrodynamische Prüfköpfe zur Erzeugung und zum Empfang von Ultraschallwellen nach dem unten beschriebenen Prinzip entwickelt. Über die Entwicklungen in der BAM wurde in [74, 29 und 57] bereits berichtet.

Das Prinzip der im folgenden elektrodynamisch genannten Ultraschallwandler soll an Hand zweier Skizzen in Bild 25 erläutert werden. In einem zeitlich konstanten Magnetfeld, das durch Polschuhe eine geeignete Form erhält, werden in der Oberfläche eines metallischen Festkörpers bei Erregung durch die Schnelle einer einfallenden mechanischen Welle Wirbelströme erregt, deren magnetisches Wechselfeld in einer Meßspule eine der Schnelle und der konstanten magnetischen Induktion proportionale Spannung erzeugt. Dieser Effekt ist umkehrbar: Wenn in der Meßspule ein Wechselstrom fließt, entstehen in der Oberfläche des metallischen Festkörpers Wirbelströme, auf deren Strombahn im konstanten Magnetfeld eine Kraft wirkt, die eine mechanische Welle anregt. Dieser umgekehrte Effekt wird zur Überprüfung der Reziprozität der Winkelprüfköpfe in dieser Arbeit auch verwendet.



- $v_m$  = Schnelle der akustischen Welle an der Oberfläche
- $B$  = konstante magnetische Induktion
- $X_e$  = Leitfähigkeit
- $\mu_m$  = magnetische Permeabilität

Bild 25  
Zum Prinzip elektrodynamischer Ultraschallwandler

Es werden nur jeweils solche Komponenten der Ultraschallschnelle erzeugt bzw. empfangen, die in dem mit der Spule eng gekoppelten Bereich der Wirbelstrombahnen senkrecht

zu der dort vorliegenden Richtung des konstanten Magnetfeldes ausgerichtet sind.

In Bild 25 links ist die Spule im Magnetfeld so angeordnet, daß eine Kopplung der Spule mit Wirbelstrombahnen nur dort gegeben ist, wo Normalkomponenten des Magnetfeldes vorliegen. Das hat zur Folge, daß mit einem solchen Wandler nur Tangentialkomponenten einer Ultraschallschnelle empfangen bzw. erzeugt werden können. In Bild 25 rechts sind Spule und Magnetfeld so angeordnet, daß nur Normalkomponenten der Ultraschallschnelle empfangen bzw. erzeugt werden können.

Auf die beschriebene Art ist die berührungslose Erzeugung und der berührungslose Empfang von Ultraschallwellen in allen Medien möglich, die eine genügend große elektrische Leitfähigkeit an einer Oberfläche haben; sie ist nicht gebunden an ferromagnetische Eigenschaften, wie z.B. bei der Erzeugung und dem Empfang von Ultraschallwellen über den magnetostruktiven Effekt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden technische Bauformen, die den beschriebenen Effekt ausnützen, gezielt auf eine hohe örtliche Auflösung für sowohl Transversal- als auch Longitudinalwellen entwickelt.

### 4.3 Die Eigenschaften der elektrodynamischen Meßsonden

#### 4.3.1 Bauformen elektrodynamischer Meßsonden

In Bild 26 sind zwei Bauformen – eine für Transversalwellen links und eine für Longitudinalwellen rechts – abgebildet.

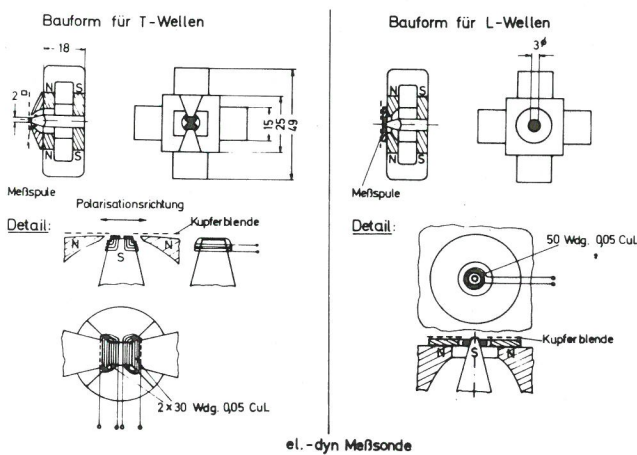


Bild 26  
Bauformen einer elektrodynamischen Meßsonde für Transversal- und Longitudinalwellen

Zur Erzielung einer möglichst großen Induktion werden mehrere parallel geschaltete Permanentmagnete (in den Beispielen sind es vier) verwendet. Die Größe des Meßfeldes wird durch einen Ausschnitt in einer Kupferblende in definierter Weise begrenzt. Dadurch erreicht man auch, daß eine durch Streufelder bedingte Empfindlichkeit für z.B. die Longitudinalwelle bei der Transversalwellensonde stark herabgesetzt wird. Die Anordnung der Meßspule ist für die Transversalwellensonde die gleiche wie in Bild 25, für die Longitudinalwellensonde wird eine andere Form der Spule verwendet, die ein größeres Meßfeld ergibt. Dies ist für Fälle, in denen eine große Empfindlichkeit ohne allzu hohe örtliche Auflösung gewünscht wird, eine günstigere Ausführung,

denn die gesamte Länge der Spule ist jetzt mit Wirbelstrombahnen im Metall gekoppelt. Für eine höhere örtliche Auflösung kann der Ausschnitt in der Kupferblende verkleinert werden. Die Wirkung einer Viertelkreissektorblende auf die Auflösung ist in Bild 30 zu erkennen (s. u.).

#### 4.3.2 Elektrodynamische Meßsonden als Ultraschallsender

Wenn die in Bild 26 gezeigten Sonden zur Überprüfung der Reziprozität als annähernd punktförmige Ultraschallsender verwendet werden sollen, muß die Spule durch einen impulsartigen Strom erregt werden. Dies wurde durch eine Schaltung erreicht, wie sie schematisch in Bild 27 wiedergegeben ist. Der Kondensator C, der zusammen mit der Induktivität der Wandler spule die Trägerfrequenz des erzeugten Ultraschallimpulses festlegt, wird über einen Widerstand  $R_S$  auf eine Spannung von ca. 500 V aufgeladen und durch eine Triggerschaltung über einen Thyristor zur Entladung über die Wandler spule gezwungen. Dabei entsteht ein Strom in der Spule, dessen Verlauf in Bild 27 unten skizziert ist. Bei den Meßsonden werden Ströme bis zu 1,5 A Spitzenwert verwendet. Die Impulslänge ist durch die Bedämpfung des aus der Kapazität C und der Induktivität der Wandler spule bestehenden Schwingkreises gegeben.

Die Möglichkeit, die erzeugten Ultraschallimpulse mit derselben Spule zu empfangen, ist in Bild 27 angedeutet, interessiert im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht.

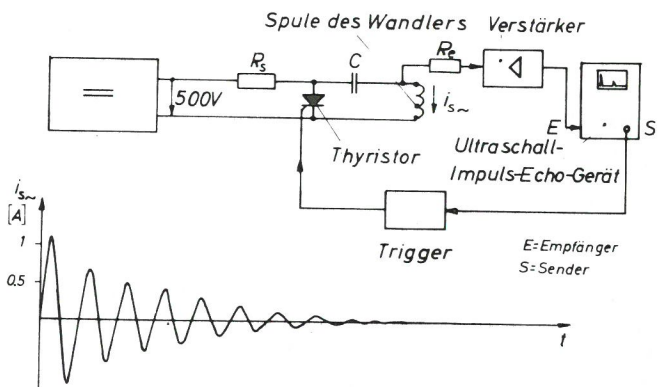


Bild 27  
Elektrodynamische Ultraschallwandler als Sender

#### 4.3.3 Die Abstandsabhängigkeit des Übertragungsfaktors der elektrodynamischen Meßsonden

Bedingt durch die Abnahme des konstanten Magnetfeldes B und der Kopplung zwischen Spule und Wirbelstrombahnen, abhängig vom Abstand der Meßsonde zur Oberfläche, weisen elektrodynamische Meßsonden eine durch die Bauform bestimmte, oft große Abstandsabhängigkeit auf.

Eine Berechnung der Abhängigkeit des Übertragungsfaktors vom Abstand zwischen Meßsonde und Oberfläche ist für eine völlig andere Anordnung von Polschuhen und Meßspulen in [70] zu finden. Wegen der anderen Polschuhordnung können diese Berechnungen auf unseren Fall nicht übertragen werden.

Eine genaue Berechnung des Übertragungsfaktors für eine wiederum andere Anordnung von Polschuhen und Spulen ist in [73] angegeben, hier sind die Rechnungen durch Messungen sehr gut bestätigt worden.

Beim Aufbau von Apparaturen zur Messung des Schallfeldes mit Hilfe dieser Sonden muß beachtet werden, daß der Abstand zwischen Meßoberfläche und Meßsonde wegen der starken Abstandsabhängigkeit des Übertragungsfaktors auf wenige  $\mu$  konstant gehalten wird. Dies bedingt einen relativ großen mechanischen Aufwand. Bei den für die Messungen verwendeten Meßsonden ergab eine Abstandsänderung von 25  $\mu$  eine Änderung der Meßgröße um ca. 5 %.

#### 4.3.4 Frequenzabhängigkeit des Übertragungsfaktors der Meßsonden

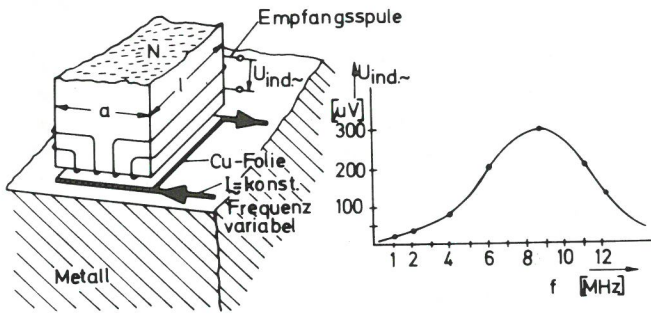


Bild 28  
Der Frequenzgang der Empfindlichkeit der elektrodynamischen Meßsonden

Zur Bestimmung der Frequenzabhängigkeit wurde eine Anordnung nach Bild 28 links benutzt, bei der die Wirbelströme in der Oberfläche durch eine dünne Kupferfolie mit einem konstanten HF-Strom variabler Frequenz ersetzt wurden. Gemessen wird die in der Spule induzierte Spannung. Da die im Empfangsfall in der Oberfläche entstehenden Wirbelströme annähernd von der Frequenz unabhängig sind (sie sind vor allem durch das Produkt  $B_{\perp} \cdot v_{\sim}$  bestimmt), gibt die Kurve rechts in Bild 28 recht gut das Frequenzverhalten einer Meßsonde im Empfangsfall wieder. Die Resonanz bei ca. 9 MHz ist durch Spuleninduktivität und parasitäre Spulenkapazität bedingt. (Die induzierte Spannung wurde mit einem hochohmigen Röhrevoltmeter mit ca. 2 pF kapazitiver Belastung gemessen.) Die Kurve in Bild 28 zeigt, daß die Meßsonde bis zu 11 MHz hinauf verwendet werden können. Versuche haben dies bestätigt. Für die im Abschnitt 4.6 geschilderten Messungen wurden allerdings nur Trägerfrequenzen der Ultraschallimpulse von 2 und 4 MHz verwendet.

Durch Abstimmen der Meßsonde mit einer Kapazität konnte in den jeweiligen Arbeitsfrequenzbereichen eine maximale Empfindlichkeit erzielt werden. Diese Abstimmung ist oft notwendig, da die von der Spule empfangene Spannung im Bereich von 5  $\mu$ V bis hinauf zu 0,6 mV liegt. Bei 5  $\mu$ V aber ist mit den eigens für die Messung entwickelten Vorverstärkern die Rauschgrenze schon fast erreicht, so daß eine noch brauchbare Dynamik für Schallfeldmessungen (15 bis 20 Dezibel sind für aussagefähige Messungen mindestens notwendig, siehe auch Abschnitt 4.6.1) nur durch Abstimmung auf die optimalen Betriebsbedingungen erreicht werden kann.

#### 4.3.5 Das örtliche Auflösungsvermögen der Meßsonden

Um für die Bestimmung des örtlichen Auflösungsvermögens

die Wirkung eines örtlich möglichst eng begrenzten Wirbelstromelementes an der Oberfläche nachzubilden, werden die Wirbelströme nachgeahmt durch einen stromdurchflossenen dünnen Kupferdraht auf der Oberfläche eines metallischen Testkörpers. Über dem Kupferdraht befindet sich – elektrisch isoliert – eine Blende aus Aluminiumfolie, die durch eine Öffnung von ca. 0,5 mm Durchmesser den Cu-Draht durchscheinen läßt.

Bild 29 gibt das Schema der Meßanordnung wieder. Unten links ist die relative Lage der Spulendrähte der Meßsonde zum die Wirbelströme nachahmenden Draht skizziert. Der Draht ist auf einen Stahlblock, von ihm elektrisch isoliert, aufgeklebt.

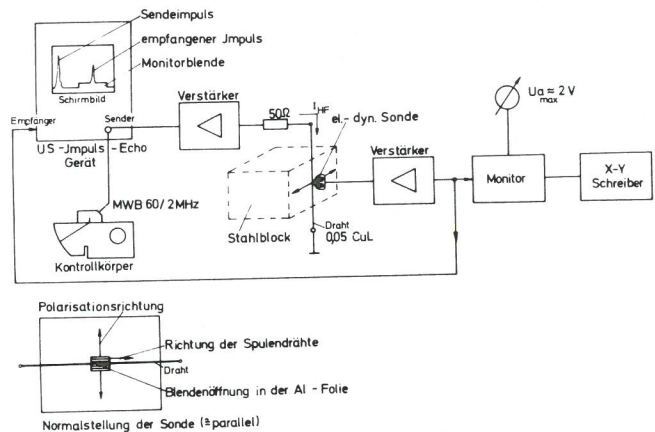


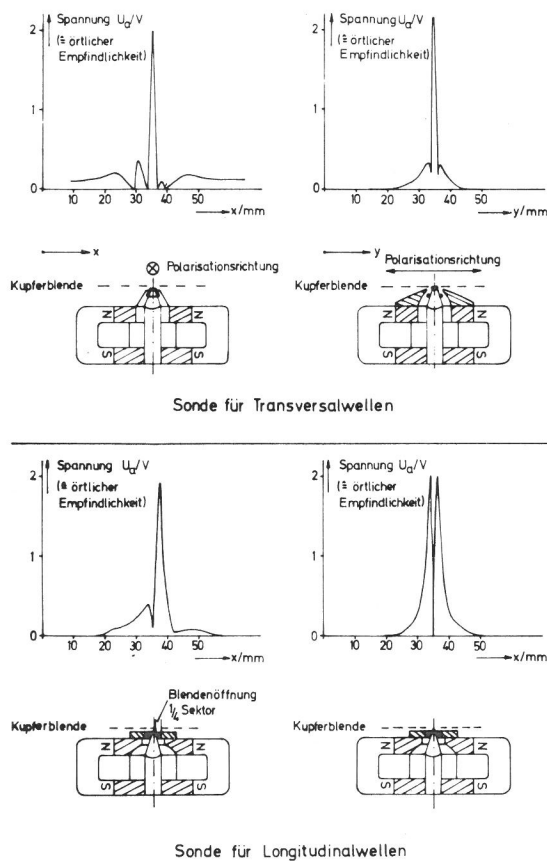
Bild 29  
Meßanordnung zur Bestimmung der örtlichen Auflösung der elektrodynamischen Meßsonden

Da das Auflösungsvermögen bei Betrieb der Meßanordnung für die Schallfeldmessungen nicht allein durch Meßsondeneigenschaften, sondern auch durch das zeitliche Verhalten der eingesetzten elektronischen Registrierelemente und eines Schreibers als Ausgabeorgan mit beeinflußt wird (die Abtastung des Schallfeldes erfolgt automatisch mit einer bestimmten Geschwindigkeit der Meßsonde), werden alle das Zeitverhalten der Meßanordnung bestimmenden Glieder in diese Auflösungs-messung mit einbezogen. Die Geschwindigkeit der Meßsondenbewegung wird auf die bei der Messung des Schallfeldes verwendete eingestellt. Da alle später beschriebenen Messungen im Impulsbetrieb durchgeführt werden, muß auch das Auflösungsvermögen im Impulsbetrieb untersucht werden. Als Meßwert für die an einem bestimmten Ort festgestellte Schallschnelle wird bei den Impulsen deren maximale Höhe, der Spitzenwert, registriert. Dazu wird ein Impulshöhendiskriminator verwendet, der in der Ultraschallprüfpraxis meist Registriermonitor genannt wird. (Zur Beschreibung des Monitors siehe Ausführungen zu Bild 31.) Die Impulshöhendiskriminierung ist bei der geforderten hohen Genauigkeit (besser als 2 %) mit einer relativ großen Zeitkonstanten (40 bis 80 m sec) behaftet, die wiederum das Auflösungsvermögen bei der Messung beeinflußt.

Zur Erzeugung eines möglichst praxisnahen Signals an der Meßsonde wird der von einem Winkelprüfkopf aus der zylindrischen Fläche eines Kontrollkörpers nach DIN 54 120 erhaltene Echoimpuls über einen Verstärker in den eine Wirbelstrombahn nachahmenden Kupferdraht als Stromerregung  $I_{HF}$  eingeleitet. Zur Erzeugung des elektrischen Anregungsimpulses für den Winkelprüfkopf wird, wie auch für die Schallfeldmessungen, ein handelsübliches Ultraschall-

Impulsechogerät verwendet (USIP 10 W der Firma Krautkrämer). Der Monitor blendet aus dem zeitlichen Verlauf des Signals an der Meßsonde – synchronisiert durch das Ultraschall-Impulsechogerät – den Zeitbereich heraus, in dem der von der Meßsonde empfangene Impuls liegt und erzeugt eine zu dessen Höhe proportionale Ausgangsspannung, die mit einem x-y-Schreiber registriert wird. Die x-Koordinate dieses Schreibers ist proportional zur Wegstrecke der Meßsonde. Die Ergebnisse zur Messung des Auflösungsvermögens enthält Bild 30.

Die bei den Schallfeldmessungen benutzte Bauform der Meßsonde für Transversalwellen, deren Polarisationsrichtung senkrecht zu den Spulendrähten verläuft. Transversalwellen mit einer Polarisationsrichtung parallel zu den Spulendrähten bringen eine um mehr als 40 dB schwächere Anzeige.



**Bild 30**  
Das örtliche Auflösungsvermögen von elektrodynamischen Meßsonden

Das örtliche Auflösungsvermögen wurde bei der Sonde für Transversalwellen in Richtung senkrecht zur Polarisationsrichtung und parallel dazu gemessen. Die Meßkurven oben in Bild 30 wurden mit einem x-y-Schreiber aufgezeichnet. Es ergibt sich eine Halbwertsauflösung von ca.  $1,5 \cdot 1,5 \text{ mm}^2$ . Das wahre Auflösungsvermögen für Ultraschallwellen dürfte noch etwas besser sein, da die örtliche Veränderlichkeit des konstanten Magnetfeldes der elektrodynamischen Meßsonden bei diesen Messungen nicht einget.

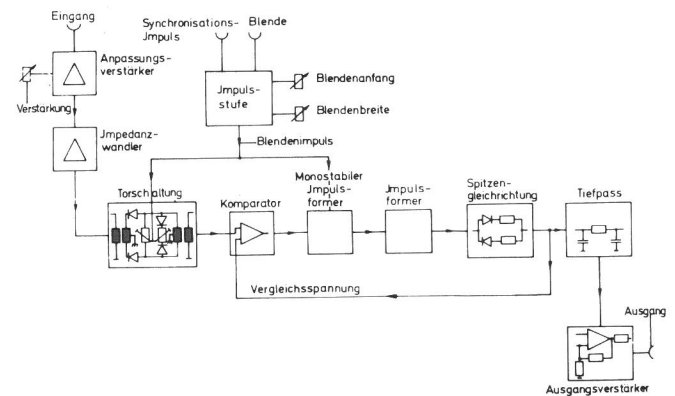
Bei der Sonde für Longitudinalwellen wurden zwei Messungen mit zwei verschiedenen Kupferblenden gemacht. Bei einer Kupferblende, bei der eine Kopplung der gesamten Meßspule mit Wirbelströmen in der Oberfläche des metallischen Körpers möglich ist, zeigt die örtliche Empfind-

lichkeit zwei gleich hohe Maxima, die entstehen, wenn die Blendenöffnung in der Al-Folie sich jeweils unter dem Meßspulening befindet. Die Meßsignale an der Stelle der beiden Maxima haben entgegengesetzte Phasenlage. Die Ausbildung zweier Maxima der örtlichen Empfindlichkeit kann in manchen Fällen, z.B. bei der Messung von Oberflächenwellen, zu so starken Interferenzen bei bestimmten Wellenlängen führen, daß eine Messung unmöglich wird.

Durch eine Kupferblende mit einer 1/4-Kreisblendenöffnung kann eines der beiden Maxima unterdrückt werden, wie das die Meßkurve für die örtliche Empfindlichkeit links unten in Bild 20 auch deutlich zeigt. Die Sonde für Longitudinalwellen hat dann eine örtliche Auflösung von ca. 2 mm Durchmesser.

#### 4.4 Impulshöhendiskriminator (Monitor)

Der Impulshöhendiskriminator soll den Spitzenwert eines Ultraschallimpulses, wie er z.B. in den Bildern 47 und 48 zu sehen ist, in eine genau proportionale Gleichspannung am Ausgang umwandeln. In der Ultraschallprüftechnik eingesetzte handelsübliche Monitore nehmen eine Spitzengleichrichtung der durch Blenden aus dem Zeitsignal herausgegriffenen Impulse vor. Die Genauigkeit ist abhängig von der Impulsfolgefrequenz und im allgemeinen nicht besser als  $\pm 0,5 \text{ dB}$ . Da zudem der Dynamikbereich meist nicht größer als 19 bis 20 dB bei annehmbarer Genauigkeit ist, mußte für die Meßaufgaben im Rahmen dieser Arbeit ein geeigneter, genauerer Impulshöhendiskriminator nach einem Kompensatorprinzip entwickelt werden. Ein Prinzipschaltbild dieses Impulshöhendiskriminators zeigt Bild 31.



**Bild 31**  
Blockschaltbild des Impulshöhendiskriminators (Monitor)

Das Zeitsignal der Meßsonde gelangt über einen Anpassungsverstärker mit variabler Verstärkung und über einen Impedanzwandler an eine Torschaltung. Die Torschaltung greift mit Hilfe eines Blendenimpulses, dessen Breite und zeitliche Lage mit einer Impulsstufe eingestellt werden können, aus dem Zeitsignal den zu messenden Impuls, der sich periodisch mit der Impulsfolgefrequenz wiederholt, heraus. Die Impulsstufe wird durch Synchronisationsimpulse von den zur Erzeugung der Sendepulse für die Prüfköpfe eingesetzten Ultraschall-Impulsechogeräten im Takt der Sendepulsfolgefrequenz angesteuert. Der Blendenimpuls wird als Blende auch dem Ultraschall-Impulsechogerät zugeführt, um auf dessen Bildschirm eine Markierung des von der Torschaltung herausgegriffenen Zeitbereiches zu ermöglichen. (Siehe Schirmbild in Bild 32.) Einem Komparator wird auf der ei-

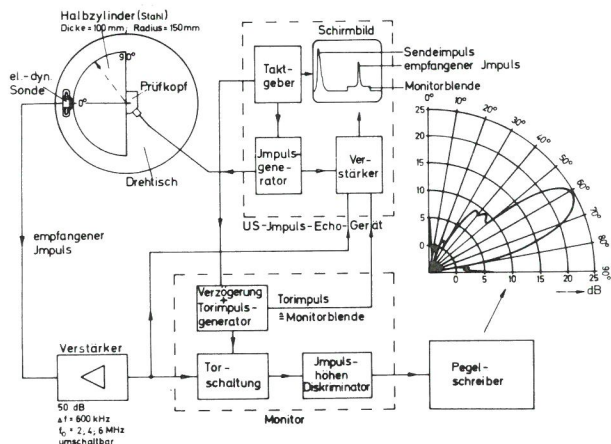
nen Seite eine Vergleichsspannung, auf der anderen Seite der herausgegriffene Impuls zugeführt. Nur wenn der Impuls die Vergleichsspannung überschreitet, erscheint am Ausgang des Komparators ein Signal, das mit zwei darauffolgenden Impulsformern in einen Impuls definierter Länge umgewandelt wird. Der erste Impulsformer hat die zusätzliche Aufgabe, nur dann auf vom Komparator kommende Signale anzusprechen, wenn dieses Signal im Zeitbereich des Blendenimpulses liegt. Damit wird erreicht, daß auch bei starken Störsignalen der Komparator nur auf den zu messenden Impuls anspricht. Mit den Impulsen definierter Länge wird über eine Spitzengleichrichtung die Vergleichsspannung erzeugt. Die Vergleichsspannung wird als der Impulshöhe proportionaler Meßwert über einen Tiefpaß und Impedanzwandler am Ausgang dem Schreiber zugeführt.

Mit dem beschriebenen Gerät können Impulse mit Trägerfrequenzen im Bereich von 1 bis 12 MHz gemessen werden. Der Dynamikbereich für 2 und 4 MHz liegt bei 45 dB mit einem Fehler kleiner als 0,3 dB an den Enden des Dynamikbereiches.

## 4.5 Beschreibung der Meßplätze

### 4.5.1 Messung der Richtcharakteristik

Für die Schallfeldmessung an Winkelprüfköpfen wurden zwei größere Meßplätze aufgebaut. Mit der in Bild 32 im Schema abgebildeten Anordnung können die Richtcharakteristiken von

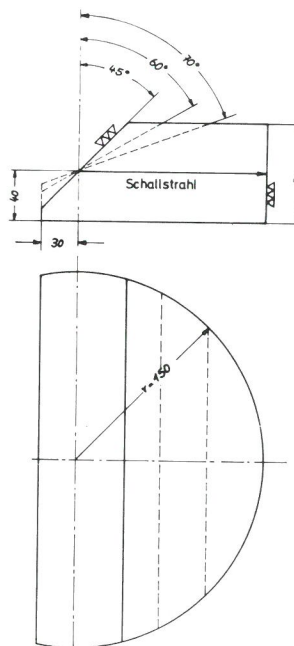


**Bild 32**  
Meßanordnung zur automatischen Bestimmung von Richtcharakteristiken

teristiken von Ultraschallprüfköpfen, insbesondere von Winkelprüfköpfen, automatisch gemessen werden. Im abgebildeten Fall erregt ein Winkelprüfkopf in einem Halbzylinder aus Stahl, der auf einem synchron mit einem Polarkoordinatenschreiber (Pegelschreiber) laufenden Drehtisch gelagert ist, Transversalwellen, deren Schnelle an der zylindrischen Oberfläche des Halbzylinders durch eine feststehende elektrodynamische Meßsonde für Transversalwellen empfangen wird. Der Winkelprüfkopf wird durch den Impuls-generator eines Ultraschall-Impulsechogerätes angeregt. In Bild 32 ist noch einmal die Funktion des Monitors als Impulshöhendiskriminator im Zusammenwirken mit dem Ultraschallechogerät dargestellt. Der die Impulsfolgefrequenz des Impuls-generators festlegende Taktgeber regt im Monitor mit wählbarer Verzögerung den Torimpuls-generator an. Der Torimpuls greift aus dem am Eingang des

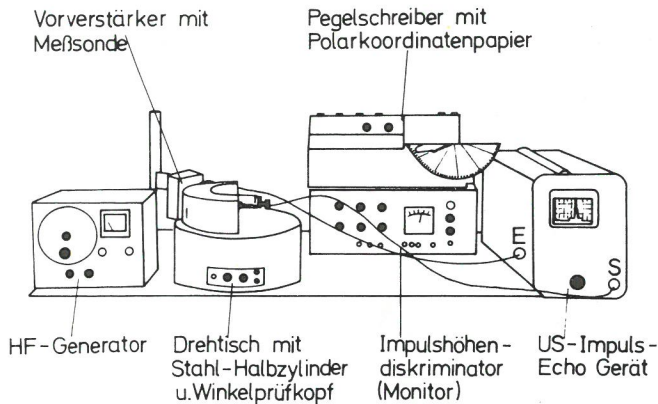
Monitors liegenden Zeitsignal, das von der Sonde kommt, den empfangenen Impuls heraus und führt ihn dem Impulshöhendiskriminator zu. Die Gleichspannung am Ausgang wird einem Pegelschreiber mit z.B. logarithmischer Charakteristik und Polarkoordinatenpapier zugeführt. Ein Meßergebnis ist rechts oben in Bild 32 skizziert. Der eigens für die Verstärkung des Signals der elektrodynamischen Meßsonde entwickelte Verstärker, der an die Spule der Meßsonde eine möglichst gute Rauschanpassung aufweisen sollte, hat 55 dB Verstärkung im Maximum der Frequenzkurve und eine Bandbreite von 600 kHz, die bei allen wählbaren Mittenfrequenzen von 2, 4 und 6 MHz konstant bleibt. Die Schaltung des Verstärkers ist bereits in [29] beschrieben.

In Bild 32 ist ein Halbzylinder aus Stahl auf dem Drehtisch befestigt, der nur für die Messung der Richtcharakteristik in azimuthaler Ebene geeignet ist. Bild 33 zeigt Darstellungen für Halbzylinder, mit denen die Richtcharakteristik in horizontaler Ebene für die Einschallwinkel  $\alpha_0 = 45^\circ, 60^\circ$  und  $70^\circ$  gemessen werden kann. Bei der Messung der Horizontal-Richtcharakteristik muß die Meßsonde der Polarisationsrichtung entsprechend um  $90^\circ$  gedreht werden gegenüber der Lage für die Messung der Azimutal-Richtcharakteristik.



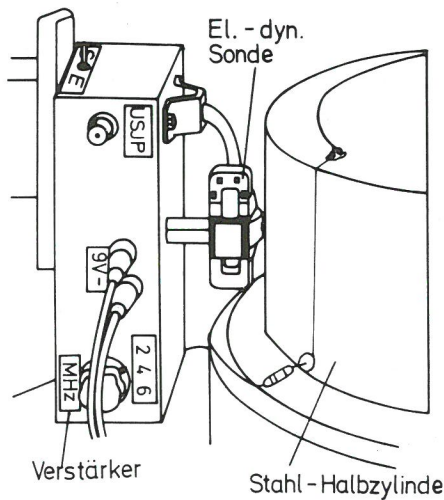
**Bild 33**  
Testkörper zur Bestimmung der Horizontal-Richtcharakteristik

Eine Abbildung der Meßanordnung (Bild 34) zeigt von rechts nach links das Ultraschall-Impulsechogerät (USIP 10 W der Firma Krautkrämer), den Pegelschreiber mit Polarkoordinatenpapier, den Monitor, den Drehtisch mit Halbzylinder und die elektrodynamische Meßsonde. Die Meßsonden werden auswechselbar auf einen Verstärker aufgesetzt, um eine möglichst kurze Leitung zum Verstärkereingang (geringe Kapazität und damit hohe obere Grenzfrequenz) zu erreichen. Die Sonden können in der Höhe verstellt werden, so daß die Richtcharakteristik immer in einer Ebene gemessen werden kann, in der auch das Hauptmaximum des Schallbündels liegt. Bild 35 zeigt die Meßsonde mit Verstärker und auf dem Halbzylinder einen in eine kleine Nut elektrisch isoliert eingeklebten Draht, durch den ein Strom des HF-Generators ganz links in Bild 34 fließt. Wenn die Sonde bei einer laufenden Messung über diesen Draht hinwegfährt, dann führt die in der Spule durch den Strom induzierte



**Bild 34**  
**Meßplatz zur Bestimmung der Richtcharakteristik**

Spannung zu einem Ausschlag des Pegelschreibers, der als Zacke registriert wird. Diese Zacke dient zur Markierung des Nullpunktes der Winkelkoordinaten. In der 90°-Stellung ergibt sich eine zweite Zacke bei der Messung der Richtcharakteristik von Winkelprüfköpfen für Transversalwellen, die auf die bei diesen Prüfköpfen noch vorhandenen Oberflächenwellen zurückzuführen ist. Der Impuls der Oberflächenwelle hat eine nur geringfügig längere Laufzeit als der der Transversalwelle, so daß er bei einer ausreichend großen Monitorblende (wie im Schirmbild in Bild 32) ebenfalls registriert wird. In dem Beispiel einer Azimutal-Richtcharakteristik in Bild 32 rechts sind beide Zacken abgebildet.



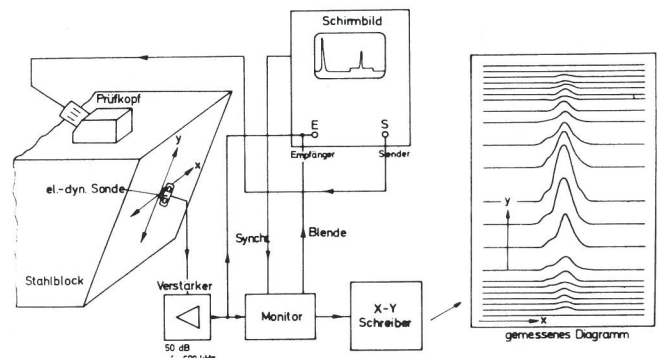
**Bild 35**  
**Detail zum Meßplatz für die Richtcharakteristik: Vorverstärker mit Meßsonde für Transversalwellen**

An der Oberseite des Verstärkers ist in Bild 35 ein Schalter zu erkennen, mit dem die Spule der Meßsonde einmal auf Empfangsbetrieb, zum anderen aber auch auf Sendebetrieb geschaltet werden kann. Bei Sendebetrieb wird in Reihe zur Spule ein Kondensator geschaltet, der eine Resonanzfrequenz von ca. 2 MHz für den erzeugten Ultraschallimpuls ergibt. Die Anregung der Spule erfolgt dann nach der in Bild 27 angegebenen Schaltung.

Abstandsänderungen zwischen Meßsonde und Halbzyli-  
 nderoberfläche bei Bewegung zwischen Meßsonde und Halb-  
 zylinderoberfläche bei Bewegung des Drehtisches waren  
 kleiner als 10  $\mu$ . Dadurch bedingte Meßwertschwankungen  
 sind kleiner als 0,3 dB.

#### 4.5.2 Messung der Schallschnelle in einem Schallbündel- querschnitt

Zur Erfassung der Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels ist eine Meßanordnung aufgebaut worden, bei der eine elektrodynamische Sonde mit einem x-y-Koordinatentisch in zwei Richtungen automatisch bewegt werden kann. Der dazu entwickelte Koordinatentisch hat einen Bewegungsspielraum von 500 · 450 mm und gestattet es, in einem kleineren Bereich (250 · 250 mm) eine Abstandskonstanz der Sonde von einer Meßoberfläche von besser als  $\pm 17 \mu$  einzuhalten, entsprechend einer maximalen Meßwertschwankung von kleiner 0,4 dB. Bild 36 zeigt das Schema der Meßanordnung für die Verteilung der Schallschnelle. Ein Winkelprüfkopf strahlt in einen Stahlblock ein Transversalwellenbündel ein, das durch eine Fläche des Stahlblocks senkrecht geschnitten wird. An dieser Fläche kann die Schallschnelleverteilung im Querschnitt des Schallbündels gemessen werden. Durch Veränderung der Position des Prüfkopfes ist es möglich, Querschnitte in verschiedenen Entfernungen zu erfassen. Der Prüfkopf wird wieder über ein Ultraschall-Impulsechogerät erregt. Eine elektrodynamische Meßsonde, die in x- und y-Richtung bewegt werden kann, registriert die Schallschnelle. Das Signal gelangt über Verstärker und Monitor auf den x-y-Schreiber, der ein Diagramm, wie es rechts in Bild 36 zu sehen ist, aufschreibt. Die Bewegung der Sonde wird durch ein Steuerteil so vorgenommen, daß die Schallschnelleverteilung zeilenförmig abgetastet wird. Die Zeilen liegen in x-Richtung; der Abstand der Zeilen in y-Richtung kann von 1 mm bis auf 5 mm verstellt werden. Für die Messungen wurde ein Zeilenabstand von 3 mm gewählt. Das gemessene Diagramm zeigt die Verläufe der Schallschnelle über jeweils einer Zeile in x-Richtung. Der Abstand der Zeilen am x-y-Schreiber wurde von Hand so gewählt, daß die Kurven sich nach Möglichkeit nicht überschneiden.



**Bild 36**  
**Meßanordnung zur Bestimmung der Schallschnelleverteilung im Querschnitt des Schallbündels**

Ein solches Diagramm kann so ausgewertet werden, daß Linien gleicher Schallschnelle entstehen, wie sie in Bild 4 schon angedeutet waren. Solche Bilder geben eine anschauliche Vorstellung von der Ausbildung des Schallfeldes.

Die Bilder 37 und 38 zeigen diesen Meßplatz. Die Kugelführungen für den Koordinatentisch mußten stark überdimensioniert werden, damit die Meßsonde sich ohne große Abstandsänderungen an der Meßoberfläche vorbeibewegen kann.

Diese Meßanordnung wird auch für die Bestimmung des Entfernungsgesetzes und der örtlichen Lage der Schallbün-

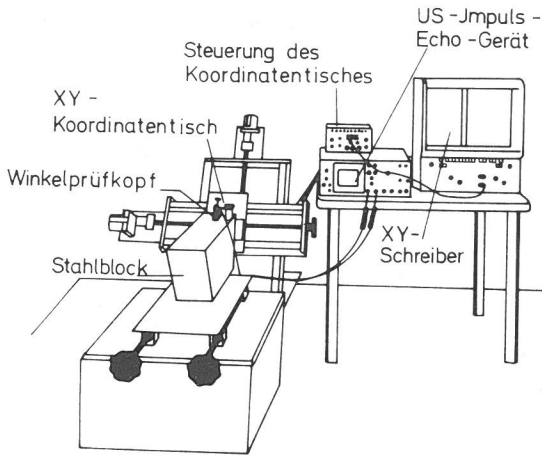


Bild 37  
Meßplatz zur Ermittlung von Schallschnelleverteilungen

delachse verwendet. Bild 39 zeigt eine Messung für das Entfernungsgesetz (= Abhängigkeit der Schallschnelle auf der Schallbündelachse von der Entfernung zum Prüfkopf). Der Winkel der schrägen Meßfläche des Stahlblocks ist an den Einschallwinkel des Winkelprüfkopfes angepaßt. Wird der Winkelprüfkopf in verschiedene Positionen zu dieser Meßfläche gebracht, so verändert sich auch der Schallweg  $S$ . Die Sonde wird durch Bewegung in den beiden Koordinaten  $x$  und  $y$  des Koordinatentisches in das Hauptmaximum der Schallschnelleverteilung gebracht. Die Höhe des von der Sonde empfangenen Impulses wird über einen Verstärker mit einem Ultraschall-Impulserhöher gemessen. Ein Meßbeispiel ist unten in Bild 39 wiedergegeben. Diese Messung kann leider nicht automatisch erfolgen; die Bewegung von Prüfkopf und Sonde muß mit Hand vorgenommen werden. Dadurch ist diese Messung relativ zeitraubend.

Da zur Messung des Entfernungsgesetzes der Prüfkopf bewegt werden muß, muß darauf geachtet werden, daß eine konstante Ankopplung vorliegt. Dazu wird ein niedrigviskoses Öl in einem Bad ähnlich wie in Bild 24 verwendet. Der in Bild 39 mit einer angeschrägten Meßoberfläche versehene Stahlblock kann nicht nur für bestimmte Einschallwinkel der Winkelprüfköpfe verwendet werden. Vergleichsmessungen an einem Stahlblock mit einer Meßoberfläche, die senkrecht zur Ankopplungsfläche des Winkelprüfkopfes steht (quaderförmiger Stahlblock, der leichter zu fertigen ist), zeigen, daß auch hier das Entfernungsgesetz ohne wesentliche Abweichungen gegenüber dem Stahlblock mit schräger Fläche gemessen werden kann. Eine solche Messung des Entfernungsgesetzes an einer Meßfläche, die mehr oder weniger zur Schallbündelachse geneigt ist, haben auch Rieckmann und Linhart [56] zur Messung des Entfernungsgesetzes von Longitudinalwellen anregenden Normalprüfköpfen benutzt.

Mit der gleichen Anordnung und der gleichen Meßtechnik wie für das Entfernungsgesetz kann auch die örtliche Lage des Hauptmaximums im jeweiligen Querschnitt des Schallbündels festgestellt werden. Damit kann die geometrische Lage der Schallbündelachse verfolgt werden. Aus der Verlängerung der Schallbündelachse zum Prüfkopf hin ergibt sich z.B. der für die Prüfpraxis mit Winkelprüfköpfen wichtige Schallaustrittspunkt, der bei der Fehlerortung für die Schweißnahtprüfung (siehe Bild 1) bekannt sein muß.

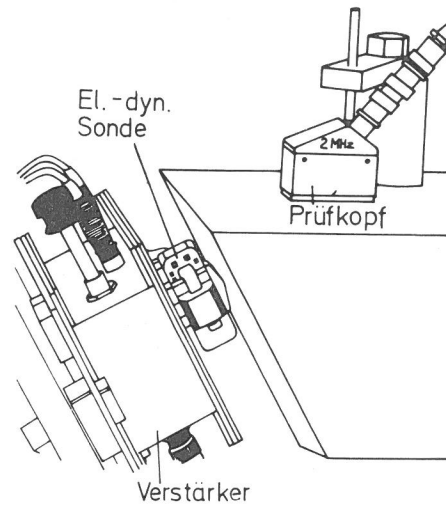


Bild 38  
Detail zum Meßplatz für Schallschnelleverteilungen: Meßsonde (Transversalwellen), Vorverstärker und Winkelprüfkopf

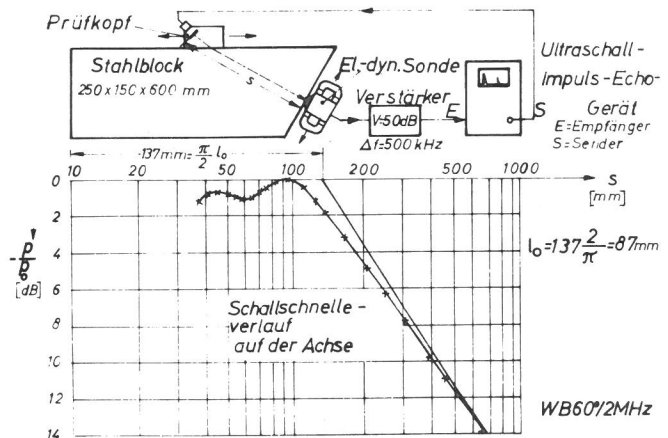


Bild 39  
Meßanordnung zur Ermittlung des Entfernungsgesetzes

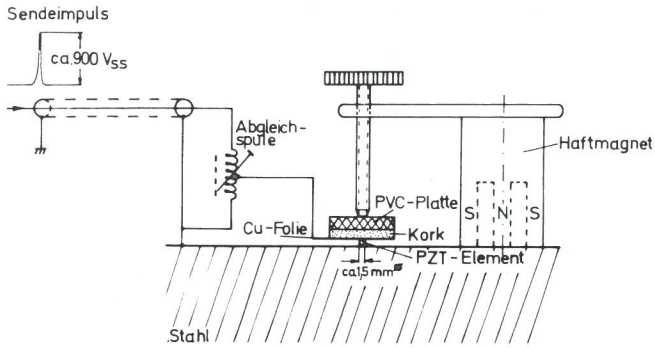
## 4.6 Ergebnisse der Messungen

### 4.6.1 Die Punkttrichtwirkung

#### 4.6.1.1 Anordnung zur punktförmigen Anregung

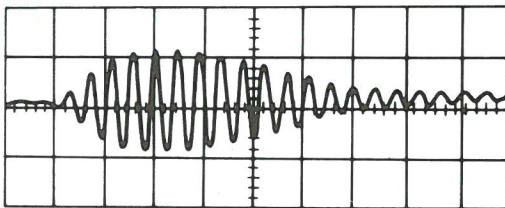
Die Richtwirkung eines oszillierenden Punktes wurde überprüft mit der Richtcharakteristik-Meßanordnung, wie sie in den Bildern 32 und 34 bereits vorgestellt wurde. Statt eines Winkelprüfkopfes wird zur annähernd punktförmigen Aufbringung einer Normalkraft ein kleiner piezokeramischer Dickenschwinger (PZT-Element) von ca.  $1,5 \cdot 1,5$  mm Größe über eine Flüssigkeitsschicht an den Halbzylinder aus Stahl angekoppelt. Das piezoelektrische Element aus Bleizirkonat-Titanat (PZT-Element) hat die Dicke, die eine Dickenschwingung von ca. 2 MHz erlaubt. Die Anordnung zur Ankopplung des PZT-Elementes und zu dessen elektrischer Anregung zeigt Bild 40. Das über eine Kupferfolie kontaktierte PZT-Element – die Gegenelektrode ist die Stahloberfläche – wird über eine Korkscheibe und eine PVC-Platte an die Stahloberfläche angedrückt. Der Ankopplungsdruck wird durch eine Schraube, die über eine Halterung mit einem





**Bild 40**  
Anordnung zur Anregung von Longitudinal- und Transversalwellen durch kleine Schwinger

Haftmagneten an der Stahloberfläche befestigt ist, eingestellt. Das PZT-Element wird von dem Sendepuls eines Ultraschall-Impulsechogerätes (ca. 900 V Spitzenspannung) über eine Abgleichspule angeregt. Die Abgleichspule übernimmt sowohl die Anpassung der Impedanz zwischen Senderausgang und elektrischem Belastungswiderstand des PZT-Elementes als auch die Kompensation der Halterungskapazität des PZT-Elementes. Der Kork hinter der Kupferfolie soll eine akustische Bedämpfung des schwingenden Elementes bewirken. Der zeitliche Verlauf des Transversalwellenimpulses, der von diesem Element im Stahl abgestrahlt wird, wurde in der Anordnung nach Bild 32 am Verstärkerausgang hinter der Meßsonde gemessen. Bild 41 zeigt dieses Signal. Die Trägerfrequenz beträgt ca. 2 MHz, sie kann durch Verstimmen der Abgleichspule leicht verändert werden. Die Impulsdauer beträgt ca. 5 Mikrosekunden. Der Verlauf des Impulses läßt erkennen, daß in der Impulsmitte (Schwerpunkt des Impulses) der eingeschwingene Zustand annähernd erreicht ist, so daß hier auch eine Messung der Veränderung der Phase mit dem örtlichen Winkel möglich ist.

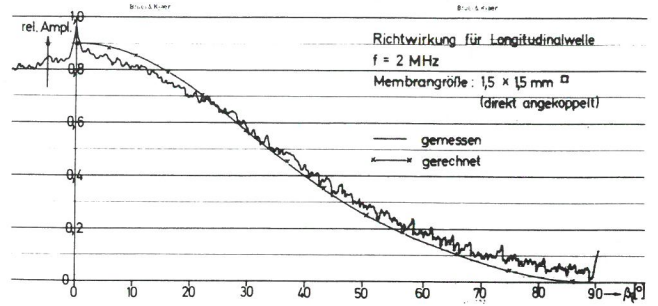


**Bild 41**  
Meßsondensignal für einen Transversalwellenimpuls von einem dicht angekoppelten PZT-Element (Bandbreite des Signals ca. 200 kHz; Bandbreite des Verstärkers ca. 600 kHz; Trägerfrequenz 2 MHz)

Die Größe der Membrane mußte auf 1,5 · 1,5 mm festgelegt werden, da bei noch kleineren Schwingern die abgestrahlte Energie so gering wird, daß mit den zur Verfügung stehenden Geräten eine Messung mit genügendem Abstand von störendem Rauschen nicht mehr möglich ist.

#### 4.6.1.2 Vergleich der Rechnung und Messung für die Longitudinal- und Transversalwellen einer punktförmigen Normalkraft

Die Ergebnisse der Messungen zu den Richtwirkungen eines oszillierenden Punktes zeigen die Bilder 42 bis 44. In Bild 42 ist die Richtwirkung für die Longitudinalwelle wiedergegeben. Der gemessenen Kurve ist zum Vergleich gegenüber-



**Bild 42**  
Richtwirkung für die Longitudinalwelle eines kleinen Schwingers (gemessen und gerechnet)

gestellt die gerechnete theoretische Kurve für eine 1,5 · 1,5 mm quadratische Membran mit Berücksichtigung der Punktrichtwirkung. Die Berechnung erfolgte nach folgender Beziehung:

$$R_{\square l}(\beta_l) = b_l(\beta_l) \cdot \frac{\sin(1,59 \sin \beta_l)}{1,59 \sin \beta_l} \quad (83)$$

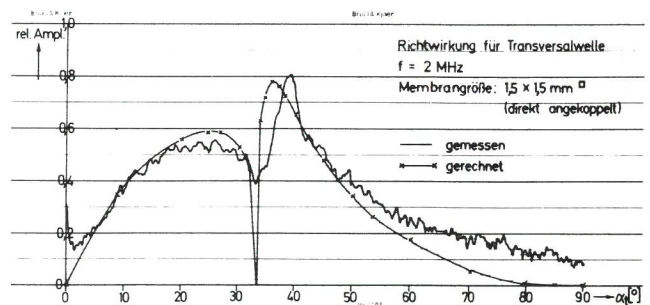
= Longitudinalwellen-Richtcharakteristik einer Rechteckmembran

Der Faktor 1,59 wurde nach Gl. (40) in Abschnitt 3.3 ermittelt. Dabei sind folgende Zahlenwerte angenommen worden:

$$\begin{aligned} \text{Membrangröße } & 1,5 \cdot 1,5 \text{ mm;} \\ c_{lSt} &= 5,9 \cdot 10^6 \text{ mm/sec;} \\ f &= 2 \text{ MHz} \end{aligned}$$

Die Normierung der Kurve wurde dem Meßergebnis angepaßt.

Bild 43 zeigt die Messung für die Richtwirkung der Transversalwelle. Die Berechnung erfolgt nach:



**Bild 43**  
Punktrichtwirkung für die Transversalwellen eines kleinen Schwingers (gemessen und gerechnet)

$$R_{\square t}(\alpha_t) = c_t(\alpha_t) \cdot \frac{\sin(2,9 \sin \alpha_t)}{2,9 \sin \alpha_t} \quad (84)$$

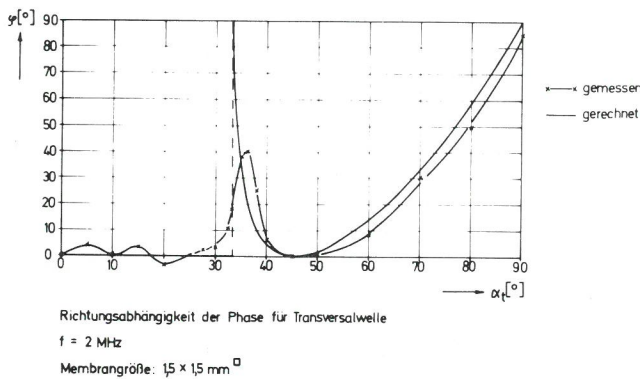
= Transversalwellen-Richtcharakteristik einer Rechteckmembran

Der Faktor 2,9 wurde nach Gl. (38) in Abschnitt 3.3 ermittelt. In Gl. (84) sind folgende Zahlenwerte angenommen worden:

Membrangröße  $1,5 \cdot 1,5 \text{ mm}$ ;  
 $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}$ ;  
 $f = 2 \text{ MHz}$

Die Übereinstimmung zwischen Meßwerten und theoretischen Werten ist bei der Longitudinalwelle ausgezeichnet, bei der Transversalwelle recht gut. Abweichungen bei der Transversalwelle können auf die Richtungsabhängigkeit der Phase und auf den relativ großen Einfluß des Rauschens zurückgeführt werden. (Bei der Transversalwelle ist das Signal-Rauschverhältnis schlechter wegen der größeren – hier ungünstigen – "Bündelungsschärfe" des Faktors  $\sin^2 x/x$ .) In den beiden Bildern 42 und 43 ist bei den Meßkurven die Nullpunktmarkierung bei 0 Grad, auf die in den Erläuterungen zu Bild 35 hingewiesen worden ist, zu erkennen.

#### 4.6.1.3 Die Phasenveränderung bei der Transversalwelle



**Bild 44**  
 Die Phase der Punkttrichtwirkung für Transversalwellen in Abhängigkeit vom örtlichen Winkel (gemessen und gerechnet)

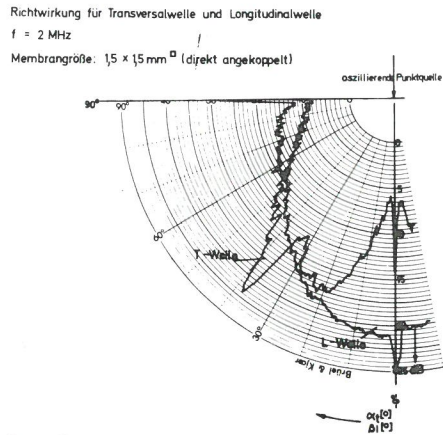
Bild 44 zeigt Meßergebnisse zur Richtungsabhängigkeit der Phase für die Transversalwelle. Zur Messung der Phase wurde ein Kathodenstrahl-Oszillograph benutzt, dessen Zeitablenkung synchron mit dem Sendepuls gestartet wurde, so daß der Bezugspunkt für die Phasenänderung bei der Messung der Start des Sendepulses war. Als Nullpunkt der Phase für die Auswertung wurde die Phasenlage bei den örtlichen Winkeln zwischen  $0$  und  $20^\circ$  gewählt. Die Phasenmessung ist nur möglich, wenn das PZT-Element bis auf  $0,02 \text{ mm}$  genau in der Mittelachse des Stahlhalbzylinders angebracht ist. Jede Fehljustierung bringt eine sehr starke zusätzliche Phasenabhängigkeit, die die eigentlich zu messende Abhängigkeit überdeckt.

Die Darstellung in Bild 44 zeigt deutlich den Sprung in der Gegend von  $33^\circ$  und den allmählichen Wiederanstieg der Phase von  $45^\circ$  bis zu  $90^\circ$ .

Wegen der endlichen Ausdehnung des PZT-Elementes und der zum Empfang der Transversalwelle benutzten elektrodynamischen Sonde kann eine genaue Auflösung der scharfen Veränderung der Phase in der Gegend von  $33^\circ$  nicht erwartet werden.

Die Messungen des Betrages der Auslenkung von Longitudinal- und Transversalwelle von Filipczinsky [18] brachten den ersten experimentellen Nachweis für die Berechnungen von Roderick und Miller und Pursey [39, 40]. Die örtliche Auflösung war bei der Meßanordnung in [18] nicht ausreichend, um z.B. das Minimum bei der Richtwirkung der

Transversalwellen genau zu erfassen. Mit der hier benutzten Meßapparatur ist eine genauere Überprüfung der Theorien von Roderick und Miller und Pursey möglich. Dies zeigen die Bilder 42 und 43. Zusätzlich wurde durch Messungen auch die Richtungsabhängigkeit der Phase nachgewiesen, wie sie sich aus den Berechnungen für die Transversalwellen ergibt.



**Bild 45**  
 Transversal- und Longitudinalwellen-Richtcharakteristik von kleinen Schwingern in Polarkoordinaten (gemessen)

Einen Überblick über die gemessenen Richtwirkungen der Transversal- und Longitudinalwelle gibt noch einmal Bild 45 in Polarkoordinatendarstellung. Man erkennt wieder die Markierung des Nullpunktes durch den dazu angebrachten HF-Draht und des  $90^\circ$ -Punktes durch die Oberflächenwelle. Das Minimum der Transversalwellenverteilung bei ca.  $33^\circ$  ist deutlich zu erkennen. Alle in den Bildern 42, 43 und 45 abgebildeten Meßkurven sind wegen der relativ kleinen vom PZT-Element abgestrahlten Energie stark verrauscht. Dennoch sind die wesentlichen Eigenschaften der Richtverteilung gut zu erkennen.

#### 4.6.2 Vergleiche zwischen Messungen und Rechnungen zur Richtcharakteristik

##### 4.6.2.1 Richtcharakteristik für Transversalwellen

##### 4.6.2.1.1 Berechnungsschema und Rechenparameter für die Azimutal-Richtcharakteristik

Die Berechnung der Azimutal-Richtcharakteristik für die Transversalwellen erfolgte nach Gl. (42) in Abschnitt 3.4.

Zur numerischen Berechnung der Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen wurde folgendes Schema benutzt (aus Gl. (42, 14 und 60A) (aus Anhang 3A)):

$$\begin{aligned}
 1. \sin \alpha &< \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \\
 R'(\alpha) &= \frac{\sin X}{X} \cdot \frac{4 \sin^2 \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}{A + B + C + D} \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha} \\
 X &= \frac{d \pi f}{c_{tSt} \cdot \cos \beta_{Pl}} \cdot \left( \sin \alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \beta_{Pl} \right) \\
 A &= (1 - 2 \sin^2 \alpha)^2 \\
 B &= 4 \sin^2 \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha} \\
 C &= 4 \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \left( \frac{c_{lPl}}{c_{tSt}} \right)^4 \cdot \sin^2 \alpha \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha} \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha} \\
 D &= 4 \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{lPl}}{c_{tSt}} \right)^2 \cdot \sin^2 \alpha \right]^2 \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha} \sqrt{\frac{c_{tSt}^2}{c_{lPl}^2} - \sin^2 \alpha}
 \end{aligned} \tag{85}$$

$$2. \sin \alpha > \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}}$$

$$R'(\alpha) = \frac{\sin X}{X} \cdot \frac{4 \sin \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{c_{tSt}}{c_{lSt}}\right)^2}}{\sqrt{A^2 + (B' + C' + D')^2}}$$

X und A wie in Gl.(85).

$$B' = 4 \sin \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{c_{tSt}}{c_{lSt}}\right)^2} \quad (86)$$

$$C' = 4 \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \left(\frac{c_{tPl}}{c_{lSt}}\right)^4 \cdot \sin^2 \alpha \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \alpha} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{c_{tSt}}{c_{lSt}}\right)^2}$$

$$D' = \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \left[ 1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{lSt}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha \right] \sqrt{\frac{\sin^2 \alpha - \left(\frac{c_{tSt}}{c_{lSt}}\right)^2}{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \alpha}}$$

Die Berechnung wurde mit einer Rechenmaschine Zuse Z 23 vorgenommen, und zwar für folgende Parameter:

$$\begin{aligned} c_{tSt} &= 3,23 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}; & c_{tPl} &= 1,43 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}; \\ \rho_{Pl} &= 1,18 \text{ g/cm}^3 \\ c_{lSt} &= 5,9 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}; & c_{lPl} &= 2,74 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}; \\ \rho_{St} &= 7,7 \text{ g/cm}^3 \end{aligned}$$

$\beta_{Pl}$	35,5°	37°	45,1°	47,5°	50,7°	53°	
$\alpha_0$	43,5	45	56,8	60	66	70	
d/mm	1,5	7,4	4	7,4	4	7,4	f = 2 MHz
	4	8	5	8	5	8	
	5	20	8	20	8	20	
	8		10		10		
d/mm	10		15		15		f = 4 MHz
	5	7,4	5	7,4	5	7,4	
	10	8	10	8	10	8	
	15				15		

$\alpha_0$  nach Brechungsgesetz aus  $\beta_{Pl}$  berechnet, d.h. nur für großes d gültig!

Die horizontale Richtcharakteristik wird berechnet nach Gl. (43), und zwar für folgende Werte:

Schallgeschwindigkeiten und Dichten wie oben:

$$\begin{aligned} f &= 2 \text{ MHz}; & \beta_{Pl} &= 45,1^\circ \\ a &= 10 \text{ mm}; & d &= 5 \text{ mm und } 10 \text{ mm} \end{aligned}$$

#### 4.6.2.1.2 Winkelprüfkopfmodell für die Messungen

Zur Messung wurden sowohl handelsübliche Winkelprüfköpfe mit ihren festliegenden Schwingerabmessungen, Frequenzen und Einfallswinkeln im Kunststoffkeil verwendet als auch speziell für die Messung entwickelte Anordnungen, mit denen die Schwingerabmessungen, der Einfallswinkel im Kunststoffkeil, der Laufweg im Kunststoff und die Frequenz verändert werden konnten. Ein entsprechendes Modell ist in Bild 46 skizziert. Ein Plexiglaskeil mit den Daten:

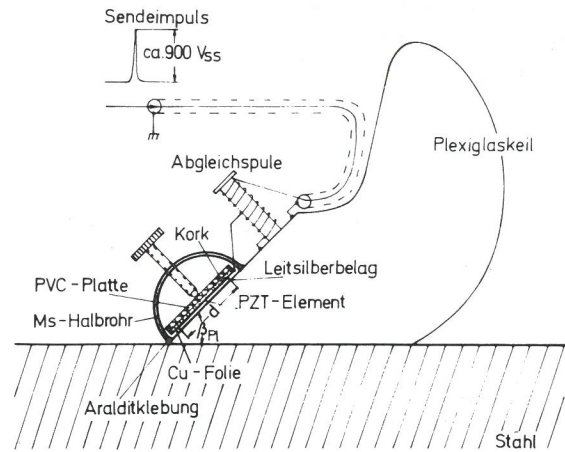


Bild 46

Anordnung zur Erzeugung von Schallfeldern durch ein Winkelprüfkopfmodell mit veränderlichen Parametern ( $d, f, \beta_{Pl}$ )

$$\text{Dichte } \rho = 1,18 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3},$$

Transversalwellengeschwindigkeit

$$c_{tPl} = 1,43 \cdot 10^6 \text{ mm/sec},$$

Longitudinalwellengeschwindigkeit

$$c_{lPl} = 2,74 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}$$

wurde an der Ankopplungsstelle für die Schwinger mit einer Leitsilberschicht versehen. Unter einem Bügel aus Messinghalbrohr können die Schwinger (PZT-Elemente) mit Kork an der Rückseite zur Dämpfung und einer PVC-Platte zum Andruck durch eine Rändelschraube auswechselbar befestigt werden. Die Anregung des Schwingers erfolgt, wie schon unter Bild 40 beschrieben, über einen Sendepuls mit ca. 900 V Spitzenspannung. Mit einer Abgleichspule kann die Halterungskapazität kompensiert werden und ein Angleich der Schwingerimpedanz an den Senderausgangswiderstand erzielt werden. Das Schwingererelement wurde an den Kunststoffkeil mit Glycerin angekoppelt. Durch Verschieben des Schwingererelementes (bei kleinen Größen des Schwingererelementes) kann der Laufweg im Kunststoffkeil verändert werden.

Zur Messung der Richtcharakteristik wurde der Winkelprüfkopf nach Bild 46 auf dem Halbzylinder aus Stahl in der Anordnung nach Bild 34 angekoppelt. Um zu gewährleisten, daß der Schallaustrittspunkt genau auf der Mittelachse des Halbzylinders liegt, wurde im Impulschobetrieb des Prüfkopfes – der Schwinger arbeitet dann sowohl als Sender als auch als Empfänger – das Echo von der zylindrischen Fläche des Halbzylinders auf maximale Höhe am Bildschirm eines Ultraschall-Impulschogerätes gebracht. Auf diese Weise wird der Schallaustrittspunkt – wie unten in Abschnitt 4.6.5 gezeigt – ziemlich genau auf die Mittelachse des Halbzylinders plaziert.

Die typische Impulsform in der Nähe der Nullstellen einer gemessenen Richtcharakteristik zeigen die Schirmbilder in Bild 47. Die Hüllkurve des Impulses ist stark eingesattelt, hervorgerufen durch die Überlagerung gegenphasiger Impulsanteile von Haupt- und Nebenkeule des Bündels. Außerhalb der Nullstelle hat der Impuls meist die Form des Schirmbildes in Bild 48. Wenn das Impulsspektrum nicht extrem schmalbandig ist, müssen Nullstellen durch den in

Bild 47 zeigt den Effekt verschmieren. Bei der Impulshöhenregistrierung, z.B. mit einem Impulshöhendiskriminator, kann keine echte "Nullstelle" auftreten. Von daher scheint es aussichtslos, den Dämpfungseinfluß des Plexiglaskeils an den Nullstellen experimentell zu erfassen.

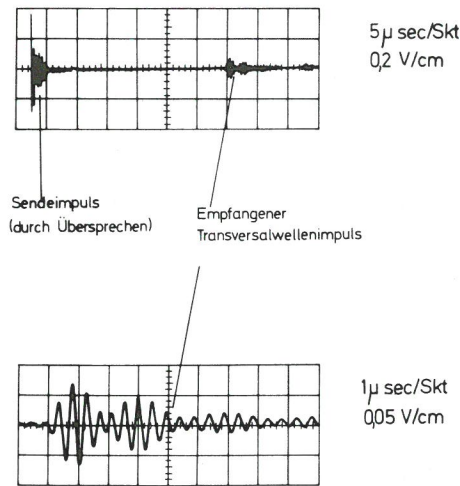


Bild 47  
Oszillogramm des Meßsondensignals in der Nullstelle einer Richtcharakteristik (MWB 70°/2 MHz; s = 100 mm)

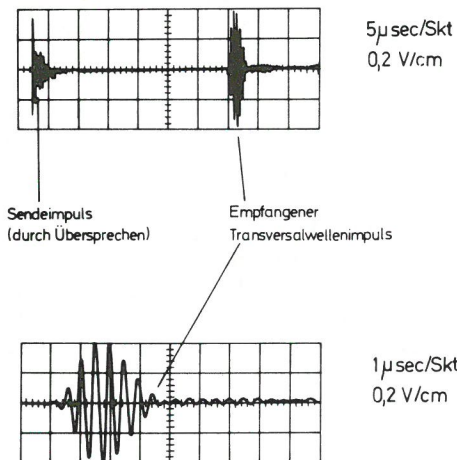


Bild 48  
Oszillogramm des Meßsondensignals im Maximum einer Richtcharakteristik (MWB 70°/2 MHz; s = 100 mm)

#### 4.6.2.1.3 Meßergebnisse zur Azimutal-Richtcharakteristik

Die im folgenden wiedergegebenen Meßergebnisse haben zum Ziel, den Einfluß der Punkttrichtwirkung auf die Richtcharakteristik nachzuweisen. Dieses wird in folgenden Wirkungen deutlich:

- Verschiebung der Lage des Hauptmaximums im Bündel bei Veränderung der Membrangröße für Einschallwinkel bei z.B. 45° und 70°

- Unterschiedliche Höhe der Nebenkeulen beiderseits der Hauptkeule
- Beeinflussung von Nullstellen im Bereich 34° – 40° durch die Phase der Punkttrichtwirkung
- Verzerrung der Richtcharakteristik für Einschallwinkel bei 35° durch die Nullstelle der Punkttrichtwirkung bei 33,2°

Eine erste Serie von Messungen in den Bildern 49 bis 54 soll zeigen, wie die Punktcharakteristik bei einem Solleinschallwinkel im Bereich von 45° (in der Praxis häufig verwendet) die Gesamtrichtcharakteristik eines Winkelprüfkopfs mit unterschiedlichen Membrangrößen beeinflusst. Hierbei wurden die Berechnungen durchgeführt für einen Plexiglaswinkel  $\beta_{p1} = 35,5^\circ$ , das ergibt nach dem Brechungsgesetz einen nominellen Einschallwinkel im Stahl von  $\alpha_0 = 43,5^\circ$ . Bei einer Trägerfrequenz von 2 MHz für die Ultraschallimpulse wurden die Membrangrößen von 1,5 · 1,5 mm bis auf 18 · 20 mm vergrößert. Der Schallaufweg im Plexiglas blieb konstant bei ca. 14 mm. Die in den Abbildungen unterstrichenen Dimensionen für die Membrangröße kennzeichnen die Größe d, die die Richtcharakteristik in Azimutalrichtung bestimmt. Bei kleinen Werten von d, d.h. von ca. 1,5 bis 8 mm (Bilder 49 bis 52) dominiert klar die Punktcharakteristik. Das hat zur Folge, daß das Maximum der Richtcharakteristik in der Gegend von 38 bis 40° liegt und nicht, wie man aus dem Brechungsgesetz folgern würde, bei 43,5°. Das bei Membrangrößen von 10 mm an (Bilder 53 und 54) gemessene Maximum fällt mehr oder weniger genau mit dem aus dem Brechungsgesetz zu berechnenden Einschallwinkel zusammen. Die Erklärung für diese Erscheinung an Hand der Gl. (42) ist relativ einfach. Der Ausdruck  $c_t(a)$ , der die Richtwirkung eines Punktes für Transversalwellen angibt, und der Ausdruck  $\frac{\sin x}{x}$ , der die geometrisch bedingte Richtcharakteristik (geometrische Richtcharakteristik  $R_{geom.}$ ) darstellt, sind multiplikativ miteinander verbunden. Da die geometrische Richtcharakteristik bei kleinen Membranen die Punkttrichtwirkung nicht überdecken kann, wird der Charakter der Gesamtrichtwirkung hier vorwiegend durch die Punktcharakteristik beeinflusst. Erst bei größer werdender geometrischer Richtwirkung – im Beispiel bei den Membrangrößen 10 und 18 mm – wird die Punkttrichtwirkung völlig überdeckt.

Erstaunlich ist die relativ gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung auch bei kleinen Membranen, bei denen die Bedingung des ebenen begrenzten Wellenbündels im Kunststoffkeil nur schlecht erfüllt wird.

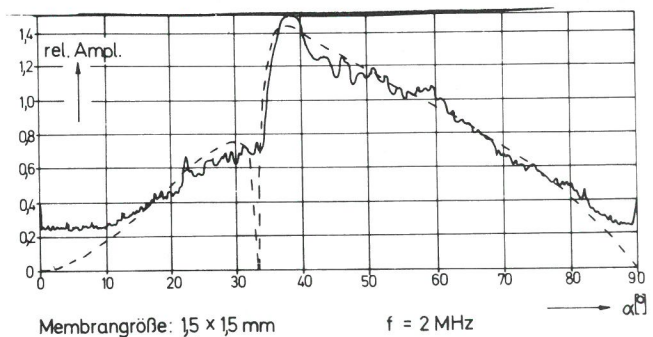
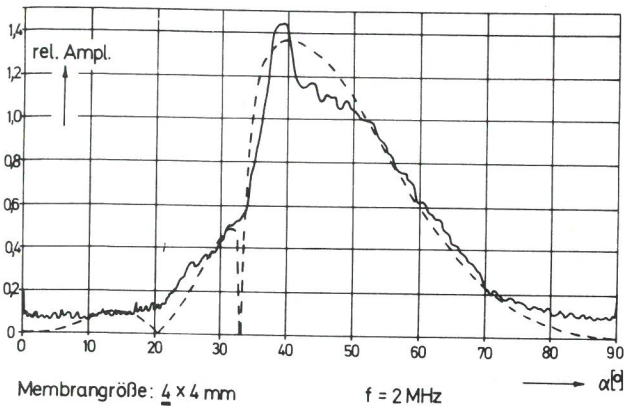
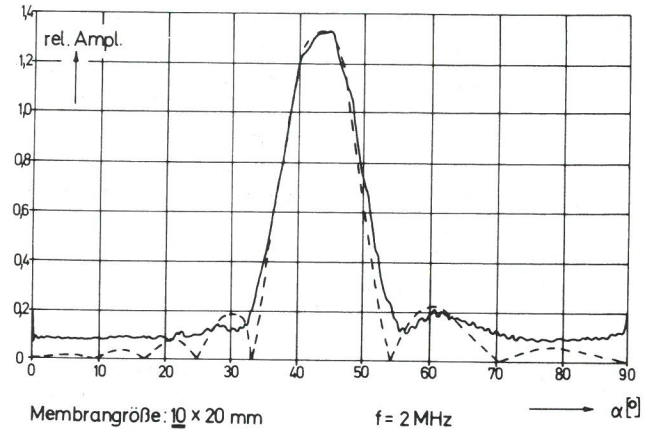


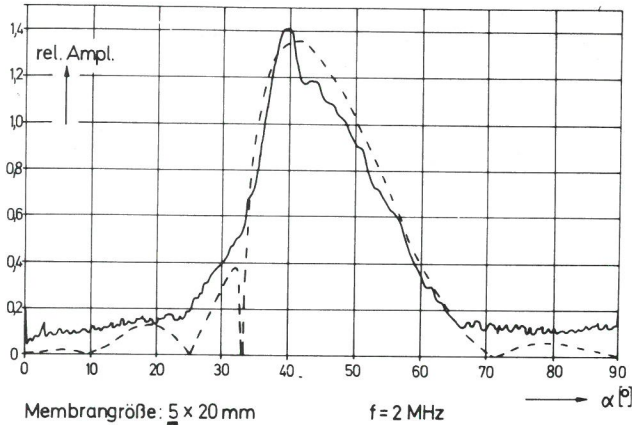
Bild 49  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



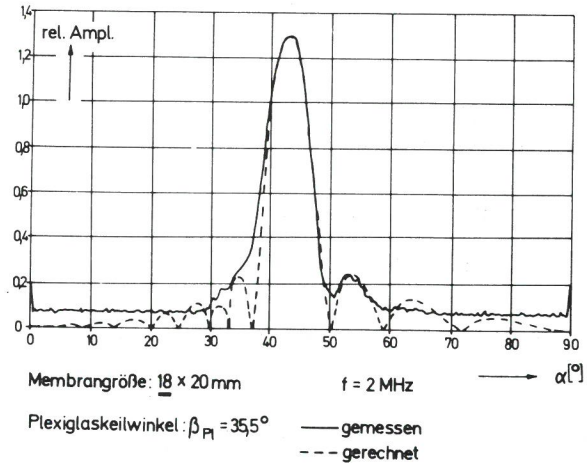
**Bild 50**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



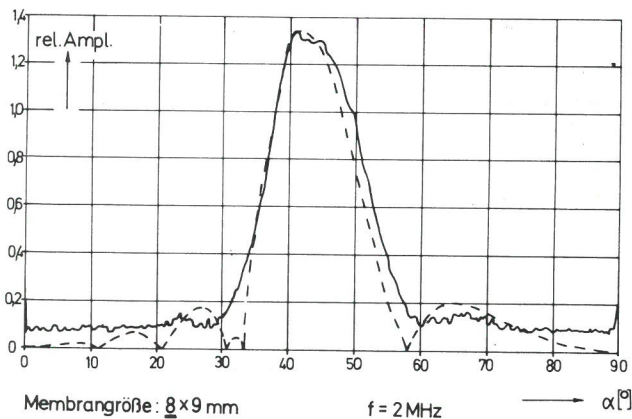
**Bild 53**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



**Bild 51**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



**Bild 54**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



**Bild 52**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

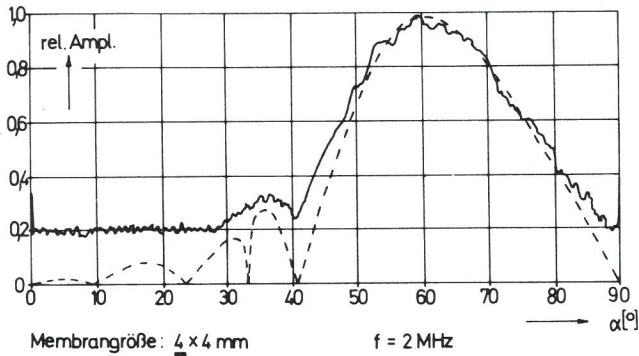
Bei den Kurven in Bild 50 und 51 ist ein sehr viel steileres Maximum in der Gegend von  $39^\circ$  zu finden, als die Rechnung erwarten läßt. Dies ist wahrscheinlich – weiter unten in 4.6.2.1.5 wird darauf noch näher eingegangen – mit bedingt durch den bei der Berechnung im Fernfeld vernachlässigten Einfluß der Abhängigkeit der Phase der Punkttrichtwirkung  $c_f(\alpha)$  von dem örtlichen Winkel  $\alpha$ , die besonders in der Gegend von  $33$  bis  $45^\circ$  für Stahl sehr ausgeprägt ist.

Die Meßkurve in Bild 49 ist mit einem starken Rauschen behaftet. Die von dem sehr kleinen Schwinger ( $1,5 \cdot 1,5$  mm) abgestrahlte Energie liegt für die gewählte Meßanordnung knapp über dem Rauschen. Dennoch ist auch in Bild 49 die Lage der Nullstelle bei  $33,2^\circ$  deutlich im Meßkurvenverlauf als Absatz zu erkennen. Es ist nicht zu erwarten, daß gerade die Nullstelle bei  $33,2^\circ$  durch die Messung sauberer erfaßt wird, weil der Betrag der Punkttrichtwirkung sich in der Gegend dieser Nullstelle sehr steil ändert, wie auch die Bilder 11 und 43 in den Abschnitten 3.2.3 und 4.6.1.2 zeigen. Die allein durch die geometrische Richtwirkung bedingten Nullstellen sind in den Bildern 53 und 54 recht gut auch im Meßergebnis zu erkennen. Mehr ist hier wegen der endlichen Impulslänge und der Dämpfung im Plexiglas nicht zu erwarten.

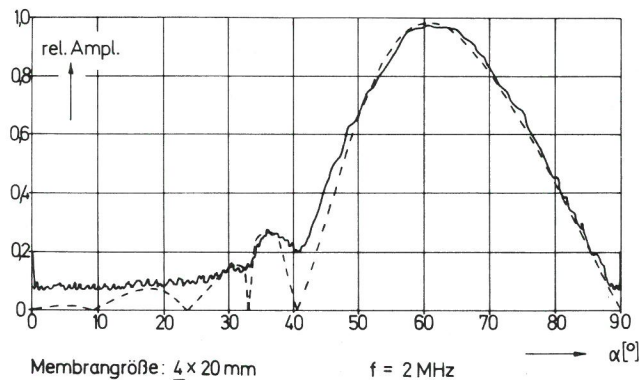
Durch die Meßkurven werden Nebenkeulen der Richtcharakteristik, die um mehr als eine Nullstelle von der Hauptkeule entfernt sind, im allgemeinen kaum noch angedeutet. Dies ist ebenfalls auf die endliche Interferenzlänge der Impulse zurückzuführen.

Eine zweite Serie von gerechneten und gemessenen Kurven für Einfallswinkel im Plexiglaskeil von  $\beta_{P1} = 50,7^\circ$  zeigen die Bilder 55 bis 62. Der nach dem Brechungsgesetz zu erwartende Einschallwinkel in Stahl liegt bei  $66^\circ$ . Bei kleinen Schwingergrößen – Bilder 55, 56, 57 und 58 mit Schwinger-

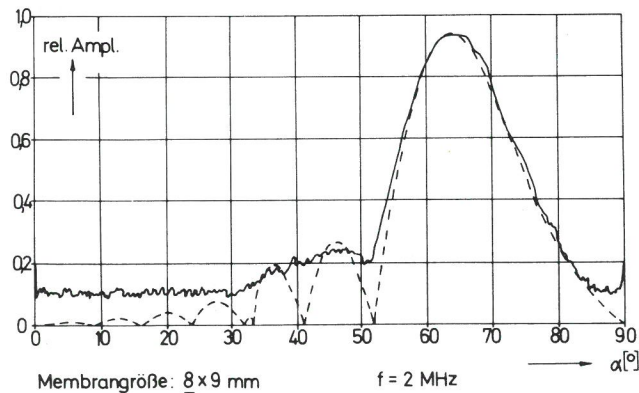
größen  $d$  von 4, 5 und 8 mm – wird das Maximum der Richtcharakteristik sowohl bei den berechneten als auch bei den gemessenen Kurven deutlich zu kleineren Winkeln hin verschoben. Auch dies kann nur durch die Punktrichtwirkung und deren die Hauptkeule des abgestrahlten Bündels verformenden Einfluß verursacht werden. Nach Bild 11 in Abschnitt 3.2.3 zeigt die Punktrichtwirkung für Transversalwellen im Bereich zwischen  $40$  und  $90^\circ$  einen monoton fallenden Verlauf, der bei nur schwach wirksamen geometrischen Richtcharakteristiken, d.h. also bei kleinen Membranen, eine Verschiebung des Maximums zu kleineren Einschallwinkeln hin bewirkt. Zugleich wird auch die Asymmetrie der Hauptkeule verändert. Eine Berechnung der Verschiebung des Maximums der Hauptkeule ist im Anhang 5A zu finden.



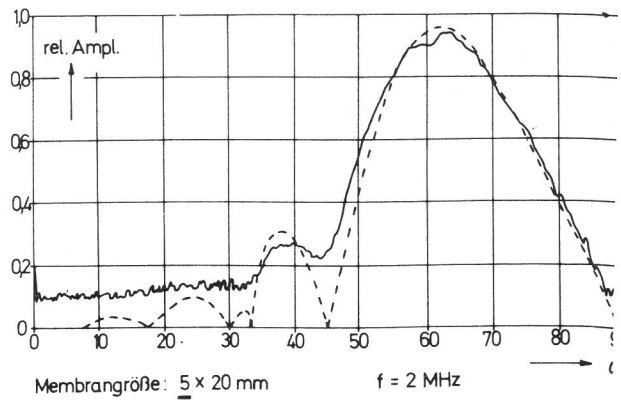
**Bild 55**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



**Bild 56**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

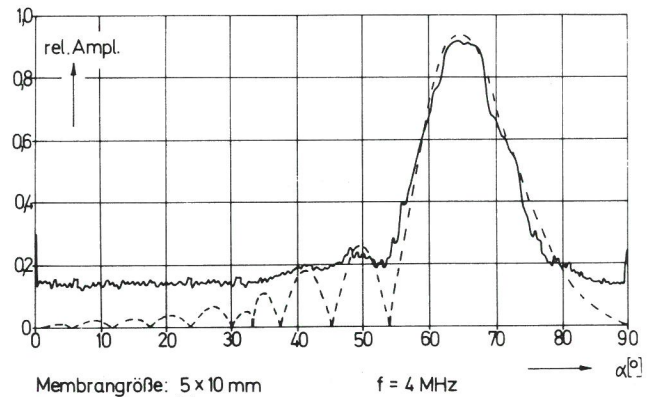


**Bild 57**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

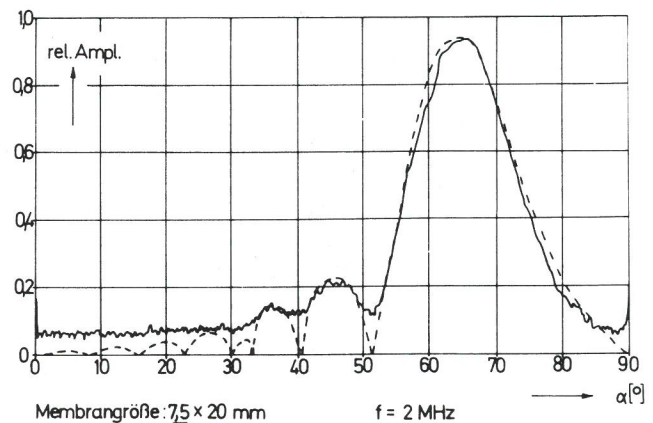


**Bild 58**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

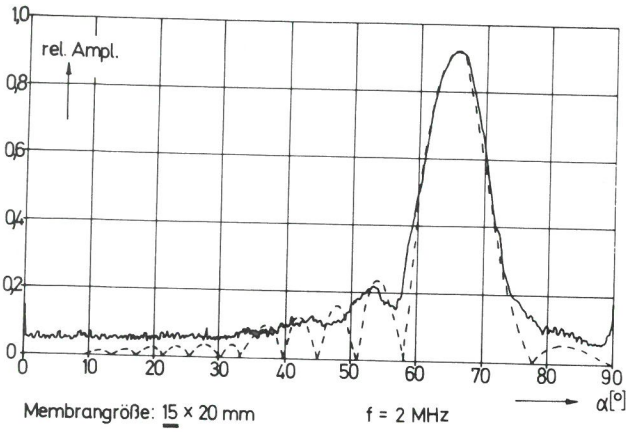
Die Bilder 59 und 62 zeigen Meßkurven für 4 MHz, die in diese Serie so eingefügt sind, daß das Verhältnis der Schwingergöße zur Wellenlänge zu den Daten der Serie paßt. Auch hier ist die Übereinstimmung wie bei allen anderen Kurven ähnlich gut zwischen berechneten Kurven und den gemessenen. Erst bei der Kurve in Bild 62 kann davon ausgegangen werden, daß das Maximum bei dem aus dem Brechungsgesetz zu berechnenden Einschallwinkel  $\alpha_0$  liegt.



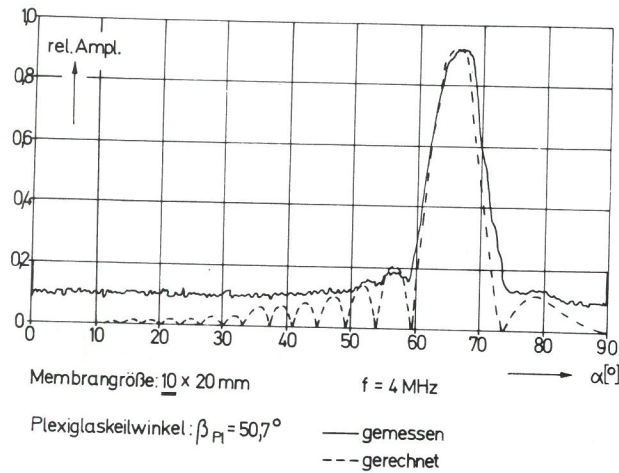
**Bild 59**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



**Bild 60**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transverwalwellen (gemessen und gerechnet)



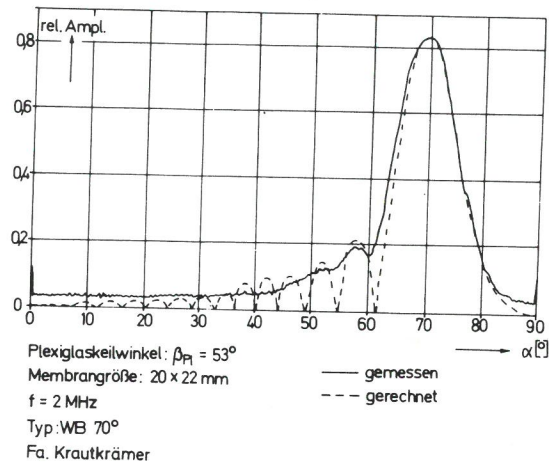
**Bild 61**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



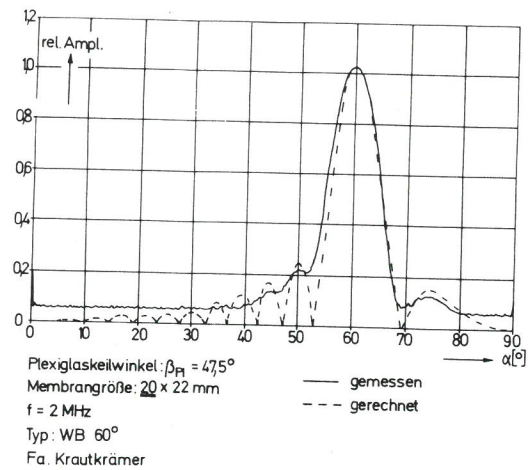
**Bild 62**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

Beispiele für technisch verwendete Prüfköpfe sind dargestellt in den Bildern 63, 64 und 65 für Prüfköpfe mit 2 MHz Arbeitsfrequenz (das entspricht der Trägerfrequenz der Ultraschallimpulse) und Schwingergößen von 20 · 22 mm mit den Solleinschallwinkeln 70°, 60° und 45°. Die Prüfköpfe waren bei der Messung noch ungebraucht. In der Hauptkeule scheint die Asymmetrie bezüglich des Öffnungswinkels zu kleineren Winkeln hin durchweg etwas größer zu sein, als die Rechnung beschreibt. Diese Tendenz ist bei Messungen an den Modellen nach Bild 46 nicht generell festzustellen. Es kann daher hier ein Einfluß durch den verwendeten Kunststoff (in den Bildern 63 bis 65 ist für die Rechnung Plexiglas als Werkstoff angenommen worden) nicht ausgeschlossen werden. Welche Werkstoffeigenschaften hierzu wesentlich beitragen, kann nicht sicher ermittelt werden, da die gefundenen Abweichungen sehr gering sind. (In Frage kommen: a) abweichende Schallgeschwindigkeit  $c_{PI}$  und b) große Dämpfung.) Der Kurvenverlauf paßt sich dennoch gut dem theoretisch berechneten Verlauf an, vor allem was die Lage der Nebenmaxima betrifft.

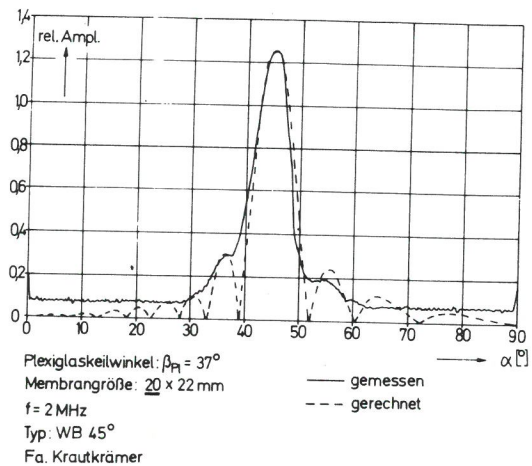
In den Bildern 64 und 65 folgt die relative Höhe der Nebenzipfel der durch die Berechnung gegebenen Tendenz, d.h. das bei größeren Winkeln liegende Nebenmaximum ist bei beiden Charakteristiken niedriger als das bei kleineren Winkeln. Diese unterschiedlichen Höhen der Nebenmaxima sind auf die Punkttrichtwirkung zurückzuführen. Ohne Punkt-



**Bild 63**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

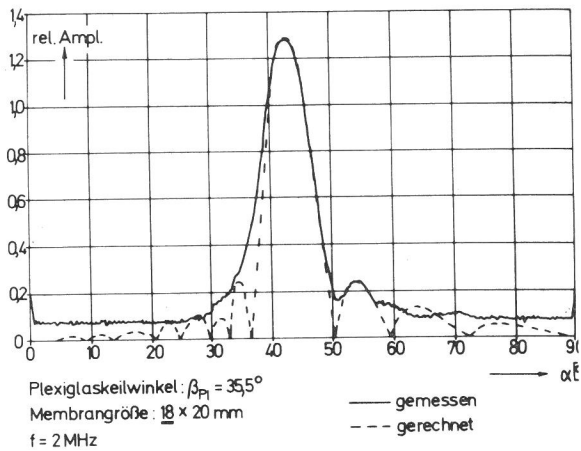


**Bild 64**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

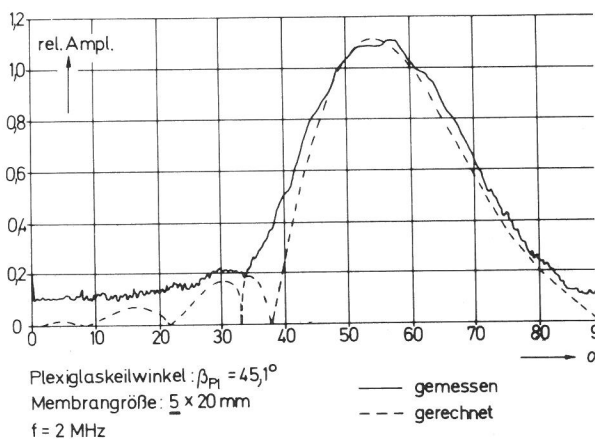


**Bild 65**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

richtwirkung müßten sie gleiche Höhe haben. Aus dem gleichen Grunde kann das Nebenmaximum zu größeren Winkeln hin auch höher sein als bei kleineren, nämlich dann, wenn der Einschallwinkel bei Winkeln kleiner als 40° liegt. Hierzu kommen weiter unten in den Bildern 69 und 70 noch einige Beispiele.



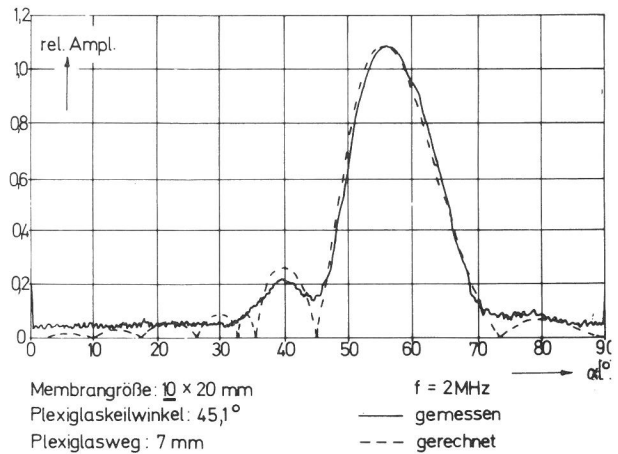
**Bild 66**  
 Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



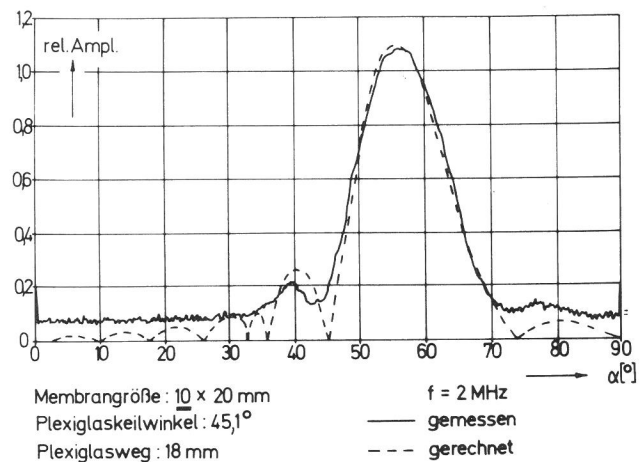
**Bild 66a**  
 Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

Nullstellen einer Charakteristik, die in der Nähe der starken Phasenveränderung der Punkttrichtwirkung liegen, d.h. im Bereich von 33 bis 45°, können infolge des Phaseinflusses in manchen Fällen kaum festgestellt werden. Beispiele dafür zeigen die Bilder 66 und 66a. Die im allgemeinen mit dem Rechenergebnis gut übereinstimmende Meßkurve in Bild 65 zeigt im Bereich der bei ca. 36,5° zu erwartenden Nullstelle eine starke Abweichung vom theoretischen Verlauf, nicht einmal die Andeutung einer Nullstelle ist zu finden. Zu erklären ist dies Phänomen nur, wenn berücksichtigt wird, daß die Messung der Schallschnelle nicht sehr weit im Fernfeld des Prüfkopfes erfolgt ( $S = 150$  mm), so daß die einzelnen Punkte der anregenden Fläche nach Bild 13 den Empfangsort mit verschiedenen Abstrahlwinkeln erregen. Damit ist dann auch eine gegenseitige Phasenverschiebung der von den Punkten ausgehenden erregenden Signale verbunden. Dies geht in den Bildern 66 und 66a so weit, daß die Interferenzbedingung zur Auslöschung in der Gegend der Nullstellen nicht mehr erfüllt werden kann.

Den Einfluß unterschiedlicher Laufwege im Plexiglaskeil zeigen die Bilder 67 und 68. Für einen Plexiglaskeilwinkel von 45,1°, eine Trägerfrequenz von 2 MHz und eine Membrangröße von  $10 \cdot 20$  mm wurde der Plexiglaslaufweg auf 7 mm und auf 18 mm eingestellt. Beide gemessenen Richtcharakteristiken zeigen eine sehr große Ähnlichkeit, systematische Abweichungen sind kaum zu erkennen.



**Bild 67**  
 Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



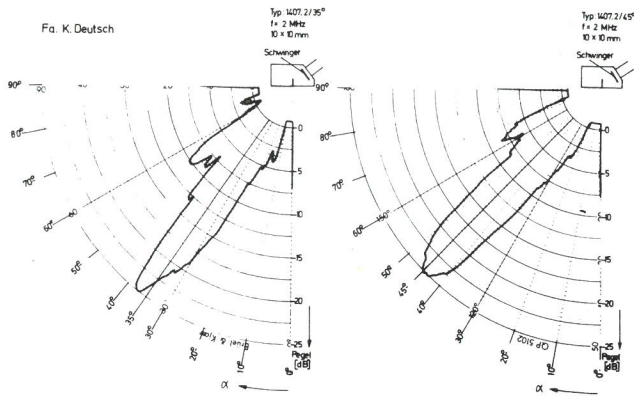
**Bild 68**  
 Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

Die Übereinstimmung mit der theoretisch berechneten Kurve ist, wie auch bei den anderen Beispielen, recht gut. In Bild 68 ist lediglich der die Messung störende Rauschpegel etwas größer geworden. Die hier festgestellte Unempfindlichkeit gegen den veränderlichen Plexiglasweg bei relativ kleinen Laufzeiten im Plexiglas deutet an, daß die Voraussetzung eines ebenen begrenzten Wellenfeldes, das schräg auf die Grenzfläche zwischen Plexiglas und Stahl auftrifft, und das p.D. keine Abhängigkeit vom Laufweg in Plexiglas haben kann, die Verhältnisse im wirklich vorliegenden Wellenbündel für die praktischen Winkelprüfköpfe annehmbar genau wiedergibt. Die in Wirklichkeit vorliegenden oft stark zerklüfteten Wellenfronten, in denen die Schallschnelle nicht konstant ist, können für die Rechnung offensichtlich als eben angesehen werden.

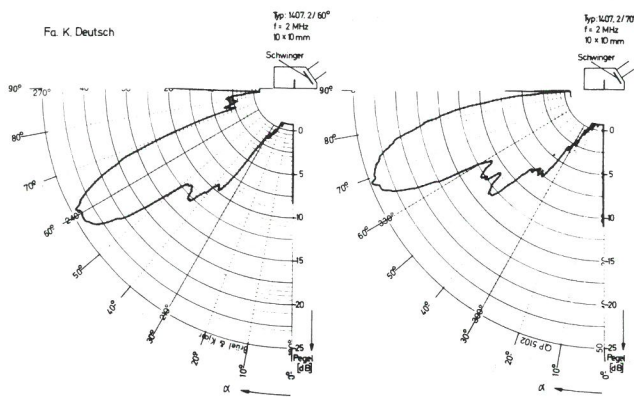
Eine andere, für Richtcharakteristiken übliche Darstellung bringen die Bilder 69 bis 71. In ihnen ist in Polarkoordinaten die Richtcharakteristik jeweils verschiedener handelsüblicher Winkelprüfköpfe (Prüfköpfe der Firma K. Deutsch, Wuppertal) wiedergegeben. Die dargestellte relative Amplitude ist in Dezibel angegeben.

Die Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes mit dem Solleinschallwinkel 35° zeigt einen Isteinschallwinkel bei 37,5°, d.h. Winkelprüfköpfe mit genau 35° Einschallwinkel sind sehr schwer herzustellen, da dieser Winkel noch auf

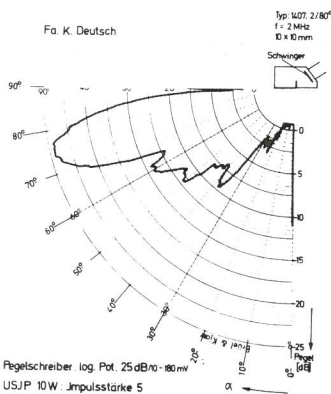




**Bild 69**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen an handelsüblichen Winkelprüfköpfen)



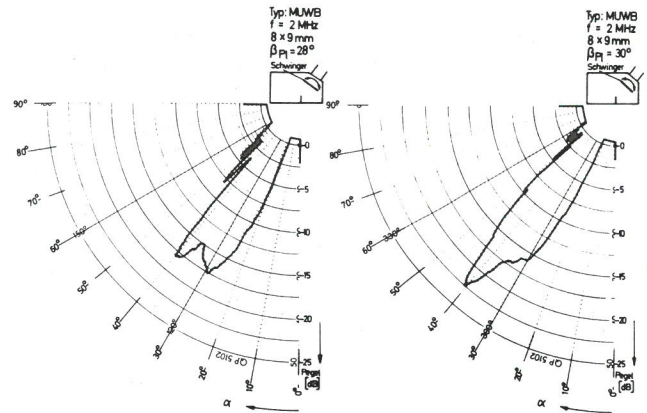
**Bild 70**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen an handelsüblichen Winkelprüfköpfen)



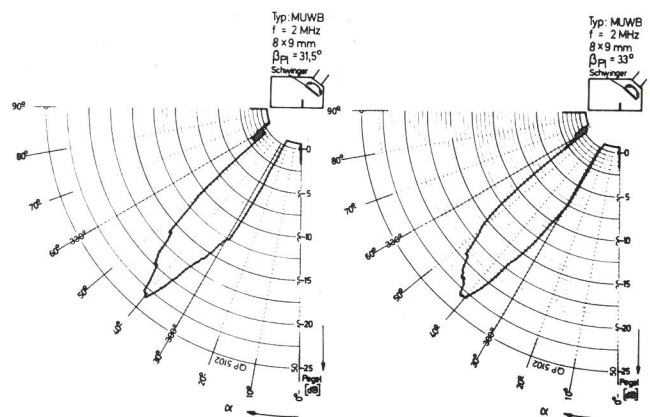
**Bild 71**  
Azimutal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen an handelsüblichen Winkelprüfköpfen)

dem steilen Ast der Kurve des Betrages der Punktrichtwirkung liegt (Bild 11). Winkelprüfköpfe mit einem Hauptmaximum bei genau  $35^\circ$  haben oft ein Nebenmaximum fast gleicher Höhe in der Gegend von  $29^\circ$  je nach Membranabmessungen. Dies läßt sich an Hand der Punktrichtwirkung leicht erklären.

In den Bildern 72 und 73 sind vier Richtcharakteristiken eines Universal-Winkelprüfkopfes (mit verstellbarem Einfallswinkel) des Typs MUBW 2 MHz der Firma Krautkrämer für Einschallwinkel in der Gegend von  $35^\circ$  abgebildet. Der Einschallwinkel  $35^\circ$  wird nicht erreicht, dafür aber eine Charakteristik mit zwei Maxima (bei  $40^\circ$  und  $29,5^\circ$ ). Das Mini-



**Bild 72**  
Richtcharakteristiken eines Universal-Winkelprüfkopfes für Einfallswinkel  $\beta_{p1}$  im Bereich von  $30^\circ$



**Bild 73**  
Richtcharakteristiken eines Universal-Winkelprüfkopfes für Einfallswinkel  $\beta_{p1}$  im Bereich von  $30^\circ$

imum in der Mitte liegt bei  $34,5^\circ$ . Die Abweichung von dem zu erwartenden Wert  $33,2^\circ$  ist auf die bei diesem Prüfkopftyp etwas schwierige und nicht immer genaue Justierung auf den Schallaustrittspunkt zurückzuführen.

In den Bildern 69 und 70 ist deutlich zu erkennen, daß beim Solleinschallwinkel von  $35^\circ$  die Nebenkeule zu größeren Einschallwinkeln hin noch eine größere Amplitude hat als die bei kleineren, bei einem Einschallwinkel von  $60^\circ$  und  $70^\circ$  dagegen überwiegt dann die Nebenkeule bei kleineren Einschallwinkeln. Auch dieser Effekt ist mit der Kurve des Betrages der Punktrichtwirkung in Bild 11 klar beschrieben. Der Prüfkopf mit  $45^\circ$  Einschallwinkel kann für diese Vergleiche nicht herangezogen werden, da hier, wie bei genauer Betrachtung der Flanke der Richtcharakteristik zu bemerken ist, wieder eine Nullstelle unterdrückt wird.

Weitere Richtcharakteristiken von handelsüblichen Prüfköpfen befinden sich im Anhang 7A.

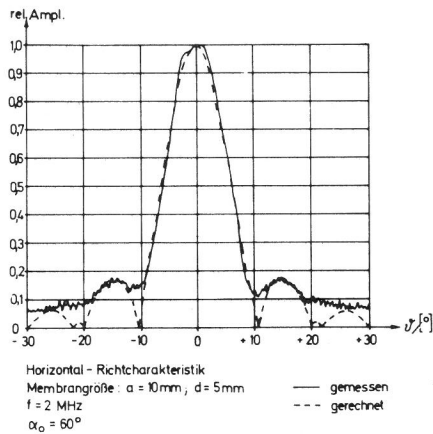
#### 4.6.2.1.4 Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen-Winkelprüfköpfe

Die Bilder 74 und 75 zeigen zwei nach Gl. (43) in Abschnitt 3.4 berechnete Richtcharakteristiken im Vergleich mit Messungen an einer Anordnung nach Bild 46. Die Abmessung  $a$  war in beiden Fällen  $10 \text{ mm}$ , die Abmessung  $d$  in Bild 74 =  $5 \text{ mm}$  und in Bild 75 =  $10 \text{ mm}$ . Die Hauptkeule wird von dem Membranmaß  $d$  in der Einfallsebene nur

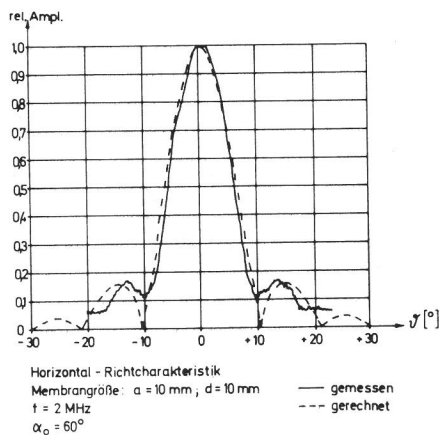
wenig beeinflusst, während die Nebenkeulen sich bei der Messung etwas verschieben, wenn  $d$  verändert wird. Die Bilder 76 und 77 zeigen Horizontalcharakteristiken handelsüblicher Winkelprüfköpfe in Polarkoordinaten-Darstellung. Aus der Abweichung des Hauptmaximums von der Nulllage kann der Schielwinkel entnommen werden, wenn der Winkelprüfkopf so am Testkörper nach Bild 33 justiert wird, daß eine Längsseite des Prüfkopfgehäuses parallel zur 00-Linie verläuft. Die Unsymmetrie der gemessenen Charakteristiken ist vermutlich durch die elektrische Kontaktierung des Schwingers im Prüfkopf verursacht.

#### 4.6.2.1.5 Einfluß der Phase der Punkttrichtwirkung

Zur Erklärung der in den Bildern 50 und 51 stark erhöhten Maxima im Bereich des Winkels von  $39^\circ$  muß die Abhängigkeit der Phase der Punkttrichtwirkung von dem örtlichen Winkel betrachtet werden. In der Gegend dieses Maximums ändert sich die Phasenlage z.B. bei Veränderung des örtlichen Winkels  $\alpha_t$  von  $\Delta\alpha_t = 1,5^\circ$  um  $\Delta\varphi = 55^\circ$ . Die maximale Gesamtänderung der Phase ist theoretisch gleich  $90^\circ$  (siehe Bild 12).



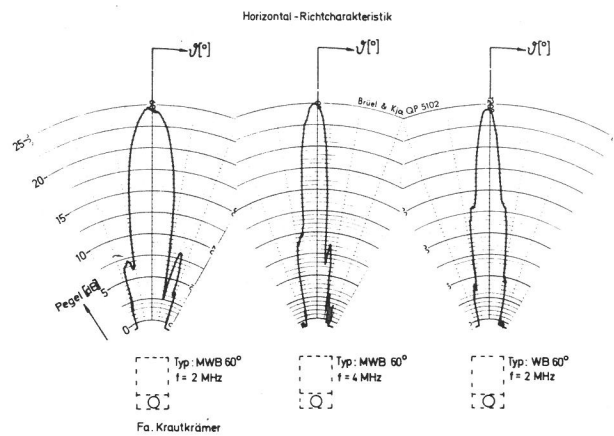
**Bild 74**  
Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)



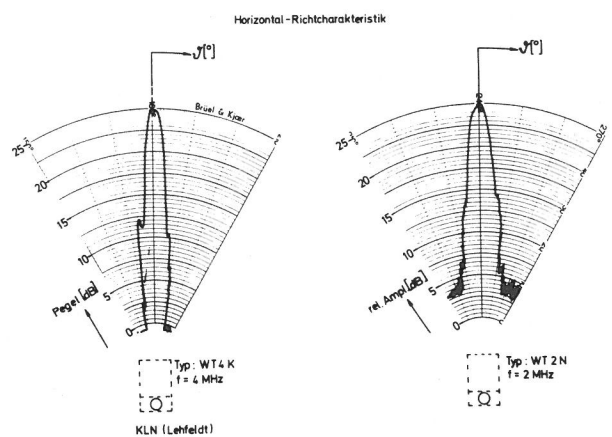
**Bild 75**  
Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen und gerechnet)

Diese starke Phasenabhängigkeit kann die gemessenen Kurven auf zweierlei Art beeinflussen:

1. Phasenverschiebung innerhalb der Hüllkurve eines Impulses. Die frequenzunabhängige Phasenverschie-

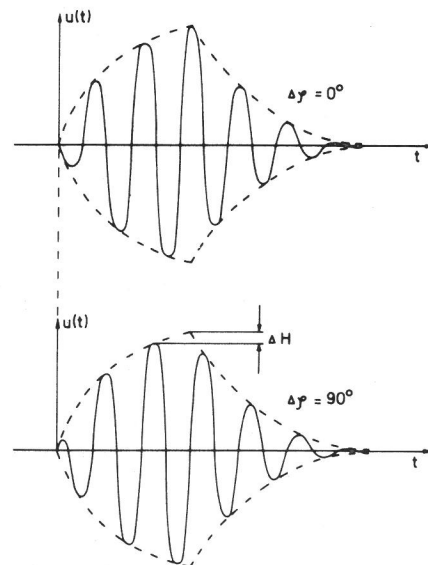


**Bild 76**  
Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen an handelsüblichen Winkelprüfköpfen)



**Bild 77**  
Horizontal-Richtcharakteristik für Transversalwellen (gemessen an handelsüblichen Winkelprüfköpfen)

bung bedeutet eine Änderung der Phasenlaufzeit, aber Konstanz der Gruppenlaufzeit. Für die bisher benutzten Impulse bedeutet das, daß die Hüllkurve der Impulse in ihrer Lage unverändert bleibt, der Zeitverlauf innerhalb der Hüllkurve aber verschoben wird.



**Bild 78**  
Einfluß der Phasenverschiebung auf die Impulsspitze in einer Hüllkurve

Betrachtet man den Zeitverlauf eines Impulses nach Bild 78, dann stellt man fest, daß diese Verschiebung keine allzu großen Änderungen der absoluten Spitzenwerte eines Impulses bewirken kann. (Dieser z.B. positive Spitzenwert eines Impulses wird durch die benutzte Meßschaltung registriert.) Wird z.B. bei einem idealisierten Schmalbandsystem mit einer Bandbreite von  $\Delta f = 600$  kHz und einer Mittenfrequenz von  $f = 2$  MHz eine Phasenverschiebung von  $\Delta\varphi = 90^\circ$  angesetzt, dann wird die Impulsantwort auf einen Nadelimpuls sich in der absoluten Spitzenhöhe um maximal 4 % verändern können. Diese 4 % können den Meßeffect nicht ganz erklären.

2. Phaseneinfluß auf die Richtcharakteristik in endlicher Entfernung vom Sender.

Zur Abschätzung dieses Einflusses soll die Richtcharakteristik in Azimutalrichtung unter Berücksichtigung einer starken örtlichen Veränderung der Phase berechnet werden. Diese Rechnung soll nur die Art des Einflusses qualitativ abzuschätzen gestatten, kann aber keine genaue Beschreibung der Verhältnisse darstellen.

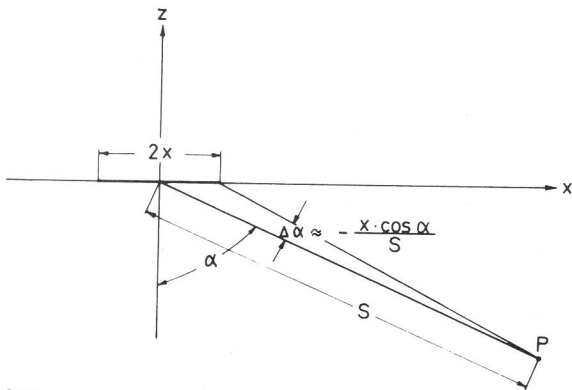


Bild 79 Geometrie zur rechnerischen Berücksichtigung der Phasenverschiebung der Punkttrichtwirkung auf die Richtcharakteristik

Die Winkelabweichung einzelner Teilstrahlen vom Winkel  $\alpha$  des Mittelstrahls nach Bild 79 beträgt:

$$\Delta\alpha \approx -\frac{x}{S} \cdot \cos\alpha \quad (87)$$

Damit kann analog zur Gl. (33) in Abschnitt 3.3 für die Schallschnelle in einem Aufpunkt P in der Azimutalebene ( $\vartheta = 0$ ) geschrieben werden:

$$v_{tges} = \text{const} \cdot |c_t(\alpha)| \cdot \int_{x=-\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}}^{+\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}} e^{j\beta_{Pl} \cdot x \cdot \sin\beta_{Pl} - jk_{St} \cdot x \cdot \sin\alpha - j\varphi(\alpha)} \cdot dx \quad (88)$$

Die Punkttrichtwirkung für Transversalwellen  $c_t(\alpha)$  wurde hier in einer Schreibweise mit Betrag und Phase eingesetzt:

$$c_t(\alpha) = |c_t(\alpha)| \cdot e^{-j\varphi(\alpha)}$$

Die Phase in Abhängigkeit vom örtlichen Winkel  $\alpha$  läßt sich entwickeln:

$$\varphi(\alpha + \Delta\alpha) \approx \varphi(\alpha) + \Delta\alpha \cdot \frac{d\varphi}{d\alpha}$$

mit Gl. (87) (89)

$$\approx \varphi(\alpha) - \frac{\cos\alpha}{S} \cdot \frac{d\varphi}{d\alpha} \cdot x$$

Damit läßt sich für die Schallschnelle im Aufpunkt P schreiben:

$$v_{tges} = \text{const} \cdot |c_t(\alpha)| \cdot e^{-j\varphi(\alpha)} \cdot \int_{x=-\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}}^{+\frac{d}{2\cos\beta_{Pl}}} e^{-jk_{St} \left[ \sin\alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \sin\beta_{Pl} - \frac{c_{tSt} \cos\alpha}{2\pi f S} \cdot \frac{d\varphi}{d\alpha} \right] x} \cdot dx \quad (90)$$

Daraus ergibt sich dann die Richtcharakteristik mit Phaseneinfluß  $R_{tPh}$  zu:

$$R_{tPh} = |c_t(\alpha)| \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cos\beta_{Pl}} \left( \sin\alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \sin\beta_{Pl} - \frac{c_{tSt} \cos\alpha}{2\pi f S} \cdot \frac{d\varphi}{d\alpha} \right) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{tSt} \cos\beta_{Pl}} \left[ \sin\alpha - \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \sin\beta_{Pl} - \frac{c_{tSt} \cos\alpha}{2\pi f S} \cdot \frac{d\varphi}{d\alpha} \right]} \quad (91)$$

Man erkennt, daß die Abweichung von der in Gl. (41) in Abschnitt 3.4 angegebenen Richtcharakteristik dann durch die Abhängigkeit der Phase vom örtlichen Winkel stark beeinflusst wird, wenn die örtliche Veränderung der Phase  $d\varphi/da$  sehr stark ist. Dies ist aber gerade im Bereich des Maximums bei  $39^\circ$  in den Bildern 50 und 51 der Fall. Für große Entfernungen S vom Prüfkopf verschwindet dieser Phaseneinfluß.

Für folgende Zahlenwerte wurde ein Beispiel berechnet:

- $\beta_{Pl} = 38,6^\circ$ ;  $f = 2$  MHz;  $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6$  mm/sec;
- $S = 150$  mm;  $c_{lPl} = 2,74 \cdot 10^6$  mm/sec;
- $d = 4$  mm.

$\frac{d\varphi}{d\alpha}$  ( $\alpha$ ) wurde aus Bild 12 graphisch ermittelt.

Das Ergebnis ist in Bild 80 dargestellt. Es ist nur eine relativ schwache Veränderung in den theoretischen Verläufen durch Berücksichtigung in den theoretischen Verläufen durch Berücksichtigung der Phasenveränderlichkeit zu bemerken. Der prozentuale Einfluß auf den Verlauf der Richtcharakteristik liegt bei maximal 4,5 %.

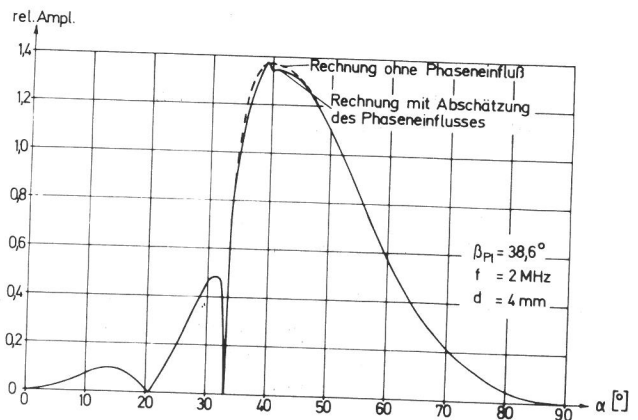


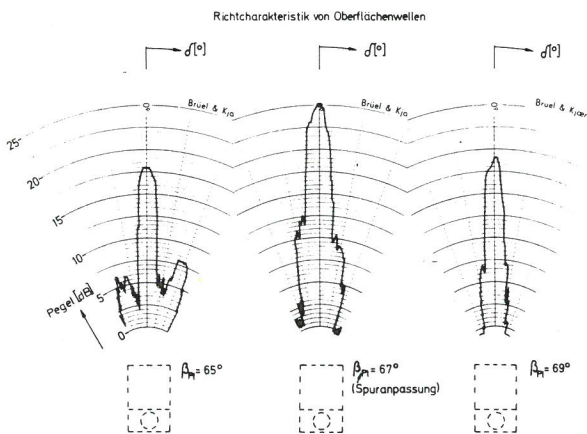
Bild 80 Gerechnetes Beispiel mit und ohne Phaseneinfluß der Punkttrichtwirkung

Im Zusammenwirken mit dem unter 1. genannten Einfluß kann sich hier aber eine so spürbare Veränderung gegenüber dem ohne Berücksichtigung der Phasenveränderlichkeit berechneten Verlauf ergeben, daß die Messung diesen Effekt deutlich, wie z.B. in den Bildern 50 und 51, wiedergibt.

#### 4.6.2.2 Richtcharakteristik für Oberflächenwellen

Richtcharakteristiken für Oberflächenwellen wurden an einem Winkelprüfkopf mit verstellbarem Einfallswinkel im Kunststoffkeil ausgemessenen (Universal-Winkelprüfkopf UWB der Firma Krautkrämer). Zur Messung wurde die Anordnung nach Bild 32 benutzt, allerdings nicht mit einem Halbzylinder aus Stahl, sondern mit einer rechteckigen Stahlplatte mit den Abmessungen  $300 \cdot 300 \cdot 100$  mm. Die Messung erfolgte in einem Abstand von 200 mm vom Schallaustrittspunkt des Prüfkopfes.

Die Meßergebnisse sind in polarer Darstellung mit dem Pegel der Schallschnelle in dB in Bild 81 zu finden. Es sind drei Charakteristiken abgebildet für verschiedene Einfallswinkel  $\beta_{PI}$  im Kunststoffkeil. Bei einem Einfallswinkel von  $67^\circ$  ergibt sich eine maximale Schallschnelle der Oberflächenwelle durch Spuranpassung zwischen schräg einfallender Welle und erzeugter Oberflächenwelle. Bei größer werdendem Einfallswinkel nimmt die Schallschnelle ab, die Form der Richtcharakteristik behält ihren Charakter bei. Dagegen ist bei kleineren Einfallswinkeln ein deutliches Aufspreizen der Richtcharakteristik zu beobachten. Die Hauptkeule wird zwar in der Amplitude kleiner, dafür entstehen zwei relativ große Nebenkeulen. Die gleiche Tendenz zeigt auch eine Rechnung nach [4], obwohl diese Rechenergebnisse quantitativ keine gute Übereinstimmung ergeben. Rechenergebnisse sind daher hier nicht eingetragen.



**Bild 81**  
Oberflächenwellen-Richtcharakteristiken eines Winkelprüfkopfes für verschiedene Einfallswinkel  $\beta_{PI}$

#### 4.6.2.3 Richtcharakteristik der Rest-Longitudinalwellen eines Winkelprüfkopfes für Transversalwellen

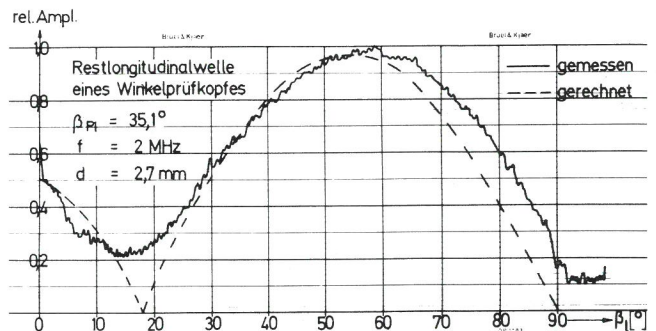
Nach Gl. (40) erzeugt ein Winkelprüfkopf für Transversalwellen auch Longitudinalwellen, deren Schallschnelle allerdings gering ist, da hier nur noch "Nebenkeulen" des Schallbündels in Erscheinung treten können.

Berechnet wurde die Charakteristik für die Werte:

$$c_{St} = 5,9 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}; \quad c_{PI} = 2,74 \cdot 10^6 \text{ mm/sec};$$

$$\beta_{PI} = 35,1^\circ; \quad a = 5 \text{ mm}; \quad d = 2,7 \text{ mm}; \quad f = 2 \text{ MHz}.$$

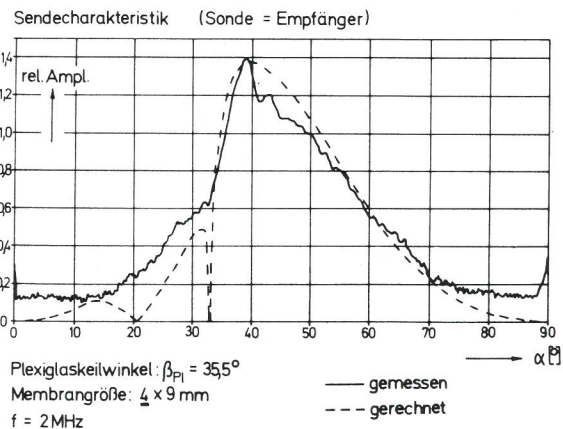
Das Ergebnis der Rechnung und einer Messung unter den gleichen Bedingungen ist in Bild 82 wiedergegeben. Auch hier liegt wieder eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung vor. Dies ist bei den verwendeten kleinen Schwingergößen schon recht erstaunlich, wenn man bedenkt, daß das Wellenfeld im Kunststoffkeil bei kleinen Schwingern keineswegs als ebenes begrenztes Bündel genau beschrieben ist.



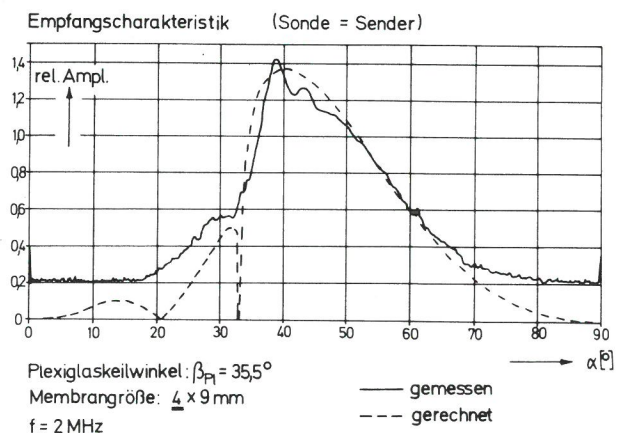
**Bild 82**  
Richtcharakteristik der Rest-Longitudinalwelle eines Winkelprüfkopfes

#### 4.6.3 Messungen zur Reziprozität der Winkelprüfköpfe

Die Reziprozität der Winkelprüfköpfe wird meßtechnisch an zwei Eigenschaften nachgewiesen.

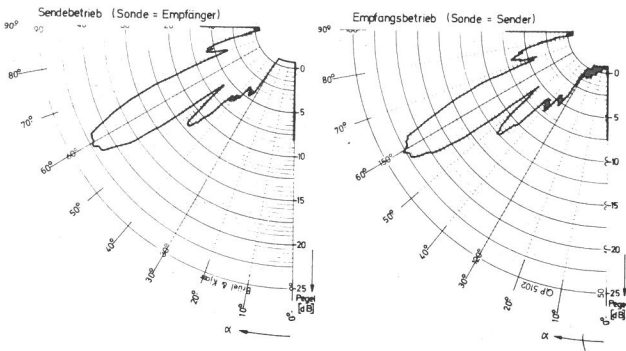


**Bild 83**  
Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Sendefall



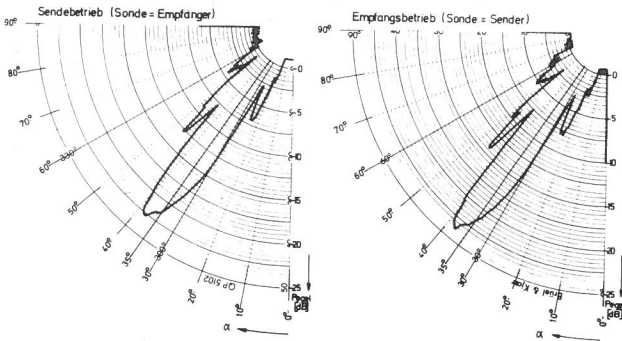
**Bild 84**  
Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Empfangsfall

Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Sende- und Empfangsbetrieb  
 Typ: UWB 2 MHz  
 Fa. Krautkrämer



**Bild 85**  
 Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Sende- und Empfangsbetrieb

Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Sende- und Empfangsbetrieb  
 Typ: UWB 2 MHz  
 Fa. Krautkrämer



**Bild 86**  
 Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes im Sende- und Empfangsbetrieb

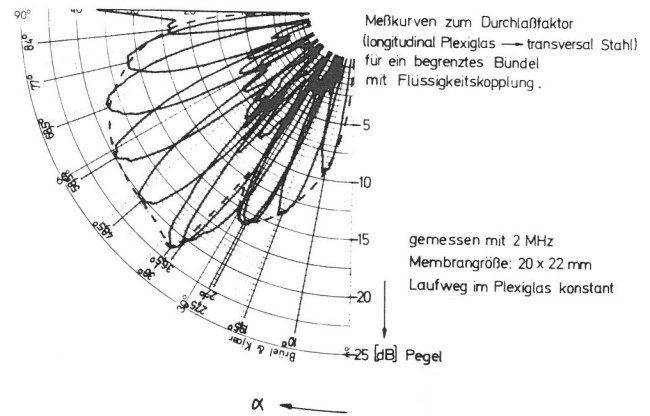
1. Der Identität der Richtcharakteristiken im Sende- und Empfangsbetrieb des Prüfkopfes
2. Der Identität der Veränderung der maximalen Schallschnelle im Schallbündel mit dem Einschallwinkel für Sende- und Empfangsbetrieb des Prüfkopfes (Gleichheit der Durchlaßfaktoren  $D_{\square 1 \rightarrow t}$  und  $D_{\square t \rightarrow 1}$ )

In den Bildern 83 bis 86 sind einige meßtechnische Belege für die Reziprozität der Richtcharakteristik von Winkelprüfköpfen im Sende- und Empfangsfall wiedergegeben, die nach den Gl. (41 und 47) vorliegen muß. Die Bilder 83 und 84 zeigen in kartesischen Koordinaten Empfangs- und Sendecharakteristik eines Winkelprüfkopfes nach Bild 46 für einen Einfallswinkel  $\beta_{p1} = 35,5^\circ$  mit einer Schwingergöße von  $4 \cdot 9$  mm bei einer Frequenz von 2 MHz.

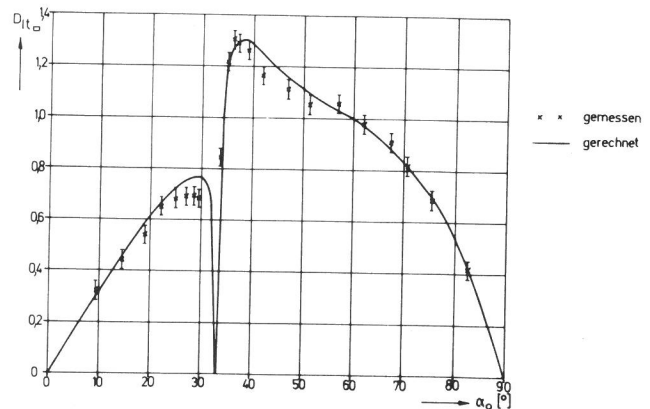
Zur Aufnahme der Empfangscharakteristik wurden mit der elektrodynamischen Sonde Transversalwellen erregt in der Schaltung, wie sie in Bild 27 im Abschnitt 4.3.2 angegeben ist. Das Signal-Rauschverhältnis ist wegen der begrenzten Sendeleistung der elektrodynamischen Sonde schlechter als im Sendebetrieb des Prüfkopfes. Beide gemessenen Richtcharakteristiken sind bis auf Rauscheinflüsse identisch. In die Bilder 83 und 84 ist zudem die theoretische Richtcharakteristik nach Gl. (41) mit eingetragen. Die Bilder 85 und 86 zeigen in Polarkoordinaten die durch die automatische Meßeinrichtung nach Bild 32 erhaltenen Richtcharakteristiken eines Universalwinkelprüfkopfes (mit verstellbarem Einfallswinkel) für Solleinschallwinkel in Stahl von  $60^\circ$  und  $35^\circ$ . Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen Sende- und Empfangsfall festzustellen. Beim Vergleich der Bilder 85 und 86 fällt wieder auf, daß die Nebenkeulen zu beiden Seiten der Hauptkeule bei  $60^\circ$  Einschallwinkel und  $35^\circ$  unterschiedliches Verhalten zeigen. Dies ist, wie oben schon erläutert, eine Folge der überlagerten Punkttrichtwirkung.

teristiken eines Universalwinkelprüfkopfes (mit verstellbarem Einfallswinkel) für Solleinschallwinkel in Stahl von  $60^\circ$  und  $35^\circ$ . Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen Sende- und Empfangsfall festzustellen. Beim Vergleich der Bilder 85 und 86 fällt wieder auf, daß die Nebenkeulen zu beiden Seiten der Hauptkeule bei  $60^\circ$  Einschallwinkel und  $35^\circ$  unterschiedliches Verhalten zeigen. Dies ist, wie oben schon erläutert, eine Folge der überlagerten Punkttrichtwirkung.

Zur Messung des Durchlaßfaktors  $D_{\square}$  nach Gl. (53) wurde der oben erwähnte Universalwinkelprüfkopf verwendet. Bei veränderlichem Einfallswinkel bleibt der Schallaufweg im Inneren dieses Prüfkopftyps stets der gleiche. Bei der Messung wurden die Richtcharakteristiken für verschiedene Einfallswinkel gemessen und übereinander geschrieben. Das Meßergebnis ist in Bild 87 dargestellt. Die gestrichelte Linie in Bild 87 – sie verbindet die Maxima der Richtcharakteristiken – gibt die Winkelabhängigkeit des Durchlaßfaktors  $D_{\square 1 \rightarrow t}$  wieder. Eine ähnliche Messung wurde auch im Empfangsfall des Universalwinkelprüfkopfes durchgeführt. Sie führte zu den gleichen Ergebnissen.



**Bild 87**  
 Zur Messung des Durchlaßfaktors Plexiglas-Stahl an einem Universal-Winkelprüfkopf



**Bild 88**  
 Vergleich zwischen Messungen und Rechnungen zum Durchlaßfaktor  $D_{\square}$  für ein begrenztes Bündel

Die Meßergebnisse im Sendefall des Universalwinkelprüfkopfes sind in Bild 88 mit der aus Gl. (53) berechneten Kurve verglichen. Die Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage beweist die Nützlichkeit der Definition des Durchlaßfaktors  $D_{\square 1 \rightarrow t}$ .

Bildet man das Produkt der beiden Durchlaßfaktoren  $D_{\square 1 \rightarrow t}$  und  $D_{\square t \rightarrow 1}$  – d.h. das Quadrat von  $D_{\square 1 \rightarrow t}$  aus  $P1 \rightarrow St$   $St \rightarrow P1$

Gl. (53) –, dann erhält man einen Ausdruck, der die Empfindlichkeit der Winkelprüfköpfe für das Auffinden von Fehlern in ihrer Abhängigkeit vom Einschallwinkel  $\alpha_0$  angibt. Diese Abhängigkeit wird hier in Anlehnung an Krautkrämer [75] mit Echodurchlässigkeit bezeichnet, um eine für den normalerweise benutzten Impulsechobetrieb brauchbare Kennzeichnung zu erhalten. Die bei Krautkrämer [75] eingeführte Echodurchlässigkeit bezieht sich allerdings auf das Produkt der Durchlässigkeitsfaktoren für ebene Wellen, wie sie in den Gl. (67A und 68A) im Anhang 3A angegeben sind. In Bild 89 ist die Echodurchlässigkeit, wie Krautkrämer sie aus den Durchlaßfaktoren für ebene Wellen ermittelt, und die Echodurchlässigkeit für begrenzte Bündel über dem Einschallwinkel  $\alpha_0$  in Stahl aufgetragen. Die Echodurchlässigkeit  $E_{\square t}$  für begrenzte Bündel wurde so normiert, daß das Maximum die gleiche Höhe erreicht wie die Echodurchlässigkeit für die ebene Welle. Die am Universal-Winkelprüfkopf gewonnenen Meßergebnisse (= Produkt der Messungen im Empfangs- und Sendefall) stimmen mit der Theorie für begrenzte Bündel überein, nicht jedoch mit der unter der Voraussetzung ebener Wellen gewonnenen Kurve.

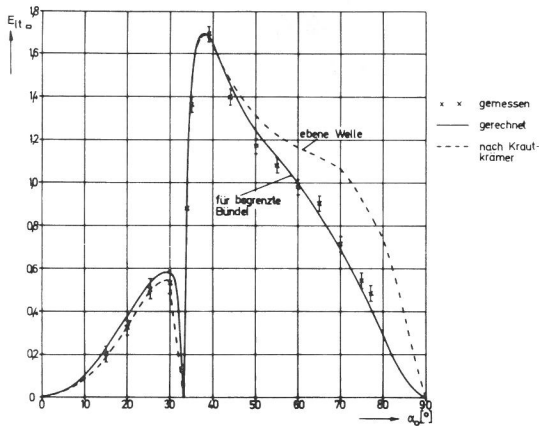


Bild 89 Vergleich zwischen Messungen und Rechnungen zur Echodurchlässigkeit  $E_{\square t}$  für ein begrenztes Bündel

#### 4.6.4 Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Schallschnelleverteilungen in einem Schallbündelquerschnitt

Nach den in den Gl. (78 und 79) in Abschnitt 3.8 angegebenen Beziehungen wurde für folgende Parameter die Schallschnelleverteilung in einem Querschnitt berechnet:

- $\beta_{P1} = 47,5^\circ$ ;  $a = 9$  mm;  $d = 8$  mm;  $f = 2$  MHz;  
 $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6$  mm/sec; ( $\alpha = 60^\circ$ );  $z = 30$  mm.
- $\beta_{P1} = 47,5^\circ$ ;  $a = 9$  mm;  $d = 8$  mm;  $f = 2$  MHz;  
 $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6$  mm/sec; ( $\alpha = 60^\circ$ );  $z = 100$  mm.
- $\beta_{P1} = 47,5^\circ$ ;  $a = 22$  mm;  $d = 20$  mm;  $f = 2$  MHz;  
 $c_{tSt} = 3,23 \cdot 10^6$  mm/sec; ( $\alpha = 60^\circ$ );  $z = 30$  mm.

Der Zeilenabstand in y-Richtung betrug für die Rechnung 3,2 mm. Die Berechnung erfolgte mit einer elektronischen Rechenmaschine Z 23 von Zuse.

Die Gl. (78 und 79) in Abschnitt 3.8 liefern eine Beschreibung des Transversalwellenfeldes der Winkelprüfköpfe, die

nur unter bestimmten Voraussetzungen eine gute Näherung ist. Die Voraussetzungen sind:

- $z > \frac{1}{2} \sqrt{d^2 + a^2}$
- Alle Aufpunkte  $P(x, y, z)$  müssen in einem Kegel mit der z-Achse als Mittelachse und mit  $90^\circ$  Öffnungswinkel liegen, dessen Spitze auf der z-Achse von der Ankopplungsfläche ca.  $z = \frac{1}{2} \sqrt{d^2 + a^2}$  entfernt ist. (1 und 2 folgen aus der Näherung für Gl. (73) in Abschnitt 3.8.)
- Die Punktrichtwirkung der Transversalwellen wird nur dem Betrag nach durch einen  $\cos \alpha$ -Verlauf angenähert, und das auch nur für einen für alle Teilwellen gleichgesetzten mittleren Winkel  $\alpha$ . Die Nullstelle der Punktrichtwirkung bei  $\alpha_t = 33,2^\circ$  wird vernachlässigt.

Trotz der einschränkenden Voraussetzungen – die z.B. dazu führen, daß das Beispiel Nr. 3 ( $a = 22$  mm;  $d = 20$  mm;  $z = 30$  mm) keine gute Näherung liefert – können die Meßergebnisse mit den nach Gl. (78 und 79) gewonnenen berechneten Kurven verglichen werden.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind Kurven ähnlich den in Bild 36 für die Messung dargestellten. Aus diesen Kurven wurden Bilder mit den Kurven gleicher Schallschnelle im Querschnitt entwickelt. Diese Schallfeld"masken" sind in

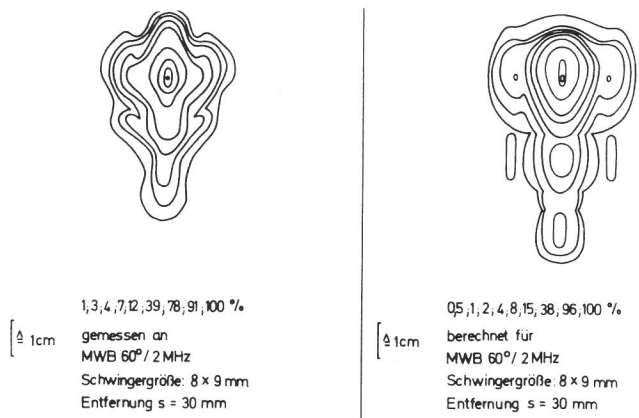


Bild 90 Schallschnelleverteilung im Querschnitt eines Schallbündels; rechts berechnet und links gemessen

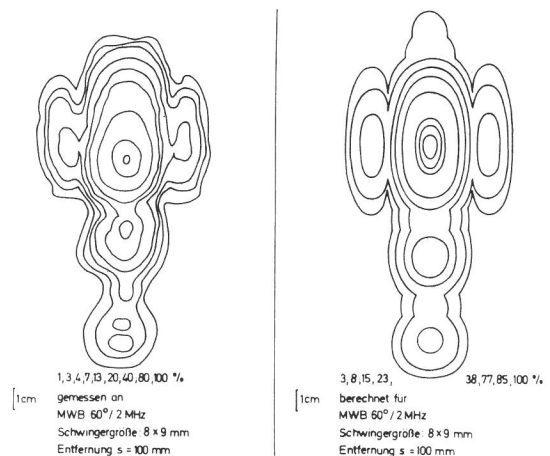
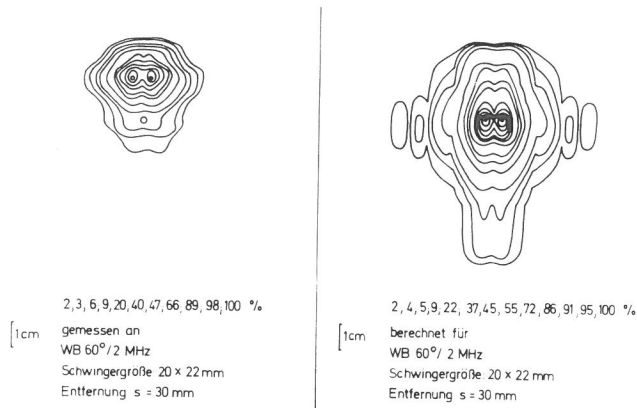


Bild 91 Schallschnelleverteilung im Querschnitt eines Schallbündels; rechts berechnet und links gemessen



**Bild 92**  
 Verteilung der Schallschnelle im Querschnitt eines Schallbündels; rechts berechnet und links gemessen

den Bildern 90, 91 und 92 jeweils den zugehörigen Meßergebnissen gegenübergestellt. Die Meßtechnik ist im Abschnitt 4.5.2 beschrieben. Gemessen wurden die Verteilungen an handelsüblichen Prüfköpfen. Die Parameter unter den Verteilungen geben die Relativ-Schallschnellewerte der Linien in % der Maximal-Schallschnelle an. Bei den gemessenen Kurven sind diese Zahlen unten in den Bildern eingetragen.

Das Bild 92 zeigt eine Verteilung im Nahfeldbereich des Prüfkopfes. Diese Verteilung kann nur bis zur 45%-Linie als brauchbare Näherung angesehen werden. Darüber hinaus gilt die Näherung für Gl. (73) nicht mehr. Die gemessenen Verteilungen sind im Nahfeld deutlich kleiner als die berechneten. Eine Ursache hierfür ist sicherlich auch die vereinfachende Annahme für die Anregungsverteilung an der Ankopplungsfläche, die die komplizierte Struktur der wirklichen Verteilung stark idealisiert. Im Nahfeld dürfte dieser Einfluß noch relativ stark sein. Hinzu kommt die mangelhafte Interferenzfähigkeit der endlich langen Impulse, die zur Messung verwendet werden. Im Nahfeldbereich sind Überlagerungen der Teilwellen zu einem Maximum wegen der Impulsform nur in einem relativ schmalen Bereich möglich. Trotz dieser Einschränkungen ist zu erkennen, daß qualitativ gleiche Schallfeldformen in Messung und Rechnung auftreten.

Die berechneten Bilder können in der Gegend eines Winkels von  $\alpha_t = 33,2^\circ$  bzw. den zugehörigen y- und x-Werten nicht als zuverlässig gelten, denn das in diesem Bereich spezifische Verhalten der T-Wellen wurde bei der Ableitung nicht berücksichtigt. Für die Nahfeldbilder 90 und 92 mag dieser Effekt durch die einzelnen Teilwellen mit noch stark unterschiedlichem Abstrahlwinkel  $\alpha_t$  sich herausmitteln, im Fernfeldbild 91 hat er sicher einen Einfluß. Deswegen ist der Bereich der zweiten Nebenkeule unten in Bild 91 wohl nur zufällig in so guter Übereinstimmung mit dem berechneten Bild.

Bemerkenswert ist für den Prüfkopf WB 60 mit einer Membran 20 · 22 mm im Nahfeld, Bild 92, die Wiedergabe von zwei Maxima im Querschnitt sowohl in der Berechnung als auch in der Messung. Diese beiden Maxima tauchen auch im folgenden Abschnitt 4.6.5 in Bild 94 bei der Bestimmung des örtlichen Verlaufs des Schallbündelhauptstrahls wieder auf.

Bild 91 zeigt eine Schallschnelleverteilung in größerer Entfernung von einem Prüfkopf mit kleiner Nahfeldlänge. Hier

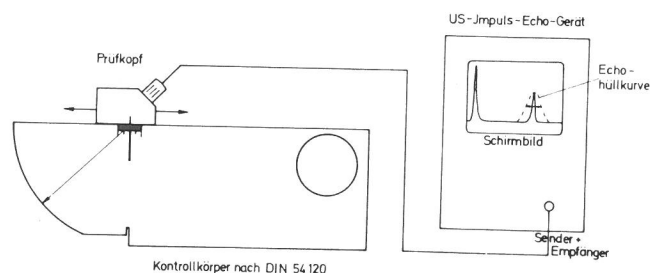
ist eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung festzustellen. Die Höhen der einzelnen Linien stehen allerdings nicht im gleichen Verhältnis. Die gemessene Verteilung fällt vom Maximum bis zum Rand des Schallfeldes hin schneller ab. Dies ist vermutlich auf die zur Messung verwendeten Impulse zurückzuführen.

Die qualitative Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung vor allem für das Beispiel in Bild 91 läßt darauf schließen, daß die Schallfelder von Winkelprüfköpfen durch das gewählte Modell für die Praxis ausreichend genau beschrieben werden.

Die regelmäßig strukturierten Meßkurven zeigen, daß bei fehlerfreien handelsüblichen Winkelprüfköpfen der Einfluß der bei piezokeramischen Schwingern oft ungleichmäßigen Anregung der Membran nicht sehr groß ist. (Alle experimentell ermittelten Schallschnelleverteilungen in den Bildern 90, 91 und 92 stammen von neuwertigen Winkelprüfkopff Exemplaren.)

#### 4.6.5 Messung des örtlichen Verlaufs der Schallbündelachse

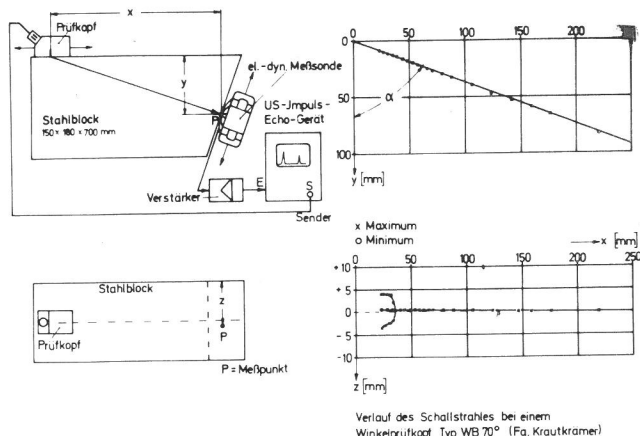
Bei der Fehlerortung mit Winkelprüfköpfen wird von einem Einschallwinkel ausgegangen, der durch die Neigung der Schallbündelachse zur Oberflächennormalen definiert wird. Zur örtlichen Festlegung der Schallbündelachse muß sowohl der sogenannte Schallaustrittspunkt als auch ein Punkt im Schallfeld mit maximaler Schallschnelle im Bündel bekannt sein. Der Schallaustrittspunkt (besser: "-linie") wird an einem internationalen Kontrollkörper (in der BRD nach DIN 54 120) auf die in Bild 93 gezeigte Weise ermittelt [76]. Ein Winkelprüfkopf wird auf dem Kontrollkörper in der angedeuteten Weise so lange bewegt, bis das Echo von der zylindrischen Fläche auf dem Bildschirm ein Maximum erreicht hat. Die Stelle des Winkelprüfkopfes, die dann über der Mittelachse der zylindrischen Fläche liegt, wird als Schallaustrittspunkt bzw. -linie bezeichnet. Mit einer zweiten Messung am gleichen Kontrollkörper wird dann der Einschallwinkel dadurch bestimmt, daß der Winkelprüfkopf ein Echo von der zylindrischen Bohrung rechts im Kontrollkörper in Bild 93 empfängt, das ebenfalls auf Maximum gebracht wird.



**Bild 93**  
 Bestimmung des Schallaustrittspunktes am Kontrollkörper nach DIN 54 120

Die Messung der örtlichen Lage der Schallbündelachse wurde durchgeführt, um zu überprüfen, ob der nach Bild 93 bestimmte Schallaustrittspunkt zusammen mit dem Einschallwinkel die geometrische Lage der Schallbündelachse genau genug beschreibt. Dazu wurde die Meßanordnung nach den Bildern 36 und 37 verwendet. Der Winkelprüfkopf wurde in seiner Entfernung von der schrägen Fläche verändert und

der geometrische Ort der maximalen Schallschnelle mit der elektrodynamischen Sonde an der schrägen Fläche ermittelt. Ein Ergebnis dieser Messung ist in Bild 94 (rechts) wiedergegeben.



**Bild 94**  
Meßanordnung und Meßergebnis zum örtlichen Verlauf des Hauptstrahls in einem Schallbündel

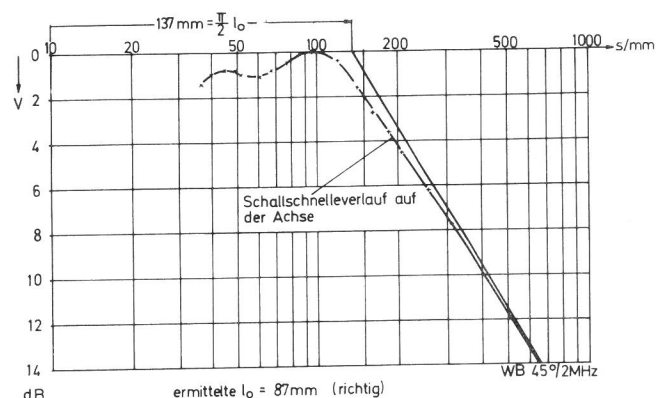
Der Schallstrahl ist in Aufsicht und Seitenansicht dargestellt. In der Aufsicht ist zu erkennen, daß in der Nähe des Prüfkopfes zwei Maxima und ein Minimum festzustellen sind, der Hauptstrahl spaltet sich in zwei Zweige auf. Die Verlängerung des Hauptstrahls im Fernfeld zum Prüfkopf hin ergibt einen Durchstoßpunkt durch die Ankopplungsfläche, der als Schallaustrittspunkt bezeichnet werden soll. Bezieht man alle Entfernungsangaben bei der Messung auf den zuvor am Kontrollkörper festgestellten Schallaustrittspunkt bzw. -linie, dann ist die Abweichung des Durchstoßpunktes vom Nullpunkt zugleich die Abweichung des wahren Schallaustrittspunktes (= Durchstoßpunkt) von dem am Kontrollkörper festgestellten Punkt (Linie). Messungen an sechs Winkelprüfköpfen ergaben Abweichungen kleiner als  $\pm 1,2$  mm. Somit kann die Methode der Schallaustrittspunktbestimmung nach DIN 54 120 als ausreichend genau gelten [30]. Die Neigung des Schallstrahls in Bild 94 zur Oberflächennormalen ist mit dem Einschallwinkel gleichzusetzen. Eine Reihe von Messungen zeigte, daß die am Kontrollkörper festgestellten Einschallwinkel auch für Winkel kleiner als  $65^\circ$  zum Teil um mehr als  $1,0^\circ$  von den aus der Neigung der Schallbündelachse oder aus der Richtcharakteristik ermittelten Einschallwinkeln abweichen.

(Bei der Messung der Richtcharakteristiken nach Abschnitt 4.6.2.1.3 wurden alle Winkelprüfköpfe so justiert, daß sich im Impulsechobetrieb ein maximales Echo von der halbzylindrischen Fläche in Bild 32 ergab. Somit sind bei den gemessenen Richtcharakteristiken alle Einschallwinkel bezogen auf einen Schallaustrittspunkt, der nach einer Methode festgestellt wurde, wie sie auch in DIN 54 120 beschrieben wird.)

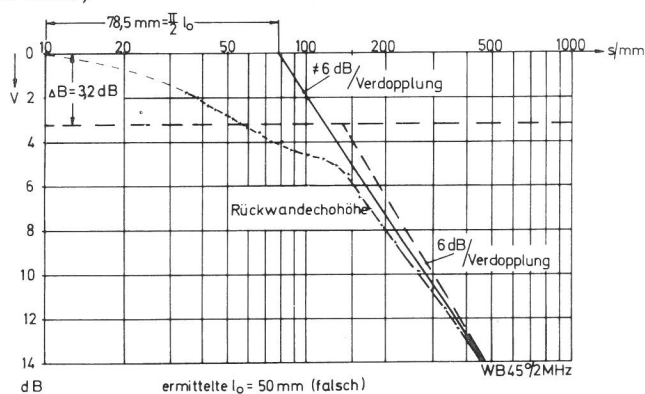
#### 4.6.6 Messungen zum Entfernungsgesetz und zur Nahfeldlänge der Winkelprüfköpfe

Zur meßtechnischen Bestimmung der Nahfeldlänge wurde das Entfernungsgesetz von Winkelprüfköpfen nach dem Verfahren bestimmt, wie es in Abschnitt 4.5.2 bereits beschrieben wurde. Die Bilder 95 und 97 bis 100 zeigen Beispiele solcher Messungen. Aufgetragen ist jeweils über dem Schallaufweg  $s$  vom Schwinger zum Meßort die relative

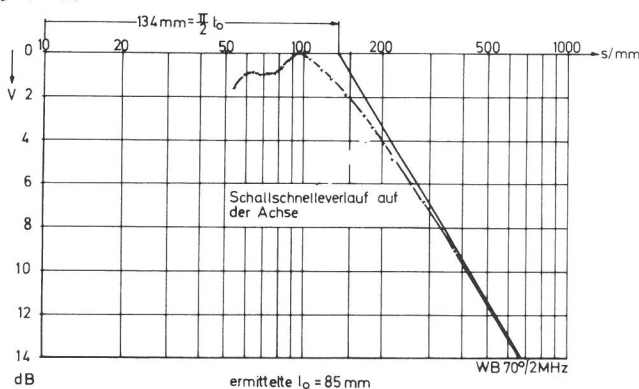
Amplitude in Verstärkungswerten des Ultraschall-Impulsechogerätes, angegeben in dB. Die eingetragenen Meßwerte sind jeweils Mittelwerte von fünf Messungen. Die Streubreite der Meßwerte war nicht größer als  $\pm 0,3$  dB. Der Verlauf der Fernfeldgeraden wurde mit Hilfe der Korrekturkurve in Bild 21 unter der Annahme eines Empfängerdurchmessers von 1,6 mm (Verhältnis  $d_e/\lambda_t = 1,0$ ) gefunden. Der Meßkurve in Bild 95 ist in Bild 96 eine Kurve für das Entfernungsgesetz des Rückwandechos gegenübergestellt. Die Ermittlung einer Bezugssechöhe (äquivalent dem Schalldruck am Schwinger) macht hier Schwierigkeiten. Wird die Bezugssechöhe durch Extrapolation der Meßkurve zum Schwinger hin ermittelt, wie in Bild 96 geschehen, dann ergibt sich eine völlig falsche Nahfeldlänge. Die Bezugssechöhe müßte um 3,2 dB tiefer liegen, um einen glaubhaften Wert für die Nahfeldlänge zu ergeben.



**Bild 95**  
Entfernungsgesetz eines Winkelprüfkopfes (Schallschnelleverlauf auf der Achse)

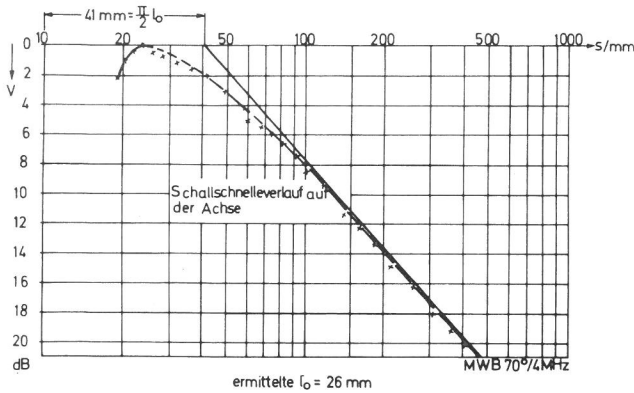


**Bild 96**  
Entfernungsgesetz eines Winkelprüfkopfes (Schallschnelleverlauf auf der Achse)

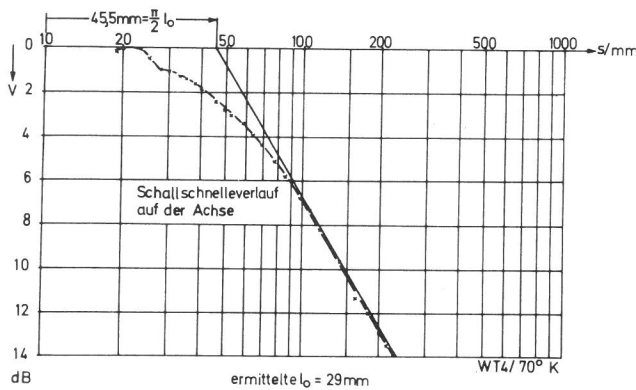


**Bild 97**  
Entfernungsgesetz eines Winkelprüfkopfes (Schallschnelleverlauf auf der Achse der Schallbündelachse)

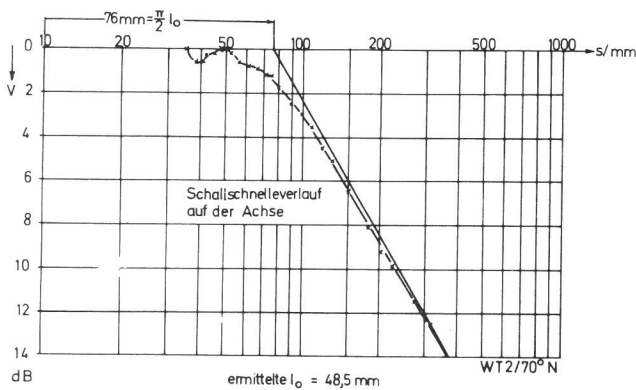




**Bild 98**  
Entfernungsgesetz für einen Winkelprüfkopf (Schallschnelleverlauf auf der Schallbündelachse)



**Bild 99**  
Entfernungsgesetz für einen Winkelprüfkopf (Schallschnelleverlauf auf der Schallbündelachse)



**Bild 100**  
Entfernungsgesetz für Winkelprüfköpfe (Schallschnelleverlauf auf der Schallbündelachse)

Aus dem Schallschnelleverlauf auf der Achse ermittelt man eine Nahfeldlänge von 87 mm, aus dem Verlauf der Rückwandechos aber eine von 50 mm. Der Wert nach Gl. (81) liegt bei  $l_0 = 96$  mm.

Bild 97 zeigt einen Verlauf der Schallschnelle auf der Achse für einen Winkelprüfkopf mit gleicher Membrangröße und Frequenz wie in Bild 95, aber mit unterschiedlichem Einschallwinkel. Die ermittelte Nahfeldlänge scheint etwas kleiner zu sein ( $l_0 = 85$  mm gegenüber 87 mm bei  $45^\circ$  Einschallwinkel), jedoch liegt diese Abweichung noch innerhalb der Genauigkeit des Meßverfahrens, die mit  $\pm 5\%$  angegeben werden muß. Eine Untersuchung an einer Vielzahl von Prüfköpfen mit Membrangrößen von  $20 \cdot 22$  mm ergab für die

Nahfeldlänge im Mittel 88 mm. Eine starke Abhängigkeit der Nahfeldlänge vom Einschallwinkel konnte in keinem Fall festgestellt werden. Überall lagen die Werte innerhalb der meßtechnisch bedingten Streubreiten.

Bild 98 zeigt einen Schallschnelleverlauf für einen Prüfkopf mit einer Membran der Größe  $8 \cdot 9$  mm und einer Schwingerfrequenz von 4 MHz; die Bilder 99 und 100 zeigen Schallschnelleverläufe für Prüfköpfe mit Seitenlängenverhältnissen der Membran in der Gegend von 1 : 2 ( $18 \cdot 10$  mit 2 MHz und  $10 \cdot 6$  mit 4 MHz). Das letzte Maximum zur Bestimmung der Bezugsechöhe ist in den Bildern 99 und 100 schwerer auffindbar und nur durch wiederholte Messungen zu erfassen. Während für annähernd quadratische Rechteckmembranen (Bilder 95, 97 und 98) der Verlauf der Schallschnelle dem der kreisförmigen Membranen noch stark ähnelt, weicht er für von 1 verschiedenen Seitenlängenverhältnissen zunehmend davon ab. Die Anwendung der Korrekturkurve nach Bild 21 ist bei stark von 1 abweichenden Seitenverhältnissen schon problematisch. Hier sollten besser größere Testkörper mit großem Schallaufweg zur genauen Bestimmung der Fernfeldgeraden benutzt werden.

## 5. Zusammenfassung

Zur Beschreibung der Schallfelder von Winkelprüfköpfen wurden in der vorliegenden Arbeit 1. die Richtcharakteristik, 2. die Verteilung der Schallschnelle in einem Querschnitt des Schallbündels und 3. das Entfernungsgesetz berechnet und gemessen. Anhand der Berechnung der wichtigsten Kenngröße für das Schallfeld eines Prüfkopfes – der Richtcharakteristik – wird gezeigt, daß eine Punkttrichtwirkung für Transversal- bzw. Longitudinalwellen eine sehr genaue theoretische Beschreibung des Schallfeldes von Winkelprüfköpfen gestattet. Eine andere Berechnungsart mit Hilfe einer Teilwellensynthese wird angedeutet.

Die Reziprozität des Verhaltens der Winkelprüfköpfe im Sende- und Empfangsbetrieb kann mit einer Punktstrahlersynthese und besser noch mit der Teilwellensynthese sowohl für die Richtcharakteristik als auch für die Winkelabhängigkeit des Maximalschalldrucks in einem Schallbündel erklärt werden.

Zur Messung der Schallfelder von Winkelprüfköpfen wird eine berührungslose elektrodynamische Meßsonde für Transversal- und Longitudinalwellen benutzt. Mit Hilfe des berührungslosen Meßverfahrens war es möglich, die für das Schallfeld von Winkelprüfköpfen wesentlichen Faktoren, wie zum Beispiel die Punkttrichtwirkung, zuverlässig experimentell nachzuweisen. Aus gemessenen Entfernungsgesetzen der Winkelprüfköpfe werden Nahfeldlängen ermittelt, die mit rechnerisch bestimmten verglichen werden.

Die experimentelle Überprüfung der aus den dargestellten theoretischen Beschreibungen des Schallfeldes abgeleiteten Konsequenzen zeigt, daß das hier verwendete Modell für die Berechnung der Schallfelder von Winkelprüfköpfen eine ausreichend genaue Ermittlung der wichtigsten Schallfeldkenngrößen gestattet.

## 6. Anhang

### Anhang 1A

#### Abschätzung des Federungs- und Viskositätseinflusses der Flüssigkeitskopplung

Reale Flüssigkeitsschichten erfüllen die Voraussetzung des Punktes 2 in Abschnitt 3.1 nicht ohne weiteres. Daher soll hier eine Abschätzung über den Einfluß der Dicke  $h$  der Flüssigkeitsschicht und ihrer Zähigkeit gegeben werden. Die Bedingungen an der Grenzschicht sollen sein:

$$1. \underline{p_{zz1}} = \underline{p_{zz2}} \quad 1A$$

Diese Bedingung könnte durch den Massenbelag der Schicht ungenau werden. Wenn  $\rho_{\text{flüssig}} \ll \rho_{\text{St}}$  ist, können Massenkraft vernachlässigt werden. Die Bedingung 1A dürfte in praktischen Fällen bei Verwendung von Kopplungsölen oder ähnlichen Flüssigkeiten also fast immer erfüllt sein.

$$2. \underline{v_{1z}} = \underline{v_{2z}} \quad 2A$$

Wenn die elastische Nachgiebigkeit der Flüssigkeitsschicht zu groß ist, kann die Bedingung 2 nicht erfüllt werden. Zur Abschätzung der elastischen Nachgiebigkeit soll folgende Rechnung dienen: (für Transversal-Wellen im Medium 2 und Longitudinal-Wellen im Medium 1)

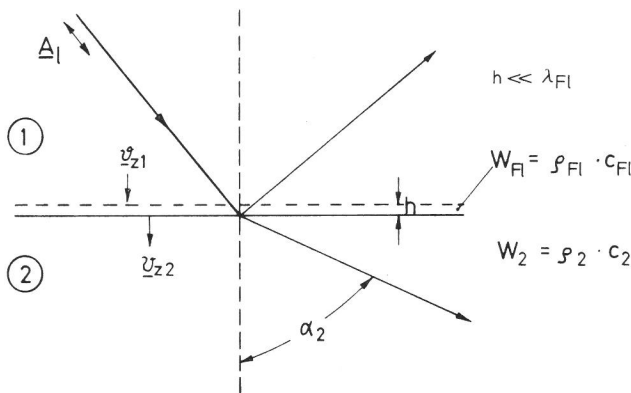


Bild 1A  
Zur Abschätzung des Einflusses der Flüssigkeitsschicht

Nach Gleichung 32A im Anhang 3A gilt:  
(Bezeichnung der Winkel und anderer Größen siehe Anhang 3A)

$$v_{2z} = \Delta l \cdot j \omega \cdot e^{jk_2 x \sin \alpha_2} \left( \sqrt{1 - \left(\frac{c_{12}}{c_{12}}\right)^2} \cdot \sin^2 \alpha_2 \cdot D_{1l} + D_{1t} \cdot \sin \alpha_2 \right) \quad 3A$$

Nach Gleichung 35A im Anhang 3A gilt:

$$p_{zz2} = -\Delta l \cdot j \omega \cdot \rho_2 \cdot c_{12} \cdot e^{jk_2 x \sin \alpha_2} \left( D_{1l} \cdot \cos 2 \alpha_2 + D_{1t} \cdot \frac{c_{12}}{c_{12}} \cdot \sin 2 \alpha_2 \right) \quad 4A$$

Für die Verformung  $\Delta \xi$  der Schicht in Dickenrichtung ergibt sich:

$$\frac{\Delta \xi}{h} \cdot E = p_{zz2} = \frac{v_{2z} - v_{1z}}{j \omega h} \cdot \rho_{Fl} \cdot c_{Fl}^2 \quad 5A$$

$$v_{2z} - v_{1z} = j \omega \frac{h}{\rho_{Fl} c_{Fl}^2} \cdot p_{zz2} \quad E \hat{=} \text{Elastizitätsmodul}$$

Zur Abschätzung ist das Verhältnis  $\frac{v_{2z} - v_{1z}}{v_{2z}}$  von Bedeutung:

$$\frac{v_{2z} - v_{1z}}{v_{2z}} = -j \omega \frac{h}{\rho_{Fl} c_{Fl}^2} \cdot \rho_2 \cdot c_{12} \cdot \frac{(\cos 2 \alpha_2 \cdot D_{1l} + \sin 2 \alpha_2 \cdot \frac{c_{12}}{c_{12}} \cdot D_{1t})}{\left( \sqrt{1 - \left(\frac{c_{12}}{c_{12}}\right)^2} \sin^2 \alpha_2 \cdot D_{1l} + \sin \alpha_2 \cdot D_{1t} \right)} \quad 6A$$

$\approx 0,6 \hat{=} \text{mittlerem Wert für } \alpha_2 \text{ zwischen } 40^\circ \text{ u. } 60^\circ$

$$\text{mit } \frac{\omega}{c_{Fl}} = \frac{2\pi}{\lambda_{Fl}}$$

$$\frac{v_{2z} - v_{1z}}{v_{2z}} \approx -j \cdot 3,8 \cdot \frac{h}{\lambda_{Fl}} \cdot \frac{W_2}{W_{Fl}} \quad 7A$$

Nach Gleichung 7A besteht zwischen der Schallschnelle  $v_{2z}$  und dem "Schnelleverlust" an der Schicht einer Phasendifferenz von  $90^\circ$  ( $\Delta$  Federungscharakter)

Die relative Abweichung der Beträge der Schallschnelle ergibt sich daher zu:

$$\frac{\Delta v}{|v_{2z}|} = \frac{|v_{1z}| - |v_{2z}|}{|v_{2z}|} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{v_{2z} - v_{1z}}{v_{2z}} \right)^2 \approx 7,2 \cdot \left( \frac{h}{\lambda_{Fl}} \right)^2 \cdot \left( \frac{W_2}{W_{Fl}} \right)^2 \quad 8A$$

$$\text{Für } h \approx 5 \mu \quad ; \quad \lambda_{Fl} \approx 0,6 \text{ mm} \quad \frac{W_2}{W_{Fl}} \approx 20 \quad \sim \frac{\Delta v}{|v_{2z}|} \approx 20 \cdot 10^{-2}$$

Das heißt, selbst bei kleinen Schichtdicken ist ein Einfluß der Federungseigenschaften der Schicht kaum zu vermeiden. (Hier  $\approx 20\%$ ) Die Annahme gleicher Schnellen auf beiden Seiten der Schicht ist also nur näherungsweise erfüllt!

$$3. \underline{p_{zx1}} = 0 \text{ und } \underline{p_{zx2}} = 0 \quad 9A$$

Durch die Viskosität der Flüssigkeit werden Scherkräfte übertragen. Diese sollen hier mit den Normalkräften verglichen werden.

Es gilt:

$$p_{zx1} = \eta \left( \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) \quad ; \quad \eta = \text{Viskosität} \quad \left[ \text{Poise} \left( \frac{\text{g}}{\text{cm} \cdot \text{sec}} \right) \right] \quad 10A$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} \approx j \omega \frac{\xi x_1}{h} \quad \sim \quad p_{zx1} \approx \eta \frac{j \omega \xi x_1}{h} \quad \text{Index 1 } \hat{=} \text{Flexiglas}$$

Gesucht wird für die Abschätzung das Verhältnis:

$$\frac{p_{zx1}}{p_{zz1}}$$

Mit Gleichung 32A und Gleichung 35A im Anhang 3A gilt:

$$\frac{p_{zx1}}{p_{zz1}} = \frac{\eta}{\rho_1 c_{1l} h} \cdot \frac{\sin \beta (1 + R_{1l}) + \cos \alpha \cdot R_{1t}}{\cos 2 \alpha (1 + R_{1l}) + \sin 2 \alpha \cdot R_{1t}}$$

$\approx 1 \hat{=} \text{mittlerer Wert für } \alpha \text{ zwischen } 30^\circ \text{ und } 50^\circ$

$$\frac{p_{zx1}}{p_{zz1}} \approx \eta_{Öl} \cdot \frac{1}{\rho_{Pl} \cdot c_{Pl} \cdot h} \quad 11A$$

Setzt man für die Zähigkeit übliche Werte für ein normales dünnflüssiges Öl ein:

$$\eta_{Öl} = 50 \cdot 10^{-2} \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm} \cdot \text{sec}} \right] \quad h = 5 \mu$$

$$\rho_{Pl} \cdot c_{Pl} = 32 \cdot 10^4 \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec}} \right]$$

so ergibt sich:  $p_{zx1}/p_{zz1} \approx 3 \cdot 10^{-2}$

Dies Verhältnis deutet an, daß ein Scherkräfteinfluß vernachlässigt werden kann.

Abschließend soll hier aber darauf hingewiesen werden, daß Federungseinfluß und Viskositätseinfluß eine gegenläufige Schichtdickenabhängigkeit haben, d.h. je größer die Schichtdicke, desto größer auch der Federungseinfluß, desto kleiner aber der Einfluß zusätzlicher Scherkräfte durch die Viskosität.

Die Realisierung einer idealen Flüssigkeitskopplung, wie sie im Abschnitt 3.1 bei der Rechnung vorausgesetzt wird, ist also jeweils nur in einem bestimmten Schichtdickenbereich möglich.

## Anhang 2A

### Berechnung des Schallfeldes von Winkelprüfköpfen mit Hilfe der Fourier-Synthese aus ebenen Teilwellen

Ausgangspunkt: Zweidimensionale Fouriertransformation

$$\underline{v}(xyz) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{v}(kx, ky) \cdot e^{jkx \cdot x} \cdot e^{jky \cdot y} \cdot e^{-jkz \cdot z} \cdot dx \cdot dy \quad 12A$$

$\underline{v}(xyz)$  = Schallschnelle des gesuchten Schallfeldes im unteren Halbraum  $z \leq 0$

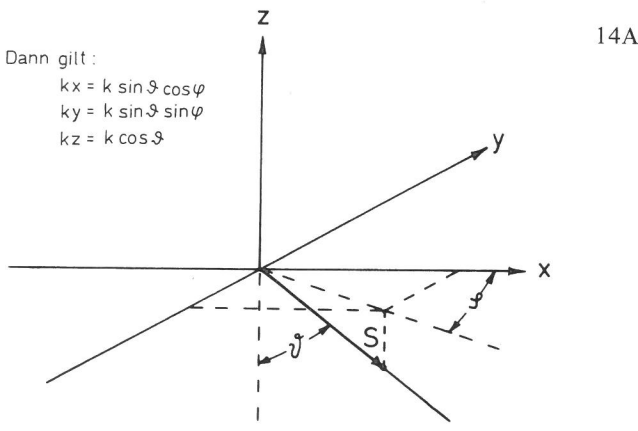
$$\underline{v}(kx, ky) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{v}(xyz = z_0) \cdot e^{-jkx \cdot x} \cdot e^{-jky \cdot y} \cdot e^{jkz \cdot z_0} \cdot dx \cdot dy \quad 13A$$

$\underline{v}(kx, ky)$  = Spektrum der ebenen Teilwellen für gegebenes  $\underline{v}(xy)$  in Ebene  $z = z_0$

$z_0$  = beliebiger konstanter  $z$ -Wert

Für vorliegendes Problem  $z_0 = 0$

Zur Ortsbeschreibung werden die Kugelkoordinaten  $S, \varphi, \vartheta$  verwendet.



Dann gilt:

$$\begin{aligned} kx &= k \sin \vartheta \cos \varphi \\ ky &= k \sin \vartheta \sin \varphi \\ kz &= k \cos \vartheta \end{aligned}$$

Bild 2A

Koordinatensystem für Schallfeldberechnung

$k$  = Wellenzahl für die betrachtete Wellenart im unteren Halbraum

Mit  $k \cdot \sin \vartheta = \xi$   
und  $\sin \varphi = \eta$

$$\begin{aligned} \text{ergibt sich: } kx &= \xi \cdot \sqrt{1 - \eta^2} \\ ky &= \xi \cdot \eta \\ kz &= \sqrt{k^2 - \xi^2} \end{aligned} \quad 15A$$

und mit Hilfe der Funktionaldeterminanten:

$$\begin{aligned} dx \cdot dy &= \begin{vmatrix} \partial kx / \partial \xi & \partial ky / \partial \xi \\ \partial kx / \partial \eta & \partial ky / \partial \eta \end{vmatrix} \cdot d\eta \cdot d\xi \\ &= \frac{\xi}{\sqrt{1 - \eta^2}} \cdot d\eta \cdot d\xi \end{aligned} \quad 16A$$

Mit Gleichung 15A und 16A läßt sich Gleichung 12A und 13A anders schreiben:

$$\underline{v}(xyz) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{v}(\xi, \eta) \cdot \frac{\xi}{\sqrt{1 - \eta^2}} \cdot e^{j\xi \sqrt{1 - \eta^2} x} \cdot e^{j\xi \eta y} \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - \xi^2} z} \cdot d\eta \cdot d\xi \quad 17A$$

$$\underline{v}(\xi, \eta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{v}(xyz=0) \cdot e^{-j\xi \sqrt{1 - \eta^2} x} \cdot e^{-j\xi \eta y} \cdot dx \cdot dy \quad 18A$$

Zur Bestimmung des Spektrums  $\underline{v}(\xi, \eta)$  kann aber Gleichung 18A kaum benutzt werden, da  $\underline{v}(x, y, z_0 = 0)$  meist nicht bekannt ist.

Man geht besser davon aus, daß das Spektrum  $\underline{v}(\xi, \eta)$  sich ähnlich wie bei den Übertragungssystemen der Nachrichtentechnik als Wirkung am "Ausgang" eines Systems infolge einer Ursache am "Eingang" beschreiben läßt, wenn man das Produkt aus Spektrum der verursachenden Eingangsgröße und der Übertragungsfunktion bildet.

$$\underline{v}(\xi, \eta) = \chi(\xi, \eta) \cdot \underline{p}(\xi, \eta) \quad 19A$$

$\chi(\xi, \eta)$  = Übertragungsfunktion

$\underline{p}(\xi, \eta)$  = Eingangsspektrum

Im folgenden werden zunächst die Übertragungsfunktion und das Eingangsspektrum für 3 Fälle angegeben.

Die verursachende Eingangsgröße ist bei unserem Problem durch die Randbedingungen an der Grenzfläche bei  $z = 0$  vorgegeben.

Im Modell für die Berechnung des Schallfeldes in Abschnitt 3.1 ist es die Verteilung der Normalspannungen  $\underline{p}_{ZZ}(x)$  bzw. das zugehörige "Ortsfrequenz" bzw. Richtungsspektrum. Die zugehörige Übertragungsfunktion kann in diesem Falle aus der Lösung der Differentialgleichungen

$$\Delta \underline{\Phi} + h^2 \underline{\Phi} = 0 \quad ; \quad \Delta \underline{\Psi} + k^2 \underline{\Psi} = 0$$

für den wirbel- bzw. quellenfreien Anteil des Feldes und deren Anpassung an eine Grenzfläche  $z = 0$  bei vorgegebenen Normalspannungen der Form

$$\underline{p}_{ZZ}(x) = (\underline{p}_{ZZ})_0 \cdot e^{-j\xi x} \quad \text{für alle } x\text{-Werte}$$

und den Schubspannungen  $\underline{p}_{ZX} = 0$  gewonnen werden (siehe auch [35]). Nach einem Vorschlag von Prof. L. Cremer läßt sich für Gleichung 19A in diesem Fall schreiben:

$$\underline{v}(\xi, \eta) = \underline{p}(\xi, \eta) \cdot \frac{\omega}{2\mu} \cdot \frac{c_t(\xi)}{\sqrt{k_{St}^2 - \xi^2}} \quad 20A$$

Gleichung 20A gilt für das Transversalwellenspektrum.  $c_t(\xi)$  entspricht der im Abschnitt 3.2.1 als Punkttrichtwirkung eingeführten Funktion  $c_t(a_t)$ , wobei der Ausdruck  $\sin a_t$  durch  $\xi/k_{St}$  ersetzt wurde. Demnach hat die Übertragungsfunktion hier folgende Form:

$$\chi_1(\xi) = \frac{\omega}{2\mu} \cdot \frac{c_t(\xi)}{\sqrt{k_{St}^2 - \xi^2}} \quad 21A$$

Sie ist also nur von  $\xi$ , d.h. vom Einfallswinkel abhängig. Dies gilt auch für die Übertragungsfunktion der anderen beiden im folgenden angeführten Berechnungsverfahren.  $\underline{p}(\xi, \eta)$  ist das Spektrum der Eingangsgröße, hier gegeben durch die im Modell nach Bild 6 gewählte Verteilung der Normalspannungen.

Im folgenden sollen noch zwei andere Berechnungsmöglichkeiten für das Schallfeld von Winkelprüfköpfen angegeben werden, bei denen das Eingangsspektrum einmal das Schallschnelle-Teilwellenspektrum eines unter dem Winkel  $\beta_{Pl}$  einfallenden in der Ebene  $z = 0$  begrenzten Bündels ist und zum anderen das Schallschnelle-Teilwellenspektrum des vom Schwinger eines Winkelprüfkopfes im Plexiglaskeil erzeugten Bündels, das durch Koordinatendrehung um den Keilwinkel  $\beta_{Pl}$  zum erregenden Teilwellenspektrum an der Grenzfläche Plexiglas-Stahl wird. Für beide Fälle ist mit dem Durchlaßfaktor für unendlich ausgedehnte, ebene Wellen die Übertragungsfunktion an der Grenzfläche Plexiglas-Stahl gegeben.

$$\chi_{23}(\xi) = D(\xi) \quad 21aA$$

Das Spektrum der Eingangsgröße in Gleichung 20A läßt sich folgendermaßen ermitteln:

$$\begin{aligned} \check{p}_{zz}(\xi, \eta) &= \int_{-d/2 \cos \beta_{Pl}}^{d/2 \cos \beta_{Pl}} \int_{-a/2}^{a/2} (p_{zz})_0 \cdot e^{jx(h_{Pl} \sin \beta_{Pl} - \xi \sqrt{1-\eta^2})} \cdot e^{j\xi \eta y} dx dy ; h_{Pl} \sin \beta_{Pl} = \xi_0 \\ &= (p_{zz})_0 \cdot \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}} (\xi_0 - \xi \sqrt{1-\eta^2}) \right] \sin \frac{a}{2} \xi \eta}{\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}} (\xi_0 - \xi \sqrt{1-\eta^2}) \cdot \frac{a}{2} \xi \eta} \quad 22A \end{aligned}$$

$d$  = Breite des einfallenden Bündels in Einfallsebene.  
 $a$  = Breite des einfallenden Bündels senkrecht zur Einfallsebene.

Für das Spektrum der Schallschnelle eines einfallenden, in der Ebene  $z = 0$  begrenzten Bündels gilt analog:

$$\check{v}_{E1}(\xi, \eta) = v_0 \cdot \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}} (\xi_0 - \xi \sqrt{1-\eta^2}) \right] \sin \frac{a}{2} \xi \eta}{\frac{d}{2 \cos \beta_{Pl}} (\xi_0 - \xi \sqrt{1-\eta^2}) \cdot \frac{a}{2} \xi \eta} \quad 23A$$

Etwas unübersichtlicher wird das Spektrum der Teilwellen, wenn man das Koordinatensystem des vom Schwinger in einem Winkelprüfkopf erzeugten Primärspektrums um den Keilwinkel  $\beta_{Pl}$  so dreht, daß alle Winkel im Spektrum die eines Kugelkoordinatensystems mit der Normalen der Grenzfläche Plexiglas-Stahl als  $z$ -Achse sind. Es ergibt sich dann folgendes Spektrum:

$$\begin{aligned} \check{v}_{E2}(\xi, \eta) &= v_0 \cdot d \cdot a \cdot \frac{\sin \frac{a}{2} \xi \eta}{\frac{a}{2} \xi \eta} \cdot \frac{\sin \frac{d}{2} \left( \sqrt{h_{Pl}^2 - \xi^2} \cdot \sin \beta_{Pl} - \xi \sqrt{1-\eta^2} \cos \beta_{Pl} \right)}{\frac{d}{2} \left( \sqrt{h_{Pl}^2 - \xi^2} \cdot \sin \beta_{Pl} - \xi \sqrt{1-\eta^2} \cos \beta_{Pl} \right)} \\ &\quad \cdot e^{-j \left[ \sqrt{h_{Pl}^2 - \xi^2} \cdot \sin \beta_{Pl} - \xi \sqrt{1-\eta^2} \cos \beta_{Pl} \right] \frac{S_0}{\cos \beta_{Pl}}} \quad 24A \end{aligned}$$

$S_0$  ist der Schallweg in Plexiglas.

Die Gleichungen 21A, 21aA, 22A, 23A und 24A geben die Übertragungsfunktion und das Eingangsspektrum verschiedener Rechenmodelle für das Schallfeld des Winkelprüfkopfes an.

Die resultierende Schallfeldbeschreibung erhält man durch Rücktransformation des Produktes aus Eingangsspektrum und Übertragungsfunktion in den Ortskoordinaten-Bereich mit Hilfe der Gleichung 17A.

Dabei treten Integrale der folgenden Form auf:

$$\check{v}(xyz) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{v}_E(\xi, \eta) \cdot \chi(\xi) \cdot \frac{\xi}{\sqrt{1-\eta^2}} \cdot e^{j\xi \sqrt{1-\eta^2} x} \cdot e^{j\xi \eta y} \cdot e^{-j\sqrt{k^2 - \xi^2} z} d\eta d\xi \quad 25A$$

Bei Miller und Pursey [40] wird eine asymptotische Lösung für ein Integral folgender Form angegeben:

$$\mathcal{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\xi) \cdot e^{-j\xi x} \cdot e^{\pm z \sqrt{\xi^2 - k^2}} d\xi$$

$$\text{mit } x = s \cdot \sin \vartheta ; z = \pm s \cos \vartheta ; (s \gg \frac{d^2}{\lambda})$$

$$f(\xi) = F(x, z)$$

$$\mathcal{J} \approx \sqrt{\frac{2\pi k}{s}} \cdot e^{jk s - \frac{\pi}{4}} \cdot f(k \sin \vartheta) \cdot \cos \vartheta \quad 26A$$

Zweifache Anwendung des Integrals führt für Gleichung 25A auf folgende asymptotische Lösung, die nur für große Abstände  $s$  vom Nullpunkt, d.h. das Fernfeld gilt:

$$\begin{aligned} \check{v}(xyz) &\approx \frac{k}{2\pi} \cdot \check{v}_E(k \sin \vartheta, \sin \vartheta) \cdot \chi(k \sin \vartheta) \cdot \cos \vartheta \cdot \frac{1}{s} \cdot e^{jks} \quad 27A \\ \check{v}^2 &\approx x^2 + y^2 + z^2 \end{aligned}$$

Mit der allgemeinen asymptotischen Lösung in Gleichung 27A lassen sich die Schallfeldbeschreibungen z.B. der Transversalwelle eines Winkelprüfkopfes im Fernfeld für die einzelnen oben angedeuteten Rechenmodelle leicht angeben.

Es ergibt sich:

1. Für eine begrenzte Anregung an der Grenzfläche durch das Spektrum  $\check{p}_{zz}(\xi, \eta)$  nach Gleichung 22A:

$$\begin{aligned} \check{v}(xyz) &\approx \frac{w}{4\pi\mu} \cdot (p_{zz})_0 \cdot \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot k \cdot St}{2 \cos \beta_{Pl}} (\sin \vartheta \cos \varphi - \sin \vartheta_0) \right] \sin \left[ \frac{a \cdot k \cdot St}{2} \sin \vartheta \sin \varphi \right]}{\frac{d \cdot k \cdot St}{2 \cos \beta_{Pl}} (\sin \vartheta \cos \varphi - \sin \vartheta_0) \cdot \frac{a \cdot k \cdot St}{2} \sin \vartheta \sin \varphi} \\ \vartheta &\approx \alpha_t ; \varphi \approx \vartheta' \text{ in Gl. 38} \quad \cdot c_t(\vartheta) \cdot \frac{1}{s} \cdot e^{jks} \quad 28A \end{aligned}$$

Gleichung 28A entspricht dem Ergebnis von Gleichung 38, d.h. Teilwellensynthese und Punktstrahlersynthese führen, wie zu erwarten, bei gleichem Modell auch zu identischen Beschreibungen des Schallfeldes.

2. Für das Eingangsspektrum eines einfallenden begrenzten Bündels nach Gleichung 23A:

$$\check{v}(xyz) \approx \frac{k \cdot St}{2\pi} \cdot v_0 \cdot \frac{d \cdot a}{\cos \beta_{Pl}} \cdot \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot k \cdot St}{2 \cos \beta_{Pl}} (\sin \vartheta \cos \varphi - \sin \vartheta_0) \right] \sin \left[ \frac{a \cdot k \cdot St}{2} \sin \vartheta \sin \varphi \right]}{\frac{d \cdot k \cdot St}{2 \cos \beta_{Pl}} (\sin \vartheta \cos \varphi - \sin \vartheta_0) \cdot \frac{a \cdot k \cdot St}{2} \sin \vartheta \sin \varphi} \cdot D_{1 \rightarrow t}(\vartheta) \cdot \cos \vartheta \cdot \frac{1}{s} \cdot e^{jks}$$

Wenn man Gleichung 67A im Anhang 3A, 12 im Abschnitt 3.2.1.2 und 52 im Abschnitt 3.6 berücksichtigt, kann man zeigen, daß aus Gleichung 29A eine Azimutalrichtcharakteristik fast gleicher Form wie in Gleichung 41 abgeleitet werden kann. Es tritt ein Unterschied um den Faktor

$$\left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{tSt}} \right)^2 \sin^2 \alpha_t \right]$$

in der Richtcharakteristik nach Gleichung 29A auf, der aber keinen wesentlichen Einfluß ausübt –

$\alpha_t =$	45°	60°	70°	80°
$\left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{tSt}} \right)^2 \sin^2 \alpha_t \right]$	0,8	0,7	0,65	0,62

so daß der Einfluß beim Vergleich zwischen Rechnung und Experiment kaum auszumachen wäre, wollte man ihn experimentell mit der benutzten Meßtechnik nachweisen. Die Gleichung 29A zeigt wieder, daß im Hauptmaximum des Schallbündels ( $\vartheta = \vartheta_0$   $\varphi = 0$ ) die Winkelabhängigkeit vom Einfallswinkel durch  $D_{\square} = \frac{\cos \vartheta_0}{\cos \beta_{Pl}}$   $D_{l \rightarrow t}(\vartheta_0)$  beschrieben werden kann, wie in Abschnitt 3.7 bereits gezeigt.

3. Für das gedrehte Eingangsspektrum des erregenden Schwingers nach Gleichung 24A:

$$v(x,y,z) = \frac{k_{St}}{2\pi} \cdot v_0 \cdot a \cdot d \cdot \frac{\sin \frac{d}{2} \left( h_{Pl} \sin \beta_{Pl} \cdot \sqrt{1 - \frac{k_{St}^2 \sin^2 \vartheta}{h_{Pl}^2}} - k_{St} \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \beta_{Pl} \right)}{\frac{d}{2} \left( h_{Pl} \sin \beta_{Pl} \cdot \sqrt{1 - \frac{k_{St}^2 \sin^2 \vartheta}{h_{Pl}^2}} - k_{St} \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \beta_{Pl} \right)}$$

$$v \stackrel{\Delta}{=} \alpha_t$$

$$\varphi \stackrel{\Delta}{=} \vartheta'$$

$$\frac{\sin \left( \frac{k_{St} a}{2} \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \right)}{\frac{k_{St} a}{2} \sin \vartheta \cdot \sin \varphi} \cdot D_{l \rightarrow t}(\vartheta) \cdot \cos \vartheta \cdot \frac{1}{s} \cdot e^{jk_{St} \cdot s} \quad 30A$$

$$e^{-j \left( h_{Pl} \sin \beta_{Pl} \cdot \sqrt{1 - \frac{k_{St}^2 \sin^2 \vartheta}{h_{Pl}^2}} - k_{St} \cdot \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \beta_{Pl} \right) \frac{s_0}{\lg \beta_{Pl}}}$$

Das Argument des ersten  $\frac{\sin x}{x}$ -Ausdrucks hat eine numerisch fast gleichwertige Form wie das entsprechende Argument in Gleichung 28A und 29A. Die Möglichkeit, das Schallfeld eines Winkelprüfkopfes mit dem Rechenmodell der Gleichung 30A zu beschreiben, ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher untersucht worden. Die Untersuchung der Arbeit beschränkt sich auf ein Modell, das ein einfallendes in der Grenzfläche  $z = 0$  abrupt begrenztes Bündel voraussetzt. Diese Voraussetzung wird in Gleichung 30A nicht mehr gemacht. Ob Gleichung 30A eine wesentlich bessere theoretische Schallfeldbeschreibung im Fernfeld darstellt, müßte ggfls. noch überprüft werden.

Abschließend soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß alle Berechnungen des Schallfeldes mit Hilfe der Teilwellensynthese nur im Fernfeld lösbare Darstellungen liefern. Die Punktstrahlensynthese ist, wenn auch mit Einschränkungen, dagegen in der Lage, zumindest im Übergangsbereich Nahfeld/Fernfeld gute Näherungslösungen zu liefern. Aus diesem Grunde wurde sie in der Arbeit auch näher ausgeführt.

### Anhang 3A

#### Durchlässigkeits- und Reflexionsfaktoren an einer Grenzschicht zwischen zwei festen Medien mit Flüssigkeitskopplung für unendlich ausgedehnte ebene Wellen

Alle im folgenden angegebenen Durchlässigkeits- und Reflexionsfaktoren beziehen sich auf die Auslenkung bzw. die Schallschnelle. Zur Beschreibung der einfallenden und der sekundären Wellen wird statt der Potentiale die Auslenkung

benutzt. Die Bedeutung der bei der Berechnung benutzten Symbole und Koordinaten ergibt sich aus Bild 3A und der Liste der Symbole.

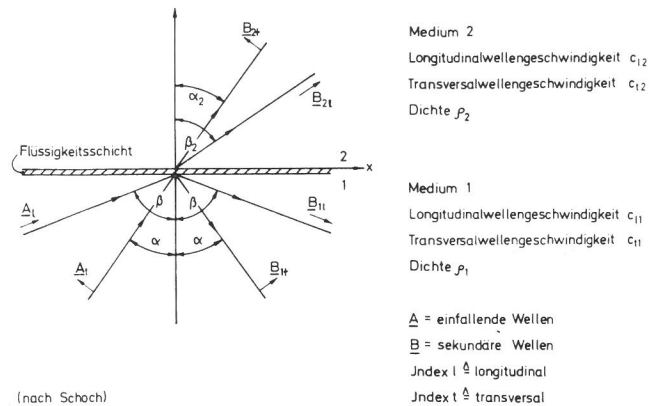


Bild 3A  
Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren an einer Grenzschicht zweier fester Medien mit Flüssigkeitskopplung

Die Dämpfung der Schallwellen in beiden Medien wird nicht berücksichtigt. Berechnungen von Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren mit Berücksichtigung der Dämpfung sind in [77] zu finden.

Folgende Randbedingungen müssen an der Grenzfläche erfüllt werden:

1. Die Schubspannungen verschwinden auf beiden Seiten der Grenzfläche, d.h.  $(p_{xz})_1 = 0$ ;  $(p_{xz})_2 = 0$ .
2. Die Normalspannungen müssen auf beiden Seiten der Grenzschicht einander gleich sein, d.h.  $(p_{zz})_1 = (p_{zz})_2$ .
3. Die Normalauslenkungen müssen auf beiden Seiten der Grenzschicht einander gleich sind, d.h.  $\xi_{z2} = \xi_{z1}$ .
4. Schubspannungen senkrecht zur Einfallsebene existieren nicht.

Für die Auslenkungen der einfallenden Wellen A und der sekundären Wellen B – zur Verallgemeinerung werden zwei einfallende Wellen, eine Longitudinal- und eine Transversalwelle, angesetzt – gilt nach [36]:

$$\xi_{A1} = A_{l1} \cdot e^{jh_1(x \sin \beta_1 + z \cos \beta_1)} \quad \left| \begin{array}{l} \xi_{A1} = A_{t1} \cdot e^{jk_1(x \sin \alpha_1 + z \cos \alpha_1)} \\ \xi_{B11} = B_{l1} \cdot e^{jh_1(x \sin \beta_1 - z \cos \beta_1)} \\ \xi_{B12} = B_{t2} \cdot e^{jk_2(x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2)} \end{array} \right.$$

$$\xi_{B11} = B_{l1} \cdot e^{jh_1(x \sin \beta_1 - z \cos \beta_1)} \quad \left| \begin{array}{l} \xi_{B11} = B_{t1} \cdot e^{jk_1(x \sin \alpha_1 - z \cos \alpha_1)} \\ \xi_{B12} = B_{t2} \cdot e^{jk_2(x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2)} \end{array} \right.$$

$$\xi_{B12} = B_{t2} \cdot e^{jk_2(x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2)} \quad \left| \begin{array}{l} \xi_{B12} = B_{l2} \cdot e^{jh_2(x \sin \beta_2 + z \cos \beta_2)} \\ \xi_{B12} = B_{t2} \cdot e^{jk_2(x \sin \alpha_2 + z \cos \alpha_2)} \end{array} \right.$$

Für die Wellenzahlen h und k gilt:  $h = \frac{2\pi f}{c_l}$  (Longitudinalwelle)  
 $k = \frac{2\pi f}{c_t}$  (Transversalwelle)

Die Auslenkungen in x- und in z-Richtung auf beiden Seiten der Grenzschicht beschreiben die Gleichungen 32A. (Mit der Koinzidenz-Bedingung:  $h_1 \sin \beta = k_1 \sin \alpha$ )

$$\begin{aligned} \xi_{x1} &= e^{jh_1(\sin\beta)x} \cdot \sin\beta \left[ \underline{A}_1 \cdot e^{jh_1 z \cos\beta} + \underline{B}_{11} \cdot e^{-jh_1 z \cos\beta} \right] \\ &+ e^{jk_1 x \sin\alpha} \cdot \cos\alpha \left[ \underline{B}_{t1} \cdot e^{-jk_1 z \cos\alpha} - \underline{A}_t \cdot e^{jk_1 z \cos\alpha} \right] \\ \xi_{z1} &= e^{jh_1 x \sin\beta} \cdot \cos\beta \cdot \left[ \underline{A}_1 \cdot e^{jh_1 z \cos\beta} - \underline{B}_{11} \cdot e^{-jh_1 z \cos\beta} \right] \\ &+ e^{jk_1 x \sin\alpha} \cdot \sin\alpha \left[ \underline{A}_t \cdot e^{jk_1 z \cos\alpha} + \underline{B}_{t1} \cdot e^{-jk_1 z \cos\alpha} \right] \end{aligned}$$

$$\xi_{x2} = \underline{B}_{l2} \cdot \sin\beta_2 \cdot e^{jh_2(x \sin\beta_2 + z \cos\beta_2)} \quad 32A$$

$$- \underline{B}_{t2} \cdot \cos\alpha_2 \cdot e^{jk_2(x \sin\alpha_2 + z \cos\alpha_2)}$$

$$\xi_{z2} = \underline{B}_{l2} \cdot \cos\beta_2 \cdot e^{jh_2(x \sin\beta_2 + z \cos\beta_2)}$$

$$+ \underline{B}_{t2} \cdot \sin\alpha_2 \cdot e^{jk_2(x \sin\alpha_2 + z \cos\alpha_2)}$$

Aus Gleichung 33A:

$$P_{xz} = -\mu \left( \frac{\partial \xi_x}{\partial z} + \frac{\partial \xi_z}{\partial x} \right) \quad ; \quad P_{zz} = -\lambda \left( \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \right) - 2\mu \frac{\partial \xi_z}{\partial z} \quad 33A$$

und Gleichung 34A für die Definition der Lamé'schen Elastizitätskonstanten:

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)} = \varphi \cdot c_t^2 \quad ; \quad \lambda = \frac{\nu \cdot E}{(1+\nu)(1-2\nu)} = \varphi (c_l^2 - 2c_t^2) \quad 34A$$

$\nu$  = Poisson'sche Querkontraktionszahl,  $E$  = Elastizitätsmodul

ergeben sich die Gleichungen 35A für die Spannungen auf beiden Seiten der Grenzfläche:

$$(P_{xz})_1 = -j\omega\varphi_1 \cdot c_{t1} \cdot e^{jk_1 x \sin\alpha} \cdot \left[ \underline{A}_1 \cdot e^{jh_1 z \cos\beta} - \underline{B}_{11} \cdot e^{-jh_1 z \cos\beta} \right] \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin 2\beta - \left( \underline{A}_t \cdot e^{jk_1 z \cos\alpha} + \underline{B}_{t1} \cdot e^{-jk_1 z \cos\alpha} \right) \cdot \cos 2\alpha$$

$$(P_{zz})_1 = -j\omega\varphi_1 \cdot c_{l1} \cdot e^{jk_1 x \sin\alpha} \cdot \left[ \underline{A}_1 \cdot e^{jh_1 z \cos\beta} + \underline{B}_{11} \cdot e^{-jh_1 z \cos\beta} \right] \cdot \cos 2\alpha + \left( \underline{A}_t \cdot e^{jk_1 z \cos\alpha} - \underline{B}_{t1} \cdot e^{-jk_1 z \cos\alpha} \right) \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin 2\alpha$$

$$(P_{xz})_2 = -j\omega\varphi_2 \cdot c_{t2} \cdot e^{jk_2 x \sin\alpha_2} \cdot \left[ \underline{B}_{l2} \cdot e^{jh_2 z \cos\beta_2} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{l2}} \cdot \sin 2\beta_2 - \underline{B}_{t2} \cdot e^{jk_2 z \cos\alpha_2} \cdot \cos 2\alpha_2 \right] \quad 35A$$

$$(P_{zz})_2 = -j\omega\varphi_2 \cdot c_{l2} \cdot e^{jk_2 x \sin\alpha_2} \cdot \left[ \underline{B}_{l2} \cdot e^{jh_2 z \cos\beta_2} \cdot \cos 2\alpha_2 + \underline{B}_{t2} \cdot e^{jk_2 z \cos\alpha_2} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{l2}} \cdot \sin 2\alpha_2 \right]$$

Aus der Erfüllung der Randbedingungen ergeben sich folgende vier Gleichungen 36A, 37A, 38A und 38A:

$$(\underline{A}_1 - \underline{B}_{11}) \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \sin 2\beta - (\underline{A}_t + \underline{B}_{t1}) \cdot \cos 2\alpha = 0 \quad 36A$$

$$\underline{B}_{l2} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{l2}} \cdot \sin 2\beta_2 - \underline{B}_{t2} \cdot \cos 2\alpha_2 = 0 \quad 37A$$

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_2} \frac{c_{l1}}{c_{l2}} \left[ (\underline{A}_1 + \underline{B}_{11}) \cos 2\alpha + (\underline{A}_t - \underline{B}_{t1}) \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin 2\alpha \right]$$

$$= \left[ \underline{B}_{l2} \cdot \cos 2\alpha_2 + \underline{B}_{t2} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{l2}} \cdot \sin 2\alpha_2 \right] \quad 38A$$

$$\left[ (\underline{A}_1 - \underline{B}_{11}) \cos\beta + (\underline{A}_t + \underline{B}_{t1}) \cdot \sin\alpha \right] = \underline{B}_{l2} \cdot \cos\beta_2 + \underline{B}_{t2} \cdot \sin\alpha_2 \quad 39A$$

Wenn die Winkel  $\alpha_2$ ,  $\beta$  und  $\beta_2$  mit den Gleichungen 40A

$$\sin\alpha_2 = \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \cdot \sin\alpha \quad ; \quad \sin\beta = \frac{c_{l1}}{c_{t1}} \cdot \sin\alpha \quad ; \quad \sin\beta_2 = \frac{c_{l2}}{c_{t1}} \cdot \sin\alpha \quad 40A$$

durch den Winkel  $\alpha$  ersetzt werden, dann ergeben sich für die vier Sekundärwellen die allgemeinen Lösungen in den Gleichungen 41A, 42A, 43A und 45A:

$$\underline{B}_{t2} = \frac{4 \frac{c_{l1}}{c_{t1}} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} \cdot \left[ 2\underline{A}_t \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} + \underline{A}_1 \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha) \right]}{N_\alpha} \quad 41A$$

$$\underline{B}_{l2} = \frac{2 \cdot \frac{c_{l1}}{c_{l2}} \cdot \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \right)^2 \cdot \sin^2\alpha \right] \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} \cdot \left[ 2\underline{A}_t \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} + \underline{A}_1 \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha) \right]}{N_\alpha} \quad 42A$$

$$\underline{B}_{t1} = \frac{4 \frac{c_{l1}}{c_{t1}} \sin\alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} \cdot \left[ 2\underline{A}_t \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \sin\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} + \underline{A}_1 \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha) \right]}{N_\alpha} - \underline{A}_t \quad 43A$$

$$\underline{B}_{l1} = \underline{A}_1 - \frac{2(1 - 2 \sin^2\alpha) \cdot \left[ 2\underline{A}_t \cdot \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} + \underline{A}_1 \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha) \right]}{N_\alpha} \quad 44A$$

$$N_\alpha = \left[ \left( 1 - 2 \left( \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \right)^2 \sin^2\alpha \right)^2 \cdot \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} + 4 \left( \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \right)^4 \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2\alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l2}}\right)^2 - \sin^2\alpha} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} + 4 \sin^2\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} + (1 - 2 \sin^2\alpha)^2 \right] \quad 45A$$

Die an verschiedenen Stellen der vorliegenden Arbeit benötigten Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren sind aus den Gleichungen 41A bis 45A zu entwickeln:

1. Der Reflexionsfaktor  $R_{l \rightarrow l}$  (= Reflexionsfaktor Longitudinalwelle in Longitudinalwelle):

$$R_{l \rightarrow l} = \frac{N_\alpha - 2(1 - 2 \sin^2\alpha)^2}{N_\alpha} \quad 46A$$

2. Der Reflexionsfaktor  $R_{l \rightarrow t}$  (Reflexionsfaktor Longitudinal in Transversal):

$$R_{l \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha)}{N_\alpha} \quad 47A$$

3. Der Reflexionsfaktor  $R_{t \rightarrow t}$  (Reflexionsfaktor Transversal in Transversal):

$$R_{t \rightarrow t} = \frac{-8 \cdot \sin^2\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}}\right)^2 - \sin^2\alpha} - N_\alpha}{N_\alpha} \quad 48A$$

4. Der Reflexionsfaktor  $R_{t \rightarrow l}$  (Reflexionsfaktor Transversal in Longitudinal):

$$R_{t \rightarrow l} = \frac{-4 \frac{c_{t1}}{c_{l1}} \cdot \sin\alpha \cdot \sqrt{1 - \sin^2\alpha} \cdot (1 - 2 \sin^2\alpha)}{N_\alpha} \quad 49A$$

5. Der Durchlässigkeitsfaktor  $D_{1 \rightarrow t}$  (Durchlässigkeitsfaktor Longitudinal in Transversal):

$$D_{1 \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \frac{c_{t2}}{c_{t1}} \cdot \sin \alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \alpha} (1 - 2 \sin^2 \alpha)}{N_{\alpha}} \quad 50A$$

6. Der Durchlässigkeitsfaktor  $D_{t \rightarrow 1}$  (Durchlässigkeitsfaktor Transversal in Longitudinal):

$$D_{t \rightarrow 1} = \frac{4 \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \sin \alpha \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \cdot \left(1 - 2 \left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}}\right)^2 \sin^2 \alpha\right) \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \alpha}}{N_{\alpha}} \quad 51A$$

Die Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren werden sowohl in der unter den Gleichungen 46A bis 49A und 51A angegebenen Schreibweise, d.h. bezogen auf den Winkel  $\alpha$  gebraucht, als auch teilweise in einer Form bezogen auf die Winkel  $\alpha_2$  bzw.  $\beta$ . Das Ergebnis der Umrechnung mit Hilfe des Brechungsgesetzes:

$$\sin \alpha = \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \sin \alpha_2 \quad ; \quad \sin \alpha = \frac{c_{t1}}{c_{t1}} \cdot \sin \beta \quad 52A$$

ergibt für den Reflexionsfaktor  $R_{1 \rightarrow 1}$ :

$$R_{1 \rightarrow 1} = \frac{N_{\beta} - 2 \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta\right]^2}{N_{\beta}} \quad 53A$$

$$= \frac{N_{\alpha_2} - 2 \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\sqrt{\left(\frac{c_{t2}/c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2}}{\sqrt{\left(\frac{c_{t2}/c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2}} \cdot \left(1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_2\right)^2}{N_{\alpha_2}}$$

für den Reflexionsfaktor  $R_{1 \rightarrow t}$ :

$$R_{1 \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{t1}}{c_{t1}} \cdot \sin \beta \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta\right]}{N_{\beta}} \quad 54A$$

$$= \frac{4 \cdot \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \sin \alpha_2 \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_2\right]}{N_{\alpha_2}}$$

und für den Durchlässigkeitsfaktor  $D_{1 \rightarrow t}$ :

$$D_{1 \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \sin \alpha_2 \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_2\right]}{N_{\alpha_2}} \quad 55A$$

$$N_{\beta} = \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}}\right)^2 \sin^2 \beta\right]^2 \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}}{\sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \beta}} + 4 \left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}}\right)^4 \frac{\rho_2}{\rho_1} \sin^2 \beta \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \beta} \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$$

$$+ 4 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^4 \cdot \sin^2 \beta \sqrt{\left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \beta} \sqrt{1 - \sin^2 \beta} + \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t1}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta\right]^2 \quad 56A$$

$$N_{\alpha_2} = \left[1 - 2 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_2\right]^2 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{\sqrt{\left(\frac{c_{t2}/c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2}}{\sqrt{\left(\frac{c_{t2}/c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2}}$$

$$+ 4 \left(\frac{c_{t1}}{c_{t2}}\right)^4 \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \sin^2 \alpha_2 \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2} \quad 57A$$

$$+ 4 \sin^2 \alpha_2 \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_2} \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t2}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_2} + \left[1 - 2 \sin^2 \alpha_2\right]^2$$

Der Winkel der Longitudinalwelle im Medium des Kunststoffkeils (Index Pl) wird mit  $\beta_{Pl}$  (Plexiglas) bezeichnet, die Winkel im festen Medium (Index St), in denen durch das schrägeinfallende begrenzte Wellenbündel ein Schallfeld erzeugt werden soll, mit  $\alpha_t$  für die Transversalwellen und  $\beta_1$  für die Longitudinalwellen. Mit Hilfe der Gleichungen 46A bis 49A, 51A und 53A bis 55A ergeben sich die Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren in einer Schreibweise, wie sie in der Arbeit gebraucht wird:

$$R_{1(\overline{Pl})1} = \frac{N_{\beta Pl} - 2 \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}/c_{tPl}}\right)^2 \sin^2 \beta_{Pl}\right]^2}{N_{\beta Pl}} \quad 58A$$

$$= \frac{N_{\alpha t} - 2 \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{c_{tSt}/c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t}}{\sqrt{\left(\frac{c_{tPl}/c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t}} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tSt}}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_t\right]^2}{N_{\alpha t}}$$

$$N_{\beta Pl} = \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tSt}}{c_{tPl}}\right)^2 \sin^2 \beta_{Pl}\right]^2 \cdot \frac{\rho_{St}}{\rho_{Pl}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \beta_{Pl}}}{\sqrt{\left(\frac{c_{tPl}/c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{Pl}}}$$

$$+ 4 \left(\frac{c_{tSt}}{c_{tPl}}\right)^4 \cdot \frac{\rho_{St}}{\rho_{Pl}} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tPl}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{Pl}} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_{Pl}} \cdot \sin^2 \beta_{Pl}$$

$$+ 4 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tPl}}\right)^4 \cdot \sin^2 \beta_{Pl} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tPl}}{c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \beta_{Pl}} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_{Pl}}$$

$$+ \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tPl}}\right)^2 \sin^2 \beta_{Pl}\right]^2 \quad 59A$$

$$N_{\alpha t} = \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tSt}}\right)^2 \sin^2 \alpha_t\right]^2 \cdot \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \cdot \frac{\sqrt{\left(\frac{c_{tSt}/c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t}}{\sqrt{\left(\frac{c_{tPl}/c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t}}$$

$$+ 4 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tSt}}\right)^4 \cdot \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \cdot \sin^2 \alpha_t \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tPl}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t}$$

$$+ 4 \sin^2 \alpha_t \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} + \left[1 - 2 \sin^2 \alpha_t\right]^2 \quad 60A$$

$$R_{1(Pl)t} = \frac{4 \frac{c_{tPl}}{c_{tPl}} \cdot \sin \beta_{Pl} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_{Pl}} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tPl}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta_{Pl}\right]}{N_{\beta Pl}} \quad 61A$$

$$= \frac{4 \frac{c_{tPl}}{c_{tSt}} \cdot \frac{c_{tPl}}{c_{tSt}} \cdot \frac{\rho_{Pl}}{\rho_{St}} \cdot \sin \alpha_t \cdot \sqrt{\left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tPl}}{c_{tSt}}\right)^2 \sin^2 \alpha_t\right]}{N_{\alpha t}}$$

$$R_{1(St)t} = \frac{N_{\beta t} - 2 \left[1 - 2 \left(\frac{c_{tSt}}{c_{tSt}}\right)^2 \cdot \sin^2 \beta_t\right]^2}{N_{\beta t}} \quad 62A$$

$$N_{\beta l} = \left[ \left\langle 1 - 2 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{lSt}} \right)^2 \cdot \sin^2 \beta_l \right\rangle^2 \cdot \frac{\varrho_{Pl}}{\varrho_{St}} \cdot \frac{\sqrt{1 - \sin^2 \beta_l}}{\sqrt{(c_{lSt}/c_{lPl})^2 - \sin^2 \beta_l}} \right. \\ \left. + 4 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{lSt}} \right)^4 \cdot \frac{\varrho_{Pl}}{\varrho_{St}} \cdot \sin^2 \beta_l \cdot \sqrt{\left( \frac{c_{lSt}}{c_{tPl}} \right)^2 - \sin^2 \beta_l} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_l} \right. \\ \left. + 4 \left( \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}} \right)^4 \cdot \sin^2 \beta_l \cdot \sqrt{\left( \frac{c_{lSt}}{c_{tSt}} \right)^2 - \sin^2 \beta_l} \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_l} \right. \\ \left. + \left\langle 1 - 2 \left( \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}} \right)^2 \cdot \sin^2 \beta_l \right\rangle^2 \right]$$

$$R_{l \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{lSt}}{c_{lSt}} \cdot \sin \beta_l \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \beta_l} \cdot \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}} \right)^2 \cdot \sin^2 \beta_l \right]}{N_{\beta l}} \quad 64A$$

$$R_{t \rightarrow l} = \frac{-4 \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}} \sin \alpha_t \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} \cdot (1 - 2 \sin^2 \alpha_t)}{N_{\alpha_t}} \quad 65A$$

$$R_{t \rightarrow l} = \frac{8 \sin^2 \alpha_t \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \sqrt{(c_{tSt}/c_{lSt})^2 - \sin^2 \alpha_t} - N_{\alpha_t}}{N_{\alpha_t}} \quad 66A$$

$$D_{l \rightarrow t} = \frac{4 \frac{c_{lPl}}{c_{lSt}} \cdot \frac{\varrho_{Pl}}{\varrho_{St}} \cdot \sin \alpha_t \cdot \sqrt{\left( \frac{c_{tSt}}{c_{lSt}} \right)^2 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{lSt}} \right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_t \right]}{N_{\alpha_t}} \quad 67A$$

$$D_{t \rightarrow l} = \frac{4 \cdot \frac{c_{tSt}}{c_{lPl}} \cdot \sin \alpha_t \cdot \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_t} \cdot \left[ 1 - 2 \left( \frac{c_{tPl}}{c_{lSt}} \right)^2 \sin^2 \alpha_t \right] \cdot \frac{\sqrt{(c_{lSt}/c_{lPl})^2 - \sin^2 \alpha_t}}{\sqrt{(c_{tSt}/c_{lPl})^2 - \sin^2 \alpha_t}}}{N_{\alpha_t}} \quad 68A$$

## Anhang 4A

Vergleich der Rayleigh'schen freien Oberflächenwellen bei schrägem Einfall einer unendlichen, ebenen Welle und der freien Oberflächenwelle eines erregenden Punktes

Die in Abschnitt 3.2.1.3 in Gleichung 20/21 nach Lamb angegebenen freien Oberflächenwellen eines Punktes entsprechen physikalisch bis auf die Entfernungabhängigkeit dem bei Erregung durch schrägen Einfall einer unendlich ausgedehnten, ebenen Welle entstehenden Typ. Zu einer Beschreibung dieser freien Oberflächenwelle, ohne allerdings die Entfernungabhängigkeit zu erfassen, kommt man durch die Lösung der Wellengleichung unter der Annahme ebener unendlich ausgedehnter Wellen, wie dies z.B. in [35] dargestellt ist. Mit der in [35] verwendeten Potentialschreibweise erhält man für eine freie Oberflächenwelle:

Gleichung 69A

$$\underline{\Phi}(x; z) = \underline{\Phi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - h^2} z} \quad ; \quad \underline{\Psi}(x; z) = \underline{\Psi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - k^2} z} \quad 69A$$

Darin sind:

$\Phi$  = Skalares Geschwindigkeitspotential für den wirbelfreien Anteil des Feldes

$\Psi$  = Vektorpotentialkomponente in y-Richtung für den quellenfreien Anteil des Feldes (analog dazu  $\underline{\Psi}_0$  und  $\underline{\Phi}_0$ ).

63A Für die Zeitabhängigkeit gilt hier:

$$\underline{\Phi}_0(t) = \text{Realteil von } \underline{\Phi}_0 \cdot e^{+j\omega t} \\ = \text{Re} \left( \underline{\Phi}'_0 \cdot e^{+j\omega t + j\varphi} \right) \quad ; \quad \underline{\Phi}_0 = \underline{\Phi}'_0 \cdot e^{j\varphi}$$

Für die Schnellen in x- und z-Richtung ergibt sich:

$$v_x = \frac{\partial \underline{\Phi}}{\partial x} + \frac{\partial \underline{\Psi}}{\partial z} = -jk_0 \underline{\Phi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - h^2} z} \\ + \sqrt{k_0^2 - k^2} \cdot \underline{\Psi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - k^2} z} \quad 70A$$

$$v_z = \frac{\partial \underline{\Phi}}{\partial z} - \frac{\partial \underline{\Psi}}{\partial x} = \sqrt{k_0^2 - h^2} \underline{\Phi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - h^2} z} \\ + jk_0 \underline{\Psi}_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - k^2} z} \quad 71A$$

Aus der Erfüllung der Randbedingungen an der freien Oberfläche folgt für die beiden Potentiale  $\Psi$  und  $\Phi$  die Beziehung:

$$\underline{\Psi} = \underline{\Phi} \frac{j 2 k_0 \sqrt{k_0^2 - h^2}}{(2 k_0^2 - k^2)} = \underline{\Phi} \frac{j(2 k_0^2 - k^2)}{2 k_0 \sqrt{k_0^2 - k^2}} \quad 72A$$

Für die Auslenkungen in x- und z-Richtung erhält man, wenn Gleichung 72A in 70A und 71A eingesetzt wird:

$$\xi_{x_0} = \frac{v_x}{\omega} = -\frac{\underline{\Phi}_0}{\omega} \left[ k_0 \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2 k_0^2 - k^2}{2 k_0} \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \quad 73A$$

$$\xi_{z_0} = \frac{v_z}{\omega} = \frac{\underline{\Phi}_0}{\omega} \left[ \sqrt{k_0^2 - h^2} \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - h^2} z} - \frac{2 k_0^2 - k^2}{2 \sqrt{k_0^2 - k^2}} \cdot e^{-jk_0 x + \sqrt{k_0^2 - k^2} z} \right] \quad 74A$$

Die Gleichungen 73A und 74A sind bis auf einen in dem Potential  $\Phi$  enthaltenen konstanten Faktor und die Entfernungabhängigkeit mit den Gleichungen 20 und 21 identisch. Es ist das gleiche Abklingen mit der Entfernung z von der Oberfläche gegeben, das gleiche Verhältnis zwischen den Normal- und Tangentialauslenkungen und auch die gegenseitige Phasenverschiebung um  $90^\circ$ . D.h. also, daß die aus den Überlegungen bei der Reflexion schrägeinfallender ebener Wellen resultierende Darstellung der Oberflächenwelle in Gleichungen 73A und 74A physikalisch den gleichen Wellentyp beschreibt wie der, den Lamb als die Oberflächenwelle berechnet, die von einer punktförmigen Normalkraft angeregt wird.

Bei der Berechnung der Oberflächenwellenfelder beliebiger Strahlen kann man daher auch von einer Punktstrahlersynthese ausgehen, die davon ausgeht, daß jeder Punkt einer angeregten Fläche Oberflächenwellen abstrahlt, die sich in ihren Wirkungen im Aufpunkt überlagern. Auch die Felder von Oberflächenwellen eines unendlich ausgedehnten Bündels (erzeugt z.B. durch ein unendlich ausgedehntes schrägeinfallendes Bündel) ließen sich so beschreiben.

Da für die Oberflächenwellenabstrahlung von einem Punkt ein Entfernungsgesetz der Form  $1/\sqrt{x}$  gilt, muß dies auch



gelten für kompliziertere anregende Strukturen, wie sie z.B. Winkelprüfköpfe darstellen. Hier gilt dann dieses Entfernungsgesetz allerdings erst außerhalb einer Interferenzzone im Nahfeld.

Die vorstehenden Überlegungen zeigen, daß Oberflächenwellen, die von endlichen Strahlern erzeugt werden, immer in ihrem Fernfeld ein Entfernungsgesetz der Form  $1/\sqrt{x}$  haben müssen und nicht eines der Form  $1/x$ , wie in [76] angegeben.

## Anhang 5A

Die Abhängigkeit des Einschallwinkels  $\alpha_0$  von der Schwingergröße

Ersetzt man die Punkttrichtwirkung der Transversalwellen durch eine Funktion der Form  $\cos \alpha_t$  (diese Näherung ist nach Bild 11 für Winkel zwischen 40 und 70° mit mehr oder weniger großen Abweichungen möglich), dann läßt sich die Azimutalrichtcharakteristik in der Form schreiben (nach Gleichung 42):

$$R_{\text{taz}}(\alpha) \approx \cos \alpha \cdot \frac{\sin(A \sin \alpha - B)}{A \sin \alpha - B} = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \cdot \frac{\sin(A \sin \alpha - B)}{A \sin \alpha - B} \quad 75A$$

$$A = \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}} \quad ; \quad B = \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{Pl}}} \cdot \text{tg} \beta_{\text{Pl}}$$

mit  $\sin \alpha = x$

$$R_{\text{taz}} \approx \sqrt{1 - x^2} \cdot \frac{\sin(Ax - B)}{Ax - B} \quad 76A$$

Nach Differentiation ergibt sich für die Nullstelle des Differentialquotienten zur Ermittlung der Lage des Maximums:

$$A \cos(Ax - B) \cdot \frac{\sqrt{1 - x^2}}{Ax - B} - \sin(Ax - B) \cdot \left[ \frac{x}{\sqrt{1 - x^2}} \frac{(Ax - B) + A\sqrt{1 - x^2}}{(Ax - B)^2} \right] = 0 \quad 77A$$

Da die Nullstelle bei  $(Ax - B) \ll 1$  liegen wird, kann man schreiben:

$$A \left[ 1 - \frac{1}{2}(Ax - B)^2 \right] \cdot \frac{\sqrt{1 - x^2}}{Ax - B} - \frac{x}{\sqrt{1 - x^2}} - \frac{A\sqrt{1 - x^2}}{Ax - B} = 0$$

Das ergibt eine algebraische Gleichung dritten Grades für das Maximum:

$$\frac{A}{2} x^3 - \frac{AB}{2} x^2 - \left( \frac{A^2}{2} + 1 \right) x + \frac{AB}{2} = f(x) = 0 \quad 78A$$

Entwicklung der FK  $f(x)$  in der Nähe der erwarteten Nullstelle, d.h. bei  $x = B/A$ , ergibt:

$$f(x) \approx \left( x - \frac{B}{A} \right) \cdot \frac{1}{2} B^2 - \left( x - \frac{B}{A} \right) \frac{1}{2} A^2 - x$$

↓

$$x_{\text{max}} \approx \frac{B}{A} \left( \frac{1}{1 + \frac{2}{A^2 - B^2}} \right) \quad 79A$$

Mit den Definitionen zu Gleichung 75A erhält man dann für den Winkel des Hauptmaximums der Richtcharakteristik:

$$\sin \alpha_0 = \sin \alpha_{\text{max}} \approx \frac{c_{\text{tSt}}/c_{\text{Pl}} \cdot \sin \beta_{\text{Pl}}}{1 + \left( \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}} \sqrt{1 - (c_{\text{tSt}}/c_{\text{Pl}})^2 \sin^2 \beta_{\text{Pl}}} \right)^2} \quad 80A$$

Aus 80A ergibt sich z.B. bei  $\beta_{\text{Pl}} = 53^\circ$  ( $\alpha_0$  soll = 70°!)

$d = 8 \text{ mm}$ ;  $f = 2 \text{ MHz}$ ;  $c_{\text{tSt}} = 3,23 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}$ ;

$c_{\text{Pl}} = 2,74 \cdot 10^6 \text{ mm/sec}$ ;

noch eine Abweichung von ca. 3,5° vom durch das Brechungsgesetz bestimmten Winkel.

Man erkennt in Gleichung 80A, daß erst für eine große Schwingerabmessung  $d$  der Winkel  $\alpha_0$  des Hauptmaximums gleich dem Einschallwinkel ist, der nach dem Brechungsgesetz aus dem Einfallswinkel  $\beta_{\text{Pl}}$  im Kunststoffkeil berechnet werden kann.

## Anhang 6A

Abhängigkeit des Öffnungswinkels vom Einschallwinkel

Ohne Berücksichtigung der Punkttrichtwirkung für Transversalwellen läßt sich für die Azimutalrichtcharakteristik schreiben:

$$R_{\text{taz}}(\alpha) = \frac{\sin \left[ \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}} \cdot \left( \sin \alpha - \frac{c_{\text{tSt}}}{c_{\text{Pl}}} \cdot \sin \beta_{\text{Pl}} \right) \right]}{\frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}} \cdot \left( \sin \alpha - \frac{c_{\text{tSt}}}{c_{\text{Pl}}} \cdot \sin \beta_{\text{Pl}} \right)} \quad 81A$$

Mit:

$$\sin x \approx x - \frac{1}{6} x^3$$

und:

$$\frac{c_{\text{tSt}}}{c_{\text{Pl}}} \cdot \sin \beta_{\text{Pl}} = \sin \alpha_0 \quad (\text{große Membranen})$$

folgt:

$$R_{\text{taz}}(\alpha) \approx 1 - \frac{1}{6} \left( \frac{d \cdot \pi \cdot f}{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}} \right)^2 (\sin \alpha - \sin \alpha_0)^2 \quad 82A$$

Daraus folgt für die Halbwertsbreite des Bündels:

$$R_{\text{taz}} = 0,5 \quad \sin \alpha = \sin(\alpha_{\text{max}} \pm \Delta \alpha_{1,2}) = \sin \alpha_0 \pm \sqrt{3} \cdot \frac{c_{\text{tSt}} \cdot \cos \beta_{\text{Pl}}}{d \cdot \pi \cdot f} \quad 83A$$

Daraus erhält man eine Abschätzung für den Öffnungswinkel:

$$\Delta \alpha_{\text{ges}} = \Delta \alpha_1 + \Delta \alpha_2 \approx \frac{360 \cdot \sqrt{3}}{\pi^2} \cdot \frac{c_{\text{tSt}}}{d \cdot f} \cdot \frac{\cos \beta_{\text{Pl}}}{\cos \alpha_{\text{max}}} \quad 84A$$

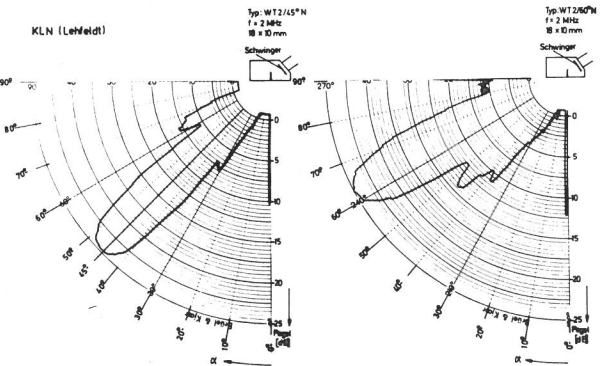
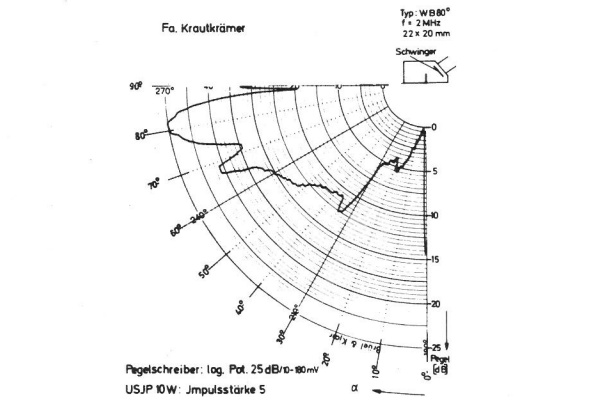
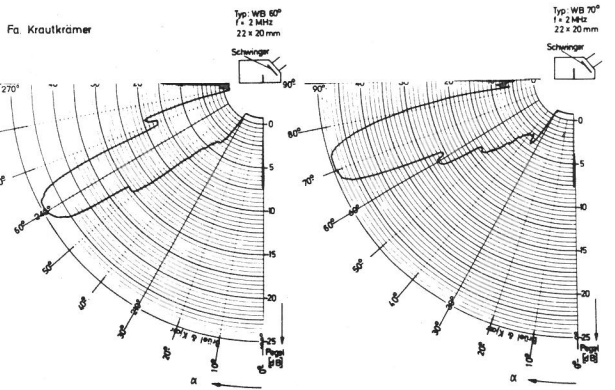
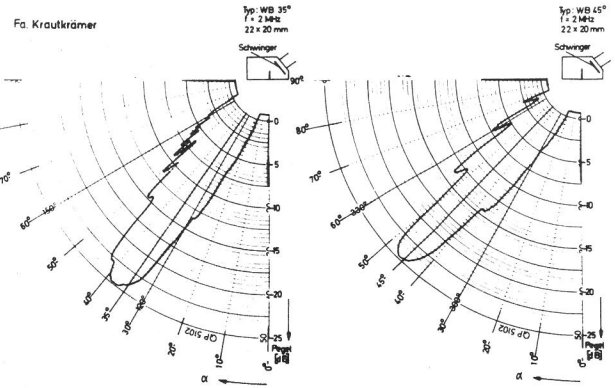
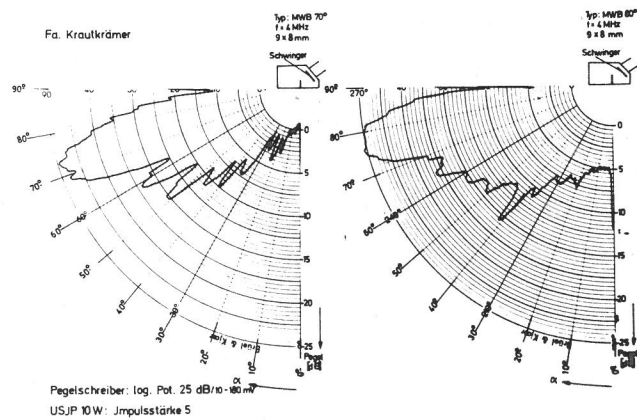
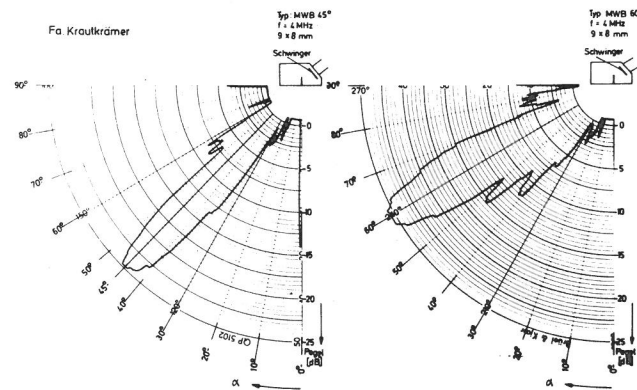
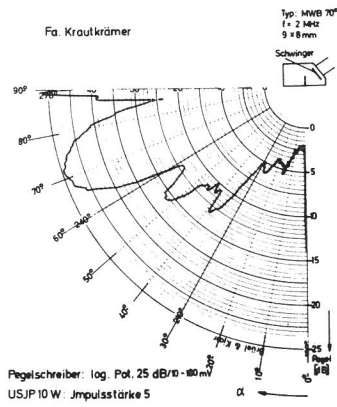
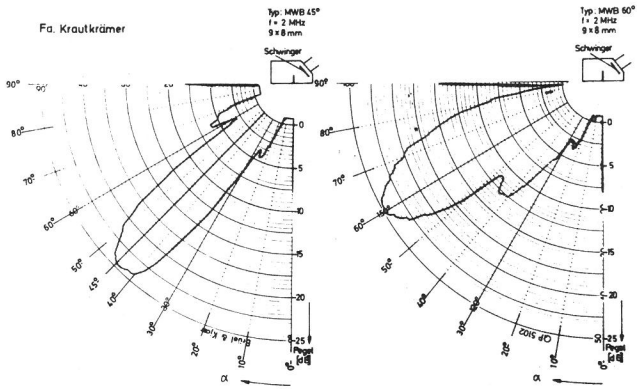
$$\Delta \alpha_{\text{ges}} \approx 6,3 \cdot \frac{\lambda_{\text{tSt}}}{d} \cdot \frac{\sqrt{1 - (c_{\text{Pl}}/c_{\text{tSt}})^2 \sin^2 \alpha_{\text{max}}}}{\cos \alpha_{\text{max}}}$$

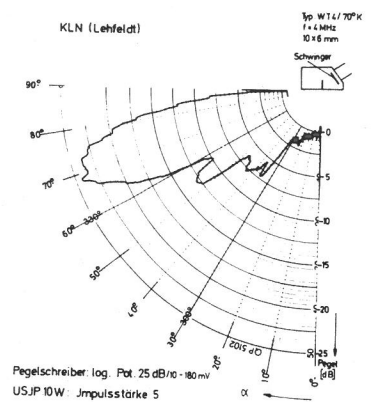
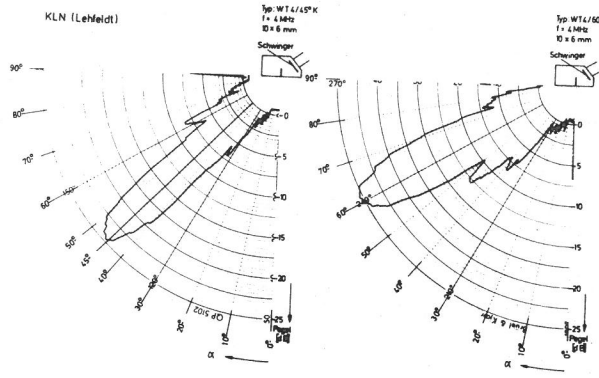
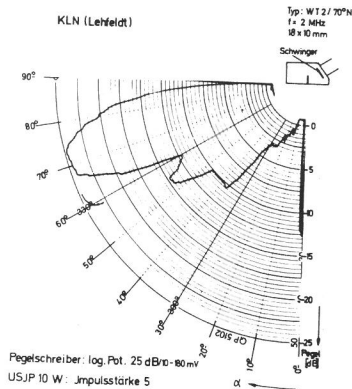
Beim Vergleich der nach Gleichung 84A berechneten Öffnungswinkel mit den gerechneten und gemessenen Kurven in Abschnitt 4.6.2.1.3 zeigt sich, daß die Gleichung 84A etwas zu kleine Werte liefert. Dies ist vor allem durch die Näherung der Sinus-Funktion bedingt.

Mit dieser Gleichung ist aber dennoch eine einfache Abschätzung der Größenordnung des Öffnungswinkels  $\Delta \alpha_{\text{ges}}$  möglich.

# Anhang 7A

Azimutalrichtcharakteristiken handelsüblicher Winkelprüfköpfe (soweit sie nicht im Abschnitt 4.6.2.1.3 schon gezeigt sind)





## 7. Liste der Symbole

Alle aufgeführten Symbole werden in der hier angegebenen Deutung verwendet, wenn nicht an entsprechenden Stellen der Arbeit andere Bestimmungen benutzt werden. Diese sind dann ausdrücklich gekennzeichnet.

### 1. Materialkonstanten, die die Wellenausbreitung beeinflussen

$\mu$	= $\rho \cdot c_t^2$ = Schubmodul
$\lambda$	= $\rho \cdot (c_l^2 - 2c_t^2)$ = Lamé'sche Konstante
$\nu$	= Poisson'sche Querkontraktionszahl
$\rho$	= Massendichte des Werkstoffs
$\rho_1$	= Massendichte im Halbraum des Mediums 1 (von dem Medium 1 aus fällt eine Welle auf die Grenzfläche zwischen Medium 1 und 2)
$\rho_2$	= Massendichte im Halbraum mit dem Medium 2
$\rho_{P1}$	= Massendichte im Kunststoffkeil (für die Versuche-Plexiglas)
$\rho_{St}$	= Massendichte in dem Halbraum, in dem durch schrägen Einfall auf die Grenzfläche Wellen erzeugt werden sollen
$\kappa_{P1}$	= Dämpfung der Longitudinalwellen im Kunststoffkeil

### 2. Physikalische Größen zur Beschreibung der Wellenausbreitung

$\omega$	= $2\pi \cdot f$ = Kreisfrequenz einer sinusförmigen Zeitabhängigkeit
$f$	= Frequenz (bei den numerischen Berechnungen wird stets die Arbeitsfrequenz des benutzten Meßsystems eingesetzt)
$\lambda_l$	= Wellenlänge der Longitudinalwelle
$\lambda_t$	= Wellenlänge der Transversalwelle
$\lambda_{lP1}$	= Wellenlänge der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil
$\lambda_s$	= $\lambda_{lP1} / \sin \beta_{P1}$ = Spurwellenlänge an der Grenzfläche zwischen Kunststoffkeil und Stahl
$\lambda_{tSt}$	= Wellenlänge der Transversalwelle im Stahl
$\lambda_{lSt}$	= Wellenlänge der Longitudinalwelle im Stahl
$c_t$	= Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle

$c_{lSt}$	= Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle im Stahl
$c_{tSt}$	= Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle im Stahl
$c_{lP1}$	= Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil
$c_{tP1}$	= Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle im Kunststoffkeil
$c_{oSt}$	= Schallgeschwindigkeit der Oberflächenwelle für eine freie Oberfläche im Stahl
$h$	= $2\pi \cdot f / c_l$ = Wellenzahl der Longitudinalwelle
$k$	= $2\pi \cdot f / c_t$ = Wellenzahl der Transversalwelle
$h_1$	= Wellenzahl der Longitudinalwelle im Halbraum mit dem Medium 1
$k_1$	= Wellenzahl der Transversalwelle im Halbraum mit dem Medium 1
$h_2$	= Wellenzahl der Longitudinalwelle im Halbraum mit dem Medium 2
$k_2$	= Wellenzahl der Transversalwelle im Halbraum mit dem Medium 2
$h_{P1}$	= Wellenzahl der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil
$k_{P1}$	= Wellenzahl der Transversalwelle im Kunststoffkeil
$h_{St}$	= Wellenzahl der Longitudinalwelle im Stahl
$k_{St}$	= Wellenzahl der Transversalwelle im Stahl
$k_o$	= $2\pi \cdot f / c_{oSt}$ = Wellenzahl der Oberflächenwelle für eine freie Oberfläche in Stahl

Alle Größen mit dem Index St (Stahl) können auch die entsprechenden Größen für beliebige andere Werkstoffe sein. Der Index Stahl wurde hier gewählt, weil bei allen Versuchen Stahl verwendet wurde.

### 3. Schallfeldgrößen

$\underline{v}$	= (komplexer Zeiger der) Schallschnelle
$\underline{p}$	= (komplexer Zeiger des) Schalldrucks oder der Schallspannung
$\underline{\xi}_{x,y,z}$	= (komplexer Zeiger der) Auslenkung der Teilchen in einer Schallwelle in x-, y- oder z-Richtung

$v_0'$	= Schallschnelle am Schwinger im Kunststoffkeil	$\xi_{0t}$	= im Halbraum mit dem Medium 1 einfallende Transversalwelle, die hervorgerufen wird durch eine Kraft $\underline{F}$ im Punkt Q
$v(x')$	= Schallschnelle als Funktion des Ortes an der Grenzfläche im Kunststoffkeil	$\xi_1$	= Auslenkung einer Longitudinalwelle im Halbraum mit dem Medium 1, die hervorgerufen wird durch eine erregende Normalkraft $\underline{F}_n$ an der Grenzschicht zwischen zwei Medien 1 und 2
$v_0$	= Schallschnelle im Koordinatenursprung	$\xi_t$	= Auslenkung einer Transversalwelle im Halbraum mit dem Medium 1, die hervorgerufen wird durch eine punktförmige Normalkraft $\underline{F}_{n2}$ an der Grenzschicht zwischen zwei Medien 1 und 2
$p_{zz}(x)$	= Normalschalldruck an der Grenzfläche im Stahl als Funktion des Ortes	$\xi_{x0}$	= Tangentialauslenkung einer Oberflächenwelle
$(p_{zz})_0$	= Normalschalldruck im Koordinatenursprung	$v_x$	= Tangentialschnelle einer Oberflächenwelle
$(p_{xz})_1$	= Schubspannung in x-Richtung im Halbraum mit dem Medium 1	$v_z$	= Normalschnelle einer Oberflächenwelle
$(p_{zz})_1$	= Schalldruck oder Schallspannung in z-Richtung im Halbraum mit dem Medium 1	$\Phi$	= Skalares Geschwindigkeitspotential für den wirbelfreien Anteil eines Schallfeldes
$(p_{zz})_2$	= Schalldruck oder Schallspannung in z-Richtung im Halbraum mit dem Medium 2	$\Psi$	= Vektorpotentialkomponente in y-Richtung für den quellenfreien Anteil eines Schallfeldes
$\xi_{z1}$	= Auslenkung in z-Richtung im Halbraum mit dem Medium 1	$v_l$	= Schallschnelle einer Longitudinalwelle im unteren Halbraum, die hervorgerufen wird durch eine punktförmige Normalkraft $\underline{F}_n$ an der Grenzfläche $z = 0$ zwischen zwei Medien 1 und 2
$\xi_{z2}$	= Auslenkung in z-Richtung im Halbraum mit dem Medium 2	$v_t$	= Schallschnelle einer Transversalwelle im unteren Halbraum, die hervorgerufen wird durch eine punktförmige Normalkraft $\underline{F}_n$ an der Grenzfläche $z = 0$ zwischen zwei Medien 1 und 2
$\xi_{A1}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 einfallenden Longitudinalwelle	$v_{tges}$	= Gesamtschallschnelle der Transversalwelle in einem Aufpunkt P, die hervorgerufen wird durch die Anregungsverteilung in einer Fläche in der Grenzschicht zwischen Kunststoffkeil und Stahl
$\xi_{At}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 einfallenden Transversalwelle	$v_{lges}$	= Gesamtschallschnelle der Longitudinalwelle in einem Aufpunkt P, die hervorgerufen wird durch die Anregung in einer Fläche in der Grenzschicht zwischen Kunststoffkeil und Stahl
$\xi_{B11}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 reflektierten Longitudinalwelle	$v_{0t}$	= Schallschnelle einer einfallenden Transversalwelle, die erzeugt wird durch eine Kraft $\underline{F}$ im Punkt Q
$\xi_{Bt1}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 reflektierten Transversalwelle	$v_{nt}$	= Normalschnelle an der Grenzschicht, hervorgerufen durch eine vom unteren Halbraum her einfallende Transversalwelle
$\xi_{B12}$	= Auslenkung einer in den Halbraum mit dem Medium 2 gebrochenen Longitudinalwelle	$(v_{nt})_0$	= Normalschallschnelle im Koordinatenursprung, hervorgerufen durch eine vom unteren Halbraum her einfallende Transversalwelle
$\xi_{Bt2}$	= Auslenkung einer in den Halbraum mit dem Medium 2 gebrochenen Transversalwelle	$v_t''$	= Normierte Schallschnelle bei der Berechnung der Querschnittsverteilung einer Schallschnelle, bei der durch die Normierung die Abhängigkeit vom Einfallswinkel im Kunststoffkeil eliminiert wurde
$\xi_{x1}$	= Auslenkung in x-Richtung im Halbraum mit dem Medium 1	$\underline{F}$	= Punktförmige, Schallwellen erregende Kraft in einem festen Medium
$\xi_{x2}$	= Auslenkung in x-Richtung im Halbraum mit dem Medium 2	$\underline{F}_n$	= Punktförmige Normalkraft an der Grenzschicht zwischen zwei Medien
$A_l$	= Auslenkung der einfallenden Longitudinalwelle im Koordinatenursprung		
$A_t$	= Auslenkung der einfallenden Transversalwelle im Koordinatenursprung		
$B_{l1}$	= Auslenkung der reflektierten Longitudinalwelle im Koordinatenursprung		
$B_{t1}$	= Auslenkung der reflektierten Transversalwelle im Koordinatenursprung		
$B_{l2}$	= Auslenkung der gebrochenen Longitudinalwelle im Koordinatenursprung		
$\xi_{0l}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 einfallenden Longitudinalwelle, die durch eine Kraft $\underline{F}$ im Punkt Q erzeugt wird		
$\xi_{l1}$	= Auslenkung einer reflektierten Longitudinalwelle im Halbraum mit dem Medium 1		
$\xi_{lt}$	= Auslenkung einer im Halbraum mit dem Medium 1 reflektierten Transversalwelle		
$\xi_{nl}$	= Normalauslenkung an der Grenzschicht zwischen zwei Medien 1 und 2, hervorgerufen durch eine einfallende Longitudinalwelle		
$\xi_{nt}$	= Normalauslenkung an der Grenzschicht zwischen zwei Medien 1 und 2, hervorgerufen durch eine einfallende Transversalwelle		

#### 4. Reflexions-, Durchlässigkeitsfaktoren und ähnliche Größen

$R_{1 \rightarrow 1}$	= Reflexionsfaktoren für die Umwandlung einer einfallenden Longitudinalwelle in eine reflektierte Longitudinalwelle
$R_{P1 \rightarrow 1}$	= Umwandlung einer im Kunststoffkeil (Plexiglas) einfallenden Longitudinalwelle in eine reflektierte Longitudinalwelle
$D_{1 \rightarrow t}$	= Umwandlung einer einfallenden Longitudinalwelle in eine gebrochene Transversalwelle
$D_{1 \rightarrow t}$ ( $P1 \rightarrow St$ )	= Durchlässigkeitsfaktor für die Umwandlung einer im Kunststoffkeil (Plexiglas) einfallenden Longitudinalwelle in eine in das Medium des unteren Halbraums (Stahl) hineingebrochene Transversalwelle
$N_\beta$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Einfallswinkel der Longitudinalwelle ( $\beta$ ) bezogen sind
$N_a$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Einfallswinkel der Transversalwelle im Medium 1 bezogen sind
$N_{a_2}$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Winkel der gebrochenen Transversalwelle ( $a_2$ ) im Medium 2 bezogen sind
$N_{\beta P1}$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Einfallswinkel im Kunststoffkeil (Plexiglas ( $\beta_{P1}$ )) bezogen sind
$N_{\beta_1}$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Winkel der in das Medium des zweiten Halbraums (Stahl) hineingebrochenen Longitudinalwelle ( $\beta_1$ ) bezogen sind
$N_{a_t}$	= Nenner der Reflexions- und Durchlässigkeitsfaktoren, die auf den Winkel der in den unteren Halbraum (Stahl) hineingebrochenen Transversalwelle ( $a_t$ ) bezogen sind
$G(\beta_{P1})$	= Vom Einfallswinkel im Kunststoffkeil ( $\beta_{P1}$ ) abhängiger Proportionalitätsfaktor für die Beziehung zwischen dem Normalschalldruck $p_{zz}$ und der Schallschnelle $v_o$ der im Kunststoffkeil schräg einfallenden Longitudinalwelle

#### 5. Geometrische Größen und Koordinaten

$x, y, z$	= Ortskoordinaten für die Beschreibung der Anregungsverteilung von Schallfeldern und für die Beschreibung von Schallschnelleverteilungen in Querschnitten eines Schallbündels
$x', y', z'$	= Auf die Wellenlänge $\lambda_t$ der Transversalwelle bezogene Ortskoordinaten für die Beschreibung der Schallschnelleverteilungen im Querschnitt eines Schallbündels
$\eta, \xi$	= Integrations-Ortskoordinaten bei der Berechnung der Schallschnelleverteilungen im Querschnitt eines Schallbündels
$d$	= Ausdehnung des Schwingers in der Einfallsebene des schräg einfallenden Bündels

$a$	= Ausdehnung des rechteckigen Schwingers senkrecht zur Einfallsebene
$d', a'$	= Auf die Wellenlänge $\lambda_t$ der Transversalwelle im unteren Halbraum bezogene Ausdehnungen des Schwingers
$S_o$	= Mittlerer Schallweg im Kunststoffkeil zwischen Schwinger und Grenzschicht
$S$	= Schallweg zwischen Koordinatenursprung (= Mittelpunkt der Anregungsfläche) und Aufpunkt
$l_o$	= Nahfeldlänge
$l_o'$	= Auf die Wellenlänge bezogene Nahfeldlänge = $l_o/\lambda_t$
$D_{eff}$	= Effektiver Schwingerdurchmesser, der mit der Nahfeldlänge über die Beziehung verknüpft ist: $D_{eff} = 2 \cdot \sqrt{l_o \cdot \lambda}$

#### 6. Winkelangaben

$\beta$	= Winkel einer einfallenden Longitudinalwelle zur Grenzflächennormalen
$a$	= 1. Winkel einer einfallenden Transversalwelle zur Grenzflächennormalen 2. Winkelkoordinate für die Azimutal-Richtcharakteristik der Transversalwellen eines Winkelprüfkopfes
$a_2$	= Winkel der gebrochenen Transversalwelle im Halbraum mit dem Medium 2
$\beta_2$	= Winkel der gebrochenen Longitudinalwelle im Halbraum mit dem Medium 2
$a_t$	= Winkel zur Grenzflächennormalen, unter dem eine Transversalwelle in den unteren Halbraum (Stahl) von einer punktförmigen Normalkraft ausgehend abgestrahlt wird
$\beta_1$	= Winkel zur Grenzflächennormalen, unter dem eine Longitudinalwelle in den unteren Halbraum (Stahl) von einer punktförmigen Normalkraft aus abgestrahlt wird
$\beta_{P1}$	= Keilwinkel im Kunststoffkeil und zugleich Einfallswinkel der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil
$a_o$	= Einschallwinkel eines Transversalwellenbündels im unteren Halbraum (Stahl) = Winkel der Schallbündelachse zur Grenzflächennormalen im Schallaustrittspunkt
$\Delta a_{ges}$	= $\Delta a_1 + \Delta a_2$ = Gesamtöffnungswinkel in der Azimutalebene bei 50 % der maximalen Schallschnelle
$\vartheta$	= Winkelkoordinate für die Horizontal-Richtcharakteristik der Transversalwellen eines Winkelprüfkopfes
$\vartheta_o$	= Schiefwinkel der Horizontal-Richtcharakteristik des Schallbündels eines Winkelprüfkopfes für Transversalwellen
$\varphi(p_{zz})$	= Phasenwinkel der Normal-Schalldruckverteilung an der Anregungsfläche
$\varphi(\xi_t)$	= Phasenwinkel der Transversalwellenauslenkung, die von einer punktförmigen Normalkraft an der Grenzschicht zwischen zwei Medien erregt wird

$\varphi(\alpha)$  = Abhängigkeit des Phasenwinkels der Auslenkung der Transversalwelle einer punktförmigen Normalkraft von dem Abstrahlwinkel zur Grenzflächennormale

## 7. Richtwirkungen und Richtcharakteristiken

$b_l(\beta)$  = Punkttrichtwirkung für die Longitudinalwellen, die von einer punktförmigen Normalkraft an der Grenzschicht zwischen zwei Medien ausgehen

$c_t(\alpha_t)$  = Punkttrichtwirkung für die Transversalwellen, die von einer punktförmigen Normalkraft an der Grenzschicht zwischen zwei Medien ausgehen

$R_l(\beta)$  = Richtwirkung eines kleinen rechteckigen an der Oberfläche eines metallischen Mediums angekoppelten Schwingers für Longitudinalwellen

$R_t(\alpha_t)$  = Richtcharakteristik der Transversalwellen von einem kleinen rechteckigen an die Oberfläche eines festen Mediums direkt angekoppelten Schwinger

$R_t(\alpha; \vartheta)$  = Räumliche Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes für Transversalwellen

$R_{laz}(\beta)$  = Azimutal-Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes für seine Longitudinalwelle

$R_{thor}(\vartheta)$  = Horizontal-Richtcharakteristik für die Transversalwellen eines Winkelprüfkopfes

$R_{taz}(\alpha)$  = Azimutal-Richtcharakteristik der Transversalwellen eines Winkelprüfkopfes ohne Berücksichtigung der Punkttrichtwirkung

$R_{tPh}$  = Azimutal-Richtcharakteristik für die Transversalwellen eines Winkelprüfkopfes mit Berücksichtigung des Phasenwinkels der Punkttrichtwirkung

Die Schreibweise der komplexen Größen  $\underline{v}$ ,  $\underline{\xi}$ ,  $\underline{p}$ ,  $\underline{F}$  und  $\underline{F}_n$  bedeutet:

$$\begin{aligned} \text{z.B. } v(t) &= \text{Realteil von } \hat{v} \cdot e^{j\varphi} \cdot e^{-j\omega t} \\ &= \text{Re}(\hat{v} \cdot e^{j\varphi} - j\omega t) \\ &= \text{Re}(\underline{v} \cdot e^{-j\omega t}) \\ \underline{v} &= \hat{v} \cdot e^{j\varphi} \end{aligned}$$

## 8. Literaturverzeichnis

- [ 1 ] J. und H. Krautkrämer:  
Werkstoffprüfung mit Ultraschall  
Springer-Verlag 1966  
Zweite neubearbeitete Auflage, Seite 183 ff.
- [ 2 ] H. Pursey:  
The launching and propagation of elastic waves in plates  
Journ. Mech. and Appl. Math. Vol. X  
Part 1 (1957), S. 45/62
- [ 3 ] I.A. Viktorov und O.M. Zubova:  
Directivity diagrams of Radiators of Lamb and Raleigh Waves  
Soviet Physics-Acoustics, Vol. 9, S. 136 (Jan. – März 1964)

- [ 4 ] I.A. Viktorov:  
Ultrasonic Lamb waves (Review)  
Soviet Physics-Acoustics  
Vol. 11 Nr. 1, Juli – Sept. 1965, S. 1/14
- [ 5 ] P. Bastien:  
Difficulties in the Ultrasonic Evaluation of Defect Size  
Nondestructive Testing 1, Nr. 3  
Febr. 1968, S. 147/151
- [ 6 ] R. Hornung:  
Ultrasonic Testing of Weld Seams. Factors influencing the Level of the Flaw Echo  
British Welding Journal 9 (1962) Nr. 3, S. 124/131
- [ 7 ] M. Evrard:  
Applications des ultrasons au contrôle des soudures à la lumière des essais effectués en France et sur le plan international  
Revue de Métallurgie (1965), Nr. 3, S. 249/259
- [ 8 ] Katsuyoshi Kimura  
Influence of beam characteristics of probes and shapes of defects upon the quantitative evaluation of size of defect in the angle beam ultrasonic testing of metals  
6. ICNT Hannover 1970, Preprints Vol. B 1970, Vortrag B8
- [ 9 ] E. Mundry und H. Wüstenberg:  
Zum Problem quantitativer Aussagen bei der Ultraschallprüfung mit Winkelprüfköpfen  
Vortrag – Tagung für ZfP-Verfahren im Sept. 1970 in Pula/Jugoslawien
- [ 10 ] H.-J. Meyer:  
Ultraschallprüfung von Schweißnähten und Wandungen im Druckbehälterbau in Hinsicht auf Mechanisierung des Prüfablaufes  
Report Nr. B9 Preprints 6. ICNT Vol. B, 1970
- [ 11 ] H.-J. Meyer, W. Prestel und W. Rath:  
Entwicklung von zerstörungsfreien Prüfverfahren zur Fehlersuche in dickwandigen Behältern (Wiederholungsprüfung am Reaktor Druckbehälter)  
Bericht Nr. II (U77/69) zum Entwicklungsvertrag des BMWF Nr. RS 27 (MAN-Krautkrämer) April 1969
- [ 12 ] B.J. Lack:  
Ultrasonic examination of welds in thick plate using a double probe inline technique  
British Welding Journal (1962) Febr. S. 54/60
- [ 13 ] A. de Sterke:  
Ultrasonic examination of welded joints in steel plate of thickness up to 300 mm  
Contribution to the Colloquium of the International Institute of Welding (IIW) on 11.7.1966  
IIW Doc. V-318-66/OE
- [ 14 ] Kotaro Mano:  
The theory of Propagation of the Ultrasonic waves in the solid body and its application to flaw detection (in Japanisch)  
Railway Technical Research Report Nr. 276 Jan. 1962
- [ 15 ] J. Přepechal:  
Ultrasound field of angle probe  
Report Nr. B 6 Preprints 6. ICNT Vol. B, 1970

- [16] J. Dommke:  
Die Richtcharakteristik des Schallfeldes einer Kolbenmembran hinter einem keilförmigen Zwischenmedium  
Diplomarbeit vorgelegt bei der Math.-Nat. Fakultät der FU Berlin, angefertigt in der BAM Berlin, Jan. 1966
- [17] G. Bensmann:  
Entwicklung eines Verfahrens zur Schallfeldmessung an Winkelprüfköpfen und anderen US-Transversalwellen-Wandlern  
Diplomarbeit vorgelegt bei der Fak. für Maschinenwesen (Abt. Maschinenbau) der TU Berlin April 1966. Angefertigt in der BAM Berlin
- [18] L. Filipczynski:  
Measurement of Longitudinal and Transverse Waves Radiated by a Compressional Source into Elastic Semispace  
Proceedings of Vibration Problems 2 (1964) 5 S. 89/93 Warsaw
- [19] L. Donner:  
Divergenzmessungen an Normal- und Winkelprüfköpfen mit verschiedenen Schwingergrößen und -formen  
Vortrag gehalten anlässlich der Werkstoffprüfertagung vom 9. – 11. Jan. 1964 in Leipzig
- [20] J.L. Thouvenin et Y. le Penven:  
Etudes des faisceaux émis par les palpeurs émetteurs-récepteurs d'ondes transversales  
Edition spéciale de la "Revue de Métallurgie" et de "Soudage et techniques connexes" Journée sur les Ultrasons  
19.3.1968
- [21] Miaki Yamamoto und Kazuyuki Ito:  
Research Report presented to the Ultrasonic Research Committee (16. Juli 1960)  
The Institute of Electronic and Communication Engineers of Japan
- [22] R. Frielinghaus und U. Schlengermann:  
Über die Bestimmung der Nahfeldlängen von Winkelprüfköpfen für die Ultraschall-Werkstoffprüfung  
Materialprüfung 9 (1967) Nr. 12 S. 437/442
- [23] J.T. McElroy (Automation Industries)  
Characterization of ultrasonic transducers for non-destructive testing  
IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics (USA) Vol. SU – 16 Nr. 1 suppl. S. 32 Jan. 1969
- [24] N. N.  
Eigenschaften von Prüfeinrichtungen mit Ultraschall-Impulsechogeräten und ihre Kontrolle  
Richtlinie der Deutschen Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfverfahren e.V. (DGZfP) Entwurf September 1971
- [25] H. Stenzel und O. Brosze:  
Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen  
Springer-Verlag 1958  
2. Auflage
- [26] J. und H. Krautkrämer  
Werkstoffprüfung mit Ultraschall  
Springer-Verlag 1966  
2. neubearbeitete Auflage, S. 54 ff
- [27] Y. Brondin, G. Ferenczy und J. Marini: (CEN-S)  
Etude théorique et expérimentale du champ acoustique de quelques émetteurs d'ultrasons  
Vortrag auf dem 12. Kolloquium für Metallurgie Saclay Juni 1968
- [28] E.E. Aldridge und B.H. Lidington:  
Progress report on evaluation of ultrasonic transducers  
Conference "Ultrasonics for Industry"  
20. und 21.10.1970 London
- [29] H. Wüstenberg  
Bestimmung der Richtcharakteristik von Winkelprüfköpfen für die Ultraschallprüfung am Kontrollkörper nach DIN 54 120  
Materialprüfung 11 (1969) Nr. 9, S. 311/315
- [30] H.L. Carson:  
Errors in calibration introduced by the geometry of the IIW-block  
Ultrasonics 6 (April 1968) S. 97/103
- [31] R.D. Legge und H.L. Carson  
The calibration of equipment used in ultrasonic flaw detection in steel  
British Journal of NDT Aug. 1967  
Nr. 1 S. 35/44
- [32] L. Cremer:  
Über die Analogie zwischen Einfallswinkel und Frequenzproblemen  
AEÜ 1 (1847) S. 28/47
- [33] G.J. Kühn und A. Lutsch:  
Elastic Wave Mode Conversion at a Solid-Solid Boundary with Transverse Slip  
JASA Vo. 33 Nr. 7 (Juli 1961) S. 949/954
- [34] L. Niklas:  
Gruppenlaufzeit und Bündelversetzung bei Schrägreflexion  
Auswirkungen auf die praktische Werkstoffprüfung mit Ultraschall  
Materialprüfung 7 (1965) Nr. 8 August
- [35] L. Cremer und M. Heckl:  
Körperschall  
Physikalische Grundlagen und Technische Anwendungen  
Springer-Verlag 1967
- [36] Arnold Schoch:  
Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung  
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften  
Bd XXIII, S. 127/234 (1950)
- [37] H. Lamb  
On the propagation of tremors over the surface of an elastic solid  
Philosophical Transactions  
Vo. 203 – A 359 6.1.1904 S. 1/42

- [38] Erich Reissner:  
Stationäre, axialsymmetrische, durch eine schüttelnde Masse erregte Schwingungen eines homogenen elastischen Halbraumes  
Ingenieur-Archiv VII, Band 6, Heft Dez. 1936 S. 381 - 396
- [39] R.L. Roderick:  
The Radiation Pattern from a Rotationally Symmetric Stress Source on a Semi-Infinite Solid  
Metals Research  
Thesis Brown University 1950
- [40] G.F. Miller and H. Pursey  
The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid  
Proc. Roy. Soc. London  
A 223 (1954) S. 521/542
- [41] A.E. Lord, jr.  
Geometric diffraction loss in Longitudinal and Shear-wave attenuation measurements in an isotropic half-space  
J.A.S.A. Vol. 39 Nr. 4 (1966) S. 650/662
- [42] L. Ya Gutin:  
Theory of stationary vibrations of an elastic half-space  
Zh. tekhn. Fiz. 21, S. 892/906 (1951)
- [43] L. Ya. Gutin  
The radiation into an elastic medium from a piston vibrating in an infinite elastic screen  
Soviet physics-Acoustics  
Vol. 9 Nr. 3 (Jan. - März 1964) S. 256/262
- [44] H. Stenzel:  
Die akustische Strahlung der rechteckigen Kolbenmembran  
Acustica 2 (1952) Nr. 6 S. 263/80
- [45] H. Stenzel und O. Brosze:  
Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen  
Springer-Verlag 1958, 2. Auflage, S. 96 ff
- [46] J. Marini und Y. Brondin:  
Champ acoustique des traducteurs ultrasonores rectangulaires  
Calculs théoriques  
Commissariat à l'Énergie Atomique  
Département de Metallurgie  
Note technique DM-T-501-N (Febr. 1967)
- [47] H. Seki, H. Granato, R. Truell:  
Diffraction Effects in the US-Field of a Piston Source and their Importance in the Accurate Measurement of Attenuation  
JASA 28 (56) 2 S. 230/238
- [48] E. Mundry und H. Wüstenberg  
Ultrasonic defect-size determination with double probe and single probe techniques  
Proceedings of the 5. ICNT in Montreal 1967  
Technical Session 2, Ultrasonics Identification and Measurement
- [49] D. Davidts, R. Pohlmann:  
Ein Ultraschall-Impulsstrahler mit ausgeglichenem Nahfeld für die Materialprüfung  
Preprint Nr. B 5 6. ICNT Hannover 1970
- [50] J. Marini  
Contrôle automatique par ultrasons d'assemblages d'angle en acier austénitique  
Preprint Nr. H 7 6. ICNT Hannover 1970
- [51] F. Linhardt:  
Über den Einfluß der Schallfeldinterferenzen auf den Fehlernachweis in Festkörpern  
Metallwissenschaft und Technik  
12. Jhrg. Dez. 1958 H. 12 S. 1085/1092
- [52] W.L. Hodgkinson:  
Isosonography  
Ultrasonics, Juli 1966 p 138/142 (Vol. 4)
- [53] N. N.  
Methodes de détermination de certaines caractéristiques des palpeurs obliques (de E.D.F. - Division générale)  
IIW/IIS-Dokument Nr. V c -116-67/OF (11.7.1967)
- [54] E. Mundry und D. Schnitger:  
Über die Leistungsfähigkeit zerstörungsfreier Prüfmethoden zum Fehlernachweis in Schweißnähten  
In: Tragfähigkeitsermittlung bei Schweißverbindungen II  
Düsseldorf: Deutscher Verlag für Schweißtechnik  
1968 S. 132/151  
(Fachbuchreihe Schweißtechnik Band 53/II)
- [55] H. Wüstenberg, E. Mundry:  
Messungen zum Begriff der Halbwertstiefe an verschiedenen Reflektorformen  
Noch unveröffentlicht  
Vortrag auf der Jahrestagung der DGZfP in Remscheid Mai 1971
- [56] P. Rieckmann und F. Linhardt:  
Die Schallfelder in Festkörpern vor impulserregten Ultraschallsendern  
VDI-Zeitschrift 100 (1958) Nr. 18 S. 778/780
- [57] H. Wüstenberg und E. Mundry:  
Untersuchungen zur Richtcharakteristik von Winkelprüfköpfen  
Vortrag auf der Jahrestagung der DGZfP in Mainz Mai 1967
- [58] J. und H. Krautkrämer:  
Werkstoffprüfung mit Ultraschall  
Springer-Verlag Berlin/Heidelberg / NY.  
1966 2. Auflage S. 71 ff
- [59] E. Kloth:  
Untersuchungen über die Ausbreitung kurzer Schallimpulse bei der Materialprüfung mit Ultraschall  
(Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Heft 216)  
Westdeutscher Verlag Köln und Opladen 1956
- [60] F.A. Fischer:  
Die Abstrahlung von Impulsen durch ebene Kolbenmembranen in starrer Wand  
Acustica 1 (51) 1 S. 35/39
- [61] Albert Freedmann:  
Sound field of plane or gently curved pulsed radiators  
JASA Vol. 18 Nr. 1 (Juli 1970) S. 221



- [62] E.P. Papadakis und K.A. Fowler:  
Broadband Transducers:  
Radiation Field and Selected Applications  
Presented in part at:  
IEEE Ultrasonics Symposium San Francisco/USA,  
21. – 23.10.1970  
Technical Memorandum Nr. 6 (Okt. 1970) der  
Panametrics. Waltham/Mass.
- [63] L. Filipczynski:  
Absolute Measurement of Particle Velocity, Displacement or Intensity of Ultrasonic Pulses in Liquids and Solids.  
Acustica Vol. 21 (1969) S. 174/180
- [64] R.J. Serafin, D. Fryberger und M. Epstein:  
Measurement of Strain and Velocity of Ultrasonic Surface Waves  
The Review of Scientific Instruments Vol. 38 (1967) Nr. 10, S. 1395/1397
- [65] W. Eisenmenger:  
Elektromagnetische Erzeugung von ebenen Druckstößen in Flüssigkeiten  
Acustica Vo. 12 (1962) S. 185/202
- [66] M. Ya. Arkin, J.F. Goncharovs, U.S. Mirotvorskii:  
Contactless generation of ultrasonic vibrations in molten metals  
Akust. Zhurnal 14 (1968) Nr. 3, S. 344/350
- [67] Botsco, R.J.:  
The Eddy-Sonic-Test Method  
Materials Evaluation Febr. 1968, S. 21/24
- [68] R.A. Fessenden:  
Long-distance Submarine Signaling by dynamoelectric machinery  
Lawrence Scientific Association, 1914  
Zitiert nach: Handbuch der Physik Band VIII Akustik Springer-Verlag 1927
- [69] C.W. Hewlett:  
Physical Review 2 (1921) Bd. 17, S. 257  
Zitiert nach: Handbuch der Physik Band VIII Akustik Springer-Verlag 1927
- [70] R. Pohlmann und J. Herbertz:  
Ein elektrodynamischer Wandler zur berührungslosen Erregung und Messung von Schwingungen in elektrisch leitenden Substanzen  
5. Internat. Kongreß für Akustik, Lüttich 1965 (D55)
- [71] J. Herbertz:  
Non-contact electrodynamic measurement on metallic vibrators at 20 kHz  
Ultrasonics (Okt. 1967) S. 239/240
- [72] Yu. I. Sazonow und Yu. Shcharlet:  
Investigation of contactless methods for exciting and recording ultrasonic vibrations  
The Soviet Journal of NDT  
(Engl. Transl. of Defektoskopiya) Nr. 5 (Sept. – Okt. 1969)
- [73] Ju. M. Shcharlet, N.N. Lockshina:  
Non-contact Electromagnetic Transducer for Ultrasonic Thickness Test for Metallic Products  
Preprint Nr. B 2 6. ICNT Hannover 1970
- [74] H. Wüstenberg  
Berührungslose elektrodynamische Ultraschallwandler und ihre Verwendung in der Ultraschallprüfung  
Vortrag auf der 6. Internationalen Tagung für ZfP (6. ICNT)  
Report Nr. B 4 Preprints 6. ICNT Vol. B, 1970
- [75] J. und H. Krautkrämer:  
Werkstoffprüfung mit Ultraschall  
Springer-Verlag 1966  
Zweite neubearbeitete Auflage S. 34/36
- [76] E. Mundry:  
Über die Anwendung verschiedener Kontrollkörper zur Justierung von US-Impulsechogeräten  
Materialprüfung H. 5 (1963) S. 298/306
- [77] F.L. Becker, C.E. Fitch und R.L. Richardson  
Ultrasonic Reflection and Transmission Factors for Materials with Attenuation  
AEC Research & Development Report Batelle-Northwest BNWL-1283  
UI-37
- [78] Niklas L.:  
Plattenwellen  
Materialprüfung, H. 4 (1962)  
Nr. 1 S. 12/20
- [79] J. Krautkrämer:  
Fehlergrößenermittlung mit Ultraschall  
Archiv für Eisenhüttenwesen 30 (59) 11 S. 693/703
- [80] N. N.  
Fehlergrößenbestimmung  
"Das Echo", Krautkrämer-Mitteilungen zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung mit Ultraschall (1967) H. 19 S. 195/217
- [81] J. Götz  
Über den Schalldurchgang durch Metallplatten in Flüssigkeiten bei schrägem Einfall einer ebenen Welle  
Akustische Zeitschrift 5. Heft 8. Jhg. Oktober 1943  
S. 145/168





