

ISBN 3-88314-254-9

Forschungsbericht 88

BUNDESANSTALT FÜR
MATERIALPRÜFUNG (BAM)
BERLIN

Untersuchungen zur Ausbreitung von Longitudinalwellen an Oberflächen bei der Materialprüfung mit Ultraschall

von Dr.-Ing. Anton Erhard

Februar 1983

32 Seiten, 73 Abbildungen, 2 Tabellen

Herausgegeben von der
Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)
Unter den Eichen 87, 1000 Berlin 45
Telefon 030/8104-1 Telex 183261 bamb d

Copyright © 1983 by Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH, Bremerhaven

Verlag und Vertrieb:
Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Postfach 10 11 10, 2850 Bremerhaven 1
Telefon 0471/46093-95

Kurzfassung

Der Nachweis von Rissen an Oberflächen hat wegen der großen sicherheitstechnischen Relevanz dieses Bereiches auch in der zerstörungsfreien Materialprüfung mit Ultraschall an Bedeutung gewonnen. Die derzeit am häufigsten eingesetzte Methode ist die 45°-Technik unter Ausnutzung des Winkelspiegelleffekts. Die Verwendung von Rayleigh'schen Oberflächenwellen zur Überprüfung dieses Bereiches ist in den seltensten Fällen möglich, da die Normalkomponente der Teilchenauslenkung dieser Welle einer starken akustischen Beeinflussung unterliegt. Dieser Nachteil kann dann umgangen werden, wenn eine Welle an der Oberfläche vorliegt, die nur Tangentialkomponenten aufweist. Derzeit sind zwei Wellentypen bekannt, die diese Forderung erfüllen, und zwar die horizontal polarisierte Transversalwelle und die Longitudinalwelle.

Mit der Beschreibung der Ausbreitung von Longitudinalwellen an der Oberfläche wurden 1. der Effekt des streifenden Einfalls von Longitudinalwellen und 2. die Schallfeldverteilung von Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfen im Nahfeld berechnet. Die experimentelle Überprüfung der aus der theoretischen Beschreibung des Nahfeldes für Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfe abgeleiteten Kurven zeigt, daß das verwendete numerische Berechnungsverfahren der Schallfelder im Nahfeld eine für die Praxis ausreichende Zuverlässigkeit aufzeigt. Die gewonnenen theoretischen Ergebnisse konnten nach experimenteller Überprüfung verwendet werden für den Bau von für die Ultraschallpraxis anwendungsreifen Prüfköpfen. Die im Zuge der Erprobung durchgeführten Messungen an Testkörpern und Bauteilen haben gezeigt, daß mit Hilfe dieser Technik viele Prüfprobleme besser gelöst werden.

Abstract

The detection of near surface cracks by ultrasonic pulse-echo methods is a surveillance problem relevant to the safety and availability of technical constructions. Crack detection can be done by the use of the well known corner effect with e. g. 45° probes. The application of Rayleigh-Surface waves for the detection of cracks in the coupling area is only possible if disturbances due to the influence of an acoustical load to the normal displacement of this wave can be avoided or reduced. By using a wave with tangential components of the displacement one can eliminate this drawback. This can be achieved by the application of the sh-wave and the longitudinal head wave.

The propagation of longitudinal head waves along a surface must take into account the following effects: 1. Incidence of a longitudinal wave parallel to a surface and 2. the sound field distribution from longitudinal angle beam probes in the nearfield area. The successful verification of theoretical sound field description by experiments has been the basis for the development of design algorithms to calculate the dimensions and shape of optimized longitudinal angle beam TR-probes. The probes have been applied in practice on several constructions and test pieces. This work showed a good ability for crack detection under unknown conditions.

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Fachgruppe 6.2 „Zerstörungsfreie Prüfung“ der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM) in Berlin.

Den Mitarbeitern des Laboratoriums 6.21 „Mechanische und thermische Prüfverfahren“, die zum Gelingen dieser Arbeit maßgeblich beigetragen haben, möchte ich danken. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. E. Mundry für zahlreiche Diskussionen, Ideen und Hinweise,

Herrn Prof. Dr. G. Froberg für die Diskussionen insbesondere zum theoretischen Teil der Arbeit,

Herrn Dr. H. Wüstenberg und Herrn Prof. Dr. J. Kutzner für viele Diskussionen, Hinweise und stetes Interesse an dieser Arbeit,

Herrn W. Möhrle und Herrn E. Schulz für die wertvollen Hilfen bei den Versuchsdurchführungen,

Frau G. Zietlow für das Erstellen der Zeichnungen.

Inhalt	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretisches Modell	1
2.0 Vorbemerkung	1
2.1 Streifender Einfall von Longitudinalwellen	2
2.1.1 Einfallende ebene Longitudinalwelle	3
2.1.2 Linienförmige Tangentialanregung	3
2.2 Rechenmodell zur Berechnung des Schallfeldes von Winkelprüfköpfen für Longitudinalwellen	4
2.2.1 Einfallendes Schallbündel — Teilwellensynthese —	5
2.2.2 Physikalische Bedeutung des eingeschränkten Integrationsbereichs	6
2.3 Praktische Konsequenzen aus dem Rechenmodell für den Bau von Kriechwellenprüfköpfen	6
3. Experimentelle Untersuchungen	8
3.0 Prinzipielle physikalische Nachweise	8
3.1 Bestimmung des Umwandlungsfaktors bei streifendem Einfall (Beziehung zwischen Kriech- und Kopfwelle)	9
3.1.1 Möglichkeit zur Eichung elektrodynamischer Sonden — Gedankenexperiment —	9
3.1.2 Versuchsanordnung zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors	10
3.2 Abhängigkeit der Kriechwelle vom Keilwinkel	12
3.3 Entfernungsabhängigkeit der Kriechwelle	12
3.4 Schallfeldverteilung im Nahfeld sowie Abhängigkeit des Einschallwinkels vom Verhältnis d/λ	13
3.4.1 Versuch zur Untersuchung der „Richtcharakteristik“ im Nahfeld in Abhängigkeit von der Membrangröße	13
3.4.2 Auswertung der Meßergebnisse	14
4. Praktische Anwendung der Kriechwellenprüfköpfe	15
4.0 Prinzip der Berechnung von Kriechwellen-Prüfköpfen	15
4.1 Kriechwellenprüfköpfe zum Nachweis oberflächennaher Fehler	17
4.1.1 Untersuchungen an künstlichen Reflektoren	17
4.1.2 Untersuchungen an „realen“ oberflächennahen Fehlern	18
4.2 Nachweis von Unternahtrissen und Terrassenbrüchen mit Kriechwellen-Prüfköpfen	20
4.2.1 Allgemeine Betrachtungen	20
4.2.2 Untersuchungen an Testkörpern	21
4.3 Prüfung von Stumpfschweißnähten	21
4.4 Feinstruktur bei Echodynamikkurven	22
4.4.1 Theoretische Betrachtungen zur Feinstruktur	22
5. Zusammenfassung	23
6. Anhang	25
A1 Zur Abhängigkeit des Einschallwinkels von der Schwingergröße im Fernfeld	25
A2 Verallgemeinerte Punktrichtwirkung	25
7. Liste der Symbole	27
8. Literatur	30

1. Einleitung

Bei der zerstörungsfreien Materialprüfung mit Ultraschall werden häufig Winkelprüfköpfe eingesetzt, um Werkstoffungängen nachzuweisen. Dabei werden meist die von ihnen im Halbraum erzeugten Schallwellen — Transversalwellen und Longitudinalwellen — ausgenutzt. Darüber gibt es zahlreiche theoretische und praktische Arbeiten, die zum einen das Schallfeld der Prüfköpfe, zum anderen die Wechselwirkung mit Reflektoren z.B. beschrieben durch die Echohöhen von Ersatzreflektoren — oft dargestellt in sog. AVG-Diagrammen — wiedergeben [1-5]. Die Schallfeldbeschreibung liegt vor insbesondere für die bevorzugt ausgebildeten Wellenarten — Longitudinalwelle, Transversalwelle und freie Oberflächenwelle [6-16].

Vor allem die Erzeugung von schräg einfallenden Longitudinalwellen mit Winkelprüfköpfen ist immer mit ebenfalls angeregten Transversalwellen verbunden. In der Nähe der Anregung ist die Trennung zwischen beiden Wellenarten noch nicht klar ausgeprägt. Insbesondere an der Oberfläche können weder die Longitudinalwelle noch die Transversalwelle unabhängig voneinander existieren, da keine der beiden die Randbedingungen an der freien Oberfläche erfüllen kann. Es kommt durch die Oberfläche zur Ausbildung einer sog. Kopfwelle, die immer dann entsteht, wenn ein schnellerer Wellentyp — die Longitudinalwelle — an einer Grenzfläche mit einer langsameren — der Transversalwelle — gekoppelt ist [17-20]. Die Kopfwelle wurde auch experimentell z.B. durch schlierenoptische Aufnahmen in Glas nachgewiesen [17, 21, 22]. Da von der schnelleren Longitudinalwelle an der Oberfläche eine ständige Energieabgabe an die Transversalwelle stattfinden muß, ist davon auszugehen, daß der an der Oberfläche entlang "kriechende" Longitudinalwellen-Anteil — im folgenden *Kriechwelle* genannt — schon nach kurzer Entfernung vom Anregungsort nicht mehr nachweisbar ist.

Die Existenz dieser speziellen Wellenausbreitung an der Oberfläche legt die Frage nahe, ob man diese Wellen für die zerstörungsfreie Prüfung, insbesondere des oberflächennahen Bereichs, benutzen kann. Da in den letzten Jahren eine Reihe von interessanten Anwendungen der erwähnten Zusammenhänge bekannt geworden sind [23-25], erschien es notwendig, Grundlagen dieser Wellenausbreitung zu untersuchen. Für die praktische Anwendung interessiert die Kriechwelle vor allem, weil ihr Energietransport nur mit Tangentialauslenkungen verbunden ist und daher eine weit geringere Beeinträchtigung des Nachweises von oberflächennahen Fehlern durch Störungen wie Flüssigkeitstropfen, Schweißspritzer u.a. als bei Rayleigh'schen Oberflächenwellen zu erwarten ist. Die sich nachteilig auswirkende geringe Reichweite von Kriechwellen soll untersucht werden.

Erzeugung und Ausbreitung der Kriechwelle sind Nahfeldphänomene. Wenn man sie für die zerstörungsfreie Prüfung (ZfP) benutzen will, muß man den Nahfeldbereich des Schallfeldes von Winkelprüfköpfen genauer als bisher beschreiben. Ein Teil der Arbeit wird sich daher mit Ansätzen dazu befassen. Weiter wird in diesem Zusammenhang auch das in der Ultraschallprüfung bekannte Phänomen des streifenden Einfalls von Longitudinalwellen etwas anders als zum Beispiel nach [26-28] anzunehmen zu beschreiben sein.

Die für die praktische Anwendung der Kriechwellen-Ausbreitung und der damit zusammenhängenden Kopfwelle z.B. zum Nachweis oberflächennaher Fehler oder aber auch für besondere Probleme der Ultraschallprüfung von Schweißnähten notwendigen Grundlagen für den Bau geeigneter Prüfköpfe werden auf der Basis der theoretischen Modelle erarbeitet und beschrieben.

2. Theoretisches Modell

2.0 Vorbemerkung

Bei Schallfeldberechnungen im Fernfeld wird oft die Wirkung einer punktförmig an der Oberfläche angreifenden Kraft

verwendet [29]. Zur Lösung der dabei auftretenden Integrale wird die *Fraunhofer'sche* Integralnäherung unter Benutzung asymptotischer Näherungen für die Punktrichtwirkung herangezogen [30], die jedoch nur im Fernfeld Gültigkeit hat. Bei diesen Ansätzen wird die hier interessierende Kriechwelle nicht mehr erfaßt, man muß also für die Lösung der Integrale einen anderen Rechenweg zugrunde legen.

Ähnlich wie in [31,32] soll hier ein Lösungsweg verwendet werden, der eine numerische Behandlung der auftretenden Integrale mit Algorithmen zur schnellen Fourier-Transformation (FFT) [33] gestattet. Dazu wird die Schallfeldverteilung im Halbraum unter einer Grenzfläche (*Abb. 1*), wie sie durch eine streifenförmige Anregung — z.B. durch Normalspannungen in diesem Streifen — hervorgerufen wird, durch Potentialverteilungen beschrieben.

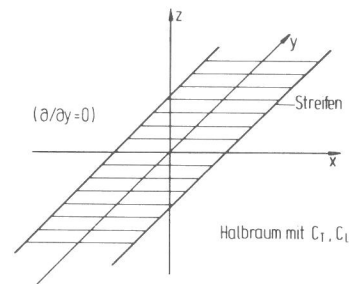


Abb. 1
Streifenförmige Anregung an der Oberfläche (schematisch)

Als Lösung erhält man Potentialkurven in Ebenen parallel zur Oberfläche und an der Oberfläche selbst. Bei dieser Lösung werden zunächst alle Wellenarten, die an der Oberfläche und im Halbraum existieren können, berücksichtigt (Oberflächenwelle, Longitudinalwelle und Transversalwelle im Halbraum, Kriechwelle, Kopfwelle). Das eingesetzte numerische Integrationsverfahren verlangt allerdings eine Begrenzung des Integrationsbereichs. Dadurch wird, wie in Abschnitt 2.2.2 gezeigt, insbesondere die freie Oberflächenwelle vernachlässigt.

Weiter wird eingeführt, daß sich alle Betrachtungen auf das zweidimensionale Problem beschränken, da dies alle wesentlichen Eigenschaften wiedergibt. Dies ist dadurch charakterisiert [34], daß eine Ebene des Raumes zur vollständigen Beschreibung des elastischen Verhaltens des betrachteten Mediums im gesamten Raum ausreicht oder — mit anderen Worten — es wird gefordert, daß sämtliche Funktionen nur von zwei Ortskoordinaten x und z abhängen. Es gilt also $\partial/\partial y = 0$. Ferner soll gelten, daß die y -Komponente des Verschiebungsfeldes gleich Null ist. Weiter wird in [34] dargestellt, daß sich in diesem Fall das Vektorpotential für monochromatische Wellen schreibt zu $\vec{A}(\vec{r}, t) = A(x, z) e^{i\omega t} \vec{e}_y$ d.h. das Problem sich auf eine einzige skalare Funktion $A(x, z)$ reduziert.*) Damit sind nämlich die Komponenten A_x und A_z Null.

Für diese zweidimensionalen Probleme kann als Lösung der elastischen Wellengleichung das Integral (1) für die Funktion A und des skalaren Potentials Φ angegeben werden [35]. Im

*) Für die monochromatischen Lösungen der homogenen Wellengleichung

$$\left[\left(\frac{1}{c_T^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \vec{A}(\vec{r}, t) = 0 \right]$$

gilt wegen $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ und der Definition des zweidimensionalen Problems [34]:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{A}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = -\nabla^2 \vec{A} = k_T^2 \vec{A}$$

oder in Komponentenschreibweise

$$-\frac{\partial}{\partial z} (\nabla \times \vec{A})_y = k_T^2 A_x \quad \text{und} \quad \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \times \vec{A})_y = k_T^2 A_z$$

Da aber $(\nabla \times \vec{A})_y$ die y -Komponente des Verschiebungsfeldes ist und diese nach Voraussetzung gleich Null sein soll, folgt: $A_x = A_z = 0$ und damit

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = A(x, z) e^{i\omega t} \vec{e}_y$$

weiteren werden alle physikalischen Größen nur durch ihre ortsabhängigen Amplituden dargestellt, da nur monochromatische Wellen betrachtet werden.

$$\Psi^{(j)}(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk' \tilde{\Psi}^{(j)}(k') e^{(-1)^j i(k'x + (-1)^j z \sqrt{k^2 - k'^2}} \quad (1)$$

wobei: $\Psi^{(j)}(x,z) \begin{cases} \Phi^{(j)}(x,z) & \text{Skalarpotential (Longitudinalwelle)} \\ A^{(j)}(x,z) & \text{Skalarfunktion des Vektorpotentials (Transversalwelle)} \end{cases}$

$j = e$, für eine einfallende Welle
 $j = r$, für eine reflektierte Welle
 $j = g$, für eine gebrochene Welle
 $\nu = 0$, einfallende Welle (auf Grenzfläche in Abb. 1 auftreffend)
 $\nu = 1$, ausfallende Welle (von Grenzfläche in Abb. 1 abgehend)
 $k = 2\pi/\lambda$, Wellenzahl
 $k' =$ Wellenzahl der x-Komponente der ebenen Teilwelle
 $\tilde{\Psi}^{(j)}(k') =$ Wellenspektrum
 $\mu = 0$, für $z \geq 0$
 $\mu = 1$, für $z < 0$
 $z = |z|$

Gleichung (1) stellt eine Summation über ebene Teilwellen mit der Komponente k' dar. Das Verschiebungsfeld ergibt sich dann zu (Gleichung 2):

$$\vec{S}(x,z) = \nabla \Phi(x,z) + \nabla \times \vec{A}(x,z) \quad (2)$$

mit: $\nabla =$ Nabla Operator

In [34] wird ausgeführt, daß das so gebildete Verschiebungsfeld eine Lösung der Wellengleichung für elastische Medien ist, wenn die beiden definierten Potentiale Lösungen der entsprechenden Wellengleichungen sind. Ferner wird in [34] ausgeführt, daß der Zusammenhang zwischen Spannungen und Potentialen für monochromatische Wellen und isotrope Medien durch die Gleichungen (3) und (4) dargestellt werden kann.

$$P_{zx}(x,z) = \rho C_T^2 \left[2 \frac{\partial^2 \Phi^{(j)}(x,z)}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 A^{(j)}(x,z)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 A^{(j)}(x,z)}{\partial z^2} \right] \quad (3)$$

$$P_{zz}(x,z) = \rho C_T^2 \left[2 \left(\frac{\partial^2 A^{(j)}(x,z)}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \Phi^{(j)}(x,z)}{\partial x^2} \right) - k_T^2 \Phi^{(j)}(x,z) \right] \quad (4)$$

mit:

$P_{zx}(x,z) =$ Tangentialspannung

$P_{zz}(x,z) =$ Normalspannung

$\rho =$ Dichte des Mediums

$C_T =$ Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle

$k_T = 2\pi/\lambda_T$, Wellenzahl der Transversalwelle

Mit den Gleichungen (3) und (4) kann die Lösung nach Gleichung (1) an die vorliegenden Randbedingungen, z.B. bestimmte Spannungsverteilung P_{zx} und P_{zz} im Streifen nach Abb. 1, angepaßt werden. Der dazu im folgenden verwendete Rechengang (siehe auch [31,34]) soll am Beispiel des streifenden Einfalls einer Longitudinalwelle eingeführt werden.

2.1 Streifend Einfall von Longitudinalwellen

Der Begriff des "streifenden Einfalls" ist ein in der Ultraschallpraxis bekannter Ausdruck. Man versteht darunter, daß bei streifend an einer freien Oberfläche entlanglaufender Longitudinalwellen Transversalwellen unter einem Winkel $\delta = \arcsin(C_T/C_L)$ in das Volumen abgestrahlt werden (Abb. 2). Da der Entstehungsort dieser Transversalwelle durch den „Kopf“ der Longitudinalwelle gegeben ist, wird in der Literatur diese Welle auch häufig mit „Kopfwelle“ bezeichnet [17].

Es soll in diesem Abschnitt versucht werden, die Voraussetzungen zur Abstrahlung dieser Welle zu klären.

Dazu wird zunächst für ein zweidimensionales Problem der Lösungsweg allgemein beschrieben.

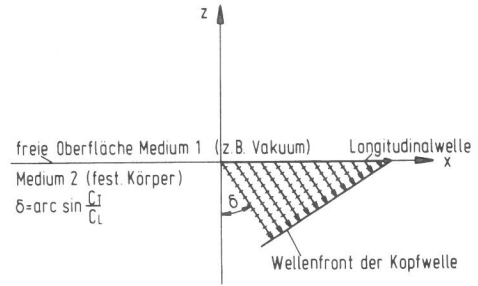


Abb. 2

Abstrahlung von Transversalwellen (Kopfwelle) bei streifend einfallender Longitudinalwelle

Für die von einer Grenzfläche durch eine auftreffende Welle ausgelösten reflektierten Wellen ($z < 0$ in Abb. 1) gilt dann nach Gleichung (1) für die beiden Potentiale:

$$\Phi^{(r)}(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk' \tilde{\Phi}^{(r)}(k') e^{-i(k'x - z \sqrt{k_L^2 - k'^2})} \quad (5)$$

$$A^{(r)}(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk' \tilde{A}^{(r)}(k') e^{-i(k'x - z \sqrt{k_T^2 - k'^2})} \quad (6)$$

mit:

$k_L =$ Wellenzahl der Longitudinalwelle im Halbraum

$k_T =$ Wellenzahl der Transversalwelle im Halbraum

Setzt man diese Ausdrücke in die Beziehungen für die Spannungen (3) und (4) ein, so erhält man folgenden Zusammenhang an der Stelle $z=0$ [34].

$$P_{zx}^{(r)}(x,0) = \rho C_T^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk' \left(M_{\Phi\Phi}(k') \tilde{\Phi}^{(r)}(k') + M_{\Phi A}(k') \tilde{A}^{(r)}(k') \right) e^{-ik'x} \quad (7)$$

$$P_{zz}^{(r)}(x,0) = \rho C_T^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk' \left(M_{z\Phi}(k') \tilde{\Phi}^{(r)}(k') + M_{zA}(k') \tilde{A}^{(r)}(k') \right) e^{-ik'x} \quad (8)$$

mit: $M_{\Phi\Phi}(k') = 2k' \sqrt{k_L^2 - k'^2}$; $M_{\Phi A}(k') = k_T^2 - 2k'^2$
 $M_{z\Phi}(k') = -(k_T^2 - 2k'^2)$; $M_{zA}(k') = 2k' \sqrt{k_T^2 - k'^2}$

Durch Anwendung des Formalismus der inversen Fouriertransformation auf die Gleichungen (7) und (8) folgt:

$$\tilde{P}_{zx}^{(r)}(k') = \int_{-\infty}^{\infty} dx P_{zx}^{(r)}(x,0) e^{ik'x} = 2\pi\rho C_T^2 \left(\tilde{M}_{\Phi\Phi}(k') \tilde{\Phi}^{(r)}(k') + \tilde{M}_{\Phi A}(k') \tilde{A}^{(r)}(k') \right) \quad (9)$$

$$\tilde{P}_{zz}^{(r)}(k') = \int_{-\infty}^{\infty} dx P_{zz}^{(r)}(x,0) e^{ik'x} = 2\pi\rho C_T^2 \left(\tilde{M}_{z\Phi}(k') \tilde{\Phi}^{(r)}(k') + \tilde{M}_{zA}(k') \tilde{A}^{(r)}(k') \right) \quad (10)$$

Löst man dieses Gleichungssystem nach den gesuchten Wellenspektren $\tilde{\Phi}^{(r)}(k')$ und $\tilde{A}^{(r)}(k')$ auf, so ergibt sich:

$$\tilde{\Phi}^{(r)}(k') = \tilde{L}_{\Phi\Phi}(k') \tilde{P}_{zx}^{(r)}(k') + \tilde{L}_{\Phi z}(k') \tilde{P}_{zz}^{(r)}(k') \quad (11)$$

$$\tilde{A}^{(r)}(k') = \tilde{L}_{Ax}(k') \tilde{P}_{zx}^{(r)}(k') + \tilde{L}_{Az}(k') \tilde{P}_{zz}^{(r)}(k') \quad (12)$$

mit

$$\tilde{P}_{zn}^{(j)}(k') = \int_{-\infty}^{\infty} dx P_{zn}^{(j)}(x,0) e^{(-1)^j i k' x} ; n = x, z \quad (13)$$

und

$$\tilde{L}_{\Phi x}(k') = \frac{2k' \sqrt{k_L^2 - k'^2}}{D(k')} ; \tilde{L}_{\Phi z}(k') = -\frac{k_T^2 - 2k'^2}{D(k')} \\ \tilde{L}_{Ax}(k') = \frac{k_T^2 - 2k'^2}{D(k')} ; \tilde{L}_{Az}(k') = \frac{2k' \sqrt{k_L^2 - k'^2}}{D(k')} \quad (14)$$

$$D(k') = 2\pi\rho C_T^2 \left[(k_T^2 - 2k'^2)^2 + 4k'^2 \sqrt{k_L^2 - k'^2} \sqrt{k_T^2 - k'^2} \right]$$

Mit den Gleichungen (11) bis (14) können unter anderem folgende Phänomene, auf die im Anhang A2 näher eingegangen wird, berechnet werden:

1. Richtwirkung einer linienhaften Normalspannung
2. Richtwirkung einer linienhaften Tangentialspannung

Aus den Gleichungen (11) und (12) ergibt sich für eine an der Oberfläche entlanglaufende Longitudinalwelle ($k' = k_L$) wegen $\tilde{L}_{Az}(k_L) = 0$ und der Randbedingungen (Spannungsfreiheit an der Oberfläche) und wenn $\lim_{k' \rightarrow k_L} \tilde{L}_{Az}(k') \tilde{P}_{zz}^{(r)} = 0$

$$\tilde{P}_{zx}^{(e)}(k') + \tilde{P}_{zx}^{(r)}(k') = 0; \quad \tilde{P}_{zz}^{(e)}(k') + \tilde{P}_{zz}^{(r)}(k') = 0$$

$$\tilde{\Phi}^{(r)}(k_L) = -(\tilde{L}_{\phi x}(k_L) \tilde{P}_{zx}^{(e)}(k_L) + \tilde{L}_{\phi z}(k_L) \tilde{P}_{zz}^{(e)}(k_L)) \quad (15)$$

$$\tilde{A}^{(r)}(k_L) = -\tilde{L}_{Ax}(k_L) \tilde{P}_{zx}^{(e)}(k_L) \quad (16)$$

Die Fouriertransformierten der erregenden Spannung erhält man, indem man bei den Gleichungen (9) und (10) die Indizierung (r) durch (e) ersetzt. Wenn man eine einfallende Longitudinalwelle durch die Rotationsfreiheit kennzeichnet — also $A^{(e)}(k') = 0$ —, dann gilt:

$$\tilde{P}_{zx}^{(e)}(k') = 4\pi\rho C_T^2 k' \sqrt{k_L^2 - k'^2} \tilde{\Phi}^{(e)}(k') \quad (17)$$

$$\tilde{P}_{zz}^{(e)}(k') = -2\pi\rho C_T^2 (k_L^2 - 2k'^2) \tilde{\Phi}^{(e)}(k') \quad (18)$$

Die nach Gleichung (17) zu ermittelnde Schubspannung ist für $k' = k_L$ nur dann von Null verschieden, wenn $\tilde{\Phi}^{(e)}(k')$ mit $1/\sqrt{k_L^2 - k'^2}$ geht. Nur bei derartigen Spektren ist eine Schubspannung $\tilde{P}_{zx}^{(e)}(k')$ und damit nach Gleichung (16) eine reflektierte Transversalwelle zu erwarten.

Diese Aussage widerspricht nicht der Erfahrung des Alltags der zerstörungsfreien Prüfung, die den streifenden Einfall von Longitudinalwellen und die damit einhergehende Abspaltung von Transversalwellen als Grundtatsache vermittelt, lediglich die mathematische Beschreibung der Gleichungen (17) und (18) erweist sich als begrenzt in der Aussagefähigkeit. Die Voraussetzung einer ebenen Welle kann bei streifendem Einfall nicht gelten, da durch die Grenzfläche die Wellenfront eine inhomogene Amplitudenverteilung erhält. Diese kann nicht oder nur sehr schwer durch Fourierintegrale beschrieben werden. Man müßte andere Lösungsformen der Wellengleichung verwenden.

2.1.1 Einfallende Ebene Longitudinalwelle

Der Fall der ebenen Welle beim streifenden Einfall soll die Unzulänglichkeit des Formalismus zeigen:

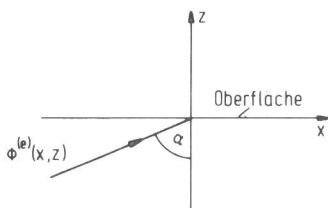


Abb. 3
Zur Reflexion einer ebenen Longitudinalwelle an freier Oberfläche

Die einfallende ebene Longitudinalwelle ist gegeben zu ($z = 0$):

$$\Phi^{(e)}(x,0) = \Phi_0 e^{-ik_L \sin \alpha x} \quad (19)$$

Weiter gilt für die Fouriertransformierte der einfallenden Longitudinalwelle:

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx \Phi^{(e)}(x,0) e^{ik'x} \quad (20)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (19) in (20) erhält man

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \frac{\Phi_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-ix(k_L \sin \alpha - k')} \quad (21)$$

und somit für das Wellenspektrum von $\Phi^{(e)}(x,0)$

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \Phi_0 \delta(k_L \sin \alpha - k') \quad (22)$$

mit $\delta(k_L \sin \alpha - k') =$ Deltafunktion

Daraus wird abgeleitet, daß die streifend einfallende ebene Longitudinalwelle ($\sin \alpha = 1$) keine Spannungen $P_{zx}^{(e)}$ und damit keine Transversalwellen zur Folge hätte.

Die physikalisch richtigere Darstellung dieses Falles muß entweder von nicht ebenen Wellen oder von ebenen Wellen mit auf der Wellenfront ungleichmäßiger Amplitudenbelegung (inhomogene ebene Welle) ausgehen. Diese Tatsache der ungleichmäßigen Amplitudenbelegung ergibt sich auch unmittelbar aus der Anschauung:

Wenn eine ursprünglich ebene Welle streifend an einer Grenzfläche entlangläuft, wird ihr im Bereich des Randes Energie für die abgestrahlte Transversalwelle entzogen. Man muß dort also eigentlich eine inhomogene ebene Welle ansetzen, die in Ausbreitungsrichtung immer inhomogener wird, da die Amplitude zum Rand hin immer mehr abnimmt. Nach einem längeren Weg wird sie an der Grenzfläche sogar verschwinden.

Dieses Verhalten aber mathematisch zu beschreiben, ist mit dem hier verwendeten Formalismus kaum zu leisten, wie das einfache Beispiel der ebenen homogenen Welle zeigt. Diese Arbeit hat aber nicht zum Ziel, die zweifellos interessante Frage der mathematischen Formulierung dieses Phänomens zu erarbeiten. Deswegen wird für den Zusammenhang zwischen streifend an der Oberfläche entlanglaufender Longitudinalwelle und abgestrahlter Transversalwelle ein anderes physikalisches Modell benutzt und zwar die linienförmige Tangentialanregung. Damit und mit dem Formalismus der Fouriertransformation ist das hier zu behandelnde Problem des streifenden Einfalls besser erfaßbar als beim Modell der ebenen homogenen Wellen.

2.1.2 Linienförmige Tangentialanregung

Wenn der erregende (einfallende) Vorgang als Potential angesetzt wird, muß nach Gleichung (17) ein Wellenspektrum vorliegen, das bei $k' = k_L$ eine Singularität der Form $1/\sqrt{k_L^2 - k'^2}$ aufweist. Spektren mit derartigen Singularitäten zu suchen, ist nicht lohnend. Sinnvoll erscheint eine andere Annahme:

Man geht von einer anregenden Kraft (z.B. einer linienförmigen Tangentialkraft) aus und betrachtet die davon ausgehenden Wellen. Die Longitudinal- und Transversalwelle an der Oberfläche sind hierbei genauso gekoppelt wie beim idealen Fall einer streifend einfallenden ebenen Longitudinalwelle nach 2.1.1, da auch hier die Randbedingungen (Spannungsfreiheit an der Oberfläche) erfüllt sein müssen. Man hat aber den Vorteil, daß das erregende Potential $\tilde{\Phi}^{(e)}(k')$ nach Gleichung (11) nicht verschwindet, da in Gleichung (9) auch ein erregendes Vektorpotential zu beachten ist (Indizierung (r) durch (e) ersetzt). Die Potentiale sind hier die abgeleiteten Größen und nicht primär vorgegeben, wie dies z.B. bei der idealisierenden Annahme einer einfallenden ebenen Longitudinalwelle — bei der per definitionem $\tilde{A}^{(e)}(k') = 0$ sein muß — der Fall ist. Das Phänomen des streifenden Einfalls ist also insofern im Problem enthalten, da für die Longitudinal- und Transversalwellen an der Oberfläche die gleichen Randbedingungen gelten, unabhängig von der Anregungsart. Die Umwandlung von Longitudinalwellen in Transversalwellen muß also nach den gleichen Gesetzen erfolgen. Es ergibt sich folgende Beschreibung:

Die linienförmige Tangentialspannung ist gegeben zu:

$$P_{zx}^{(e)}(x,0) = 0; \quad P_{zx}^{(e)}(x,0) = P_0 \delta(x) \quad (23)$$

mit $\delta(x) =$ Deltafunktion

Mit diesen Beziehungen folgt aus den Gleichungen (15) und (16) mit (13) und (14):

$$\tilde{\Phi}^{(r)}(k' = k_L) = P_0 \frac{2k_L \sqrt{k_L^2 - k_L^2}}{D(k_L)} \quad (24)$$

$$\tilde{A}^{(r)}(k' = k_L) = P_0 \frac{k_L^2 - 2k_L^2}{D(k_L)} \quad (25)$$

Um einen Umwandlungsfaktor zwischen der an der Oberfläche vorhandenen Longitudinalwelle in die Transversalwelle für den streifenden Einfall berechnen zu können, müssen die Fourierkomponenten der Teilchenauslenkung an der Oberfläche bekannt sein. Aus Gleichung (2) erhält man für die Teilchenauslenkung in x- und z-Richtung:

$$S_x = \frac{\partial \Phi^{(l)}(x,z)}{\partial x} - \frac{\partial \tilde{A}^{(l)}(x,z)}{\partial z} \quad (26)$$

$$S_z = \frac{\partial \Phi^{(l)}(x,z)}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{A}^{(l)}(x,z)}{\partial x} \quad (27)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (5) und (6) erhält man für die Fouriertransformierten der Teilchenauslenkung folgende Beziehung:

$$\tilde{S}_x(k') = -i \left(k' \tilde{\Phi}^{(l)}(k') + \sqrt{k_l^2 - k'^2} \tilde{A}^{(l)}(k') \right) \quad (28)$$

$$\tilde{S}_z(k') = i \left(\sqrt{k_l^2 - k'^2} \tilde{\Phi}^{(l)}(k') - k' \tilde{A}^{(l)}(k') \right) \quad (29)$$

Dabei ist jedoch zu beachten, daß die $\tilde{\Phi}$ und die \tilde{A} -Anteile der Gesamtauslenkung $\tilde{S} = \tilde{S}_\phi + \tilde{S}_A$ nämlich

$$|\tilde{S}_A(k')| = k_l |\tilde{A}^{(l)}(k')| \quad \text{und} \quad |\tilde{S}_\phi(k')| = k_l |\tilde{\Phi}^{(l)}(k')|$$

unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten C_L und C_T haben und somit gegebenenfalls bei einer Messung aufgrund der unterschiedlichen Laufzeiten getrennt werden können. Daher ist es auch hier nicht erforderlich, die Fouriertransformierten von $\tilde{S}_x(k')$ und $\tilde{S}_z(k')$, wie in [36] bereits geschehen, explizit auszurechnen. Des Weiteren wird in [36] dargestellt, daß die an der Oberfläche existente Longitudinalwelle (Kriechwelle) keine elliptischen Teilchenauslenkungen aufweist.

Als Umwandlungsfaktor für den streifenden Einfall wird nun das Verhältnis

$$U_w = \frac{|\tilde{S}_A(k'=k_l)|}{|\tilde{S}_\phi(k'=k_l)|}$$

definiert, also

$$U_w = \frac{k_l |\tilde{A}^{(l)}(k_l)|}{k_l |\tilde{\Phi}^{(l)}(k_l)|} = \frac{1 - 2\xi^2}{2\xi^2 \sqrt{1 - \xi^2}} \quad ; \quad \xi = \frac{k_l - C_T}{C_L} \quad (30)$$

Setzt man die entsprechenden Werte für Stahl ein, d.h. für $C_T = 3255 \text{ m/s}$ und $C_L = 5920 \text{ m/s}$, so folgt:

$$U_w = 0,782.$$

Um diesen Wert experimentell zu überprüfen, wurden die in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Versuche durchgeführt. Hierbei wird jedoch nicht die vollständige x-Komponente des $\tilde{\Phi}$ -Anteils, sondern deren Projektion auf eine um $\arcsin \xi$ gedrehte Richtung gemessen (s. Abb. 4), d.h.

$$|\tilde{S}_\phi(k_l)| \cos \delta = k_l \tilde{\Phi}^{(l)}(k_l) \sqrt{1 - \xi^2}$$

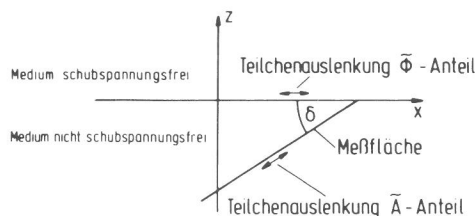


Abb. 4
Zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors

Somit erhält man als Umwandlungsfaktor aus der Messung

$$U_{wth} = \frac{U_w}{\sqrt{1 - \xi^2}} \quad (31)$$

Für die entsprechenden Werte von Stahl erhält man:

$$U_{wth} = 0,936.$$

Nur durch die Annahme einer örtlich begrenzten Anregung, wie hier vorausgesetzt, gelingt es theoretisch, einen Umwandlungsfaktor für die beim streifenden Einfall anzusetzende Kopplung zwischen Longitudinal- und Transversal-Anteile der beteiligten Wellen zu definieren. Die oft verwendete Beschreibung mit ebenen Wellen [26,27] kann dies nicht leisten. Man kann aber davon ausgehen, daß dieser Faktor auch für alle anderen Fälle des streifenden Einfalls — auch für den, der in 3.1.2 zur meßtechnischen Überprüfung verwendet wird — gilt, denn die Randbedingungen der freien Grenzfläche sind die gleichen.

2.2 Rechenmodell zur Berechnung des Schallfeldes von Winkelprüfköpfen für Longitudinalwellen

In der zerstörungsfreien Materialprüfung mit Ultraschall ist es üblich, den Prüfkopf mit einer dünnen Flüssigkeitsschicht an das zu untersuchende Objekt anzukoppeln. Aus diesem Grund wird die Berechnung für den Materialübergang *flüssig-fest* durchgeführt. Diese Vereinfachung ist streng zulässig, wenn eine ideale Flüssigkeit, d.h. keine Übertragung von Scherkräften, vorausgesetzt wird. In [37] wird gezeigt, daß auch bei realen Flüssigkeiten der übertragene Schubkräfteeinfluß vernachlässigbar ist.

Es wird also für die Berechnung das Medium 1, aus dem die Schallwelle einfällt, als schubspannungsfrei, das Medium 2, in dem sich die gebrochenen Wellen ausbreiten, als nicht schubspannungsfrei angenommen. Bei dieser Materialkombination sind daher 4 Raumwellen möglich (Abb. 5).

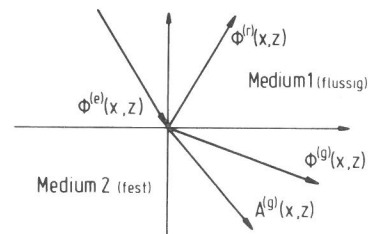


Abb. 5
Zur Berechnung der Schallfeldverteilung

Das Potential der einfallenden Welle soll mit $\Phi^{(e)}(x,z)$, das der reflektierten Welle mit $\Phi^{(r)}(x,z)$ und die Potentiale der gebrochenen Wellen sollen mit $\Phi^{(g)}(x,z)$ und $A^{(g)}(x,z)$ bezeichnet werden. Zur Lösung des wiederum nur zweidimensional ($\partial/\partial y = 0$) betrachteten Problems wird von Gleichung (1) ausgegangen und ein numerischer Lösungsweg der dabei auftretenden Integrale vorgestellt. Ansätze zur analytischen Lösung dieser Integrale sind z.B. in [18,36,38] beschrieben, die aber für die hier durchzuführenden Schallfeldberechnungen von Longitudinalwellen — Winkelprüfköpfen nicht mit Vorteil benutzt werden können.

Zur Durchführung des numerischen Lösungsweges müssen die Fouriertransformierten $\tilde{\Phi}^{(e)}(k')$; $\tilde{\Phi}^{(r)}(k')$; $\tilde{\Phi}^{(g)}(k')$ und $\tilde{A}^{(g)}(k')$ bekannt sein. Folgende Randbedingungen werden für einen allgemeinen Fall angenommen [8]:

Übereinstimmung der Normalkomponenten der Verschiebungen und Spannungen

sowie

Verschwinden der Schubspannungen an der Oberfläche $z = 0$,

d.h.

$$S_{z1} = S_{z2} \quad ; \quad R_{z1} = R_{z2} \quad ; \quad R_{xz2} = 0 \quad (32)$$

Damit erhält man durch Einsetzen der Integrale (1) in die für monochromatische Wellen gültige Gleichungen (2), (3), (4) und Übergang zu Fouriertransformierten folgende Gleichungen für die gesuchten Größen an der Stelle $z = 0$:

$$\tilde{\Phi}^{(1)}(k') = \tilde{\Phi}^{(1)}(k) \frac{4k^2 \sqrt{k_4^2 - k^2} \sqrt{k_1^2 - k^2} \sqrt{k_2^2 - k^2} + (k^2 - 2k^2) \sqrt{k_1^2 - k^2} - g k_4^2 k_2^2 \sqrt{k_1^2 - k^2}}{N'} \quad (33)$$

$$\tilde{\Phi}^{(2)}(k') = \tilde{\Phi}^{(2)}(k) \frac{2g k_4^2 (k_1^2 - 2k^2) \sqrt{k_1^2 - k^2}}{N'} \quad (34)$$

$$A^{(3)}(k') = -\tilde{\Phi}^{(3)}(k) \frac{4g k_1^2 k_4^2 \sqrt{k_1^2 - k^2} \sqrt{k_2^2 - k^2}}{N'} \quad (35)$$

mit:

$$N' = 4k^2 \sqrt{k_4^2 - k^2} \sqrt{k_1^2 - k^2} \sqrt{k_2^2 - k^2} + (k_1^2 - 2k^2) \sqrt{k_1^2 - k^2} + g k_4^2 k_2^2 \sqrt{k_1^2 - k^2}$$

und

$$g = \frac{\rho_1 c_1^2}{\rho_2 c_2^2}$$

Die gesuchten Größen der sekundären Wellen sind nach Gleichung (33), (34) und (35) eine Funktion der Fouriertransformierten der einfallenden Welle. Setzt man diese Gleichungen in die Integrale (1) ein, dann können die Potentiale $\Phi^{(1)}(x,z)$; $\Phi^{(2)}(x,z)$ und $A^{(3)}(x,z)$ in jedem Raumpunkt berechnet werden, sofern $\tilde{\Phi}^{(e)}(k')$ bekannt ist. $\tilde{\Phi}^{(e)}(k')$ wird mit den speziellen Randbedingungen, z.B. Anregung eines schmalen Streifens, d.h. begrenztes einfallendes Bündel (siehe Abschnitt 2.2.1, Gleichung 45), festgelegt. Die Integrale (1) werden nun so umgeformt, daß eine numerische Auswertung möglich ist. Mit

$$\tilde{\tilde{\Psi}}^{(j)}(k',z) = \tilde{\Psi}^{(j)}(k') e^{(-1)^j i (-1)^{\mu} z \sqrt{k^2 - k'^2}} \quad (36)$$

kann dann folgende allgemeine Beziehung angegeben werden:

$$\tilde{\Psi}^{(j)}(x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk' \tilde{\tilde{\Psi}}^{(j)}(k',z) e^{(-1)^j i k' x} \quad (37)$$

Da in dieser Arbeit die Berechnung der Schallfelder von Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfen im Nahfeld im Vordergrund steht, wird der Integrationsbereich in Gleichung (37) auf das endliche Intervall von $-k$ bis $+k$ beschränkt, d.h.

$$\tilde{\Psi}^{(j)}(x,z) = \int_{-k}^{+k} dk' \tilde{\tilde{\Psi}}^{(j)}(k',z) e^{(-1)^j i k' x} \quad (38)$$

Auf die physikalische Bedeutung dieser Einschränkung des Integrationsbereiches wird in Abschnitt 2.2.2 eingegangen. Durch die Variablensubstitution $k' = k'' - k$ erstreckt sich nun die Integration über den Bereich von 0 bis $2k$. Weiter wird nun die Integration in eine Summation überführt, indem der k' - Bereich in N äquidistante Teilbereiche der Breite $\Delta k' = 2k/N$ zerlegt wird und die einzelnen Beiträge aufsummiert werden.

$$k' = n \Delta k' = \frac{2\pi n}{N \Delta x} \quad ; \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (39)$$

Durch Beschränkung auf x - Werte mit

$$x = m \cdot \Delta x; \quad m = 0, 1, \dots, N-1$$

erhält man somit für Gleichung (38) folgende Beziehung:

$$\tilde{\Psi}^{(j)}(x,z) = \sum_{n=0}^{N-1} \tilde{\tilde{\Psi}}^{(j)}(n,z) e^{(-1)^j i 2\pi i n m / N} \quad (40)$$

Diese Summe ist eine diskrete Fouriertransformation, die mit Algorithmen zur schnellen Fouriertransformation [33] ausgewertet werden kann.

2.2.1 Einfallendes Schallbündel — Teilwellensynthese —

Für die Berechnung der nach den Gleichungen (33) bis (35) noch unbestimmten Fouriertransformierten der einfallenden Welle wird ein in [7] beschriebenes Modell, die Teilwellensynthese zugrundegelegt (Abb. 6). Dieses Modell hat sich in der ZfP für die Berechnung von Richtcharakteristiken bei Winkelprüfköpfen bewährt. Voraussetzung für diese Näherung der Anregung ist, daß sich das Schallbündel im Keil (Bezug häufig durch Index k)

eines Winkelprüfkopfes zwischen Schwinger und Ankoppelfläche beschreiben läßt wie bei einem unendlich ausgedehnten ebenen Wellenfeld [8]. Dann kann für die einfallende Welle an der auf die Breite $2l$ begrenzten Auftreff-Fläche ($z = 0$) eine einfache Teilwellensynthese wie folgt angesetzt werden:

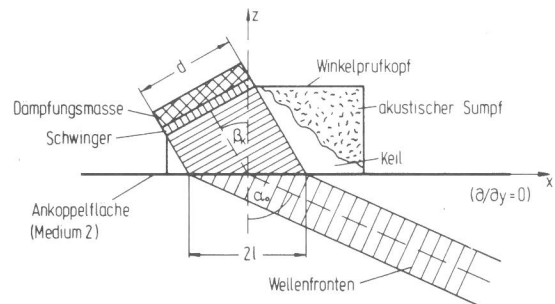


Abb. 6
Ebenes begrenztes Schallbündel — Teilwellensynthese

Ausgehend von dem in Abb. 6 skizzierten ebenen begrenzten Wellenbündel der Breite $2l$, das unter dem Winkel β_k auf die Oberfläche einfällt, erhält man für eine Longitudinalwelle nach Gleichung (1) für $z = 0$

$$\Phi^{(e)}(x,0) = \int_{-\infty}^{\infty} dk' \tilde{\Phi}^{(e)}(k') e^{i k' x} \quad (41)$$

bzw. durch Umkehrung der Fourier-Transformation Gleichung (42).

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \Phi^{(e)}(x,0) e^{-i k' x} \quad (42)$$

Mit dem innerhalb des Bündels gültigen Ansatz einer ebenen Welle (43)

$$\Phi^{(e)}(x,0) = \Theta e^{i k_x \sin \beta_k x} \quad (43)$$

wobei: $\Theta = \begin{cases} 1, & \text{für } |x| \leq l \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$

ergibt sich die gesuchte Größe zu:

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \frac{1}{2\pi} \int_{-l}^{+l} dx e^{i x (k_x \sin \beta_k - k')} \quad (44)$$

bzw.

$$\tilde{\Phi}^{(e)}(k') = \frac{d}{2\pi \cos \beta_k} \frac{\sin \left[\frac{d}{2 \cos \beta_k} (k_x \sin \beta_k - k') \right]}{\frac{d}{2 \cos \beta_k} (k_x \sin \beta_k - k')} \quad (45)$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß das einfallende Schallbündel wie bei der Verwendung der Teilwellensynthese vorauszusetzen, als paralleles Bündel angenommen werden kann und nicht als konvergentes Bündel, wie es bei langen Vorlaufstrecken vorhanden ist. Dies ist insofern keine wesentliche Einschränkung der Theorie, da beim Bau von Kriechwellen-Prüfköpfen darauf geachtet wird, daß die Vorlaufstrecke im Keilmaterial so kurz wie möglich ist. Man kann also für die Berechnung von einem parallelen Bündel ausgehen. In Gleichung (45) ist d die Ausdehnung des Schallbündels senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Bei Winkelprüfköpfen ist diese Ausdehnung identisch mit der Schwingerausdehnung in der Einschallebene. Mit dem durch Gleichung (45) gegebenen Ausdruck kann die diskrete Fourier-Transformation nach Gleichung (40) ausgeführt werden. Im weiteren Verlauf beschränken sich die Ausführungen auf die Berechnung der Schallfeldverteilung der gebrochenen Longitudinalwelle (Gleichung 34). Führt man die Fourier-Transformation aus, so erhält man für jeweils eine Transformation eine Potentialkurve für eine Ebene parallel zur Oberfläche bzw. an der Oberfläche selbst. In Abb. 7 sind für einen Longitudinalwellen-Winkelprüfkopf in verschiedenen Abständen von der Oberfläche solche Potential-

kurven dargestellt, wobei die Schwingerausdehnung d mit 25 mm und der Winkel β_k mit $27,5^\circ$ angenommen wurde. Dieser Winkel entspricht gerade dem Winkel der Totalreflexion für Longitudinalwellen bei der Werkstoffpaarung Plexiglas (1) — Stahl (2) in *Abb. 6*. Daher erzeugt dieser Prüfkopf — wie unten gezeigt wird — einen maximalen Kriechwellenanteil. Es wird definiert, daß alle Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfe mit optimalem Kriechwellenanteil, d.h. mit dem Keilwinkel der Totalreflexion im folgenden als „Kriechwellen-Prüfköpfe“, bezeichnet werden.

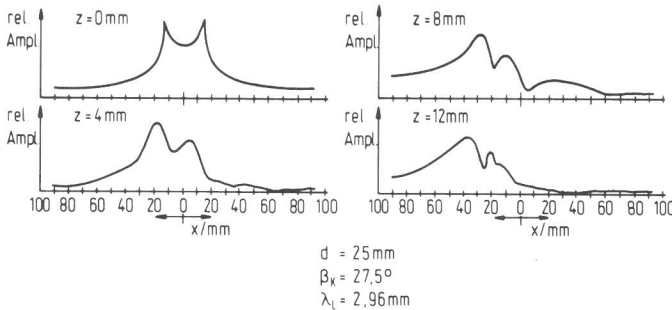


Abb. 7
Potentialkurven parallel zur Oberfläche

Aus den Potentialverteilungen nach *Abb. 7* können charakteristische Schallfeldverteilungen von Kriechwellenprüfköpfen, z.B. die „Richtcharakteristiken“ im Nahfeld, d.h. die Verteilungen um den Schallaustrittspunkt, abgeleitet werden. Dabei wird beachtet, daß zwischen Schalldruck (Schallschnelle) und Potential der Longitudinalwelle folgende Beziehung gilt:

$$\frac{\partial \Phi(x,z)}{\partial x} \omega = v_x \quad (46)$$

mit: v_x = Schallschnelle in x-Richtung
 $\omega = 2\pi f$ = Kreisfrequenz

Im folgenden wird an einem Beispiel gezeigt, wie man aus den Potentialkurven diese Richtcharakteristik konstruiert. Dazu wird *Abb. 8* betrachtet. Vorgegeben wird der Radius r , d.h. die Entfernung, bei der die Richtcharakteristik interessiert.

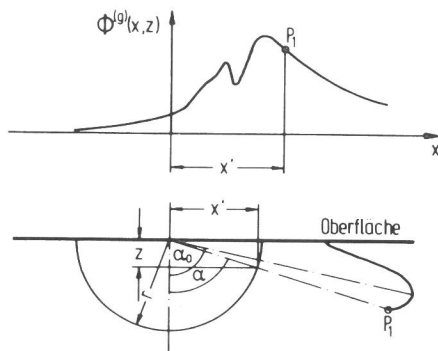


Abb. 8
Konstruktion der Richtcharakteristik im Nahfeld

Durch geometrische Berechnung erhält man den zu der jeweiligen Tiefe z gehörenden Abstand x' und den Winkel α .

$$x' = \sqrt{r^2 - z^2}, \quad \alpha = \arccos \frac{z}{r} \quad (47)$$

Das Potential $\Phi^{(g)}(x,z)$, gegeben durch den Abstand x' , wird in der durch den Winkel α vorgegebenen radialen Richtung abgetragen. Durch Wiederholung dieses Vorgehensweise kann die Richtcharakteristik für Winkelprüfköpfe von Longitudinalwellen im Nahfeld konstruiert werden. In *Abb. 9* sind solche Richtcharakteristiken für zwei Entfernungen dargestellt. An der Oberfläche ist die Kriechwelle zu erkennen, die mit der

Entfernung im Verhältnis zur Hauptkeule deutlich abnimmt. Der Rechnung zugrunde gelegt wurde eine Schwingerausdehnung $d = 25$ mm, ein Keilwinkel $\beta_k = 27,5^\circ$ bei der Werkstoffpaarung Plexiglas — Stahl mit den Schallgeschwindigkeiten $C_k = 2740$ m/s und $C_L = 5920$ m/s.

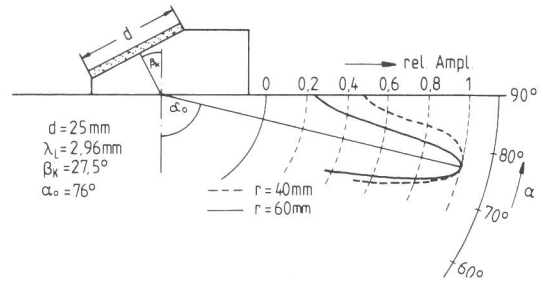


Abb. 9
Berechnete Richtcharakteristiken eines Kriechwellenprüfkopfes

2.2.2 Physikalische Bedeutung des eingeschränkten Integrationsbereichs

Auf die physikalische Bedeutung der Beschränkung des Integrationsbereichs soll noch etwas ausführlicher eingegangen werden. Nach Gleichung (38) gilt für die gebrochene Longitudinalwelle $\Phi^{(g)}(x,z)$

$$\Phi^{(g)}(x,z) = \int_{-k_L}^{+k_L} dk' \Phi^{(g)}(k') e^{-i(k'x - z \sqrt{k_L^2 - k'^2})} \quad (48)$$

Erweitert man den Integrationsbereich, so kann man für die Wurzel im Exponenten schreiben:

$$e^{-\kappa z} \quad \text{wobei } \kappa = \sqrt{k'^2 - k_L^2} \text{ reell} \quad (49)$$

für $k' > k_L$.

Diese Funktion beschreibt ein in z-Richtung exponentielles Abnehmen. Die Größe κ hat dabei die Bedeutung einer Abfallkonstanten. Ein derartiger Abfall tritt bei Oberflächenwellen auf [39,40]. Diese breiten sich nur noch parallel zur Oberfläche aus.

Die Eingrenzung des Integrationsbereichs hat demnach zur Folge, daß Oberflächenwellen bei der Berechnung nicht berücksichtigt werden. Da sie aber zum Innern des Mediums exponentiell abklingen und bei Impulsbetrieb zeitlich von der Longitudinalwelle getrennt sind, ist der Fehler, der bei der Berechnung von Schallfeldverteilungen für Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfen im Nahfeld dadurch entsteht, vernachlässigbar.

2.3 Praktische Konsequenzen aus dem Rechenmodell für den Bau von Kriechwellenprüfköpfen

Mit dem im vorangegangenen Abschnitt hergeleiteten Rechenmodell können für die praktische Nutzung insbesondere der Kriechwelle z.B. zum Nachweis oberflächennaher Fehler mit Kriechwellenprüfköpfen einige wichtige Eigenschaften abgeleitet werden.

Berechnet man das Potential der Longitudinalwelle $\Phi^{(g)}(x,0)$ an der Oberfläche (Gleichung 40), so erkennt man (*Abb. 10*), daß mit zunehmender Entfernung vom Anregungsort — Projektion der Schwingerausdehnung auf die Oberfläche (Bereich 2 I in *Abb. 6*) — das Potential sehr schnell mit der Entfernung abnimmt.

Mit dem Modell läßt sich lediglich die Entfernungsabnahme für den Streifen ($\partial/\partial y = 0$) berechnen. Aus [36] läßt sich die entsprechende Gesetzmäßigkeit für einen Rechteck-Schwinger, wie in *Abb. 10* ebenfalls dargestellt, ableiten. Diese starke Entfernungsabhängigkeit hat beim Bau von Kriechwellenprüfköpfen zur Konsequenz, daß vorzugsweise Sende-Empfangs-

prüfköpfe zur Erzielung eines guten Signal-Rauschabstandes verwendet werden sollten [41,42], da dann Störungen im Bereich des Sendepulses und der Keilreflexionen gering gehalten werden können. Bei dieser Prüfkopfbauart kann der durch den Kreuzungsbereich der beiden Schallbündel definierte Empfindlichkeitsbereich (Abb. 11) für jedes Prüfproblem individuell angepaßt werden. Dies kann durch geeignete Konstruktionen der Prüfköpfe, wie in Abschnitt 4 gezeigt, geschehen.

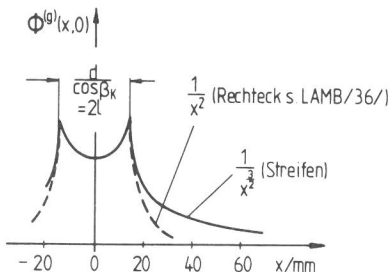


Abb. 10
Entfernungsabhängigkeit der Kriechwelle

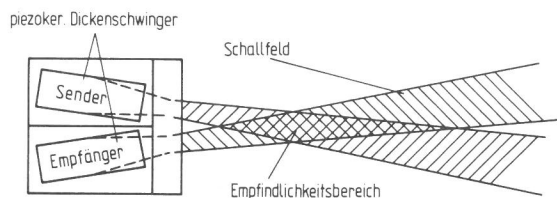


Abb. 11
Prinzip des Kriechwellenprüfkopfes (schematisch)

Als anschauliche Erklärung für die starke Entfernungsabhängigkeit dient der Umstand, daß, wie in Kapitel 2.1 beschrieben, die Kriechwelle ständig Transversalwellen in das Medium abstrahlt, wobei aber je nach Anregung (Rechteck oder Streifen) unterschiedliche Entfernungsgesetze angenommen werden müssen. Eine anschauliche Erklärung der Gesetzmäßigkeit ist kaum zu erbringen, da bei dem hier behandelten Phänomen, im Gegensatz bei der Betrachtung von Raumwellen, dem System dauernd Energie entzogen wird.

Besonders interessant ist für die Ultraschallpraxis, welcher Keilwinkel beim Bau von Kriechwellenprüfköpfen zu wählen ist, um einen maximalen Kriechwellenanteil zu erhalten. Dazu wurden mit dem Rechenverfahren für unterschiedliche Keilwinkel und Schwingergrößen d die Potentialkurven an der Oberfläche berechnet. Bei einem konstanten Abstand (z.B. $r = 30$ mm) vom Koordinatenursprung erhält man aus den Kurven Potentialwerte, die anschließend in Abhängigkeit vom Keilwinkel und von der Schwingergröße dargestellt werden können. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abb. 12 abgebildet.

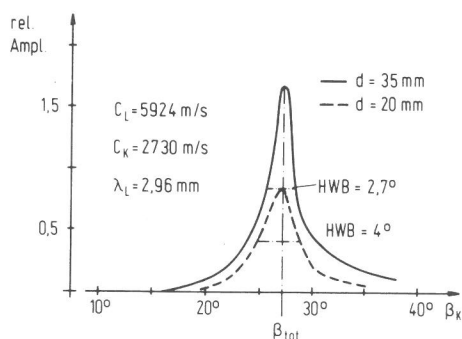


Abb. 12
Abhängigkeit der Kriechwelle vom Keilwinkel

Man erkennt, daß die maximale Feldamplitude beim Keilwinkel der Totalreflexion $\beta_k = \arcsin C_k/C_L$ gegeben ist. Ferner ergibt

sich, daß mit größerer Schwingerausdehnung die Feldamplitude zunimmt, der Keilwinkelbereich, bei dem eine merkliche Feldamplitude vorhanden ist, gegeben durch die Halbwertsbreite der Kurve, aber abnimmt. Dies hat für die praktische Realisierung von Kriechwellenprüfköpfen zur Folge, daß die Schallgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung der Welle relativ genau bekannt sein muß. Auf diese für die Praxis wichtige Tatsache wird im Zusammenhang mit den experimentellen Untersuchungen (Abschnitt 3.2) nochmals eingegangen.

Schon bei den Richtcharakteristiken in Abb. 9 war auffallend, daß sich auch eine Longitudinalwelle unter einem Winkel α_0 im Medium ausbreitet. Dagegen wäre nach Snellius bei der Werkstoffpaarung Plexiglas — Stahl und einem Keilwinkel $\beta_k = \arcsin C_k/C_L$ zu erwarten, daß sich keine Longitudinalwelle im unteren Halbraum ausbreiten kann. Zur Klärung dieses Widerspruchs, der auch schon in [7] andeutungsweise beschrieben ist, wurden mit dem Rechenmodell Potentialkurven in verschiedenen Tiefen berechnet und daraus, wie unter 2.2.1 ausgeführt, die Richtcharakteristiken bestimmt. Aus diesen Richtcharakteristiken im Nahfeld — für unterschiedliche Schwingerausdehnungen und Frequenzen berechnet — kann der tatsächliche Einschallwinkel α_0 , gegeben durch das Maximum der Richtcharakteristik, bestimmt werden. Im Diagramm (Abb. 13) ist die daraus resultierende Abhängigkeit des Einschallwinkels vom Verhältnis Schwingerausdehnung zur Wellenlänge (d/λ_L) dargestellt.

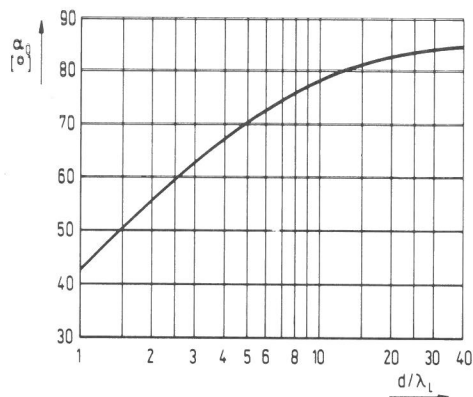


Abb. 13
Abhängigkeit des Einschallwinkels α_0 vom Verhältnis Schwingerausdehnung d zur Wellenlänge λ_L

Daraus läßt sich ableiten, daß erst bei einer unendlichen Schwingerausdehnung ein Einschallwinkel von 90° erreicht werden kann. Ein unendlicher Schwinger erzeugt aber ein unendlich ausgedehntes, ebenes Wellenfeld und dafür kann das Brechungsgesetz nach Snellius streng angewandt werden. Ferner kann man dieser Abbildung entnehmen, daß beim Bau von Kriechwellenprüfköpfen ein Kompromiß zwischen Schwingergröße und Einschallwinkel einschließlich der daraus resultierenden Intensität der Kriechwelle gewählt werden muß.

Wie oben ausgeführt, kann bei Kriechwellenprüfköpfen das Brechungsgesetz zur Bestimmung des Einschallwinkels nicht angewandt werden. Damit man aber auch für diese Prüfköpfe den Einschallwinkel α_0 rechnerisch ermitteln kann, wurde die in Abb. 13 dargestellte Kurve durch eine Gleichung genähert. Ausgehend von dem "parabelähnlichen" Kurvenverlauf in linearer Darstellung wurde eine Wurzelfunktion für den Exponenten in Gleichung (50) gewählt.

$$\alpha_0 \approx 90^\circ - \alpha' \quad (50)$$

mit:

$$\alpha' = 90^\circ e^{-\sqrt{\frac{d \cdot b}{\lambda_L \cos \beta_k}}} \quad (\text{Korrekturwinkel})$$

und:

β_k = Keilwinkel; λ_L = Wellenlänge

b = Faktor für Anpassung an die gegebene Kurve

Durch Logarithmieren von α' kann der Korrekturwert b berechnet werden. Man erhält $b \approx 0,1$. Mit $\beta_k = 27,5^\circ$ (Schallgeschdig-

keit für das Keilmaterial $C_k = 2740 \text{ m/s}$ und für das Prüfobjekt $C_L = 5920 \text{ m/s}$ erhält man als Näherung zur Berechnung des Einschallwinkels folgenden Ausdruck:

$$\alpha_0 \approx 90^\circ \left(1 - e^{-\frac{\sqrt{d/\lambda_L}}{1.63}}\right) \quad (51)$$

Mit dieser Gleichung kann der Einschallwinkel α_0 für Kriechwellenprüfköpfe in Abhängigkeit von d/λ_L berechnet werden. Angemerkt werden muß noch, daß Gleichung (51) nur im Nahfeld mit Vorteil verwendet werden kann.

Im Anhang A1 wird ausgeführt, daß auch im Fernfeld bei den in der Ultraschallpraxis üblichen Schwingergrößen der Einschallwinkel vom Verhältnis d/λ_L (Beugungseffekte) abhängig ist und daher das Brechungsgesetz auch dort keine strenge Gültigkeit hat, wie bereits in [7] gezeigt.

3. Experimentelle Untersuchungen

3.0 Prinzipielle physikalische Nachweise

Die bei der Ausbreitung von Longitudinalwellen an Oberflächen auftretenden Erscheinungen kann man auch experimentell gut erfassen, sowohl indirekt, z.B. durch die beim streifenden Einfall entstehenden, oft störenden Nebenechos [43,44], als auch durch Abbildung oder direkte Messung der beteiligten Komponenten. Zur Darstellung von Schallausbreitungsvorgängen, z.B. zur Optimierung von Prüfköpfen bzw. Prüfsystemen sind eine Fülle von Meß- und Rechenmethoden entwickelt worden. Eines der klassischen Verfahren zur Sichtbarmachung von Schallwellen in Flüssigkeiten und seit vielen Jahren auch in festen, optisch transparenten Körpern (Glas) ist die Schlierenoptik [21,22]. In Abb. 14 ist eine schlierenoptische Aufnahme von Wellen in einem Glasblock dargestellt. In der Abbildung sind zu erkennen die von einem Prüfkopf erzeugten Wellenfronten der Longitudinalwelle C, der Transversalwelle S_1^1 , sowie die am „Kopf“ der Longitudinalwelle entstandenen Wellenfronten der Kopf- und Kriechwelle K.

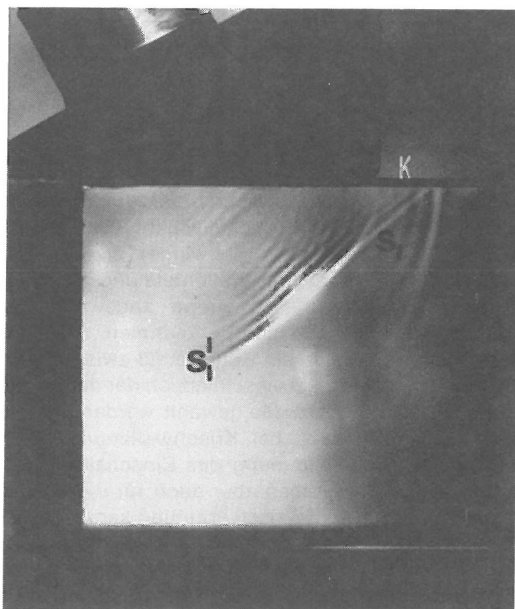


Abb. 14
Schlierenoptische Aufnahme an einem Glasblock
(n. P. G. Farley)

Numerische Methoden zur Beschreibung von Wellenausbreitungsvorgängen sind in [45-50] dargestellt. Diese Methoden erfordern meist einen Rechner höherer Speicherkapazität. Für in der Ultraschallpraxis interessante Fälle kann z.B. die von Harumi [47,48,50] publizierte Methode der „Finiten Differenzen“ mit Vorteil herangezogen werden. In Abb. 15 ist dafür ein Beispiel angegeben.

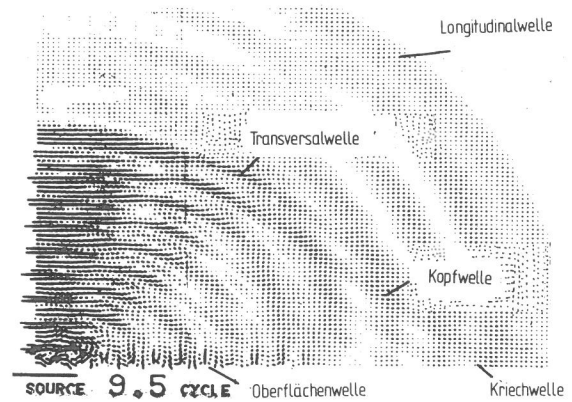


Abb. 15
Schallausbreitung in einem Festkörper nach der Finiten Differenzen-Methode
(n. Harumi [47])

Auch bei dieser Darstellung erkennt man deutlich die Wellenfronten der Longitudinalwelle, der Transversalwelle, der Kopf- und Kriechwelle.

In der vorliegenden Arbeit wurden zum Nachweis dieser Wellentypen elektrodynamische Sonden wie in [51] beschrieben verwendet. Einer der bei den Messungen benutzten Versuchsaufbauten ist in Abb. 16 schematisch dargestellt. Der an der ebenen Fläche des Halbzylinders angekoppelte Winkelprüfkopf z.B. mit 45° Einschallwinkel wurde mit einem handelsüblichen Ultraschallgerät angeregt. An der zylindrischen Fläche wurde berührungslos mit einer elektrodynamischen Transversalwellen-sonde die von diesem Prüfkopf erzeugte Schallschnelleverteilung aufgenommen und die der Schnelle proportionale Spannung auf dem Bildschirm des Ultraschallgerätes dargestellt. Um eine genaue Zuordnung der Echos vornehmen zu können, wurde das Ultraschallgerät im Bereich von 200 mm für Transversalwellen justiert. Bei verschiedenen Positionen der elektrodynamischen Sonde wurden Schirmbildaufnahmen angefertigt. Zur Auswertung dieser Aufnahmen sind die geometrischen Verhältnisse in Abb. 17 dargestellt. Der Punkt P1 in Abb. 17 kennzeichnet einen „fiktiven“ Ort der Abstrahlung von Transversalwellen, die an sich kontinuierlich, wie die Abbildungen 14 und 15 zeigen, von der Oberfläche ausgehen.

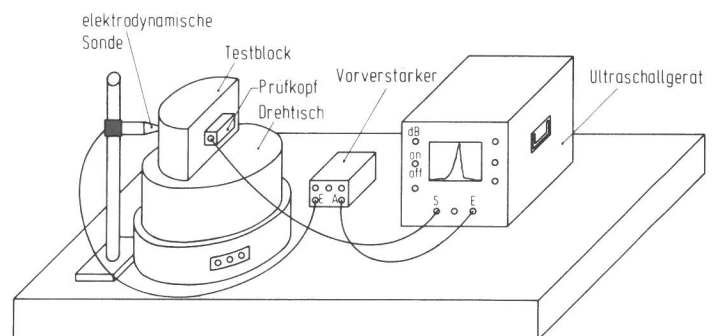


Abb. 16
Versuchsaufbau zum Nachweis der Kopf- und Kriechwelle (schematisch)

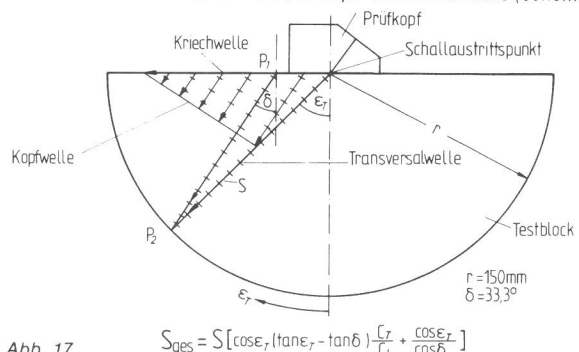


Abb. 17
Anregung einer Kopf- und Kriechwelle durch Winkelprüfköpfe im Testblock (schematisch)

$$S_{ges} = S \left[\cos \epsilon_r (\tan \epsilon_r - \tan \delta) \left(\frac{r}{C_L} + \frac{\cos \epsilon_r}{\cos \delta} \right) \right]$$

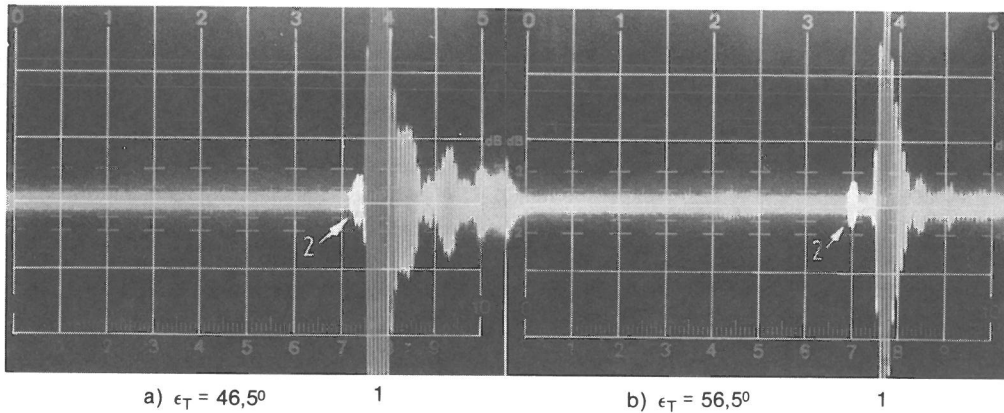


Abb. 18
Schirmbildaufnahmen bei den
angegebenen Winkelpositionen

Die in den Abbildungen 18a, 18b dargestellten Schirmbildfotos zeigen die von der elektrodynamischen Meßsonde in den angegebenen Winkelpositionen am Testblock bei Anregung durch einen Winkelprüfkopf 2 MHz Transversalwellen (45° Einschallwinkel, 10 x 18 mm² Membran) empfangenen Signale.

Der Schallweg des "Stammechos" 1 in Abb. 18a „liegt“ auf dem Schirmbild bei 150 mm. Dieses Echo ist der primären, durch Brechung erzeugten Transversalwelle zuzuordnen. Für das Echo 2 ermittelt man aus dem Schirmbild einen Weg von 146 mm. Nach der in Abb. 17 angegebenen Gleichung berechnet sich der Gesamtschallweg S_{ges} (Schallaustrittspunkt — Punkt P1 auf der Ankopplungsfläche — Punkt P2 auf der zylindrischen Fläche) für die Kriechwelle und Kopfwelle bei der in Abb. 18a angegebenen Winkelposition der Sonde zu 146 mm. Daraus folgt, daß das auf dem Schirmbild abgebildete Echo 2 durch die Kopfwelle entstanden sein kann. Da zudem bei Veränderung der Winkelposition der Meßsonde zu größeren Winkeln (Abb. 18b) das Echo 2 zu kürzeren Schallwegen wandert, muß dieses Echo der Kopfwelle zugeordnet werden. Da aber die Kopfwelle nur entstehen kann bei gleichzeitigem Vorhandensein einer Kriechwelle — wie schon ausgeführt —, kann auf diese Weise die Existenz der beiden Wellentypen nachgewiesen werden.

Die Schirmbilder 18a und 18b belegen, daß die durch schlierenoptische Aufnahmen oder durch numerische Berechnungen (Abbildungen 14 und 15) nachgewiesenen Kopf- und Kriechwellen auch mit elektrodynamischen Sonden qualitativ (s. Abschnitt 3.1) und auch quantitativ erfaßt werden können.

3.1 Bestimmung des Umwandlungsfaktors bei streifendem Einfall (Beziehung zwischen Kriech- und Kopfwelle)

Für die meßtechnische Bestimmung des in Abschnitt 2.1 definierten Umwandlungsfaktors bei streifend einfallender Longitudinalwelle mit Hilfe elektrodynamischer Sonden sind mehrere Möglichkeiten denkbar. Bei einer Methode muß vor Beginn der Messung das Übertragungsverhalten der Sonden bestimmt werden, da verfügbare elektrodynamische Sonden — für Longitudinalwellen (L-Sonde) und Transversalwellen (T-Sonde) — ein Übersprechen für die jeweils andere Wellenart zeigen.

So kann z.B. bei der Messung mit einer L-Sonde zwischen Normalauslenkung an der Meßfläche (Longitudinalwelle) und Tangentialauslenkung (Transversalwelle) nur ein Amplitudenunterschied der Anzeige von 6 dB festgestellt werden. Bei der Messung mit einer T-Sonde ist die Trennung zwischen Tangential- und Normalkomponente wesentlich besser und beträgt rd. 20 dB. Der Grund für die hohe Empfindlichkeit der L-Sonde für Tangentialkomponenten ist die durch bei dieser Sonde stärker mitwirkende Magnetostriktion gegeben [52].

3.1.1 Möglichkeit zur Kalibrierung elektrodynamischer Sonden — Gedankenexperiment —

Ein einfacher experimenteller Aufbau zur Kalibrierung von Sonden ist in Abb. 19 skizziert.

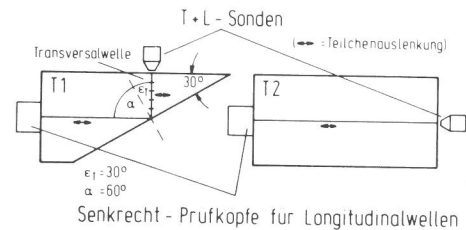


Abb. 19
Anordnung zum Kalibrieren elektrodynamischer Sonden

Dabei wird ausgenutzt, daß sich Longitudinalwellen bei einem Auftreffwinkel von 60° nahezu vollständig in Transversalwellen umwandeln [53]. Durch Messen der Schnellen mit beiden Sonden am Ort der Reflexion kann das Übersprechen der Sonden ermittelt werden. Das Übertragungsverhalten für die beiden Meßsonden kann nach Gleichung (52) angesetzt werden.

$$U_{Tges.} = U_{TT} + U_{TL} \quad (52)$$

$$U_{Lges.} = U_{LT} + U_{LL}$$

hierbei ist: U = gemessene Spannung an der Sonde

$$U_{TT} = \epsilon_{11}v_T; \quad U_{TL} = \epsilon_{12}v_L$$

$$U_{LT} = \epsilon_{21}v_T; \quad U_{LL} = \epsilon_{22}v_L$$

$$\epsilon_{12}, \epsilon_{21} = \text{Übersprechen}$$

$$\epsilon_{11}, \epsilon_{22} = \text{Übertragungsfunktion}$$

$$v = \text{Schallschnelle}$$

Gleichung (52) kann umgeschrieben werden zu:

$$U_{Tges.} = \epsilon_{11}v_T \left(1 + \frac{\epsilon_{12}}{\epsilon_{11}} \frac{v_L}{v_T} \right) \quad (53)$$

$$U_{Lges.} = \epsilon_{22}v_L \left(1 + \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_{22}} \frac{v_T}{v_L} \right)$$

Beziehungen zwischen den Parametern $\epsilon_{11}, \epsilon_{22}, \epsilon_{12}, \epsilon_{21}$ lassen sich aus den Messungen an den in Abb. 19 skizzierten Testblöcken T1 und T2 ermitteln.

Es gilt:

$$U_{TT1} = \epsilon_{11}v_{T1}; \text{ Messung T-Welle mit T-Sonde am Testkörper T1}$$

$$U_{TL2} = \epsilon_{12}v_{L2}; \text{ Messung L-Welle mit T-Sonde am Testkörper T2}$$

$$U_{LT1} + \epsilon_{21}v_{T1}; \text{ Messung T-Welle mit L-Sonde am Testkörper T1}$$

$$U_{LL2} = \epsilon_{22}v_{L2}; \text{ Messung L-Welle mit L-Sonde am Testkörper T2}$$

wobei v_{T1} und v_{L2} die Schallschnellen an den Meßorten der Testkörper T1 bzw. T2 sind.

Die Schnellen v_{T1} und v_{L2} können über Intensitätsbetrachtungen in Bezug gebracht werden [11]. Voraussetzung dafür ist aber, daß sich die Intensitäten auf die gleiche „Spurbreite“ $2l$ (s. z.B. Abb. 6) beziehen. Es gilt:

$$I_L \cos \alpha = I_T \cos \epsilon_T \quad (54)$$

I_L = Intensität der refl. L-Welle

I_T = Intensität der refl. T-Welle

Ferner gilt für den Zusammenhang zwischen Intensität und Schnelle die Beziehung: $I = 1/2 \cdot \rho \cdot C \cdot v^2$
 Setzt man diese Beziehung in Gleichung (54) ein, so erhält man für das Schallschnellenverhältnis mit $C_L = 5920 \text{ m/s}$ und $C_T = 3255 \text{ m/s}$ den unter (55) angegebenen Zusammenhang

$$\frac{v_{L2}}{v_{T1}} = \sqrt{\frac{C_T \cos \epsilon_T}{C_L \cos \alpha}} \approx 1 \quad \text{mit: } \alpha = 60^\circ, \epsilon_T = 30^\circ \quad (55)$$

Für die Verhältnisse $\epsilon_{12}/\epsilon_{11}$ und $\epsilon_{21}/\epsilon_{22}$ in Gleichung (53) ergibt sich damit:

$$\frac{\epsilon_{12}}{\epsilon_{11}} = \frac{U_{TL2}}{U_{TT1}} \quad ; \quad \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_{22}} = \frac{U_{LT1}}{U_{LL2}} \quad (56)$$

Damit ist das Übertragungsverhalten der Sonden bis auf die absoluten Übertragungsfunktionen ϵ_{11} und ϵ_{22} durch Gleichung (53) quantitativ beschrieben.

Bei der Messung von Kriechwellen muß beachtet werden, daß eine streifend an einer Oberfläche entlanglaufende Longitudinalwelle immer mit Schallschnelle-Komponenten, wie in Abb. 20 skizziert und wie durch die Gleichungen (28) und (29) beschrieben, verknüpft ist.

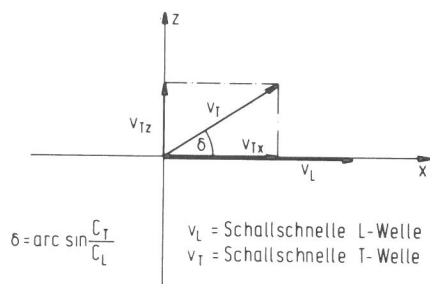


Abb. 20 Schallschnelle-Komponenten bei streifend einfallender Longitudinalwelle

Für die mit den Sonden an dieser Oberfläche gemessenen elektrischen Spannungen gilt nach Gleichung (53)

$$U_{Tges.} = \epsilon_{11} (v_{Tx} + v_L) \left(1 + \frac{\epsilon_{12}}{\epsilon_{11}} \frac{v_{Tz}}{v_{Tx} + v_L} \right) \quad (57)$$

$$U_{Lges.} = \epsilon_{22} v_{Tz} \left(1 + \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_{22}} \frac{v_{Tx} + v_L}{v_{Tz}} \right)$$

Der Umwandlungsfaktor nach Gleichung (30) ist das Verhältnis der Teilchenauslenkungen $\bar{S}_A(k' = k_L) / \bar{S}_\phi(k' = k_L)$. Da aber die Teilchenauslenkungen über die Kreisfrequenz ω mit den Schallschnellen verknüpft sind, kann man für den Umwandlungsfaktor auch schreiben $\bar{S}_A(k' = k_L) \omega / \bar{S}_\phi(k' = k_L) \omega = v_T/v_L$. Bildet man aus den nach Gleichung (57) gemessenen elektrischen Spannungen den Quotienten, so erhält man:

$$\frac{U_{Tges.}}{U_{Lges.}} = \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_{22}} \frac{v_{Tx} + v_L}{v_{Tz}} \frac{1 + \frac{\epsilon_{12}}{\epsilon_{11}} \frac{v_{Tz}}{v_{Tx} + v_L}}{1 + \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_{22}} \frac{v_{Tx} + v_L}{v_{Tz}}} \quad (58)$$

Löst man diese Gleichung nach $(v_{Tx} + v_L) / v_{Tz}$ auf und berücksichtigt, daß gilt: $v_{Tx} = v_T \cos \delta$; $v_{Tz} = v_T \sin \delta$ so erhält man für den Umwandlungsfaktor die in Gleichung (59) angegebene Beziehung.

$$U_W = \frac{v_T}{v_L} = \frac{1}{U_{gem} \sin \delta - \cos \delta} \quad ; \quad U_{gem.} = \frac{U_{Tges.} - \frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_{22}} \frac{\epsilon_{12}}{\epsilon_{11}}}{\frac{\epsilon_{11}}{\epsilon_{22}} - \frac{\epsilon_{21}}{\epsilon_{22}} \frac{U_{Tges.}}{U_{Lges.}}} \quad (59)$$

wobei

$U_{Tges.} / U_{Lges.}$ nach Gleichung (57) das Verhältnis der Spannungen gemessen mit der T- und L-Sonde an Kriechwelle und

$\epsilon_{1n} / \epsilon_{mm}$ Verhältnis zu ermitteln an den Testblöcken T1 und T2 ($l = 1,2$; $m = 1,2$; $n = 1,2$)

Da das ermittelte Verhältnis von 6 mit Meßfehlern behafteten Spannungen von Sonden-Anzeigen abhängt ($U_{Tges.}$, $U_{Lges.}$, ϵ_{11} , ϵ_{22} , ϵ_{12} , ϵ_{21}), ist die schließlich zu erzielende Zuverlässigkeit nicht mehr sehr groß, deshalb wurde ein anderer Weg zur experimentellen Überprüfung des Umwandlungsfaktors gewählt, der im folgenden Abschnitt 3.1.2 beschrieben wird.

3.1.2 Versuchsanordnung zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors

Um die oben aufgezeigten messtechnischen Probleme zu umgehen, ist es erforderlich, einen Testblock zu benutzen, der die experimentelle Bestimmung des Umwandlungsfaktors nur mit einem Testblock und mit einer elektrodynamischen Sonde gestattet. Dazu wird an dem Block in Abb. 21 ein Senkrecht-Prüfkopf für Longitudinalwellen so angekoppelt, daß sowohl die durch die streifend einfallende Longitudinalwelle abgespaltene Kopfswelle als auch die vom Prüfkopf direkt ausgesandte Longitudinalwelle an der Prüffläche (P) auftreffen und von einer elektrodynamischen Sonde für Transversalwellen empfangen werden können.

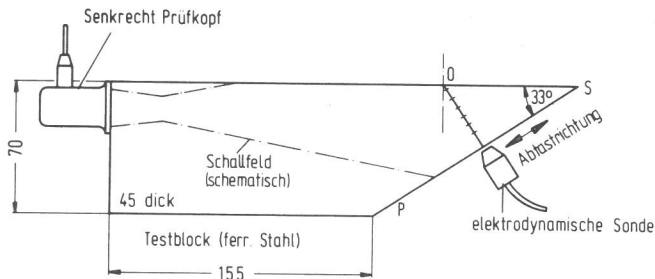


Abb. 21 Meßanordnung zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors (schematisch)

Durch den Auftreffwinkel der Longitudinalwelle von ca. 57° an der Prüffläche ist gewährleistet, daß ein genügend großer Anteil von Tangentialkomponenten für die Messung der Longitudinalwelle mit der T-Sonde zur Verfügung steht. Die Trennung der beiden Wellen — Kopfswelle, Longitudinalwelle — ist durch die unterschiedlichen Laufzeiten möglich, lediglich an der Spitze des Testblockes (S) sind die Laufzeiten der beiden Wellen gleich. Mit dieser Versuchsanordnung können also die Schallschnellen beider Wellen von einer Sonde erfaßt werden. Durch Bewegen der T-Sonde längs der Prüffläche mit einer geeigneten Manipulationseinrichtung erhält man die Schallschnelle-Verteilung in Abhängigkeit vom Abtastweg. An der Spitze des Testblockes (S) ist das Verhältnis der beiden Schallschnellen identisch mit dem zu bestimmenden Umwandlungsfaktor. Da dort eine laufzeitmäßige Trennung nicht mehr möglich ist, werden Kurven für beide Schallschnellen gemessen, die eine Extrapolation zur Spitze hin ermöglichen.

Um den nach Gleichung (30) definierten Umwandlungsfaktor U_W aus diesen Meßwerten zu bestimmen, muß, wie in Abschnitt 2.1.2 ausgeführt, berücksichtigt werden, daß die an der Prüffläche aufgenommene Schallschnelle-Komponente der Longitudinalwelle um $\arcsin \delta$ gegen die der Oberfläche (O) geneigt ist (siehe Abb. 22). Die Schnelle der Longitudinalwelle verhält sich zur gemessenen wie folgt:

$$v_L = \frac{v_{Lgem.}}{\cos \delta} \quad (60)$$

Daraus ergibt sich für den Umwandlungsfaktor nach Abschnitt 2.1.2:

$$U_{Wgem.} = \frac{v_T}{v_L} = \cos \delta \frac{v_{Tgem.}}{v_{Lgem.}} \quad (61)$$

wobei $v_{Tgem.}$, $v_{Lgem.}$ die gemessenen Schallschnellen sind.

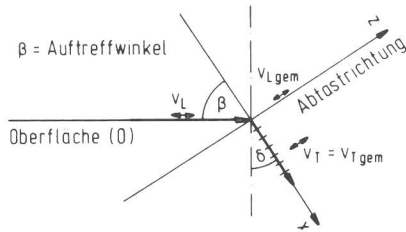


Abb. 22
Zur Korrektur der gemessenen Schallschnelle

Abb. 23 zeigt die verwendete Meßanordnung. Besonders beachtet wurde bei dieser Anordnung eine exakte und reproduzierbare Führung der Meßsonde an der Prüffläche (P).

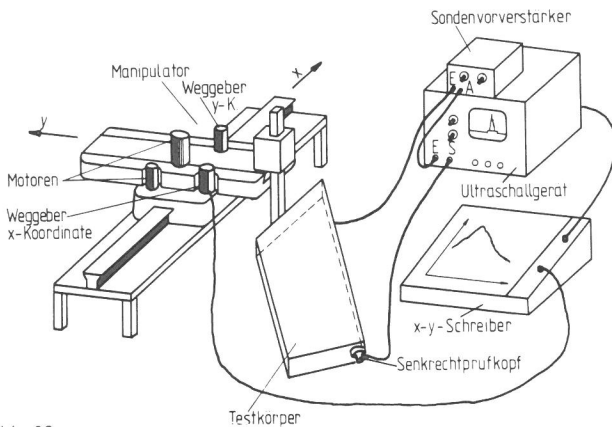


Abb. 23
Gesamtansicht des Meßplatzes zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors

Dazu wurde ein Manipulator verwendet mit einer Abstandsgenauigkeit zur Prüffläche besser als $10 \mu\text{m}$ und einer Positionsgenauigkeit von $0,1 \text{ mm}$. Dieser Manipulator gestattet eine automatische Abtastung der Prüffläche mit der elektrodynamischen Sonde. Durch die am Manipulator angebrachten Weggeber kann die Kurve für die Longitudinal- und Kopfwelle über dem Abtastweg von einem xy-Schreiber aufgezeichnet werden.

Zur Verdeutlichung ist in Abb. 24 die Prüfkopf- und Sondenanordnung dargestellt.

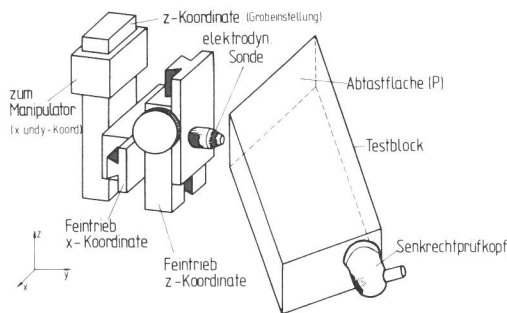


Abb. 24
Prüfkopf- und Sondenanordnung

Die für diesen Versuch verwendeten Senkrechtprüfköpfe wurden mit einem Elektromagneten und einer dafür konstruierten Halterung an der Stirnseite des Testblocks angekoppelt. Angeregt wurden diese Prüfköpfe mit einem handelsüblichen Ultraschallgerät. Die verwendete T-Sonde, die die Schallschnellen an der Prüffläche empfängt, ist auf einen Feintriebkreuzschlitten montiert (Abb. 24). Dadurch wird erreicht, daß auch eine Justierung der T-Sonde in z-Richtung (Abb. 24) sehr genau möglich ist.

Die der Schallschnelle äquivalente Spannung — empfangen durch die T-Sonde — wird über einen Sondenvorverstärker (Abb. 23) dem Ultraschallgerät zugeführt. Über den Monitorausgang des Ultraschallgerätes kann dann die von der Sonde empfangene Spannung (= Schnelle) auf dem xy-Schreiber dargestellt

werden. Am Monitorausgang liegt die Maximalspannung des in einer Blende sich befindenden Echos an. Mit dem beschriebenen Meßplatz können die Meßkurven zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors automatisch aufgenommen werden.

In Abb. 25 ist für einen 2 MHz Senkrechtprüfkopf mit einem Schwingerdurchmesser von 25 mm das Verhältnis zwischen Longitudinalwellen-Schallschnelle und Transversalwellen-Schallschnelle abgebildet.

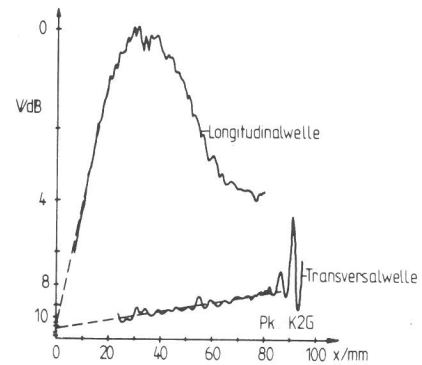


Abb. 25
Schallschnellen-Verhältnis gemessen mit T-Sonde
(Prüfkopf K2G, 2 MHz; 25 mm Schwingerdurchmesser)

Auf der Ordinate ist die Verstärkung in dB, auf der Abszisse der Abtastweg in mm abgetragen. Die zur „Spitze“ des Testblocks extrapolierten Kurven (gestrichelte Linien) schneiden die Ordinate nahezu im gleichen Punkt. An dieser Stelle muß angemerkt werden, daß durch die an der Spitze des Testblockes stärker auftretenden Interferenzerscheinungen die Meßgenauigkeit auf ca. 1 dB begrenzt ist. Für den gemessenen Umwandlungsfaktor U_{wgem} erhält man also Werte zwischen 0,89 bei einem Schallschnellenverhältnis von 1 dB und 1 bei einem Verhältnis von 0 dB. Vergleicht man diese Werte mit dem nach Gleichung (31) berechneten Umwandlungsfaktor ($U_{wth} = 0,936$) bzw. unter Berücksichtigung von Gleichung (61) ($U_{wgem} = 0,74$ bei einem Schnellenverhältnis von 1 dB und $U_{wgem} = 0,83$ bei 0 dB Schallschnellenverhältnis) mit dem nach Gleichung (30) berechneten, ($U_w = 0,782$) so erkennt man, daß man für den gemessenen Umwandlungsfaktor dieselbe Größenordnung erhält. Dies bedeutet, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit eine hinreichende Übereinstimmung vorliegt.

Ein weiteres Beispiel für einen 1 MHz Senkrechtprüfkopf ist in Abb. 26 dargestellt. Auch hier schneiden die extrapolierten Kurven die Ordinate nahezu im gleichen Punkt, so daß auch hier für den Umwandlungsfaktor dieselben Werte, wie oben ausgeführt, angegeben werden können. Daraus folgt aber auch, daß der Umwandlungsfaktor unabhängig ist von der Frequenz, wie auch nach Gleichung (29) nicht anders zu erwarten.

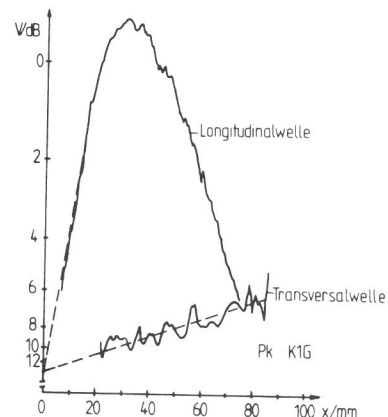


Abb. 26
Schallschnellen-Verhältnis gemessen mit T-Sonde
(Prüfkopf K1G, 1 MHz; 25 mm Schwingerdurchmesser)

3.2 Abhängigkeit der Kriechwelle vom Keilwinkel

In Abschnitt 2.3 wurde ausgeführt, daß die Wahl des Keilwinkels einen großen Einfluß auf die Intensität der Kriechwelle hat. An einer mit dem Rechenmodell berechneten Kurve wurde diese Abhängigkeit dargestellt. Im folgenden wird die experimentelle Überprüfung dieses Zusammenhanges beschrieben. Dazu wurden die Richtcharakteristiken von zwei Winkelprüfköpfen mit veränderlichem Einschallwinkel (Universalwinkelprüfköpfe, Schwingerausdehnung in der Einschallebene $d = 8 \text{ mm}$ und 16 mm) aufgenommen und mit den theoretischen Kurven verglichen.

Zur Messung der Richtcharakteristik wurde ein Meßplatz verwendet, wie er in [7] detailliert beschrieben und in Abb. 27 im Schema abgebildet ist.

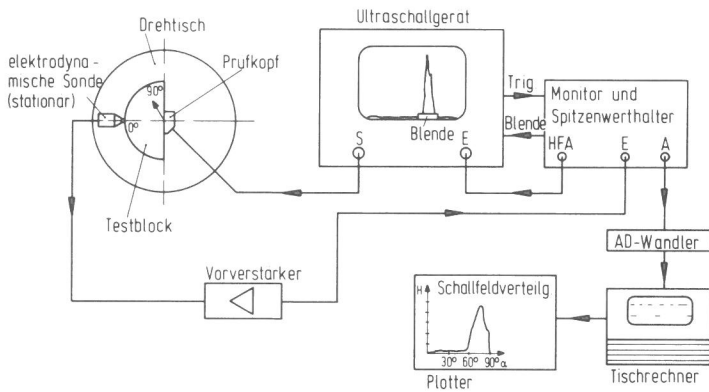


Abb. 27
Meßanordnung zur automatischen Bestimmung von Richtcharakteristiken (n. Wüstenberg [7])

Der an der ebenen Fläche des Halbzylinders angekoppelte Prüfkopf sendet Schallwellen aus, deren Schnelle an der zylindrischen Fläche durch eine elektrodynamische Meßsonde empfangen werden. Da der Halbzylinder auf einen Drehtisch montiert ist, kann so an der zylindrischen Fläche die Richtcharakteristik, d.h. die an dieser Fläche anliegende Schallschnelleverteilung des vom Prüfkopf ausgesandten Schallfeldes, automatisch abgetastet werden. Der Prüfkopf wird durch den Impulsgenerator eines Ultraschallgerätes angeregt. Die von der Sonde empfangenen Signale werden über den Sondenvorverstärker einem Monitor zugeführt. Durch Setzen der Monitorblende bei der erwarteten Laufzeit wird das gewünschte Echo herausgegriffen und dem Impulshöhendiskriminator (Spitzenwerthalter) zugeführt. Die Gleichspannung am Ausgang führt man zusammen mit dem Impuls eines Taktgebers (Auflösung $0,5^\circ$) einem AD-Wandler zu. Dieser ist wiederum angeschlossen an einen Tischrechner.

Durch ein Rechenprogramm kann die gemessene Richtcharakteristik in verschiedenen Darstellungsarten, d.h. linear oder logarithmisch sowie in kartesischen bzw. Polarkoordinaten auf dem angeschlossenen Plotter ausgegeben werden. Da bei dem verwendeten Universal-Winkelprüfkopf der Keilwinkel verändert werden kann, wurden bei jeweils unterschiedlichen Keilwinkeln Richtcharakteristiken aufgenommen und die Maximalamplitude der Kriechwelle — gemessen bei der 90° Position der hier verwendeten L-Sonde — ermittelt (s. Abb. 28).

Trägt man diese Amplitude über den Keilwinkel auf, so erhält man die in den Abbildungen 29 und 30 auf das Maximum normierten Kurven. Die Ergebnisse zeigen, daß mit größer werdender Schwingerausdehnung die Kurven schmäler werden, wie dies sich aus dem theoretischen Modell in Abschnitt 2.3 ergibt, d.h., bei großen Schwingerausdehnungen ist die Kriechwellenamplitude an der Oberfläche stärker vom Keilwinkel abhängig. Bei beiden Schwingerabmessungen tritt das Maximum der Kriechwellenamplitude beim Keilwinkel der Totalreflexion auf (siehe auch [23-25]).

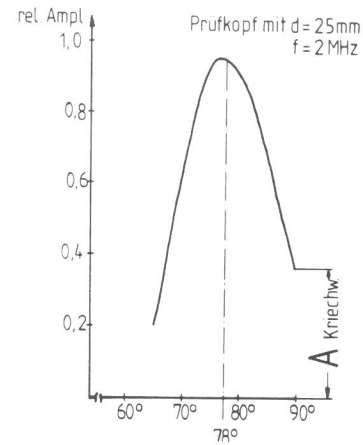


Abb. 28
Richtcharakteristik mit Kriechwellen-Anteil

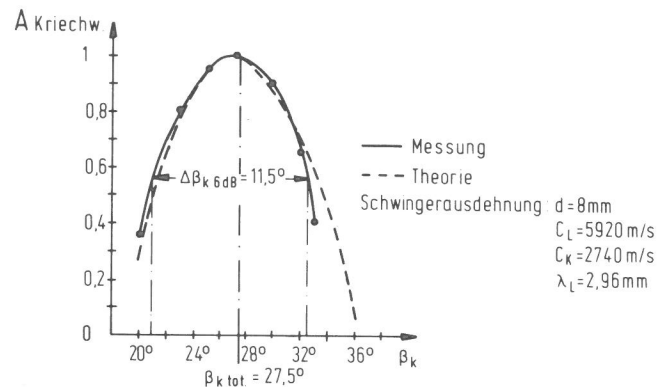


Abb. 29
Abhängigkeit der Kriechwellen-Amplitude vom Keilwinkel

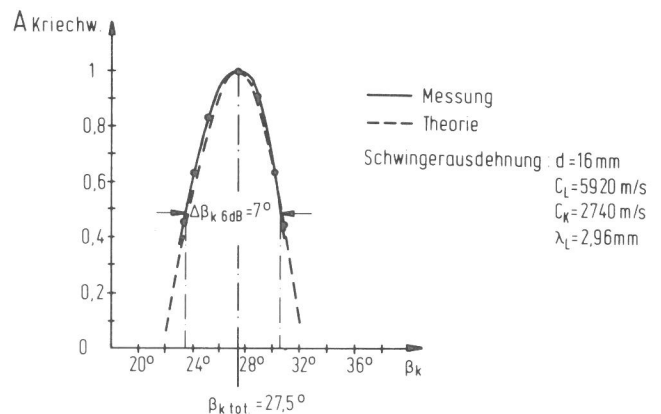


Abb. 30
Abhängigkeit der Kriechwellen-Amplitude vom Keilwinkel

Dies hat für die praktische Realisierung von Kriechwellenprüfköpfen zur Folge, daß die Schallgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung der Welle einen bedeutenden Einfluß ausübt. Bei elastisch anisotropen Werkstoffen wie z.B. Austenit muß daher vorzugsweise an die Longitudinalwellen-Schallgeschwindigkeit in tangentialer Richtung der Keilwinkel angepaßt werden. Der Vergleich zwischen den gemessenen Kurven und den mit dem Rechenmodell berechneten zeigt eine gute Übereinstimmung.

3.3 Entfernungsabhängigkeit der Kriechwelle

Bei allen Ultraschallprüfverfahren ist die Entfernungsabhängigkeit der Echoamplitude von großer Bedeutung. Sie gibt an, wie die Anzeigen-Amplitude mit dem Abstand zwischen Schallquelle und Reflektor abnimmt.

Um in der Praxis Fehler in unterschiedlicher Entfernung von der Quelle in ihren Amplituden gleichartig zu bewerten, muß die nach dem Entfernungsgesetz abfallende Amplitude berücksichtigt werden. Dies geschieht z.B. dadurch, daß man mit dem dB-Steller am Ultraschallgerät diesen Ausgleich vornimmt oder durch Übertragen der Kurve der Entfernungabhängigkeit auf den Bildschirm.

Die in Abschnitt 2.3 dargestellte, mit dem dort verwendeten Rechenmodell ermittelte Kurve wurde experimentell mit dem gleichen Meßplatz überprüft, wie er auch in Abschnitt 3.1 zur Bestimmung des Umwandlungsfaktors benutzt wurde. Lediglich die Anordnung der Meßsonde am Manipulator wurde modifiziert. In Abb. 31 ist die Sondenanordnung zusammen mit einem Kriechwellenprüfkopf abgebildet.

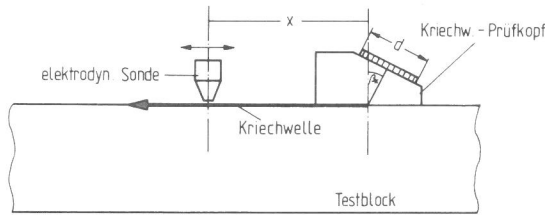


Abb. 31
Zur Messung der Entfernungabhängigkeit der Kriechwelle an der Oberfläche

Der Kriechwellenprüfkopf ist an der ebenen Fläche eines planparallelen Testblockes angekoppelt. Auf derselben Oberfläche wird die Sonde mit Hilfe des Manipulators bewegt. Die Meßwerte werden in Abhängigkeit von diesem Abtastweg auf einem xy-Schreiber dargestellt. Bei der Auswertung der Meßkurven muß berücksichtigt werden, daß die Kriechwelle schon einen bestimmten Weg, d.h. den Weg vom Schallaustrittspunkt bis zur Sondenmitte zurückgelegt hat. Dies ist bei der Angabe des Entfernungsgesetzes in der in der Ultraschallpraxis üblichen Form, d.h. als Abfall der Echoamplitude pro Entfernungsverdoppelung, zu beachten.

Werden unter Beachtung der „Vorlaufstrecke“ x_1 unterm Prüfkopf die in Abb. 32 angegebenen Kurven ausgewertet, so erhält man für die Echohöhenabnahme der Kriechwelle bei einfachem Laufweg einen Abfall von 12 dB. Dies ist gleichbedeutend mit einem Entfernungsgesetz von $1/x^2$, wie in Abschnitt 2.3 angegeben [36].

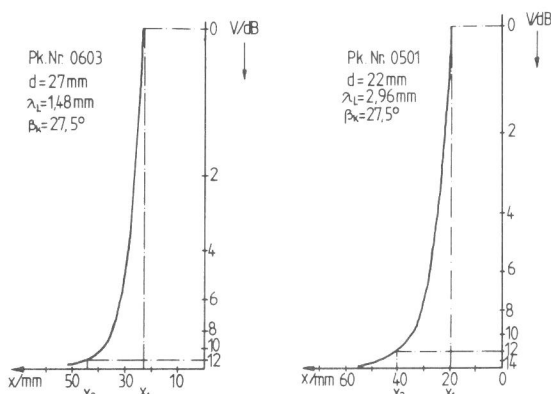


Abb. 32
Entfernungabhängigkeit der Kriechwelle

Den Echohöhenunterschied in dB kann man nach Gleichung (62) berechnen.

$$\Delta H \text{ dB} = 20 \log \left(\frac{x_1}{x_2} \right)^2 \quad (62)$$

Bei dieser starken, allein vom Ausbreitungsmechanismus abhängigen, Amplitudenabnahme können Schallschwächungseinflüsse vernachlässigt werden.

Es kann also festgestellt werden, daß die nach dem Rechenmodell bzw. nach Lamb [36] zu erwartende Abhängigkeit mit der experimentell ermittelten übereinstimmt. Ein weiterer Hinweis, daß diese starke Entfernungabhängigkeit anzunehmen ist, wird durch Tabelle 1 zum Ausdruck gebracht. Verglichen werden die Echohöhen, die man theoretisch aus den Entfernungabhängigkeiten erhält, mit den experimentell bestimmten.

PRÜFKOPF		REFLEKTOR		ECHOHOHE theor.	ECHOHOHE experim. (Meßwerte)
Schwingenform	Entfernungsabhängigkeit	Form	Entfernungsabhängigkeit		
Rechteck	x^{-2}	Streifen ⁿ	$x^{-3/2}$	$x^{-7/2}$	21dB, 21dB
Rechteck	x^{-2}	Rückw.	—	x^{-2}	12dB, 11dB, 13dB

ⁿ realisiert durch langgestreckte Nut

Tabelle 1
Zur Entfernungabhängigkeit

Diese starke Entfernungabhängigkeit legt es nahe, beim Einsatz von Kriechwellen vorzugsweise Prüfköpfe mit getrennten Schwingern, d.h. SE-Systeme, einzusetzen. Solche SE-Prüfköpfe werden in der Ultraschallpraxis schon seit Beginn der Entwicklung dieser Prüftechnik, seit ca. 10 Jahren auch für schräge einfallende Longitudinalwellen /54-56/, eingesetzt. Es gibt aber auch Fälle, in denen Einschwingerprüfköpfe ausreichend sind /57,58/.

3.4 Schallfeldverteilung im Nahfeld sowie Abhängigkeit des Einschallwinkel vom Verhältnis d/λ

Für die experimentelle Überprüfung der Ergebnisse des Rechenmodells bezüglich der Richtcharakteristiken im Nahfeld wurden zahlreiche Untersuchungen durchgeführt. Die Richtcharakteristiken geben insbesondere auch Aufschluß über die Nachweisbarkeit von nicht an die Oberfläche „vorstoßenden“ Reflektoren, eine Frage, die für die Praxis besonders interessant ist.

Ferner kann aus diesen Schallfeldverteilungen auch abgeleitet werden, wie der Einschallwinkel der Hauptkeule der Longitudinalwelle vom Verhältnis Schwingerausdehnung zur Wellenlänge abhängig ist.

3.4.1 Versuch zur Untersuchung der „Richtcharakteristik“ im Nahfeld in Abhängigkeit von der Membrangröße

Um den Einfluß der Membrangröße auf das Schallfeld von Kriechwellen-Prüfköpfen im Nahfeld experimentell zu untersuchen, sind Prüfköpfe mit unterschiedlichen Schwingerausdehnungen in der Einschallebene aufgebaut worden. Da diese Untersuchungen mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Meßanordnung erfolgte, war es nicht notwendig, Sende-Empfangsprüfköpfe aufzubauen, da bei dieser Meßanordnung im Sende-Empfangs-Betrieb gearbeitet wird. Der Prüfkopf ist dabei als Sender geschaltet. Die Schnelle der ausgesandten Schallwellen wird von einer elektrodynamischen Sonde empfangen. In Abb. 33 ist schematisch der Aufbau eines Prüfkopfes abgebildet.

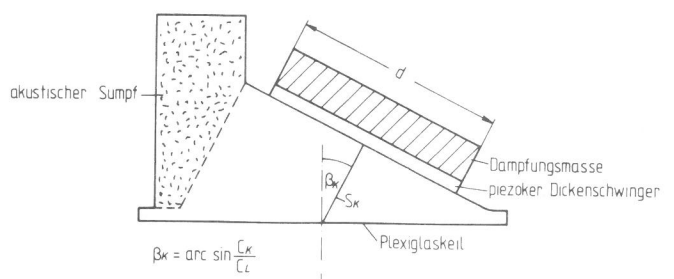


Abb. 33
Schematischer Aufbau eines für Schallfelduntersuchungen verwendeten Kriechwellen-Prüfkopfes

Für alle verwendeten Prüfköpfe ist der Keilwinkel

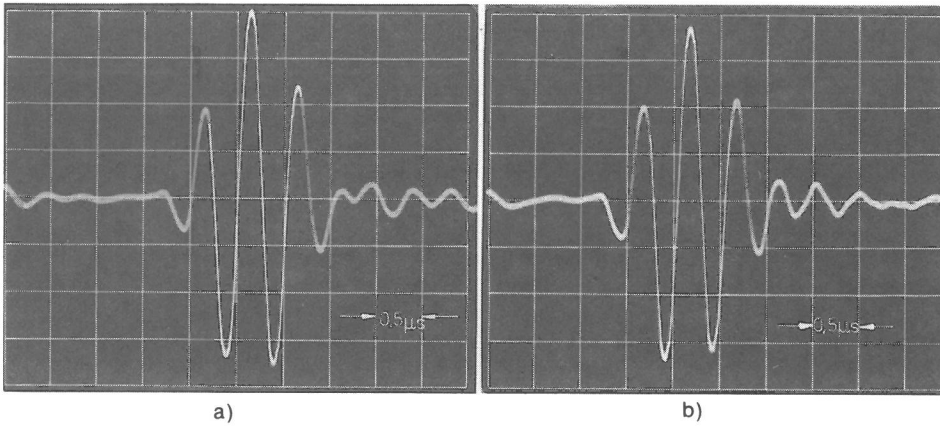


Abb. 34
HF-Signale zweier aufgebauten
Kriechwellen-Prüfköpfe

$\beta_k = \arcsin C_k / C_L$. Ferner wurde auf eine gleichlange Plexiglas-
vorlaufstrecke S_k für alle Prüfköpfe geachtet.

Die auf den Keil aufgeklebten piezokeramischen Dickenschwin-
ger wurden auf ihrer Rückseite mit einer Wolfram-Kunsthartz-
Mischung bedämpft und an den Sender des Ultraschallgerätes
mit Spulen angepaßt. In den *Abbildungen 34a* und *34b* sind für
zwei dieser aufgebauten Prüfköpfe die an einem Halbzylinder mit
 $r = 30$ mm Radius reflektierten HF-Signale dargestellt. Aus dem
Spektrum ergibt sich für diese beiden Beispiele, daß die Ar-
beitsfrequenz ($f_a = \sqrt{f_u \cdot f_o}$) bei 2 MHz liegt. Für die Absorp-
tion von Störechos aus dem Keilmaterial — diese entstehen
hauptsächlich bei der Reflexion an der Keilsohle — wurde auf
dem Keil ein „akustischer Sumpf“ aufgebaut. Zur Messung
wurden Halbzylinder mit einem Radius von 30 mm für Schwin-
gerausdehnungen bis 25 mm und für größere Schwin-
gerausdehnungen mit 40 mm Radius verwendet. In *Tabelle 2* sind
die Daten der Prüfköpfe zusammengefaßt.

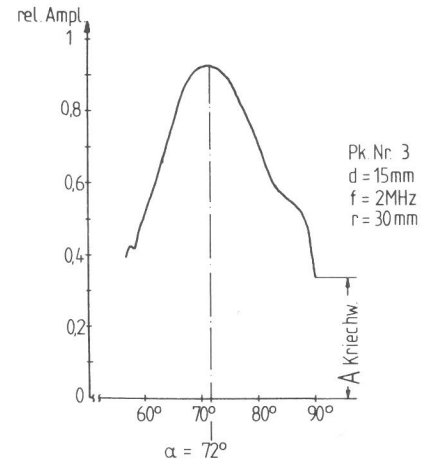


Abb. 35
Richtcharakteristik im Nahfeld eines 2 MHz Kriechwellen-Prüfkopfes

Prüfkopf Nr.	Schwinger- ausdehnung mm ²	d/λ_L (d = Schwinger- ausdehnung in Einschallenebene)	Einschallwinkel	
			$\alpha_{0\text{theor}}$	$\alpha_{0\text{gem}}$
1	10 × 5	1,7	53,5°	55°
2	10 × 10	3,3	64°	66°
3	10 × 15	5,0	70°	72°
4	10 × 20	6,8	73,5°	75°
5	10 × 25	8,4	76°	78°
6	10 × 30	10,1	78,5°	79°
7	10 × 35	11,8	79,5°	79,5°
8	10 × 20	13,5	80,5°	80,5°
9	10 × 25	16,9	82°	82°
10	10 × 30	20,2	83°	83°
11	10 × 35	23,6	83,5°	83,5°

Tabelle 2
Kriechwellenprüfköpfe zur Untersuchung der Schallfeldeigenschaften

In der Spalte „Schwingerausdehnung“ gibt die erste Zahl die
Ausdehnung senkrecht, die zweite Zahl die Ausdehnung in der
Einschallenebene wieder. Mit den zugrundegelegten Arbeitsfre-
quenzen wurde das Verhältnis d/λ_L berechnet ($C_L = 5920$ m/s)
und in der Spalte „Schwingerausdehnung zur Wellenlänge“
angegeben. In der nächsten Spalte „Einschallwinkel“ ist der
Winkel des Maximums der Hauptkeule (*Abb. 13*) angegeben. Die
letzte Spalte $\alpha_{0\text{gem}}$ zeigt die gemessenen Werte.
In den *Abbildungen 35* und *36* sind für einen 2 MHz bzw. 4 MHz
Kriechwellen-Prüfkopf die gemessenen „Richtcharakteristiken“
im Nahfeld dargestellt.

Auf der Ordinate ist die relative Amplitude (linear), auf der
Abszisse der Winkel abgetragen. Man kann aus diesen
Abbildungen das Verhältnis Hauptkeule-Kriechwelle entnehmen.
Weiter wird deutlich, daß die Hauptkeule bei dem 4 MHz
Prüfkopf zu größeren Winkeln gegenüber dem Beispiel in
Abb. 35 verschoben ist, wie auch nach der Theorie zu erwarten.
Auf diese Abhängigkeit des Einschallwinkels von der Schwinger-
größe und der Wellenlänge wird im nächsten Abschnitt wegen
ihrer Bedeutung für die Praxis näher eingegangen.

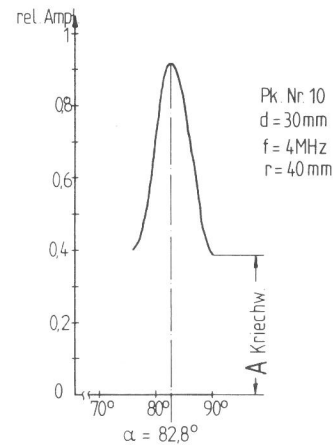


Abb. 36
Richtcharakteristik im Nahfeld eines 4 MHz Kriechwellen-Prüfkopfes

3.4.2 Auswertung der Messergebnisse

In Abschnitt 2.2.1 wurde ausgeführt, wie mit dem Rechenmodell
„Richtcharakteristiken“ im Nahfeld berechnet werden können.
Im folgenden werden theoretisch ermittelte und experimentell
bestimmte Richtcharakteristiken einander gegenübergestellt.
Für unterschiedliche Verhältnisse von d/λ_L sind in den
Abbildungen 37 und *38* die Ergebnisse wiedergegeben.

Die relativ gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und
Messung zeigt, daß das zweidimensionale Rechenmodell von
Abschnitt 2.2 ausreicht, die wichtigsten Aussagen über die
Schallfeldausbildung bei Kriechwellen-Prüfköpfen und Longitu-
dinal-Winkelprüfköpfen abzuleiten. Die unterschiedlichen
„Formen“ der Kurven — eine breite Verteilung und ein steiler
Einschallwinkel bei einem kleinen Verhältnis von d/λ_L im

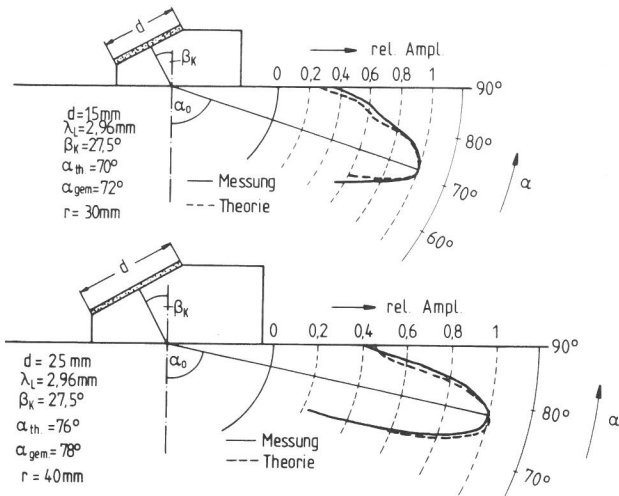


Abb. 37
Richtcharakteristiken von Kriechwellen-Prüfköpfen

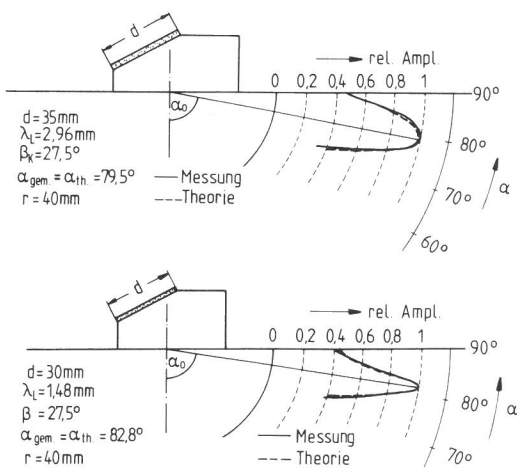


Abb. 38
Richtcharakteristiken von Kriechwellen-Prüfköpfen

Gegensatz zu den Kurven mit einem größeren Verhältnis von d/λ_L — sind für die Prüfpraxis beim Einsatz von Kriechwellen-Prüfköpfen von großer Bedeutung. Will man nämlich Reflexionsstellen auch noch in etwas größerer Tiefe (10-15 mm) nachweisen, so wird man beim Bau von Kriechwellen-Prüfköpfen die Schwingerausdehnung bei vorgegebener Frequenz so wählen, daß man einen steileren Einschallwinkel erzielen kann. Will man dagegen Reflexionsstellen direkt an der Oberfläche bzw. nur geringfügig darunter mit hohem Signal-Rauschabstand nachweisen, so wird man das Verhältnis von d/λ_L groß wählen. Die Benutzung dieser Ergebnisse beim Bau von Kriechwellen-Prüfköpfen wird in Abschnitt 4.0 näher erläutert.

Zur weiteren Überprüfung des Rechenmodells wurden aus den gemessenen Richtcharakteristiken der in Tabelle 2 angegebenen Prüfköpfe die Einschallwinkel des Hauptmaximums, gegeben durch den Mittelwert des 3 dB Abfalls, bestimmt. Die Einschallwinkel α_{ogem} (s. Tabelle 2) wurden in Abhängigkeit vom Verhältnis d/λ_L der in Abschnitt 2.3 dargestellten theoretischen Kurve gegenübergestellt (Abb. 39).

In weiten Bereichen besteht eine für die Praxis des Prüfkopfbaus ausreichende Übereinstimmung. Insbesondere ist in einem für die Praxis interessanten Bereich, d.h. bei einem Verhältnis d/λ_L von 6 bis 20, die Übereinstimmung sehr gut.

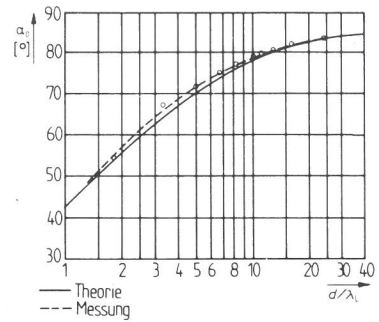


Abb. 39
Abhängigkeit des Einschallwinkels vom Verhältnis d/λ_L (Messung und Theorie)

4. Praktische Anwendung der Kriechwellen-Prüfköpfe

4.0 Prinzip der Berechnung von Kriechwellen-Prüfköpfen

Für die Optimierung von Kriechwellen-Prüfköpfen in SE-Bauweise und für die Anpassung an das bestehende Prüfproblem erschien es zweckmäßig, ein Rechenverfahren zu entwickeln, mit dem die für die mechanische Fertigung der Prüfköpfe benötigten Daten berechnet werden können. Da Kriechwellen-Prüfköpfe auch an gekrümmten Bauteilen eingesetzt werden sollen, wurden in dem entwickelten Rechenverfahren einachsige Krümmungen mit berücksichtigt. In Abb. 40 sind die geometrischen Verhältnisse angegeben.

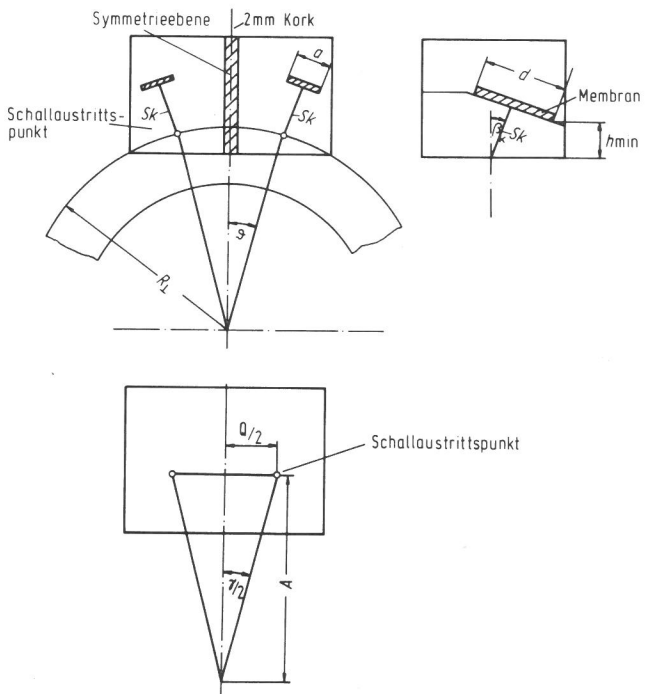


Abb. 40
Geometriebetrachtung für die Fertigung von Kriechwellen-Prüfköpfen

Es werden Krümmungen senkrecht zur Symmetrieebene betrachtet. Krümmungen parallel zur Symmetrieebene werden später eingeführt. Aus den geometrischen Beziehungen nach Abb. 40 lassen sich die Gleichungen (63) bis (66) angeben.

$$\beta_k = \arcsin \frac{C_k}{C_L} \quad (63)$$

bzw. mit Berücksichtigung der Krümmung R_L

$$\beta_k^* = \beta_k + \Delta\beta_k \quad \text{wobei} \quad \Delta\beta_k = \arcsin \frac{A' \sin^2 \gamma / 2}{R_L} \quad (\text{siehe Gleichung 68})$$

$$S_k = \frac{h_{\text{mitte}}}{\cos \beta_k} + \frac{d}{2} \tan \beta_k \quad (64)$$

$$h_{\text{mitte}} = S_k \cos \beta_k \quad (65)$$

$$\vartheta = \arcsin \frac{Q}{2R_L} \quad (66)$$

Dabei ist β_k^* der Keilwinkel des Vorsatzkeiles mit Krümmungseinfluß; $\Delta \beta_k$ berücksichtigt die Neigung der Tangentialebene im Schallaustrittspunkt zur Tangentialebene im projizierten Kreuzungspunkt der Schallfelder (Abb. 42); C_k die Schallgeschwindigkeit des Keilmaterials für Longitudinalwellen; C_L die Schallgeschwindigkeit des zu prüfenden Materials für Longitudinalwellen in Tangentialrichtung; S_k die Keilvorlaufstrecke; d die Schwingerabmessung in der Einschallebene; Q der Abstand der beiden Schallaustrittspunkte und R_L der Radius des Prüfobjektes senkrecht zur Symmetrieebene. Bei der Berechnung wird als Schallbündel das der Hauptkeule der Longitudinalwelle im Halbraum betrachtet.

Die Berechnung wird durchgeführt, indem die geometrischen Orte auf der Sehnenebene projiziert werden auf die Tangentialebene, wie dies schematisch in Abb. 41 angegeben ist.

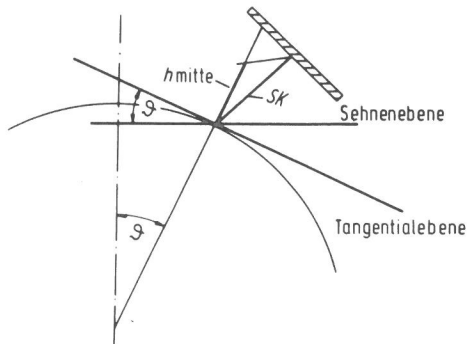


Abb. 41
Zur Berechnung der Fertigungsdaten

In Abschnitt 2.3 wurde ausgeführt, daß die Intensität der Kriechwelle mit zunehmender Schwingergröße größer wird. Um dies beim Bau von Kriechwellen-Prüfköpfen ausnutzen zu können, muß dafür gesorgt werden, daß die Maximalausdehnung der Membran so gedreht wird, daß diese Ausdehnung in Richtung des "Fokuspunktes" zeigt. Dazu ist es erforderlich, den Drehwinkel $\gamma/2$, wie er in Abb. 42 für die Sehnenebene angegeben ist, auf die Tangentialebene umzurechnen.

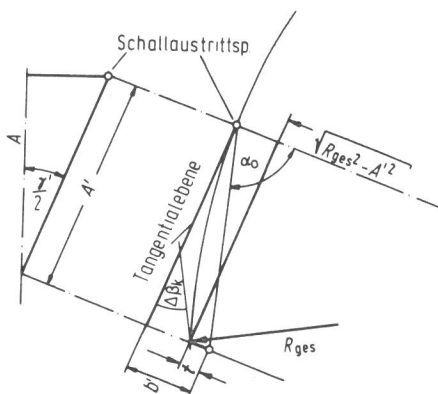


Abb. 42
Berechnung der Fokustiefe

Dieser Winkel wird im folgenden mit $\gamma'/2$ bezeichnet und ist in Gleichung (67) wiedergegeben.

$$\gamma'/2 = \arcsin \left(\frac{\tan \gamma/2}{\cos \beta_k} \right) \quad (67)$$

Wichtigste Variablen für die Anpassung von Kriechwellen-Prüfköpfen an das Prüfproblem sind die Entfernung A' (Entfernung zwischen Schallaustrittspunkt und dem auf die Tangentialebene projizierten Fokuspunkt) und die Tiefenlage (Fokustiefe) t des Kreuzungsbereichs der beiden Schallbündel. Dabei sind für die Berechnung zwei Wege denkbar: Vorgabe der Fokustiefe t und man kann A' berechnen oder umgekehrt. In dieser Arbeit wurde die Vorgabe der Fokustiefe, gewählt.

Unter Berücksichtigung des Einschallwinkels der Hauptkeule, wie in Gleichung (50) angegeben, berechnet sich der Abstand A' zu (Gleichung 68):

$$A' = \frac{\tan \alpha_0}{1 + \tan^2 \alpha_0} \left(t + R_{\text{ges}} \pm \sqrt{R_{\text{ges}}^2 - t^2 \tan^2 \alpha_0 - 2t R_{\text{ges}} \tan^2 \alpha_0} \right) \quad (68)$$

mit (Euler'sche Formel) $\frac{1}{R_{\text{ges}}} = \frac{\cos^2 \gamma/2}{R_{\text{II}}} + \frac{\sin^2 \gamma/2}{R_{\text{I}}}$

Ferner ergibt sich nach Abb. 42 für den Abstand Schallaustrittspunkt Keilmitte Gleichung (69).

$$Q/2 = A' \sin \gamma/2 \quad (69)$$

Mit den Gleichungen (63) bis (69) sind die geometrischen Beziehungen auf der Tangentialebene zum Bau von Kriechwellen-Prüfköpfen gegeben. Diese Beziehungen müssen auf die Membranebene übertragen werden, um die Keilgeometrie zu ermitteln.

Wie aus der in Abb. 43 schematisch dargestellten Draufsicht auf einen SE-Winkelprüfkopf hervorgeht, muß der Schwinger um den Winkel $\gamma''/2$ gedreht werden, damit im Kreuzungsbereich der beiden Schallbündel maximale Intensität der Longitudinalwelle vorliegt.

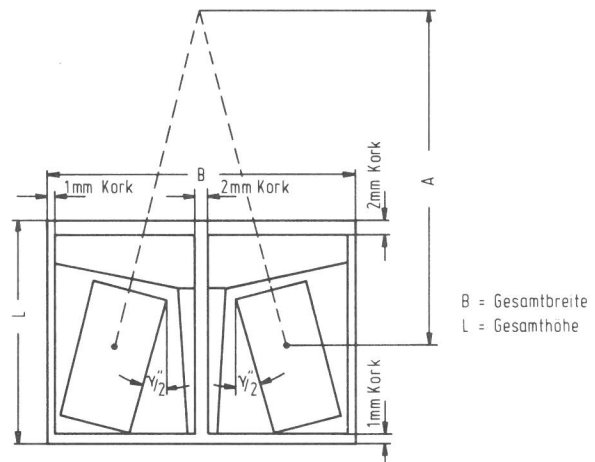


Abb. 43
Draufsicht auf einen SE-Winkelprüfkopf

Der im folgenden mit Klebwinkel bezeichnete Winkel ist durch Gleichung (70) gegeben.

$$\gamma''/2 = \arcsin \left(\frac{\tan \gamma/2}{\cos \beta_k} \right) \quad (70)$$

Mit dieser Beziehung ist gewährleistet, daß die maximale Membranausdehnung in Richtung Fokuspunkt zeigt. Ferner muß noch, wie bei allen bekannten SE-Prüfköpfen [59], der sogenannte Dachwinkel berechnet werden. Das ist der Winkel, um den die beiden Membranflächen gegeneinander geneigt sind (Gleichung 71).

$$\vartheta_{\text{ges}} = \vartheta + \arcsin \left(\frac{\tan \beta_k \sin \gamma/2}{\cos \beta_k} \right) \quad (71)$$

Der Keilwinkel muß den Dachwinkel und den Drehwinkel in der Tangentialebene berücksichtigen. Der sich daraus ergebende neue Keilwinkel, der bei der mechanischen Fertigung von Prüfkopfkeilen berücksichtigt werden muß, wird im folgenden als modifizierter Keilwinkel bezeichnet (Gleichung 72).

$$\varphi_k = \arcsin \left(\frac{\tan \beta_k \cos \gamma/2 \cos \vartheta}{\cos \beta_k} \right) \quad (72)$$

Mit den Gleichungen (63) bis (72) können die Winkel für den Keil eines Kriechwellen-Prüfkopfes berechnet werden. Die genaue Berechnung ist nur durch ein iteratives Verfahren mit Rechner möglich, da eine explizite Schreibweise der einzelnen Winkel nicht gelingt. Bei der Rechnung wird der Winkel $\gamma/2$ solange verändert, bis die Differenz zwischen $Q'/2 - Q/2 \leq 0,1$ mm ist. Q' ist die unter Beachtung der Bündelform im Keil mindestens benötigte Basisbreite der Schallaustrittspunkte und ist durch Gleichung (73) gegeben.

$$Q/2 = \frac{1}{2 \cos \vartheta_{\text{ges}}} (a \cos \gamma/2 + d \sin \gamma/2) - (0,88 \lambda_L \frac{S_k}{a} \frac{C_k}{C_L}) + 1 \quad (73)$$

Der letzte Klammerausdruck in Gleichung (73) berücksichtigt die Bündel einschnürung im Keil [60]. Die in der Gleichung enthaltene 1 beachtet, daß 2 mm Kork als akustische Trennung in der Prüfkopfmittle bei der Prüfkopffertigung zu berücksichtigen sind, wie es in Abb. 43 angegeben ist. Wird die Differenz zwischen gefordertem Abstand von Schallaustrittspunkt zur Prüfkopfmittle und berechnetem Abstand $\leq 0,1$ mm, dann kann die Gesamtbreite B mit Gleichung (74), die Gesamtlänge L des Keils mit Gleichung (75) sowie die Gesamthöhe H und die Eckhöhe h_{Eck} mit den Gleichungen (76) und (77) berechnet werden.

$$B = 2(a \cos \vartheta_{\text{ges}} \cos \gamma/2 + d \sin \gamma/2 \cos \vartheta_{\text{ges}}) + 2S_k (\cos \beta_k \sin \vartheta + \sin \beta_k \cos \vartheta \sin \gamma/2) + 4 - 2(0,88 \lambda_L \frac{S_k}{a} \frac{C_k}{C_L}) \quad (74)$$

$$L = h_{\text{min}} \tan \varphi_k + a \sin \gamma/2 \frac{1}{\cos \beta_k} + \frac{d}{\cos \beta_k} + 3 \quad (75)$$

$$H = (h_{\text{mitte}} + \frac{d}{2} \sin \beta_k) \frac{1}{\cos \vartheta_{\text{ges}}} + \frac{a}{2} \cos \gamma/2 \sin \vartheta_{\text{ges}} + \frac{B^2}{32 |R'_{\text{ges}}|} (2 + \frac{R'_{\text{ges}}}{|R'_{\text{ges}}|}) \frac{1}{\sin^2 \eta} \quad (76)$$

$$h_{\text{Eck}} = h_{\text{min}} - \frac{B-4}{2} \tan \vartheta_{\text{ges}} + \frac{B^2}{32 |R'_{\text{ges}}|} (2 + \frac{R'_{\text{ges}}}{|R'_{\text{ges}}|}) \frac{1}{\sin^2 \eta} ; \quad (77)$$

mit: $\eta = \arctan \frac{B}{L}$

$$\frac{1}{R'_{\text{ges}}} = \frac{\cos^2 \eta}{R_{\parallel}} + \frac{\sin^2 \eta}{R_{\perp}}$$

Bei der Berechnung der Gesamtbreite B werden jeweils 1 mm Kork an den Außenflächen des Keils und 2 mm Kork in der Mitte berücksichtigt. Entsprechend wird bei der Berechnung der Gesamtlänge L 1 mm am hinteren Ende und 2 mm am vorderen Ende beachtet (s. Abb. 43).

Bei geeigneter Auswahl der Membrangröße, der Fokustiefe und der Wellenlänge können mit diesem Algorithmus Kriechwellenprüfköpfe — an unterschiedliche Geometrie und Prüfprobleme angepaßt — berechnet und gefertigt werden.

1) Für die Fertigung der Prüfkopfkeile ist es sinnvoll, die Höhe der hinteren Keilmittle h_{Keil} anzugeben.

$$h_{\text{Keil}} = h_{\text{Eck}} + \frac{B-4}{2} \tan \vartheta_{\text{ges}}$$

4.1 Kriechwellenprüfköpfe zum Nachweis oberflächennaher Fehler

4.1.1 Untersuchungen an künstlichen Reflektoren

Mit dem im vorigen Abschnitt vorgestellten Rechenverfahren wurden Kriechwellenprüfköpfe zum Nachweis oberflächennaher Fehler durch Wahl möglichst großer Membranen, kurzen Abständen zwischen Schallaustrittspunkt und Fokuspunkt und kleinen Fokustiefen optimiert. Für die im Folgenden zu beschreibenden Untersuchungen wurde jeweils ein 2 MHz und ein 4 MHz Kriechwellenprüfkopf verwendet. Zur Erfassung des nutzbaren Schallwegbereiches dieser Prüfköpfe wurden an „Halbflachbodenbohrungen“ Echodynamikkurven aufgenommen. In Abb. 44 ist dafür ein Beispiel angegeben.

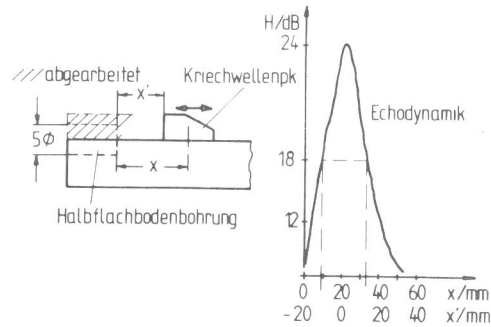
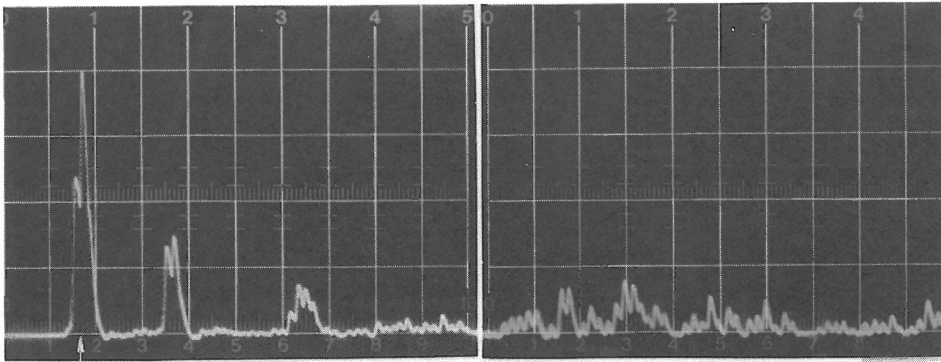


Abb. 44
Zum nutzbaren Schallwegbereich bei Kriechwellenprüfköpfen

Man erkennt, daß bei diesem Prüfkopf die nutzbare Entfernung, gegeben z.B. durch den 6 dB-Abfall, zwischen 8 und 33 mm liegt. Dem Schirmbild (Abb. 45) kann entnommen werden, daß dieser Reflektor mit einem für die Praxis ausreichenden Signal-Rauschabstand nachgewiesen werden kann ($S/R = 34$ dB) und den Schluß zuläßt, daß der Prüfkopf die geforderten Eigenschaften aufweist, um oberflächennahe Fehler nachweisen zu können. Da sich natürliche Fehler, z.B. von der Oberfläche ausgehende Risse, nicht immer senkrecht zu dieser ausbreiten müssen, ist bei dem Test der Leistungsfähigkeit eines Prüfverfahrens für Risse immer auch die Schräglagenabhängigkeit einer Anzeige zu beachten. Ergebnisse von Untersuchungen zum Einfluß dieser Abhängigkeit sind in Abb. 46 angedeutet. Die untersuchten Reflektoren waren Halbkreisscheiben mit einer Neigung gegenüber der Oberflächennormalen von 0° , $+20^\circ$ und -20° sowie einem Radius von 2,5 mm. Durch Variation des Auftreffwinkels, wie in Abb. 46 rechts oben angedeutet, kann die Nachweisbarkeit derartiger Reflektoren in Abhängigkeit von der azimutalen (0° , $\pm 20^\circ$) und der horizontalen (Auftrittswinkel ψ) Schräglage bestimmt werden [61]. Gemessen wurde die Verstärkung in dB bei 80 % Bildschirmhöhe. Die dabei erhaltenen Kurven sind in Abb. 46 links dargestellt. Auf der Abszisse ist der Auftreffwinkel ψ und auf der Ordinate die relative Verstärkung in dB abgetragen.

Damit die Nachweisbarkeit in Abhängigkeit von der Reflektorschräglage aus dem Diagramm entnommen werden kann, wurde die „Rauschkurve“ mit in das Diagramm aufgenommen. Durch Anheben dieser Kurve um 14 dB (dies ist ein S/R -Abstand, wie er in der Praxis wünschenswert ist) erhält man Anhaltswerte für die Einschätzung der Nachweisbarkeit der untersuchten Reflektoren.

Man erkennt, daß bei der 0° -Lage zur Oberflächennormalen der Reflektor bis zu einer relativen Lage von ca. 19° zwischen Prüfkopfchse und Reflektornormalen recht gut nachweisbar ist. Die zur Oberfläche geeigneten Reflektoren verhalten sich nicht so günstig. Will man diese Reflektoren mit einem ähnlich guten Signal-Rauschabstand nachweisen, so muß bei größerer horizontaler Schräglage der Prüfkopf gedreht werden, was bei der Handprüfung immer gemacht wird, da dort die Regelwerke [62] ein Schwenken des Prüfkopfes vorschreiben. Angemerkt



Fehlerecho

(G = 38 dB)

fehlerfrei (G = 58 dB)

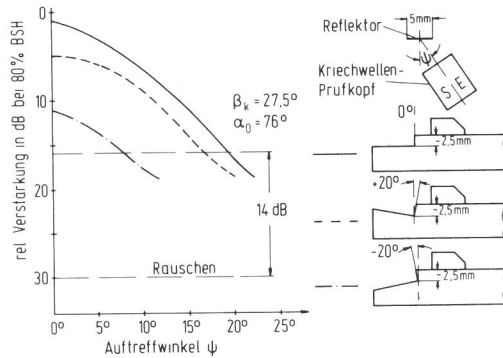


Abb. 46
Nachweisempfindlichkeit in Abhängigkeit von der horizontalen und azimutalen Schräglage

werden muß aber, daß die Lage der Kurven in Abb. 46 von der Bauform des Prüfkopfes abhängig ist. Die Untersuchungen haben weiter gezeigt, daß derartige Reflektoren mit nahezu dem gleichen Signal-Rauschabstand durch geeignete Kriechwellenprüfköpfe nachgewiesen werden können, wie bei Verwendung von 45°-Winkelprüfköpfen unter Ausnutzung des Winkelspiegelleffektes, bei ungünstiger Oberfläche (rauh, rostig) sogar besser. In Abb. 47 ist das Schirmbild von der Anzeige eines sehr kleinen Testfehlers dargestellt.

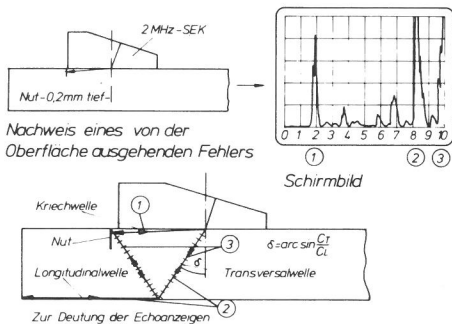


Abb. 47
Nachweis oberflächennaher Fehler

Durchgeführt wurden diese Experimente an funkenerradierten Fehlern mit einer Tiefe von 0,2 — 0,5 mm und einer Länge von 5 mm. In Abb. 47 ist ein Beispiel für eine Nuttiefe von 0,2 mm angegeben. Verwendet wurde ein 2 MHz Kriechwellenkopf. Wie das dargestellte Schirmbild zeigt, ist diese Nut mit einem guten Signal-Rauschabstand (10 dB) nachweisbar. Im unteren Teil des Bildes ist der Schallverlauf („Hauptstrahl“) zur Deutung der auftretenden Echoanzeigen skizziert.

Das am gleichen Fehler unter Verwendung eines 4 MHz Kriechwellenprüfkopfes erhaltene Schirmbild ist in Abb. 48 dargestellt. Deutlich erkennt man, bedingt durch das günstigere Verhältnis von d/λ_L und dem daher größeren Einschallwinkel der Hauptkeule, eine Verbesserung des Signal-Rauschabstandes.

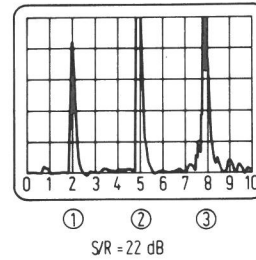


Abb. 48
Nachweis oberflächennaher Fehler mit einem 4 MHz Kriechwellenprüfkopf

Anlaß für diese Untersuchungen war auch, zu zeigen, ob Kriechwellenprüfköpfe zur Klärung von mit Magnetpulververfahren gefundenen „Scheinrißanzeigen“ einen Beitrag leisten können. Untersuchungen an einer Stahlplatte ergaben [63], daß die mit Magnetpulververfahren gefundenen „Scheinrißanzeigen“ durch Überprüfung mit 2 MHz Kriechwellenprüfköpfen klar von wirklichen Trennungen zu trennen sind. Sie bringen an Stellen mit Rissen deutliche Anzeigen und bei gefügebedingten Scheinrißanzeigen keine vom Rauschen trennbaren Hinweise.

Weitere Untersuchungen zum Nachweis oberflächennaher Risse bei Mischverbindungen (Stützeinschweißung an einem Reaktordruckgefäß) sind in [64] beschrieben.

4.1.2 Untersuchungen an „realen“ oberflächennahen Fehlern

Die Untersuchungen an den künstlichen Reflektoren haben gezeigt, daß diese mit einem für die Praxis ausreichenden Signal-Rauschabstand nachgewiesen werden können, wobei meist ideale Oberflächen vorlagen. Ergänzende Untersuchungen an realen Fehlern hatten darum zum Ziel, aufzuzeigen, in wieweit diese Ergebnisse auch auf reale Oberflächen und Fehler übertragen werden können. Die Ergebnisse wurden gewonnen an freigelegten Unterplattierungsrisen (UPR's), an Rissen ausgehend von einer plattierten Oberfläche und an einer mit Seigerungszonen im oberflächennahen Bereich durchsetzten Testplatte.

Um die Nachweisbarkeit von bis an die Oberfläche durchgehenden Rissen aufzuzeigen, wurden an einer Testplatte mit freigelegten UPR's (Abb. 49) mit 2 MHz und 4 MHz Kriechwellenprüfköpfen Untersuchungen durchgeführt. Die Ristiefe —

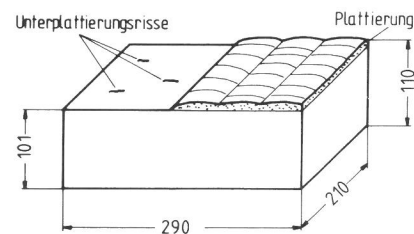


Abb. 49
Testblock mit Unterplattierungsrisen

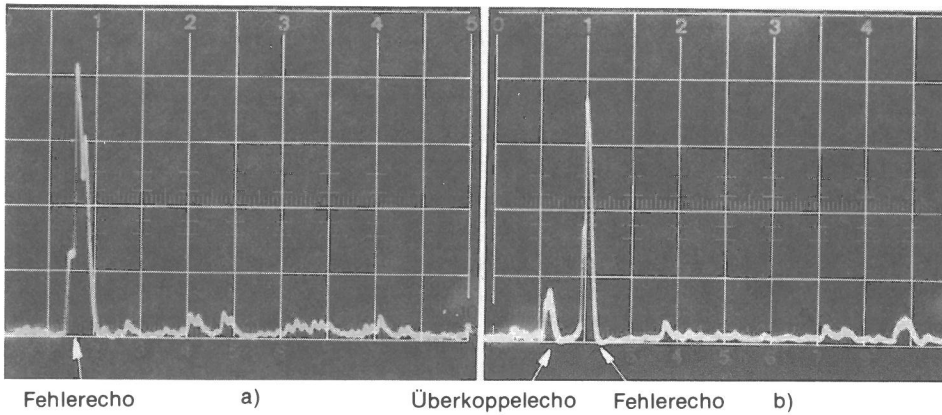


Abb. 50
Schirmbilder von freigelegten UPR's
erzeugt mit Kriechwellenprüfköpfen
(Justierbereich: 100 mm
für Longitudinalwellen)

2 MHz Kriechwellenprüfkopf
G = 56 dB; S/R = 14 dB

4 MHz Kriechwellenprüfkopf
G = 66 dB; S/R = 18 dB

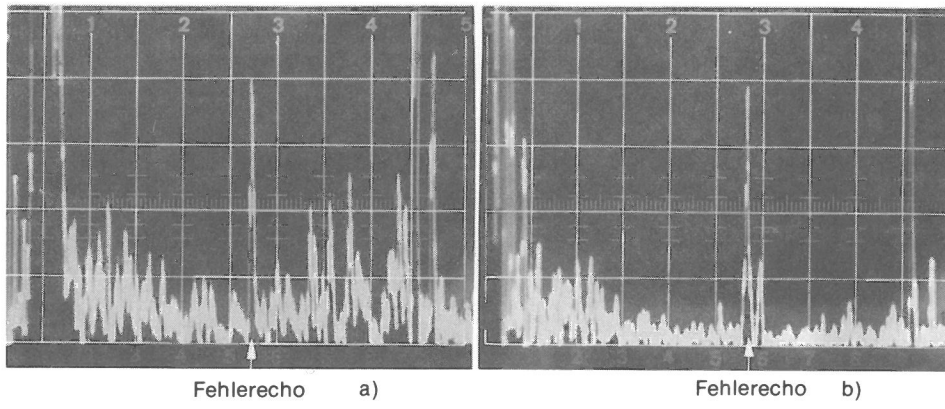


Abb. 51
Schirmbilder von freigelegten UPR's
erzeugt mit 45° Winkelprüfköpfen
(Justierbereich: 250 mm
für Transversalwellen)

Prüfkopf: MWB 45/N2
G = 54 dB; S/R = 12 dB

Prüfkopf: MWB 45/N4
G = 46 dB; S/R = 16 dB

gemessen mit Potential-Sonde — betrug 2,5 mm und die Risslänge — gemessen mit Magnetpulverprüfung — kann mit 4 - 6 mm angegeben werden.

Die Ergebnisse an diesem Block können mit den an funkenerrodierten Fehlern gewonnenen verglichen werden, da bei beiden die Oberflächenbeschaffenheit vergleichbar ist. Die Abbildungen 50a und 50b zeigen typische Schirmbilder, denen man entnehmen kann, daß mit beiden Prüfköpfen diese Risse mit einem guten Signal-Rauschabstand nachweisbar sind. Zum Vergleich wurden die Anzeigen der gleichen Risse, erzeugt mit handelsüblichen 2 MHz und 4 MHz 45° Winkelprüfköpfen im halben Sprungabstand, in den Schirmbildern in Abb. 51 dargestellt. Der Signal-Rauschabstand betrug 12 dB bzw. 16 dB.

Vergleicht man die Schirmbilder in Abb. 50 und 51, so kann man erkennen, daß mit den Kriechwellen-Prüfköpfen ein für die Praxis günstigeres Anzeigenverhalten zu erzielen ist.

Ein weiteres Ergebnis ist in Abb. 52 dargestellt. Der von der plattierten Oberfläche ausgehende RiB (Abb. 52a) wurde mit einem an die Schallgeschwindigkeit in Ausbreitungsrichtung angepaßten 2 MHz Kriechwellen-Prüfkopf nachgewiesen (Abb. 52b). Auch hier konnte ein für die Praxis ausreichender Signal-Rauschabstand von 24 dB erzielt werden.

Bei diesen Untersuchungen konnte bestätigt werden, daß nicht nur Risse von der Prüffläche ausgehend nachgewiesen werden können, sondern auch Risse, die von der gegenüberliegenden Oberfläche ausgehen. Diese Eigenschaft liegt bei allen Kriechwellen-Prüfköpfen vor. Der Grund ist darin zu sehen, daß die unter dem materialspezifischen Winkel abgestrahlte Kopf-welle — bei Stahl z.B. 33,3° — beim Auftreffen auf die gegenüberliegende Oberfläche wiederum in eine Longitudinal-welle an der Oberfläche umgewandelt wird und an der

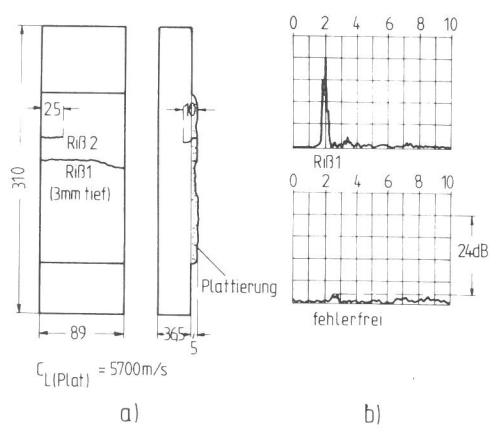


Abb. 52
Untersuchungen an einer plattierten Oberfläche

Oberfläche entlangläuft (Abb. 47). Bei Vorhandensein einer Reflexionsstelle — in dem Beispiel von Abb. 53 ein RiB — wird diese Longitudinalwelle reflektiert, läuft an der Oberfläche entlang und strahlt wiederum Kopfwellen ab, die vom Prüfkopf empfangen werden können. Risse an der gegenüberliegenden Oberfläche lassen sich natürlich auch mit der direkt abgestrahlten Transversalwelle unter Ausnutzung des Winkelspiegelleffekts nachweisen, sofern sie dann noch von Formanzeigen getrennt werden können.

Die Verwendung von Kriechwellen-Prüfköpfen zum Nachweis von Rissen an der gegenüberliegenden Oberfläche kann sinnvoll sein z.B. dann, wenn Formanzeigen besser unterdrückt werden müssen. Für solche Einsatzfälle müssen die Kriechwellen-Prüfköpfe allerdings nach anderen Kriterien optimiert werden als unter Abschnitt 2.3 beschrieben.

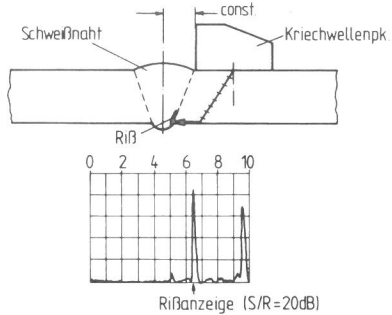


Abb. 53
Nachweis eines Risses an der gegenüberliegenden Oberfläche mit einem Kriechwellen-Prüfkopf

Weitere Untersuchungen an natürlichen Fehlern wurden im Rahmen eines Forschungsvorhabens [65] an einem mit Seigerungszone durchsetzten Testblock durchgeführt. Das Ziel der Untersuchungen war, die Verteilung der Seigerungszone an der Oberfläche und geringfügig darunter nachzuweisen. Dazu wurde eine Meßapparatur für die Darstellung von B- und C-Bildern eingesetzt [66]. Die Meßanordnung ist in Abb. 54 wiedergegeben.

Ein Beispiel solcher Abtastung mit einem 4 MHz Kriechwellen-Prüfkopf ist in Abb. 55 dargestellt. Deutlich erkennt man die Orientierung der registrierten Seigerungen, die „schleierförmig“ den Testblock durchsetzen.

Die Beispiele zum Einsatz von Kriechwellen-Prüfköpfen (SEK) für den Nachweis oberflächennaher Risse zeigen, daß sowohl gegenüber dem konventionellen Nachweis mit Winkelspiegel als auch gegen andere Verfahren, z.B. Anwendung von Rayleigh'schen Oberflächenwellen, die Kriechwellen-Prüfköpfe nicht nur Verbesserungen bringen, sondern wichtige Lücken schließen können.

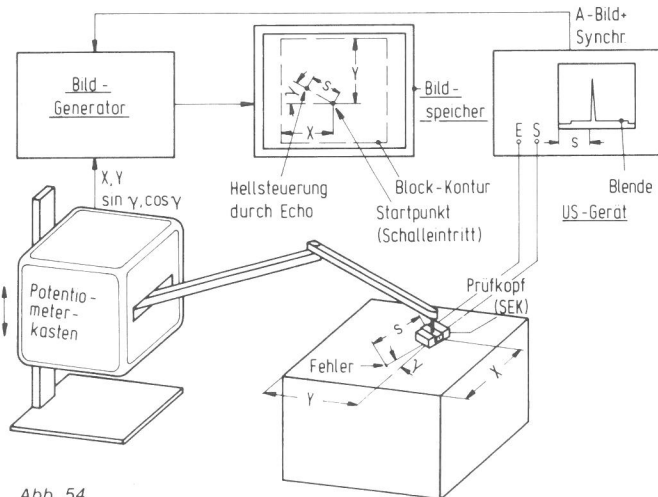


Abb. 54
Meßanordnung zur B-Bild-Darstellung

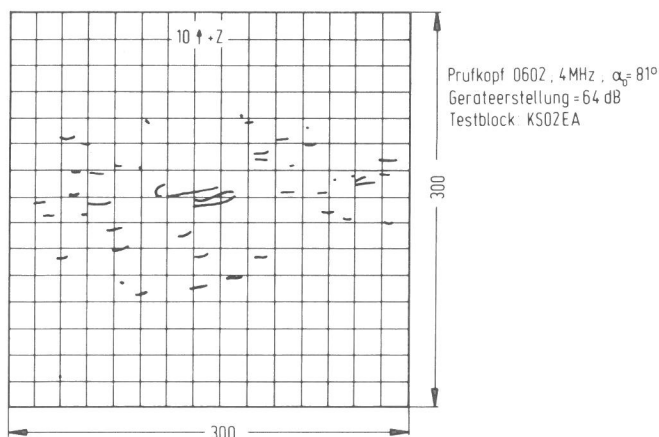


Abb. 55
Seigerungszone an der Oberfläche

4.2 Nachweis von Unternahrissen und Terrassenbrüchen mit Kriechwellen-Prüfköpfen

4.2.1 Allgemeine Betrachtungen

Schweißkonstruktionen mit T-Stoßverbindungen und Kehlnähten zeigen eine Reihe von Fehlern, die mit den konventionellen Ultraschalltechniken oftmals schwierig nachzuweisen sind, weil sehr starke Formanzeigen die Prüfung erschweren. In [67] wird ein Verfahren beschrieben, welches eine Trennung zwischen Fehler- und Formanzeigen bei volumenhaften Fehlern ermöglicht. Ferner werden in [68] mögliche Verfahren sowohl für Ultraschall-Winkelprüfköpfe als auch für Senkrechtprüfköpfe für die Prüfung solcher T-Stöße vorgeschlagen. In Abb. 56 sind die für K (doppel-HV) und Kehlnähte besonders interessanten Fehlerarten dargestellt.

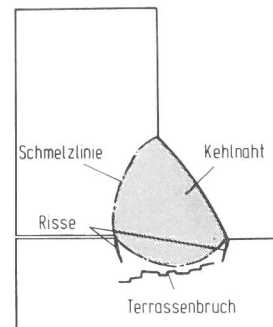


Abb. 56
Wichtige Fehlerarten bei T-Stoßverbindungen

Zum Nachweis dieser Fehlerarten wurden Kriechwellen-Prüfköpfe eingesetzt. Der Nachweis eines Terrassenbruchs, wie in Abb. 56 skizziert, kann, sofern die Zugänglichkeit gewährleistet ist bzw. ebene Oberflächen vorliegen, wie in [69] beschrieben, von der der Schweißnaht gegenüberliegenden Oberfläche auf recht einfache Art mit einem Senkrechtprüfkopf (Impuls-Echotechnik oder SE-Technik) nachgewiesen werden. Nicht mehr auf diese einfache Art nachweisbar ist der Terrassenbruch, wenn gekrümmte Oberflächen oder große Wandstärken vorliegen bzw. die Zugänglichkeit eingengt ist. In diesem Fall kann für den Nachweis des Terrassenbruchs, wie in Abb. 57 dargestellt, ein Kriechwellen-Prüfkopf mit Vorteil verwendet werden.

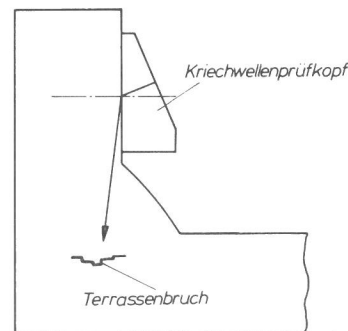


Abb. 57
Nachweis eines Terrassenbruchs mit einem Kriechwellen-Prüfkopf

Ein weiteres mögliches Einsatzgebiet ist in dem Nachweis von Unternahrissen zu sehen, insbesondere, wenn man sich nicht darauf beschränkt, die Riß-Spitzenanzeigen, wie in [70-72] beschrieben, auszuwerten. Wie das in Abb. 58 dargestellte Beispiel zeigt, können auch hier Kriechwellen-Prüfköpfe mit Vorteil verwendet werden. Verfahren zur Bestimmung der Tiefenausdehnung von Unternahrissen sind in [73,74] beschrieben.

Die Vorteile der Kriechwellen-Prüfköpfe gerade an diesem Beispiel sind darin zu sehen, daß die Kriechwelle beim „Eintritt“

in das Schweißvolumen wie eine longitudinale Raumwelle „weiterwandert“, da hier durch die fehlende freie Oberfläche keine Abspaltung von Transversalwellen mehr erfolgt. Die Kriechwelle bzw. die Longitudinalwelle — an der Oberfläche — existiert an Oberflächen sozusagen notgedrungen, sie versucht die Oberfläche so schnell wie möglich zu verlassen (s. auch Transversalwellen-Abstrahlung) und findet daher gerade bei Kehl- und K-Nähten gute Möglichkeiten zur Ausbreitung.

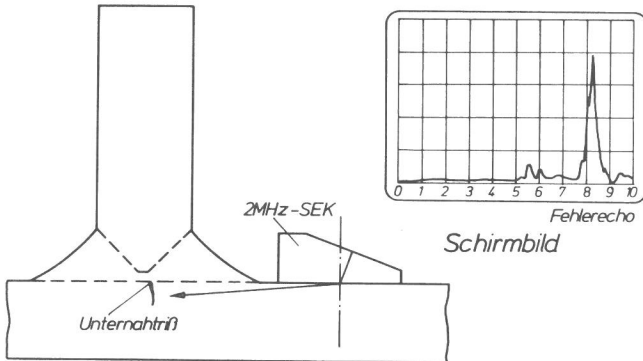
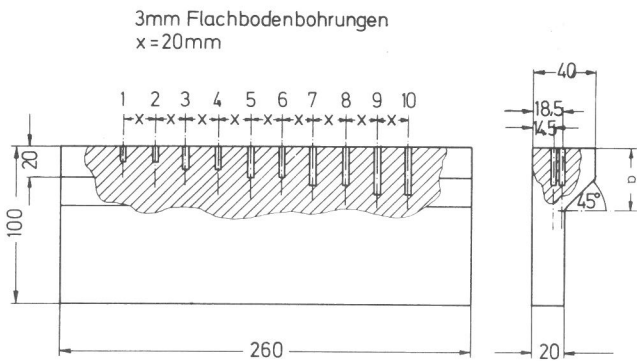


Abb. 58
Prüfung auf Unternahttrissigkeit

4.2.2 Untersuchungen an Testkörpern

An einem Testkörper mit Flachbodenbohrungen (Abb. 59) als Testreflektoren wurden die für K- und Kehlnähte wichtigsten Fehlertypen realisiert (Abb. 56) und zum Test der Leistungsfähigkeit der Kriechwellen-Prüfköpfe verwendet. Eingesetzt wurden für diese Untersuchungen optimierte 2 MHz und 4 MHz Kriechwellen-Prüfköpfe. Der Unterschied dieser Prüfköpfe zu denen für den Nachweis oberflächennaher Fehler besteht darin, daß hier ein etwas steilerer Einschallwinkel der Hauptkeule und ein größerer A'-Wert verwendet wurde (s. Abb. 42).



Bezugsmaß $\left\{ \begin{array}{l} 14,5\text{mm Bohrung Nr.: 2, 4, 6, 8, 10} \\ 18,5\text{mm Bohrung Nr.: 1, 3, 5, 7, 9} \end{array} \right.$

Tiefe	Bohrung Nr.
10 mm	1, 2
15 mm	3, 4
20 mm	5, 6
25 mm	7, 8
30 mm	9, 10

Abb. 59
Testkörper zum Nachweis von bei K- und Kehlnähten typischen Fehlerarten

Die in Abb. 60 dargestellten Echodynamikkurven — aufgenommen mit einem 4 MHz Kriechwellen-Prüfkopf — zeigen, daß auch die in ungünstigen Positionen liegenden Flachbodenbohrungen mit einem ausreichenden Signal-Rauschabstand nachgewiesen werden können.

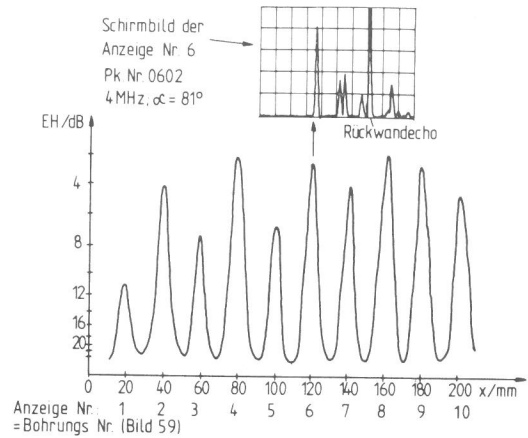


Abb. 60
Echodynamikkurven von Flachbodenbohrungen

In Abb. 60 oben ist das bei optimaler Position erhaltene Schirmbild wiedergegeben. Weitere Messungen an einem Testblock ähnlicher Geometrie, aber mit Querbohrungen in unterschiedlicher Tiefenlage, zeigten auch befriedigende Ergebnisse, die z.T. in [75] beschrieben sind. Aufgrund der ausgeprägten Abhängigkeit der Anzeigenamplitude von der Entfernung bei Kriechwellen-Prüfköpfen in SE-Technik müssen aber bei praktischen Problemen zunächst Messungen an einem Vergleichskörper durchgeführt werden, um eine optimale Wahl der Lage des Empfindlichkeitsbereiches relativ zum Schallaustrittspunkt und um, damit verbunden, die optimale Nachweisbarkeit des jeweils reflektierenden Fehlers zu ermöglichen. Die dargestellten Ergebnisse waren ausschlaggebend für die Übernahme dieser Prüftechnik in eine Prüfanweisung [76].

4.3 Prüfung von Stumpfschweißnähten

Zu speziellen Problemen der Ultraschall-Prüfung von dünnwandigen Stumpfschweißnähten, z.B. Rohrrundschweißnähten, können Kriechwellen-Prüfköpfe auch einen Beitrag leisten. Bei diesen Schweißnähten mit die Ultraschallprüfung häufig einschränkenden überhöhten Decklagenraupen bzw. durchhängenden Wurzelraupen ist insbesondere der Volumen-Bereich der Wurzel und der Decklage nicht ausreichend prüftechnisch zu überwachen. Die Prüfung mit Winkelprüfköpfen wird bei diesen dünnwandigen Bauteilen durch zusätzlich vorhandene Oberflächenwellen erschwert, die z.B. an Oberflächenstörungen wie z.B. der Decklagenraupe reflektiert werden und zu einer Anzeige führen. Diese Anzeigen erscheinen häufig in dem Bildschirmbereich, in dem man auch Fehleranzeigen erwarten würde. In Abb. 61 sind wichtige Fehlerarten in Stumpfschweißnähten, wie sie mit Kriechwellenprüfköpfen nachweisbar sind, dargestellt. Beim Nachweis mit Kriechwellenprüfköpfen muß die Prüfung mit manueller Prüfkopfführung von der Prüfung mit automatisch gesteuerter Prüfkopfführung unterschieden werden.

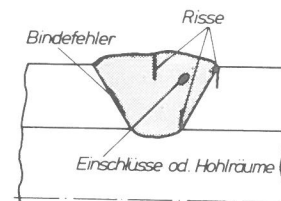


Abb. 61
Mögliche Fehlerarten bei Stumpfschweißnähten

Beim automatischen Abtasten wird die zu prüfende Schweißnaht z.B. von beiden Seiten nacheinander oder durch örtlich versetzte Prüfköpfe in Längsrichtung abgetastet (Abb. 62).

Bewertet werden alle Anzeigen, die innerhalb der Zeitfenster liegen, die sich bereichsweise überlappen.

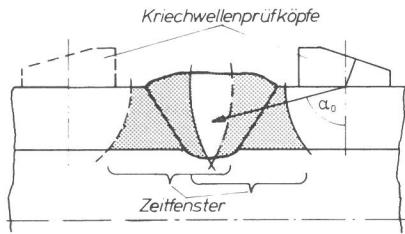


Abb. 62
Prüfkopfposition bei der automatischen Abtastung von Stumpfschweißnähten

In den Abbildungen 63 und 64 sind Schirmbildaufnahmen, wie sie durch die links angegebene Prüfkopfposition erhalten wurden, dargestellt. Die Schirmbilder zeigen, daß auch hier Kriechwellen-Prüfköpfe eingesetzt werden können. Welchen Beitrag sie insbesondere zur Lösung der Form-Fehler-Anzeigen Problematik bei einseitig geschweißten Nähten (z.B. Rohrrundschweißnähte) bringen werden, muß durch weitere Untersuchungen noch geklärt werden.

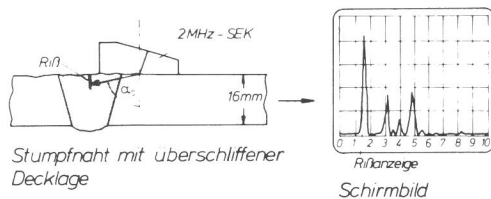


Abb. 63
Stumpfnahmenseite mit handüberschliffener Decklage

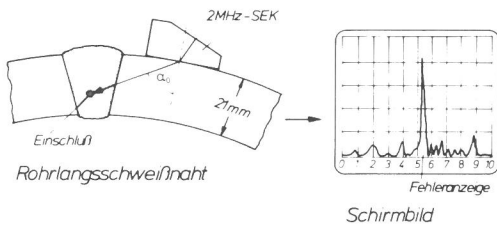


Abb. 64
Fehlernachweis an einer Rohrlängsschweißnaht

4.4 Feinstruktur bei Echodynamikkurven

Zum Schluß dieses Abschnitts soll auf ein Phänomen hingewiesen werden, das erste Hinweise auf die Existenz einer Kopf- bzw. Kriechwelle gab. Es handelt sich um die Feinstruktur von Echodynamikkurven, wie sie z.B. beim Abtasten einer 4 mm Ø Querbohrung in 80 mm Tiefe mit einem 45° Winkelprüfkopf 2 MHz Transversalwellen auftritt (Abb. 67). Überlegungen zur Erklärung dieses Effekts gingen zunächst davon aus, daß die in [77-79] beschriebenen Umlaufwellen mit dieser Struktur zusammenhängen. Theoretische und experimentelle Untersuchungen konnten dies jedoch nicht bestätigen. Für die experimentellen Untersuchungen wurden die Querbohrungen mit einer Dämpfungsmasse (Dämpfung der Umlaufwelle) ausgegossen. Die an diesen Bohrungen aufgenommenen Echodynamikkurven zeigten aber nach wie vor diese Struktur. Die in Abb. 65 dargestellten Echodynamikkurven geben die Verhältnisse wieder, wie man sie beim Anschallen von Drähten im Wasserbad erhält. Erst diese Experimente und die in Abschnitt 3.0 beschriebenen Versuche (prinzipieller physikalischer Nachweis der Kriechwelle) brachten Aufschluß.

Es konnte demnach davon ausgegangen werden, daß die Feinstruktur nur bei Festkörpern zu beobachten ist. Aus diesem Grund wurden weitere Untersuchungen an den mit der Dämpfungsmasse ausgegossenen Querbohrungen durchgeführt. Als Ergebnis dieser Untersuchungen kann angegeben werden, daß die Kriechwelle bzw. die von ihr abgespaltene Kopfwellen für dieses Phänomen verantwortlich zu machen ist, wie auch schon in [20] angegeben. Als Beweis für die Gültigkeit

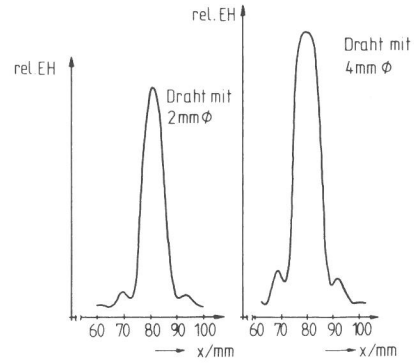


Abb. 65
Echodynamikkurven zweier Drähte im Wasserbad (Fehlertiefenlage 80 mm, Frequenz 2 MHz)

dieser Aussage kann die quantitative Auswertung der Interferenzlinien in der Echodynamik von Abb. 67 dienen.

4.4.1 Theoretische Betrachtungen zur Feinstruktur

Ausgehend von den in Abb. 66 angegebenen geometrischen Verhältnissen, soll der Prüfkopfort x berechnet werden, bei dem gilt (Gleichung 78):

$$\Delta t = (2n-1) \frac{T}{2} \quad (78)$$

(destruktive Interferenz)

wobei: n = 0, 1, 2, ...

T die Schwingungsdauer und

$\Delta t = 2(t_2 + t_3 - t_1)$ die Laufzeitdifferenz

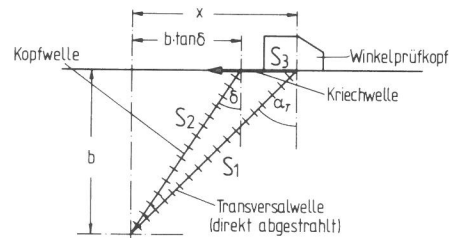


Abb. 66
Zur Berechnung der Laufzeitdifferenz Δt

Die Laufzeiten t_1, t_2, t_3 der in Abb. 66 angegebenen Schallwege sind gegeben zu (Gleichung 79):

$$t_1 = \frac{S_1}{C_T} = \frac{\sqrt{x^2 + b^2}}{C_T}; \quad t_2 = \frac{S_2}{C_T} = \frac{b}{C_T \cos \delta} \quad \text{mit: } \delta = \arcsin \frac{C_T}{C_L} \quad (79)$$

$$t_3 = \frac{S_3}{C_L} = \frac{x - b \tan \delta}{C_L}$$

Die Laufzeitdifferenz Δt ist vom Prüfkopfort x abhängig. Durch Einsetzen der Gleichung (79) in (78) und Auflösen nach x erhält man folgenden Zusammenhang:

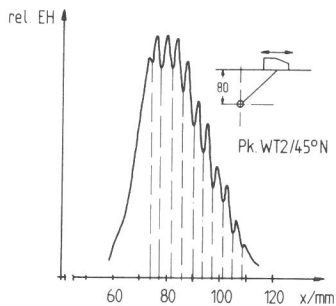
$$x = \frac{2q \frac{C_T}{C_L} - \sqrt{4q^2 \frac{C_T^2}{C_L^2} - 4\left[\left(\frac{C_T^2}{C_L^2} - 1\right)(q^2 - b^2)\right]}}{2\left(\frac{C_T^2}{C_L^2} - 1\right)} \quad (80)$$

$$\text{mit: } q = \frac{C_T \Delta t}{2} - \frac{b}{\cos \delta} + b \tan \delta \frac{C_T}{C_L}$$

Diese Gleichung kann mit Hilfe eines Rechners ausgewertet werden, indem man n variiert. Bedingt durch den in Gleichung

(78) gemachten Ansatz muß die negative Wurzel für die Auswertung verwendet werden.

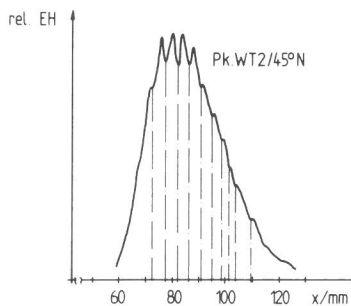
An Beispielen soll aufgezeigt werden, wie gut diese Interpretation der Feinstruktur mit den im Labor gemessenen Echodynamikkurven übereinstimmt. Dazu sind in den Abbildungen 67 bis 69 die Echodynamikkurven, aufgenommen mit 45° und 60° Winkelprüfköpfen dargestellt.



Nach Gleichung (80) berechnete Werte für x in mm

71,3
77,3
82,3
86,8
90,9
94,7
98,3
101,7
105
108,2

Abb. 67
Echodynamikkurve einer 4 mm Ø Querbohrung
(Fehlertiefenlage 80 mm, Frequenz 2 MHz,
Schallgeschwindigkeiten $C_T = 3230$ m/s; $C_L = 5920$ m/s)

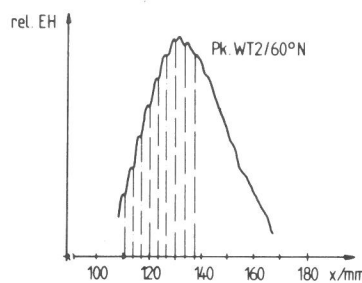


Nach Gleichung (80) berechnete Werte für x in mm

71,3
77,3
82,3
86,8
90,9
94,7
98,3
101,7
105
108,2

Abb. 68
Echodynamikkurve einer 8 mm Ø Querbohrung
(Fehlertiefenlage 80 mm, Frequenz 2 MHz,
Schallgeschwindigkeiten $C_T = 3230$ m/s; $C_L = 5920$ m/s)

Desweiteren sind in diesen Abbildungen die nach Gleichung (80) erhaltenen Werte für den Prüfkopfort x angegeben. Man erkennt, daß die errechneten und experimentellen Werte gut übereinstimmen. Zu der gegenüber dem Maximum veränderten Lage der Interferenzen in Abb. 69 ist anzumerken: Durch die sehr große Entfernung des Prüfkopfes von der Bohrung und die große Differenz zwischen dem Keilwinkel der Totalreflexion der Longitudinalwelle (27,5°) und dem hier verwendeten (46,8°) ist keine so ausgeprägte Feinstruktur zu erwarten wie bei den



Nach Gleichung (80) berechnete Werte für x in mm

111,3
114,2
117,2
120
122,8
125,5
128,2
130,9
133,5
136,1
138,6
141,1
143,6

Abb. 69
Echodynamikkurve einer 4 mm Ø Querbohrung
(Fehlertiefenlage 80 mm, Frequenz 2 MHz, Schallgeschwindigkeiten $C_T = 3230$ m/s; $C_L = 5920$ m/s)

anderen beiden Beispielen und wenn, dann nur bei kürzeren Schallwegen, d.h. bei kleineren x-Werten.

Die in der Praxis gemessenen Feinstrukturen von Echodynamikkurven sind aber nicht nur auf das Vorhandensein einer Kriechwelle zurückzuführen. Dort sind oft mehrere Einflußgrößen wirksam, die im Labor weitgehend eliminiert werden können, wie z.B. Reflektoreigenschaften, Welligkeit der Oberfläche, örtlich unterschiedliche Schallgeschwindigkeiten und Schallschwächungen etc..

5. Zusammenfassung

Mit der Beschreibung der Ausbreitung von Longitudinalwellen an der Oberfläche wurden in der vorliegenden Arbeit 1. der Effekt des streifenden Einfalls von Longitudinalwellen und 2. die Schallfeldverteilung von Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfen im Nahfeld berechnet. Die experimentelle Überprüfung (z.B. Messung der Schallfeldverteilung) der aus der theoretischen Beschreibung des Nahfeldes für Longitudinalwellen-Winkelprüfköpfe abgeleiteten Kurven zeigt, daß das hier verwendete numerische Berechnungsverfahren der Schallfelder im Nahfeld mit Hilfe der Fouriertransformation eine ausreichende Zuverlässigkeit aufweist. Die gewonnenen theoretischen Ergebnisse konnten nach experimenteller Überprüfung verwendet werden für den Bau von für die Ultraschallpraxis anwendungsreifen Prüfköpfen. Angegeben wird ein Rechenmodell für die Berechnung derartiger Prüfköpfe. Die im Zuge der Erprobung möglicher Anwendungsgebiete für Kriechwellenprüfköpfe durchgeführten Messungen an Testkörpern und Bauteilen haben gezeigt, daß mit Hilfe dieser Technik viele Prüfprobleme besser gelöst werden.

6. Anhang

A1 Zur Abhängigkeit des Einschallwinkels von der Schwingergöße im Fernfeld

Mit der in Abschnitt 2.3 angegebenen Gleichung (51) kann der Einschallwinkel im Nahfeld abgeschätzt werden. Die Messung der Schallfeldverteilung im Fernfeld (z.B. $r = 150$ mm) hat aber gezeigt, daß auch dafür das *Snellius*'sche Brechungsgesetz nicht angewendet werden kann (siehe auch [80]). Da in [80] der Fall der Totalreflexion nicht behandelt wird, soll hier eine Formel für die Berechnung des Einschallwinkels abgeleitet werden, wenn der Keilwinkel an die Totalreflexion angepaßt ist.

Nach [80] kann für die Schallfeldverteilung im Fernfeld folgender Zusammenhang angegeben werden:

$$R(\alpha, \alpha_0) = b(\alpha) R_{\text{geom}}(\alpha, \alpha_0) \quad (1A)$$

Dabei ist $b(\alpha)$ die Punkttrichtwirkung und R_{geom} die geometrische Richtwirkung, wie sie durch die Anregungsfläche vorgegeben ist. In erster Näherung läßt sich schreiben:

$$R(\alpha, \alpha_0) = \cos \alpha \frac{\sin\left(\frac{d\pi \sin \alpha}{\lambda_L \cos \beta_k} - \frac{d\pi \sin \alpha_0}{\lambda_L \cos \beta_k}\right)}{\frac{d\pi \sin \alpha}{\lambda_L \cos \beta_k} - \frac{d\pi \sin \alpha_0}{\lambda_L \cos \beta_k}} \quad (2A)$$

wobei die Punkttrichtwirkung durch $\cos \alpha$ genähert wurde [80]. Mit $\alpha_0 = 90^\circ$ (entspricht an der Oberfläche entlang laufender Longitudinalwelle) und $\sin \alpha = x$ ergibt sich für die Schallfeldverteilung der in Gleichung (3A) angegebene Zusammenhang.

$$R(x) = \sqrt{1-x^2} \frac{\sin[A(x-1)]}{A(x-1)}; \quad A = \frac{d\pi}{\lambda_L \cos \beta_k} \quad (3A)$$

Durch Differentiation von Gleichung (3A) erhält man für die Nullstelle des Differentialquotienten zur Ermittlung des maximalen Einschallwinkels Gleichung (4A).

$$\cos[A(x-1)] \frac{\sqrt{1-x^2}}{x-1} - \frac{\sin[A(x-1)]}{A} \frac{\frac{x(x-1)}{\sqrt{1-x^2}} + \sqrt{1-x^2}}{(x-1)^2} = 0 \quad (4A)$$

Da die Nullstelle bei $A(x-1) \ll 1$ liegen wird, kann man für Gleichung (4A) schreiben (mit $\sin u \approx u$):

$$\left\{1 - \frac{1}{2}[A(x-1)]^2\right\} \frac{\sqrt{1-x^2}}{x-1} - \left(\frac{x}{\sqrt{1-x^2}} + \frac{\sqrt{1-x^2}}{x-1}\right) = 0 \quad (5A)$$

Durch Auflösen nach x erhält man eine algebraische Gleichung dritten Grades für das Maximum (Gleichung 6A).

$$\frac{A^2}{2}x^3 - \frac{A^2}{2}x^2 - \left(\frac{A^2}{2} + 1\right)x + \frac{A^2}{2} = 0 \quad (6A)$$

Durch Taylor-Reihenentwicklung an der Stelle $x=1$ und Abbrechen nach dem quadratischen Glied erhält man eine Gleichung 2. Grades (Gleichung 7A).

$$A^2x^2 - (2A^2 + 1)x + A^2 = 0 \quad (7A)$$

Löst man diese Gleichung nach x auf und berücksichtigt die Definition zu Gleichung (3A), so ergibt sich für den Winkel des Hauptmaximums der Schallfeldverteilung der in Gleichung (8A) angegebene Zusammenhang.

$$\sin \alpha_{\text{max}} \approx \frac{2A^2 + 1 - \sqrt{(2A^2 + 1)^2 - 4A^4}}{2A^2} \quad (8A)$$

In *Abb. 1A* ist die nach Gleichung (8A) ermittelte Abhängigkeit des Einschallwinkels vom Verhältnis Schwingerausdehnung d zur Wellenlänge λ_L dargestellt und mit Meßwerten verglichen.

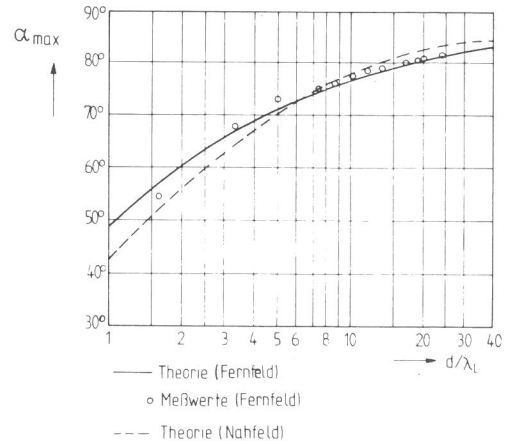


Abb. 1A

Abhängigkeit des Einschallwinkels vom Verhältnis d/λ_L im Fernfeld

Man erkennt auch hier wiederum, daß erst bei großen Schwingerausdehnungen (theoretisch unendlich groß) der Einschallwinkel nach dem Brechungsgesetz richtig ermittelt wird.

A2 Verallgemeinerte Punkttrichtwirkung

Die Vorstellung von einem Punktstrahler mit einer charakteristischen Richtwirkung für Transversal- und Longitudinalwellen im festen Medium ist für die zerstörungsfreie Materialprüfung mit Ultraschall insbesondere dann nützlich, wenn Schallfeldverteilungen im Prüfobjekt z.B. für die Optimierung der Prüftechnik berechnet werden sollen. Schon in früheren Arbeiten wird ausgeführt [7, 29, 81, 82], daß mit Hilfe der sog. Punktstrahlersynthese viele für die praktische Ultraschallprüfung wichtige Schallfeldparameter berechnet werden können. Dabei wird jeder Punkt einer erregten Fläche als Punktstrahler mit einer Normalkrafteerregung und / oder Tangentialerregung bestimmter Intensität und Verteilung aufgefaßt. Für die Berechnung der Feldverteilungen ist man auf Näherungsverfahren angewiesen. Verwendet wurde bisher die im Fernfeld gültige *Fraunhofer*'sche Integralnäherung [7]. Die so definierten Punkttrichtwirkungen sind daher unabhängig vom Abstand der Punktquelle zum Aufpunkt (*Abb. 2A*).

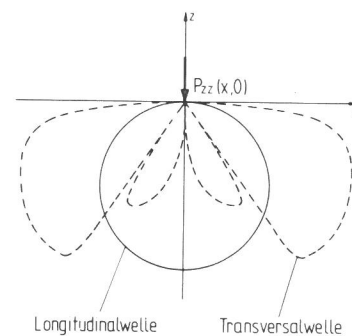


Abb. 2A

Punkttrichtwirkungen im Fernfeld

Im Gegensatz dazu wird hier, wie auch in [31] ausgeführt, die *Fresnel*'sche Integralnäherung verwendet und die sog. *verallgemeinerten* Punkttrichtwirkungen, die nun auch vom Abstand Punktquelle-Aufpunkt abhängig sind, definiert, wobei die Berechnung auf ein zweidimensionales Problem beschränkt bleibt ($\partial/\partial y = 0$). Unter Annahme von linienförmigen Normal- bzw. Tangentialspannungen, wie unter (9A) angegeben, reduzieren sich die in Abschnitt 2.1 vorgestellten Gleichungen (11) und (12).

Linienförmige Tangentialspannung an der Oberfläche (9Aa)

$$P_{zx}(x,0) = \delta(x); \quad P_{zz}(x,0) = 0 \quad (\delta(x) = \text{Deltafunktion})$$

Linienförmige Normalspannung an der Oberfläche (9Ab)

$$P_{zx}(x,0) = 0 ; P_{zz}(x,0) = \delta(x)$$

Man erhält für eine linienförmige Tangentialspannung die Potentiale

$$\bar{\Phi}^{(r)}(k') = \bar{L}_{\Phi x}(k') \quad (10Aa)$$

$$\bar{A}^{(r)}(k') = \bar{L}_{Ax}(k') \quad (10Ab)$$

und für eine linienförmige Normalspannung

$$\bar{\Phi}^{(r)}(k') = \bar{L}_{\Phi z}(k') \quad (11Aa)$$

$$\bar{A}^{(r)}(k') = \bar{L}_{Az}(k') \quad (11Ab)$$

Setzt man diese Beziehungen in die Gleichungen (5) und (6) ein, so erhält man an der Stelle $z = 0$ folgendes Gleichungssystem für die Feldverteilung längs der x -Achse, wenn dort im Punkt $x = 0$ eine linienförmige Tangential- bzw. Normalspannung wirkt.

Linienförmige Tangentialspannung

$$\Phi(x,0) = \frac{1}{2\pi\rho c_1^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk' \bar{L}_{\Phi x}(k') e^{-ik'x} \quad (12Aa)$$

$$A(x,0) = \frac{1}{2\pi\rho c_1^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk' \bar{L}_{Ax}(k') e^{-ik'x} \quad (12Ab)$$

Linienförmige Normalspannung

$$\Phi(x,0) = \frac{1}{2\pi\rho c_1^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk' \bar{L}_{\Phi z}(k') e^{-ik'x} \quad (13Aa)$$

$$A(x,0) = \frac{1}{2\pi\rho c_1^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk' \bar{L}_{Az}(k') e^{-ik'x} \quad (13Ab)$$

Durch Anwendung der Integralformen bzw. deren Näherungen kann nun das resultierende Feld in jedem beliebigen Raumpunkt berechnet werden. Für den Fall der *Fraunhofer* Näherung, die noch analytisch ausgeführt werden kann, ergibt sich die zuvor gezeigte Schallfeldverteilung (Abb. 2A). Bei Anwendung der *Fresnel*'schen Näherung sind die dabei auftretenden Integrale analytisch nicht mehr auswertbar. Die Auswertung kann aber numerisch mit dem auch in Abschnitt 2.2 dieser Arbeit verwendeten Fourier-Algorithmus erfolgen.

Bei der Berechnung der durch eine linienförmige Normalspannung erzeugten Richtwirkung der Longitudinalwelle hat sich gezeigt, daß die *Fraunhofer*'sche Näherung und die *Fresnel*'sche Näherung bei fast allen für die Ultraschallprüfung relevanten Schallwegen identische Resultate liefern. Abb. 3A zeigt — durchgezogene Linie — diese beiden zusammenfallenden Kurven bei einem Schallweg von 150 mm. Zusätzlich ist — gestrichelte Linie — die Meßkurve eingezeichnet. Für die

Messung wurde zur annähernd punktförmigen Aufbringung einer Normalkraft ein piezokeramischer Dickschwinger mit $1,5 \times 20 \text{ mm}^2$ Größe und einer Frequenz von 2 MHz verwendet. Bei den erhaltenen Meßwerten wurde anschließend die geometrische Richtwirkung rechnerisch eliminiert, wie es in Abb. 3A angegeben ist.

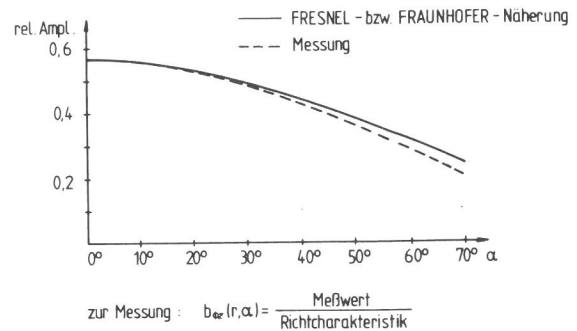


Abb. 3A
Richtwirkung $b_{\Phi z}(r, \alpha)$ der Longitudinalwelle

In Abb. 4A ist die Richtwirkung für die Transversalwelle, wie sie durch eine linienförmige Normalspannung erzeugt wird, dargestellt. Dabei treten deutliche Unterschiede zwischen der nach der *Fresnel*'schen Näherung berechneten Richtwirkung (durchgezogene Linie) und der nach der *Fraunhofer*'schen Näherung berechneten (strichpunktierte Linie) im Bereich zwischen 30° und 40° auf. Außerdem ist eine nach obiger Methode erhaltene Meßkurve für einen Schallweg von 150 mm eingetragen.

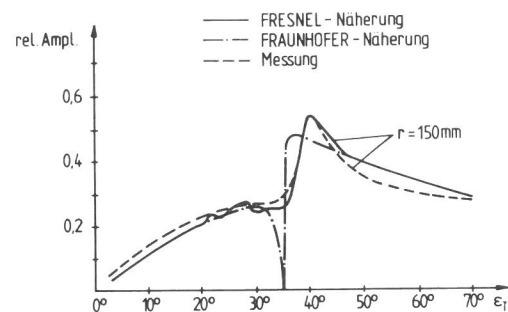


Abb. 4A
Richtwirkung $C_{Az}(r, \alpha)$ der Transversalwelle

Die Variation des Schallweges bei der *Fresnel*'schen Näherungsmethode ergab, daß bei einem Schallweg von 500 mm und 2 MHz die Ergebnisse, mit denen nach der *Fraunhofer*'schen Methode erhaltenen übereinstimmen. Weitere Beispiele gemessener und berechneter Richtwirkungen sind in [31] angegeben.

7. Liste der Symbole

Alle aufgeführten Symbole werden in der hier angegebenen Deutung verwendet; werden andere Bestimmungen benutzt, so ist dies ausdrücklich gekennzeichnet.

1. Materialkonstanten, die die Wellenausbreitung beeinflussen

ρ	=	Massendichte des Werkstoffs
ρ_1	=	Massendichte im Halbraum des Mediums 1
ρ_2	=	Massendichte im Halbraum des Mediums 2

2. Physikalische Größen zur Beschreibung der Wellenausbreitung

ω	=	$2\pi f$ = Kreisfrequenz einer sinusförmigen Zeitabhängigkeit
f	=	Frequenz (bei der Berechnung wird stets die Arbeitsfrequenz des benutzten Meßsystems verwendet)
f_a	=	Arbeitsfrequenz des Meßsystems
f_u	=	Untere Grenzfrequenz bei 3 dB-Abfall des Spektrums
f_o	=	Obere Grenzfrequenz bei 3 dB-Abfall des Spektrums
λ	=	Wellenlänge
λ_L	=	Wellenlänge der Longitudinalwelle im Medium 2
λ_{L1}	=	Wellenlänge der Longitudinalwelle im Medium 1
λ_T	=	Wellenlänge der Transversalwelle im Medium 2
λ_k	=	Wellenlänge der Longitudinalwelle im Medium 1 (Kunststoffkeil)
C_L	=	Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle im Medium 2
C_{L1}	=	Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle im Medium 1
C_T	=	Schallgeschwindigkeit der Transversalwelle im Medium 2
C_K	=	Schallgeschwindigkeit der Longitudinalwelle im Medium 1 (Kunststoffkeil)
k	=	$2\pi / \lambda$ = Wellenzahl
k_L	=	$2\pi / \lambda_L$ = Wellenzahl der Longitudinalwelle im Medium 2
k_{L1}	=	$2\pi / \lambda_{L1}$ = Wellenzahl der Longitudinalwelle im Medium 1
k_T	=	$2\pi / \lambda_T$ = Wellenzahl der Transversalwelle im Medium 2
k_k	=	$2\pi / \lambda_k$ = Wellenzahl der Longitudinalwelle im Medium 1 (Kunststoffkeil)
k'	=	Wellenzahl der ebenen Teilwellen
T	=	Schwingungsdauer
Δt	=	Laufzeitdifferenz
t	=	Laufzeit

3. Schallfeldgrößen

$\vec{S}(x,y)$	=	Verschiebungsfeld (Auslenkung der Teilchen in x- und y-Richtung) hervorgerufen durch Longitudinal- und Transversalwelle
$\Phi(x,z)$	=	Skalares Potential, beschreibt den wirbelfreien Anteil eines Schallfeldes
$\vec{A}(r,t)$	=	Vektorpotential, beschreibt den quellenfreien Anteil eines Schallfeldes
$A(x,z)$	=	Skalarfunktion des Vektorpotentials
$\tilde{\Phi}(k')$	=	Fouriertransformierte (Wellenspektrum) des skalaren Potentials
$\tilde{A}(k')$	=	Fouriertransformierte (Wellenspektrum) der Skalarfunktion des Vektorpotentials
$\tilde{C}(k',z)$	=	Fouriertransformierte (Wellenspektrum) in Abhängigkeit von der z-Koordinate
p	=	Schalldruck
p_{zz}	=	Normalspannung in z-Richtung
p_{zx}	=	Schubspannung in x-Richtung
\tilde{p}_{zz}	=	Fouriertransformierte der Normalspannung
\tilde{p}_{zx}	=	Fouriertransformierte der Schubspannung

P_{zz1}	= Normalspannung in z-Richtung im Medium 1
P_{zz2}	= Normalspannung in z-Richtung im Medium 2
P_{zx2}	= Schubspannung in x-Richtung im Medium 2
S_z	= Teilchenauslenkung in z-Richtung
S_x	= Teilchenauslenkung in x-Richtung
S_{z1}	= Teilchenauslenkung in z-Richtung im Medium 1
S_{z2}	= Teilchenauslenkung in z-Richtung im Medium 2
$\tilde{S}_x(k')$	= Fouriertransformierte der Teilchenauslenkung in x-Richtung
$\tilde{S}_z(k')$	= Fouriertransformierte der Teilchenauslenkung in z-Richtung
$\tilde{S}_A(k')$	= Fouriertransformierte der Teilchenauslenkung der Skalarfunktion des Vektorpotentials
$\tilde{S}_\Phi(k')$	= Fouriertransformierte der Teilchenauslenkung des skalaren Potentials
v	= Schallschnelle
v_x	= Schallschnelle in x-Richtung
v_L	= Schallschnelle der Longitudinalwelle
v_T	= Schallschnelle der Transversalwelle
v_{Tz}	= Schallschnellekomponente der Transversalwelle in z-Richtung
v_{Tx}	= Schallschnellekomponente der Transversalwelle in x-Richtung
I_L	= Intensität der reflektierten Longitudinalwelle
I_T	= Intensität der reflektierten Transversalwelle

4. Winkelangaben

β_k	= Keilwinkel im Kunststoffkeil und zugleich Einfallswinkel der Longitudinalwelle im Kunststoffkeil
β_k^*	= Keilwinkel im Kunststoffkeil mit Berücksichtigung der Krümmung
α	= Winkel der einfallenden Longitudinalwelle im Medium 2
α_0	= Einschallwinkel eines Longitudinalwellenbündels im unteren Halbraum (Medium 2)
δ	= $\arcsin C_T/C_L$ = Winkel der abgestrahlten Kopfwelle
β_{tot}	= Keilwinkel der Totalreflexion für die Longitudinalwelle
β	= Auftreffwinkel der Longitudinalwelle
$\gamma/2$	= Drehwinkel, Winkel zwischen Prüfkopfachse (Schallrichtung) und „Hauptstrahl“
$\gamma'/2$	= Drehwinkel auf der Tanentialebene
$\gamma''/2$	= Klebewinkel, Winkel zwischen Prüfkopfachse (Schallrichtung) und Schwingerachse (Schallrichtung)
ϑ	= Winkel zwischen Sehnen- und Tangentialebene
$\vartheta_{ges.}$	= Dachwinkel, Winkel um den die beiden Schwinger geneigt sind
φ_k	= modifizierter Keilwinkel bei SE-Kriechwellenprüfköpfen
ψ	= horizontaler Auftreffwinkel der Kriechwelle auf einen Reflektor
α_T	= Einschallwinkel für die Transversalwelle
ϵ_T	= Winkel der einfallenden Transversalwelle im Medium 2

5. Reflexions-, Durchlässigkeitsfaktoren und ähnliche Größen

U_w	= Umwandlungsfaktor (Umwandlung der Longitudinalwelle an einer freien Grenzfläche in eine Transversalwelle)
U_{wth}	= Berechneter Umwandlungsfaktor zum Vergleich mit der Messung
U_{gem}	= gemessener Umwandlungsfaktor
$U_{Tges.}$	= Gesamtübertragung für die Transversalwelle
$U_{Lges.}$	= Gesamtübertragung für die Longitudinalwelle
U_{TT}	= gemessene Spannung an der Transversalwellensonde bei Messung an Transversalwellen
U_{TL}	= gemessene Spannung an der Transversalwellensonde bei Messung an Longitudinalwellen

U_{LL}	= gemessene Spannung an der Longitudinalwellensonde bei Messung an Longitudinalwellen
U_{LT}	= gemessene Spannung an der Longitudinalwellensonde bei Messung an Transversalwellen
ϵ_{11}	= Übertragungsfunktion der Transversalwelle bei Messung mit Transversalwellensonde
ϵ_{22}	= Übertragungsfunktion der Longitudinalwelle bei Messung mit Longitudinalwellensonde
ϵ_{12}	= Übersprechen, Messung mit Transversalwellensonde an Longitudinalwelle
ϵ_{21}	= Übersprechen, Messung mit Longitudinalwellensonde an Transversalwelle

6. Geometrische Größen und Koordinaten

x, y, z	= Ortskoordinaten für die Beschreibung von Schallfeldern
d	= Ausdehnung des Schwingers in der Einschallebene des schräg einfallenden Bündels
a	= Ausdehnung des Schwingers senkrecht zur Einschallebene
S	= Schallweg
$S_{ges.}$	= Gesamtschallweg bei Berechnung der Interferenzminima
S_K	= Mittlerer Schallweg im Kunststoffkeil
A	= Abstand Prüfkopfmitte (Verbindungsline der beiden Schallaustrittspunkte) zum Kreuzungspunkt der beiden Schallbündel bei SE-Kriechwellenprüfköpfen
A'	= Abstand, Schallaustrittspunkt zum Kreuzungspunkt der beiden Schallbündel bei SE-Kriechwellenprüfköpfen
t	= Fokustiefe bei SE-Kriechwellenprüfköpfen
B	= Gesamtbreite des Kriechwellenprüfkopfes
L	= Gesamtlänge des Kriechwellenprüfkopfes
H	= Gesamthöhe des Kriechwellenprüfkopfes
h_{Eck}	= Eckhöhe des Kunststoffkeiles an der äußeren Seite
h_{min}	= Höhe am Keilende der Prüfkopfachse
h_{mitte}	= Höhe des Kunststoffkeiles beim mittleren Schallweg S_K
b	= Fehlertiefenlage
b'	= Fehlertiefenlage bei gekrümmten Bauteilen bezogen auf die Tangentialebene
$Q/2$	= Abstand Schallaustrittspunkt-Prüfkopfmitte
$Q'/2$	= Rechengröße zur Berechnung von Kriechwellenprüfköpfen

7. Richtwirkungen und Richtcharakteristiken

$R(\alpha, \alpha_0)$	= Richtcharakteristik eines Winkelprüfkopfes
$R_{geom.}(\alpha, \alpha_0)$	= Geometrische Richtwirkung, wie sie durch die Anregungsfläche vorgegeben ist
$b_{\Phi_Z(r, \alpha)}$	= Richtwirkung der Longitudinalwelle bei linienförmiger Normalspannung (Fresnel-Näherung)
$C_{A_Z(r, \alpha)}$	= Richtwirkung der Transversalwelle bei linienförmiger Normalspannung (Fresnel-Näherung)
$b(\alpha)$	= Punktrichtwirkung der Longitudinalwelle (Fraunhofer-Näherung)

8. Literatur

- [1] J. u. H. Krautkrämer
Werkstoffprüfung mit Ultraschall
Dritte neubearbeitete Auflage, Springer Verlag 1975, S. 90
- [2] H. Wüstenberg, E. Mundry
Beitrag zum AVG-Diagramm für Winkelprüfköpfe
DGZfP-Tagung, Freudenstadt, 29.-30. Mai 1969
- [3] I.N. Ermolov, V.G. Shcherbinskii
Use of Amplitude-Distance-Diameter Diagrams when inspection with inclined Probes
Sov. Journal of NDT (1970), S. 665-669
- [4] K. Berner
Vergleich und Verhalten verschiedener Bezugsreflektoren für die Prüfempfindlichkeitseinstellung bei der Schweißnahtprüfung mit Ultraschall
Arch. Eisenhüttenwesen 46 (1975) Nr. 5, S. 353-359
- [5] H. Wüstenberg, E. Mundry
Die Eigenschaften zylindrischer Bohrungen als Testfehler in der Ultraschallprüfung
6th I.C.N.D.T., June 1970, Hannover, Paper B13
- [6] E. Mundry
Vorlesung — Zerstörungsfreie Materialprüfung
WS 1974, TU Berlin
- [7] H. Wüstenberg
Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für die Materialprüfung mit Ultraschall
Disstertation D83, TU Berlin 1972
- [8] A. Schoch
Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung
Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften Bd. 23 (1950), S. 127-234
- [9] A. Schoch
Betrachtungen über das Schallfeld einer Kolbenmembran
Akust. Zeitschrift Nr. 6 (1941), S. 318-326
- [10] E. Skudrzyk
Die Grundlagen der Akustik
Springer Verlag 1954
- [11] L. Cremer und M. Heckl
Körperschall
Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen
Springer Verlag 1967
- [12] P. M. Morse, H. Feshbach
Methods of theoretical Physics
McGraw Hill Book Company 1953
- [13] H. Stenzel, O. Brosze
Leitfaden zur Berechnung von Schallvorgängen
Springer Verlag 1958, 2. Auflage
- [14] I.A. Viktorov, O. M. Zubova
Directivity Diagrams of Radiators of Lamb and Rayleigh-Waves
Sov. Physics — Acoustics Vol. 9, (Jan. - März 1964), S. 136
- [15] A. A. Maradudin, D. L. Mills
Attenuation of Rayleigh surface waves by surface roughness
Applied Physics Letters, Vol. 28, Nr. 10, 15th May 1976 S. 573-575
- [16] Y. L. Hou, H. L. Bertoni
Variational Approach to Rayleigh waves Reflection and Transmission at a Liquid Filled Crack
Ultrasonic Symposium Proceedings 1976
IEEE Cat. Nr. 76 CH 1120-5su
- [17] O. v. Schmidt
Zur Theorie der Erdbebenwellen
Zeitschrift für Geophysik Bd. 12 (1936) S. 199-205
- [18] P. A. Heelan
On the theory of head waves
Geophysics Vol. 18 (1953), S. 871-893
- [19] I. N. Ermolov, N. P. Razygraev
Study of shaping process for acoustic field of a head type wave in a test medium
Sov. Journal of NDT Vol. 14, Nov. 1978, S. 953-957
- [20] A. Erhard, J. Kutzner, H. Wüstenberg, E. Mundry
Abhängigkeit der Echoanzeige von nutartigen Reflektoren vom Prüfkopfschallfeld und der Frequenz
Materialprüfung 19 (1977) Nr. 9, S. 379-382
- [21] E. A. Slater, V. M. Baborovsky, D. M. Marsh
A computer model of the interaction between an ultrasonic pulse and a surface defect
TI Research Laboratories 3, October 1974
Report 369a
- [22] V.M. Baborovsky, D. M. Marsh
A schlieren study of ultrasonic pulse propagation and reflection
TI Research Laboratories 4.6, 1971
Report 307
- [23] A. Erhard, H. Wüstenberg, E. Mundry
90° Longitudinalwellen-Winkelprüfkopf zum Nachweis oberflächennaher Risse
1. Europäische Tagung „Zerstörungsfreie Prüfung“
24. - 26.5.1978 Mainz, Tagungsband Nr. 1, S. 107
- [24] H. Wüstenberg, A. Erhard, W. Möhrle
Verfahren und Anordnung zum Nachweis von oberflächennahen Fehlern bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung
Patent Nr. 2082 278
Aktenzeichen P28 278.8-52
Deutsches Patentamt
- [25] I. N. Ermolov, N. P. Razygraev
The use of head type waves for ultrasonic monitoring
Sov. Journal of NDT, October 1978, S. 27-33
- [26] J. und H. Krautkrämer
Werkstoffprüfung mit Ultraschall
Dritte Auflage, Springer Verlag 1975, S. 29 u. S. 611
- [27] A. Schoch
Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung
Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften, Bd. 23 (1950) S. 144-150
- [28] L. Cremer und M. Heckl
Körperschall
Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen
Springer Verlag 1967 S. 134-150
- [29] L. Cremer
Vorlesungen über technische Akustik
Springer Verlag 1975, S. 171 f.
- [30] E. Skudrzyk
Die Grundlagen der Akustik
Springer Verlag 1954, S. 253 f.
- [31] A. Erhard, J. Kutzner, H. Wüstenberg
Verallgemeinerte Punktrichtwirkungen
Übergang Nahfeld-Fernfeld
Internationales Symposium, 17.-19. Sept. 1979 Saarbrücken, Tagungsband, S. 75-87
- [32] D. E. Mueller
A computerized acoustic imaging technique in incorporating automatic object recognition
NTIS, AD - 761497 (March 1973)
- [33] J. W. Cooley, J. W. Tukey
An algorithm for the machine calculation of complex Fourier Series
Math. Comput. 19 (1965), S. 297
- [34] J. Kutzner
Grundlagen der Ultraschallphysik
B. G. Teubner Stuttgart 1983

- [35] A. Schoch
Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung
Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. 23
(1950), S. 158
- [36] H. Lamb
On the Propagation of Tremors over the Surface of an
Elastic Solid
Philosophical Transactions, Vol. 203 — A349 (1904), S. 1-42
- [37] H. Wüstenberg
Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für
die Materialprüfung mit Ultraschall
Dissertation D83 TU-Berlin, 1972
Anhang 1A
- [38] F. Sauter
Der elastische Halbraum bei einer mechanischen Beinflus-
sung seiner Oberfläche (zweidimensionales Problem)
Z. angew. Math. Mech. Bd. 80, Nr. 7, Juli 1950, S. 203-215
- [39] L. Cremer und M. Heckl
Körperschall
Physikalische Grundlagen und technische Anwendungen
Springer Verlag 1967, S. 146 f.
- [40] J. Kutzner
Zur Bündelversetzung bei der Reflexion von transversalen
Ultraschallwellen
Acustica Vol. 45, Nr. 1, 1980, S. 25-29
- [41] A. Erhard, H. Wüstenberg, E. Mundry, J. Kutzner
Anwendungsbeispiele für longitudinale Kriechwellen
Vortrag anlässlich der DGZfP-Tagung in Lindau 1979
- [42] E. Schulz, A. Erhard, H. Wüstenberg, M. Kröning,
E. Fischer
Erfahrungen beim Einsatz von Kriechwellenprüfköpfen
Vortragstagung zerstörungsfreie Materialprüfung
12. - 14. Mai 1980 in Göttingen
- [43] E. Mundry
Über die Anwendung verschiedener Kontrollkörper zur Ju-
stierung von Ultraschall-Impulsecho-Geräten
Materialprüfung 5 (1963), Nr. 8, S. 298-306
- [44] J. und H. Krautkrämer
Werkstoffprüfung mit Ultraschall
Dritte neubearbeitete Auflage
Springer Verlag 1975, S. 309 f.
- [45] U. Aulenbacher, K. J. Langenberg
Analytical Representation of Transient Ultrasonic
Phased-Array Near-and Far-Field
Journ. of NDE, Vol. 1, Nr. 1. 1980, S. 53-66
- [46] J. Zemanek
Beam behaviour within the nearfield of a vibrating piston
Journ. Acoust. Soc. Am., Vol. 49, Nr. 1 (1971), S. 181-191
- [47] K. Harumi, T. Saito, T. Fujimori
Motion Picture of the Computer Simulation of Elastic Waves
from Transducer
FASE 1978, Warschau
- [48] K. Humari
Numerical calculation of the near field of elastic wave in the
solid half space
7. International Conference on NDT, Warszawa (Poland)
4. - 8. Juni 1973
- [49] Y. Sato
Reflection and Diffraction at a crack or a corner
— Simulation of an elastic medium by network system of
mass-particles —
Hihakai Kensa 27 (1978), H. 3, S. 180-185
(Journal of NDI)
- [50] K. Harumi, T. Igarash, T. Saito
Computer simulation of elastic waves by a new model of
mass-particles systems with potentials
Hihakai Kensa 27 (1978), H. 12, S. 807-816
(Journal of NDI)
- [51] W. Wegener, H. Wüstenberg
Elektrodynamische Miniatursonden zur berührungslosen
Abtastung von Ultraschallfeldern in festen Körpern
Bericht der BAM, Fachgruppe 6.2 zum Vorhaben RS330 des
BMFT vom 29.3.1979
- [52] H. Wüstenberg
Persönliche Mitteilung
- [53] H. Wüstenberg, U. Völkel, J. Kutzner
Reflexionsverhalten von flächigen Trennungen in festen
Körpern bei der Ultraschallprüfung
Materialprüfung 16 (1974) Nr. 10 (MP540)
- [54] H. Wüstenberg, E. Schulz
Entwicklung und Erprobung von Ultraschallprüfmethode
zum Auffinden plattierungsnaher Fehler
Bericht der BAM, Fachgruppe 6.2 vom 30.12.1970
- [55] B. Kuhlow, E. Neumann, H. Wüstenberg, E. Nabel,
E. Mundry
Ultrasonic testing of austenitic steel weld joints
IAEA-Symposium, Innsbruck, 14. - 18.4.1975
Vorabdruck Nr. 195/24
- [56] H. Wüstenberg, E. Schulz
Versuche zur Feststellung plattierungsnaher Reflexions-
stellen an Reaktorteilen mit Ultraschall
Vortrag auf der Tagung „Zerstörungsfreie Materialprüfung“
der DGZfP in Saarbrücken, 9./10.5.1972
- [57] E. Schulz
Untersuchungen mit Ultraschall an einer Längsprobe
(Nietverbindung)
Bericht der BAM, Fachgruppe 6.2 vom 28.1.1980
- [58] A. Erhard, H. Wüstenberg
Anwendung spezieller Ultraschallprüfköpfe unter besonde-
rer Beachtung von Kriechwellen
Vortrag anlässlich der 2. Tagung der Chinesischen Gesell-
schaft für zerstörungsfreie Prüfung in Beidaihe (China),
15. - 21. Juli 1981
- [59] K. Wagner
Berechnung, Konstruktion und Erprobung von Ultraschall-
Sende-Empfangs-Winkelprüfköpfen zur Prüfung vollauste-
nitischer Schweißnähte
Diplomarbeit, TU Berlin, Fachbereich 17, Aug. 1975
- [60] H. Wüstenberg, E. Schulz, W. Möhrle, J. Kutzner
Zur Auswahl der Membranformen bei Winkelprüfköpfen für
die Ultraschallprüfung
Materialprüfung 18 (1976), Nr. 7, S. 223-230
- [61] H. Wüstenberg, A. Erhard, J. Kutzner
Detection and Analysis of Near Surface Cracks by Ultra-
sound
Proceedings 1st International Symposium on Ultrasonic
Materials Characterization, Gaithersburg, Maryland, USA
7. - 9. June 1978
- [62] AD-Merkblatt HP5/3
Anlage 1
Verfahrenstechnische Mindestanforderungen für die zer-
störungsfreien Prüfverfahren
DK 620.179 : 621.642 — 98, Ausgabe April 1975, S. 1
- [63] G. Dobmann, H. Persch, G. Hübschen, U. Coehne
Unterscheidung von Riß- und Scheinrißanzeigen mittels
objektiver magnetischer Streuflußprüfung
Internationales Symposium, Saarbrücken,
17. - 19. Sept. 1979
Tagungsband, S. 143
- [64] X. Edelman, R. Hornung
Entwicklung einer Ultraschalltechnik für die Prüfung von
Mischverbindungen verschiedener Stützen am Reaktor-
druckgefäß des Kernkraftwerkes Leibstadt auf Oberflä-
chenrisse
Bericht Nr. 3-352.1073 vom Juni 1980
Gebrüder Sulzer AG, Winthertur, Schweiz

- [65] E. Schulz, H. Wüstenberg, A. Erhard, T. Salewski
Messungen an den Stahlblöcken KS 02 EA und KS 02 EC mit
Senkrecht- und Kriechwellenprüfkopf
Bericht der BAM, Fachgruppe 6.2 vom 30.6.1980
- [66] H. Wüstenberg, J. Kutzner, E. Schulz
Zerstörungsfreie Prüfung an drei HSST-Platten
Bericht der BAM, Fachgruppe 6.2 vom 25.8.1977
- [67] A. S. Kukli
Characteristics of the acoustic systems in the inspection of
T-joint welds
Sov. Journal of NDT, Vol. 11 (1976), S. 318-322
- [68] Handbook on the Ultrasonic Examination of Welds
The International Institute of Welding
Dec. II s/IIw — 527-76
- [69] C. W. Pope, K. J. Card
The Detection of lamellar tearing by Ultrasonic testing
Non Destructive Testing, Australia, Nov./Dez. 1976,
S. 19-22
- [70] F. H. Dijkstra
Flaw Evaluation with Particular Reference to Flaw Size
Estimation
IIW Annual Assembly 1977, Copenhagen
- [71] H. Wüstenberg, J. Kutzner, E. Schulz, A. Erhard
Ultraschallanalysen von Ribkanten
DGZfP-Tagung Mainz 1978, Tagungsband Nr. 1, S. 9/99
- [72] S. I. Ibrahim, V. N. Whittaker
The influence of compressive stresses and other factors on
the detection of fatigue cracks using ultrasonics
British Journal of NDT 22 (1980), Nr. 6, S. 286-290
- [73] S. Golan, L. Adler, K. V. Cook, R. K. Nanstad, T. K. Bolland
Ultrasonic Diffraction Technique for Characterization of
Fatigue Cracks
Journal of NDE Vol. 1, Nr. 1, 1980, S. 11-19
- [74] M. G. Silk
Accurate techniques for defect sizing in pressurized com-
ponents
Periodic Inspection for Pressurized Components
8. - 10. May 1979, London, UK
- [75] E. Fischer
Technischer Bericht der KWU-Erlangen
Qualifizierung des Longitudinal-Kriechwellenprüfkopfes
für die Ultraschallprüfung auf Unternahtrisse bei K- und
Kehlnähten
VRQ 33/134/1979
- [76] BAM-Laboratorium 6.21
Entwurf einer Prüfanweisung für die zerstörungsfreie Über-
wachung der Festlager von Druckgasbehältern
- [77] A. Freedman
A. Mechanism of Acoustic Echo Formation
Acoustica, Vol. 12, Januar 1962, S. 10-21
- [78] J. P. Charlesworth, B. H. Lidington, M. G. Silk
Defect sizing using ultrasonic flaw diffraction
1. Europäische Tagung „Zerstörungsfreie Prüfung“
24. - 26.5.1978, Mainz, Tagungsband Nr. 1, S. 55
- [79] H. Prögler
Ultraschall-Laufzeitmessungen zur Bestimmung der Feh-
lergröße von quasi-natürlichen Fehlern
1. Europäische Tagung „Zerstörungsfreie Prüfung“
24. - 26.5.1978 Mainz, Tagungsband Nr. 1, S. 63
- [80] H. Wüstenberg
Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für
die Materialprüfung mit Ultraschall
Dissertation D83, TU-Berlin, 1972, Anhang 5A
- [81] R. L. Roderick
The radiation pattern from a rotationally symmetric stress
source on a semi infinite solid
Metals Research, Thesis Brown University, 1950
- [82] G. F. Miller, 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

Bisher erschienene Forschungsberichte der BAM

Nr. 1/September 1968

Forschung und Entwicklung in der Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM)
Rechenschaftsbericht für den Bundesminister für Bildung und Wissenschaft

Nr. 2/Juli 1970 (vergriffen)

Zum Problem des Feuchtigkeitsschutzes von Dehnungsmeßstreifen und Halbleitergebern
von Dr.-Ing. Götz Andreae

Nr. 3/September 1970 (vergriffen)

Über das mechanische Verhalten von Aluminium-Stahl-Freileitungsseilen als Beispiel für Verbundbauteile
von Dr.-Ing. Josef Ziebs

Nr. 4/Dezember 1970 (vergriffen)

Formbeständigkeit von Holz gegenüber Feuchtigkeit — Grundlagen und Vergütungsverfahren
von Dr. rer. nat. Arno Burmester

Nr. 5/März 1971

Die Bedeutung der Netzstellenart und der Netzwerkkettendichte für die Beschreibung der elastischen Eigenschaften und des Abbaus von elastomeren Netzwerken
von Dr. rer. nat. Norbert Steiner

Nr. 6/April 1971

Zur Problematik der Prüfung und Beurteilung des Luftschallschutzes von Bauelementen bei unterschiedlichen Einbaubedingungen
von Prof. Dr.-Ing. Paul Schneider

Nr. 7/Juli 1971

Chromatographie und chemische Konstitution — Untersuchungen über den Einfluß der Struktur organischer Verbindungen auf das Verhalten bei der Dünnschicht-Chromatographie
von Dr.-Ing. Hans-Joachim Petrowitz

Nr. 8/November 1971

Zum Spannungs-Dehnungs-Verhalten von Baustählen bei Wechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Helmut Veith

Nr. 9/November 1971

Untersuchung über die sichernde Wirkung poröser Massen in Acetylenflaschen
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Möller

Nr. 10/Januar 1972

Untersuchungen über die Korngrößenbestimmung mit Ultraschall zur Entwicklung einer für die Praxis geeigneten zerstörungsfreien Meßmethode
von Dr.-Ing. Dietmar Aurich und Prof. Dr. phil. Erich Martin

Nr. 11/Februar 1972

Beitrag zur Kenntnis der Schnittriefenbildung und Schnittgütwerte beim Brennschneiden
von Dr.-Ing. Hans-Joachim Krause

Nr. 12/Mai 1972

Über Veränderungen von Nylon-6-Fasern beim Texturieren
von Dir. u. Prof. Dr. rer. nat. Hubert Feuerberg

Nr. 13/Juni 1972

Festkörpergleitreibung und Verschleiß von Eisen, Kobalt, Kupfer, Silber, Magnesium und Aluminium in einem Sauerstoff-Stickstoff-Gemisch zwischen 760 und $2 \cdot 10^{-7}$ Torr
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig (Berichter), Prof. Dr.-Ing. Kurt Kirschke, Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig und Dipl.-Phys. Harald Tischer

Nr. 14/Juli 1972

Untersuchungen zur Amplitudenabhängigkeit der Ultraschalldämpfung in Metallen bei 20 kHz
von Eberhard Fischer

Nr. 15/August 1972

Studie und Probleme der chemischen Edelmetall-Analyse
von Dir. u. Prof. Dr.-Ing. Heinz Pohl

Nr. 16/August 1972

Über Ausführung und Aussagefähigkeit des Normbrandversuches nach DIN 4102, Blatt 2, im Hinblick auf die Nachbildung natürlicher Schadensfeuer
von Dr.-Ing. Erwin Knublauch

Nr. 17/August 1972

Aktivierungsanalyse mit schnellen Neutronen, Photonen und geladenen Teilchen
von Dr.-Ing. Peter Reimers

Nr. 18/Januar 1973

Das Sprödbruchverhalten des Baustahles R St 37-2 N in geschweißten Konstruktionen, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches
von Dr.-Ing. Werner Struck

Nr. 19/Januar 1973

Die Bestimmung von Grenzflächentemperaturen bei tribologischen Vorgängen
Literaturrecherche von Dipl.-Phys. K. Kaffanke und Dr.-Ing. H. Czichos

Nr. 20/April 1973

Brandrisiko elektrischer Leitungen und Installationen in Wänden
von Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 21/Juli 1973

Die kontinuumsmechanische Erfassung des zeitlichen Ablaufs der elastisch-plastischen Dehnungen bei der Zerrüttung
Literaturrecherche von Dipl.-Phys. D. Klaffke und Dr.-Ing. W. Maennig

Nr. 22/Juli 1973

Untersuchungen für ein Prüfverfahren zur Bemessung der Brandschutzbekleidung von Stahlstützen
von Dipl.-Ing. R. Rudolphi und Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 23/November 1973

Reichs- und preußische Landesanstalten in Berlin Ihre Entstehung und Entwicklung als außeruniversitäre Forschungsanstalten und Beratungsorgane der politischen Instanzen
von Prof. Dr. rer. nat. habil. Walter Ruske

Nr. 24/November 1973

Das Brandverhalten von Holzstützen unter Druckbeanspruchung
von Dipl.-Ing. J. Stanke, Ing. grad. E. Klement und Dipl.-Ing. R. Rudolphi

Nr. 25/Dezember 1973

Über das Brandgeschehen vor der Fassade eines brennenden Gebäudes unter besonderer Berücksichtigung der Feuerbeanspruchung von Außenstützen
von Dr.-Ing. E. Knublauch

Nr. 26/August 1974

Der Elektronen-Linearbeschleuniger der BAM — Eigenschaften und erste Anwendungen —
von Dipl.-Ing. P. Jost, Dr.-Ing. P. Reimers und Dr.-Ing. P. Weise

Nr. 27/August 1974

Untersuchungen zum Schallfeld von Winkelprüfköpfen für die Materialprüfung mit Ultraschall
von Dr.-Ing. Hermann Wüstenberg

Nr. 28/August 1974

Zum Ablauf von Gasexplosionen in mit Rohrleitungen verbundenen Behältern
von Prof. Dr. rer. nat. Hans-Jürgen Heinrich

Nr. 29/August 1974

Theorie der dissipativen Luftschalldämmung bei einem idealisotropen porösen Material mit starrem Skelett für senkrechten, schrägen und allseitigen Schalleinfall
von Prof. Dr.-Ing. P. Schneider

Nr. 30/September 1974 (vergriffen)

The Application of Systems Thinking and Systems Analysis to Tribology
von Dr. Horst Czichos und Dr. Geert Salomon

Nr. 31/August 1975

Untersuchungen zur Klärung des Verhaltens thermoplastischer Kunststoffe bei Wechseldehnungsbeanspruchung
von Dr.-Ing. Gerhard Fuhrmann

Nr. 32/September 1975

Ein thermo-elektrisches Netzwerkverfahren zur Berechnung stationärer Temperatur- und Wärmestromverteilungen mit Anwendungsbeispielen
von Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi und Dr.-Ing. Bernhard Böttcher

Nr. 33/November 1975

Die Bestimmung der Temperaturleitfähigkeit von Baustoffen mit Hilfe eines nichtstationären Meßverfahrens
von Dipl.-Ing. Armin Wagner, Dipl.-Phys. Gerhard Kieper und Dipl.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 34/Januar 1976 (vergriffen)

Untersuchungen zur Vergütung von Holzwerkstoffen
von Dipl.-Forsting. Dr. rer. sylv. Hans-Joachim Deppe

Nr. 35/Januar 1976

Der Widerstand von Platten, die als Beplankungsmaterial leichter Wände verwendet werden, gegenüber dem Aufprall harter Körper — Vorschlag für ein Prüfverfahren —
von Dipl.-Ing. Ernst Limberger

- Nr. 36/Januar 1976 (vergriffen)
Wärme- und Feuchtigkeitsleitung in Beton unter Einwirkung eines Temperaturgefälles
von Dipl.-Ing. Jürgen Hundt
- Nr. 37/Februar 1976
Die stoßartige Beanspruchung leichter, nichttragender Bauteile durch einen mit der Schulter gegenprallenden Menschen — Vorschlag für ein Prüfverfahren —
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 38/Juni 1976
Verschleißuntersuchungen an gas-, bad- und ionitriertem Stahl 42 CrMo 4
von Dr.-Ing. Karl-Heinz Habig
- Nr. 39/Juni 1976
Untersuchung der viskoelastischen Eigenschaften von Flüssigkeiten (mit nicht-Newtonischem Fließverhalten) insbesondere bei höherer Scherbeanspruchung
von Prof. Dr.-Ing. K. Kirschke und Dipl.-Phys. G. Kempf
- Nr. 40/Juni 1976
Zum Untergrundabzug bei energiedispersiven Spektren nach verschiedenen Verfahren
von Dr. rer. nat. H. Hantsche
- Nr. 41/Okttober 1976
Optische Eigenschaften cholesterinischer Flüssigkeiten
von Dr. rer. nat. Bernhard Böttcher
- Nr. 42/Okttober 1976
Ermittlung der Mindestzündenergie brennbarer Gase in Mischung mit Luft
von Dr.-Ing. Siegmund Dietlen
- Nr. 43/Okttober 1976
Das Spröbruchverhalten geschweißter Bauteile aus Stahl mit zäh-sprödem Übergang im Bruchverhalten, dargestellt mit Hilfe der Methode des Temperaturvergleiches
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 44/November 1976
Berechnung von räumlichen, linear elastischen Systemen, die aus finiten Stab- und Balkenelementen zusammengesetzt sind, unter Verwendung des Programms „Stab-Werk“
von Dipl.-Ing. W. Matthees
- Nr. 45/Dezember 1976
Untersuchung des Elektrodenverhaltens im Vakuum aufgedampfter Metallschichten
von Dr.-Ing. W. Paatsch
- Nr. 46/Mai 1977 (vergriffen)
Versuchsergebnisse zur Festigkeit und Verformung von Beton bei mehraxialer Druckbeanspruchung
Results of Test Concerning Strength and Strain of Concrete Subjected to Multiaxial Compressive Stresses
von Dipl.-Ing. Gerald Schickert und Dipl.-Ing. Helmut Winkler
- Nr. 47/Juni 1977
Bautechnische Einflüsse auf die Tragfähigkeit von Kunststoffdübeln für Fassadenbekleidungen
von Dr.-Ing. Arno Plank
- Nr. 48/Okttober 1977
Setzung von Fundamenten infolge dynamischer Last, angewendet auf die Fundamente einer geplanten Schnellbahn
von Dr.-Ing. U. Holzlöhner
- Nr. 49/Dezember 1977
Untersuchungen zur Anwendung von Mikrowellen in der zerstörungsfreien Prüfung
von Dr.-Ing. Günther Wittig
- Nr. 50/Juni 1978 (vergriffen)
Zur Meßtechnik für die Sicherheitsbeurteilung und -überwachung von Spannbeton-Reaktordruckbehältern
von Prof. Dipl.-Phys. Norbert Czaika, Dipl.-Phys. Norbert Mayer, Dipl.-Ing. Claus Amberg, Dipl.-Ing. Götz Magiera, Dr.-Ing. Götz Andreae und Dipl.-Ing. Winfried Markowski
- Nr. 51/Juni 1978
Auswirkung von chemischen und physikalisch-technologischen Einflußfaktoren auf das Beständigkeitsverhalten von Oberflächenbeschichtungen auf der Basis von Reaktionsbeschichtungsstoffen
von Dr. rer. nat. J. Sickfeld
- Nr. 52/August 1978
Zum Einfluß der Gleitgeschwindigkeit auf das tribologische Verhalten von Werkstoffen hoher Härte bei reiner Festkörperreibung
von Dr.-Ing. Aleksandar Tomov
- Nr. 53/Okttober 1978
Bemessung und Optimierung beheizbarer Straßen- und Brückenbeläge
von Rolf Günter Rohrmann und Reinald Rudolphi
- Nr. 54/Oktober 1978
Magnetisches Verhalten dünner Eisenschichten bei mechanischer Wechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Harro Sander
- Nr. 55/November 1978
Beobachtung und Orientierungsbestimmung der Oberflächenkristallite polykristalliner 99,999 %-Al-Proben bei Biegewechselbeanspruchung
von Dr.-Ing. Dieter Klaffke
- Nr. 56/Januar 1979
Stabilität von Sandwichbauteilen
von Dipl.-Ing. W. Brünner und Prof. Dr.-Ing. C. Langlie
- Nr. 57/März 1979
Untersuchungen an Prüfmitteln für die Magnetpulverprüfung
Investigations on Inspection-Media for Magnetic-Particle-Testing
von Dipl.-Ing. Meinhard Stadthaus
- Nr. 58/März 1979
Ermittlung des Bauteilwiderstandes aus Versuchsergebnissen bei vereinbartem Sicherheitsniveau
von Dr.-Ing. Werner Struck
- Nr. 59/Juli 1979
Ermittlung der Verformungen biegebeanspruchter Stahlbetonbalken mit der Methode der Finiten Elemente unter besonderer Berücksichtigung des Verbundes zwischen Beton und Stahl
von Dr.-Ing. Günther Plauk
- Nr. 60/August 1979
Untersuchungen zur Erfassung der Kaltformbarkeit von Feinblechen beim Strecken
von Dr.-Ing. H. Spreckelmeyer, Dr.-Ing. R. Helms und Dr.-Ing. J. Ziebs
- Nr. 61/Dezember 1979
Beschreibung von Problemen der höheren Farbmimetrie mit Hilfe des Gegenfarbensystems
von Dr. Klaus Richter
- Nr. 62/Dezember 1979
Geomagnetobiologisch bedingter Zusammenhang zwischen der Fraßaktivität von Termiten und der Zahl der Sterbefälle
von Dir. u. Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Gerisch und Prof. Dr. habil. Dr. h. c. Günther Becker
- Nr. 63/Dezember 1979
Untersuchungen an Stopfbuchsen von Ventilen und Schiebern für Gase
von Dipl.-Ing. E. Behrend und Dipl.-Ing. J. Ludwig
- Nr. 64/Februar 1980
Ermittlung der Schwingungserregung beim Betrieb schienengebundener Fahrzeuge in Tunneln sowie Untersuchung des Einflusses einzelner Parameter auf die Ausbreitung von Erschütterungen im Tunnel und dessen Umgebung
von Dr.-Ing. Werner Rücker
- Nr. 65/Februar 1980
Untersuchungen über den Einfluß des Spannungszustandes auf bruchmechanische Kennwerte
von Dr.-Ing. Peter Schmidt, Dr.-Ing. Dietmar Aurich, Dr.-Ing. Rolf Helms, Dr.-Ing. Helmut Veith und Dr.-Ing. Josef Ziebs
- Nr. 66/Mai 1980
Auswirkung von Druckentlastungsvorgängen auf die Umgebung
von Dr. rer. nat. Martin Hattwig
- Nr. 67/Mai 1980
Beitrag zur dynamischen Analyse von vorgespannten und vorbelasteten Feder-Masse-Systemen mit veränderlicher Gliederung unter stoßartiger Beanspruchung
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees
- Nr. 68/Mai 1980
Oberflächenmeßverfahren unter besonderer Berücksichtigung der Stereomeßtechnik.
Entwicklung eines volleuzentrischen Präzisions-Goniometers
von Dr. rer. nat. Dieter Petersohn
- Nr. 69/Juni 1980
Untersuchungen zur Integrität des Liners von Reaktorsicherheitshüllen (Containments) in Stahlbeton- und Spannbetonbauweise
von Dr.-Ing. Frank Buchhardt und Dipl.-Ing. Peter Brandl
- Nr. 70/August 1980 (vergriffen)
Schwellenwerte beim Betondruckversuch
von Dr.-Ing. Gerald Schickert
- Nr. 71/August 1980
Untersuchungen über durch den Boden gekoppelte dynamische Wechselwirkungen benachbarter Kernkraftwerksbauten großer Masse unter seismischen Einwirkungen
von Dr.-Ing. Wolfgang Matthees und Dipl.-Ing. Götz Magiera

Nr. 72/September 1980

Übertragbarkeit der Ergebnisse von Brandprüfungen am Beispiel von Stahl- und Holzstützen
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 73/November 1980

Vergleichende Untersuchungen zum Tragverhalten von Klemmkupplungen für Stahlrohrgerüste nach bestehenden deutschen Prüfvorschriften und geplanten europäischen bzw. internationalen Prüfnormen
von Dipl.-Ing. Peter Wegener

Nr. 74/November 1980

ALGOL-Computerprogramm zur Berechnung zweidimensionaler instationärer Temperaturverteilungen mit Anwendungen aus dem Brand- und Wärmeschutz
von Dr.-Ing. Reinald Rudolphi und Dipl.-Inform. Renate Müller

Nr. 75/November 1980

Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen
von Dir. u. Prof. Dr. Hans-Jürgen Heinrich

Nr. 76/November 1980

Deformationsverhalten von Rein- und Reinstaluminium sowie Cu 99,9 und St 37 bei Biegewechselbeanspruchung im Rasterelektronenmikroskop
von Dr.-Ing. Dieter Klaffke und Prof. Dr.-Ing. Wolfgang-Werner Maennig

Nr. 77/April 1981

Untersuchung des Verhaltens von Lagerzementen
von Dipl.-Ing. Michael Gierloff und Dr.-Ing. Matthias Maultzsch

Nr. 78/September 1981

Dynamische Wechselwirkung eines Schienen-Schwellensystems mit dem Untergrund
von Dr.-Ing. Werner Rücker

Nr. 79/Dezember 1981

Ein Beitrag zur Untersuchung der wasserstoffbeeinflussten Kaltrißneigung höherfester niedriglegierter Feinkornbaustähle mit dem Implantversuch
von Dr.-Ing. Volker Neumann

Nr. 80/Dezember 1981

Ursachen des Teileinsturzes der Kongreßhalle in Berlin-Tiergarten
von Dr.-Ing. Arno Plank, Dr.-Ing. Werner Struck und Dr.-Ing. Manfred Tzschätzsch

Nr. 81/Dezember 1981

Graphisch-rechnerisches Verfahren zum Erfassen der Zündhäufigkeit zündbarer Stoffe; Anwendung auf Datenmaterial aus dem Bereich der Statistik
von Dipl.-Ing. Jürgen Schmidt

Nr. 82/April 1982

Zur werkstoffmechanischen Beurteilung des Kerbschlagbiegeversuches
Assessment of the mechanical behaviour of materials in the notched bar impact test
von Rolf Helms, Hans-Joachim Kühn und Siegmund Ledworowski

Nr. 83/Juli 1982

Tribologisches Verhalten von thermoplastischen Kunststoffen — Kontaktdeformation, Reibung und Verschleiß, Oberflächenuntersuchungen —
von Prof. Dr.-Ing. Horst Czichos und Dr.-Ing. Paul Feinle

Nr. 84/Juli 1982

Übertragbarkeit der Ergebnisse von Brandprüfungen im Kleinprüfstand (Vergleichsversuche)
von Dipl.-Inform. Renate Müller und Dr.-Ing. Reinald Rudolphi

Nr. 85/ISBN 3-88314-231-X/Okttober 1982

Technische Materialforschung und -prüfung — Entwicklungstendenzen und Rahmenvorschläge für ein EG-Programm „Basic Technological Research“ — Materials Research and Testing — Development Trends and Outline Proposals for a Community Programme “Basic Technological Research” —
von Prof. Dr. Horst Czichos

Nr. 86/ISBN 3-88314-232-8/November 1982

Zur quantitativen Kennzeichnung des Verwitterungsverhaltens von Naturwerksteinen anhand ihrer Gefügemerkmale
von Dr.-Ing. Konrad Niesel und Dr. rer. nat. Peter Schimmelwitz

Nr. 87/ISBN 3-88314-240-9/Dezember 1982

Einfluß baupraktischer Umgebungsbedingungen auf das Korrosionsverhalten von Spannstählen vor dem Injizieren
von Dr.-Ing. Bernd Isecke und Dr.-Ing. Wolfgang Stichel

Nr. 88/ISBN 3-88314-254-9/Februar 1983

Untersuchungen zur Ausbreitung von Longitudinalwellen an Oberflächen bei der Materialprüfung mit Ultraschall
von Dr.-Ing. Anton Erhard

