

## DAS VERHALTEN VON OBERFLÄCHENWELLEN IN BOHRLÖCHERN

D. Schröder, L. Engelhard

### Zusammenfassung

Anhand von theoretischen Betrachtungen über die Ausbreitung von Oberflächenwellen innerhalb eines Bohrloches und numerischen Modellrechnungen sollen die Möglichkeiten einer erweiterten Interpretation des Full Wavetrain Acousticlogs untersucht werden. Dabei kann man aufgrund theoretischer Überlegungen Aussagen über das Dispersionsverhalten, sowie Formeln zur numerischen Modellierung von einzelnen Oberflächenwellentypen erhalten. Die daraus resultierenden Modellrechnungen erlauben Untersuchungen über Einflüsse von verschiedenen lithologischen Parametern auf den betrachteten Wellentyp, die auch für meßtechnische Fragestellungen und die Konstruktion von speziellen Sonden wichtig sein könnten. Die hier behandelten Untersuchungen sind auf das Beispiel der Stoneleywelle beschränkt, da sich bei diesem Wellentyp - aufgrund seiner geringen Dispersion - besonders einfache Auswertungsansätze ergeben.

### Abstract

From theoretical considerations on propagation of interface waves in a borehole as well as from numerical model calculations the possibilities of an advanced interpretation of full acoustic wavetrain measurements will be investigated. On the basis of these theoretical considerations statements of dispersion can be made, as well as formulas for numeric modelling of isolated interface wave modes can be derived. The resulting model calculations allow investigations of influences of various lithological parameters to the concerning type of wave, being possibly relevant to measuring technique or for construction of special logging tools. The investigations dealt with here are restricted to the Stoneley wave only, a type of interface wave which shows low dispersion leading to an easy approach to interpretation.

## 1 Einführung

Sowohl den theoretischen Überlegungen als auch den Modellrechnungen soll das einfache zylindersymmetrische Bohrlochmodell der Abb. 1 zugrundeliegen, bei dem drei Bereiche - bezeichnet mit (a) für das umgebende Gestein, (b) für die zylindersymmetrische Flüssigkeitssäule und (c) für den Sondenkörper - zu unterscheiden sind.

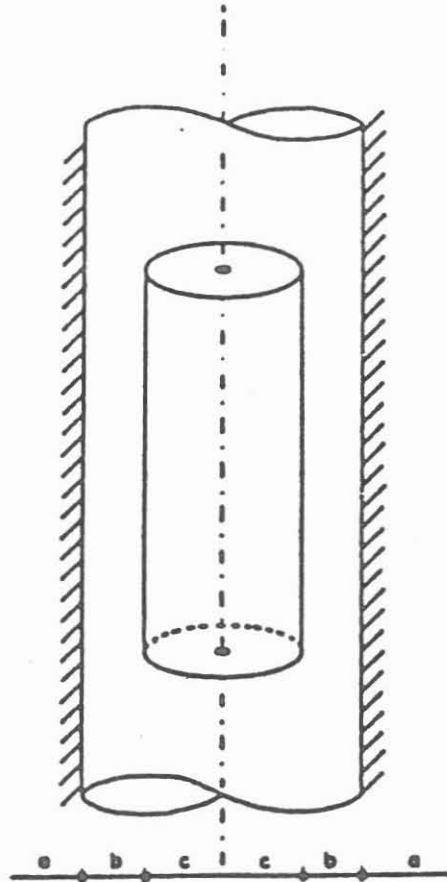


Abb. 1. Bohrlochmodell

Vereinfachend kann man den Sondenkörper durch Einführung eines effektiven Bohrlochradius, der sich aus der Differenz des tatsächlichen Radius mit dem Sondenradius ergibt, berücksichtigen (CHENG & TOKSÖZ 1981). Da die Geometrie insgesamt Axialsymmetrie aufweist, kann man bei der Separation der Wellengleichung nach Zylinderkoordinaten die Winkelkomponente unberücksichtigt lassen, denn bei dieser Näherung werden nur die das Bohrloch umlaufenden Wellen - sogenannte Circumferentials - vernachlässigt, die auch dann nicht angeregt werden, wenn die seismische Quelle genau in der Mitte der zylindrischen Flüssigkeitssäule zentriert ist. Wellen, die sich in z-Richtung ausbreiten, werden von dieser Näherung nicht betroffen.

## 2 Theoretische Überlegungen

Als Lösungssätze unter Berücksichtigung dieser Vereinfachungen für die Wellengleichung

$$\frac{1}{v} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \quad (1)$$

im Bereich der Flüssigkeit und der Formation finden sich für die  $z$ - und die  $t$ -Abhängigkeit komplexe Exponentialfunktionen und für die  $r$ -Abhängigkeit im allgemeinen komplexe Zylinderfunktionen. Aus Gründen der Anschauung ist es genau dann sinnvoll, reelle Zylinderfunktionen zu betrachten, wenn man sich einen Überblick über die Struktur der hier entstehenden Oberflächenwellen und ihrer Dispersion verschaffen will. Damit das Argument der Zylinderfunktionen für beliebige lithologische Verhältnisse reell bleibt, ist für die Lösung im Bereich der Flüssigkeit eine Fallunterscheidung notwendig. Je nachdem, ob die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_z$  der Oberflächenwelle größer oder kleiner als die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit  $v_f$  in der Flüssigkeit ist, erhält man schon in der Struktur ganz unterschiedliche Oberflächenwellentypen, die als Stoneleywelle ( $v_z < v_f$ ), beschrieben durch die modifizierten Besselfunktionen  $I_n$  oder als Pseudo-Rayleigh-Welle ( $v_z > v_f$ ), beschrieben durch die gewöhnlichen Besselfunktionen  $J_n$ , bezeichnet werden. Die mathematischen Zusammenhänge für die  $n$  Partikelauslenkung  $u$  in  $z$  bzw. in  $r$  im Bereich der Flüssigkeit (F) lauten für die Stoneleywelle

$$\begin{aligned} u_{Fz} &= \Phi_{F0} i k_z e^{i(k_z z - \omega t)} I_0(c_{F1} r) \\ u_{Fr} &= c_{F1} \Phi_{F0} e^{i(k_z z - \omega t)} I_1(c_{F1} r) \end{aligned} \quad (2)$$

und für die Pseudo-Rayleigh-Welle

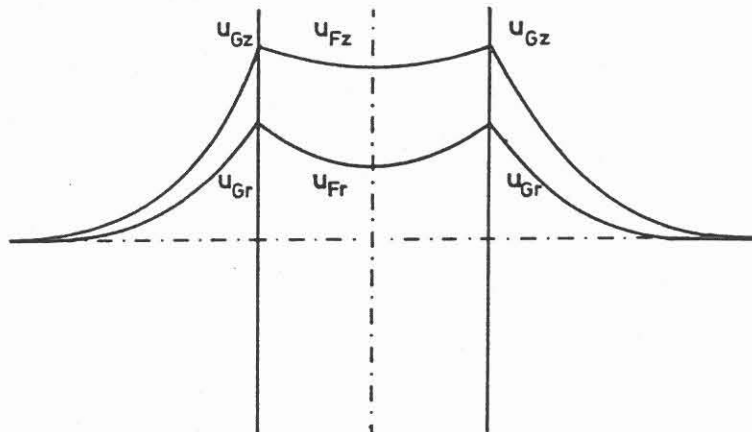
$$\begin{aligned} u_{Fz} &= \Phi_{F0} i k_z e^{i(k_z z - \omega t)} J_0(c_{F2} r) \\ u_{Fr} &= -c_{F2} \Phi_{F0} e^{i(k_z z - \omega t)} J_1(c_{F2} r) \end{aligned} \quad (3)$$

Im Bereich des Gesteins (G) benötigt man keine Fallunterscheidung, da die Scherwellengeschwindigkeit  $v_s$  in der Formation eine obere Grenzgeschwindigkeit für alle Oberflächenwellen darstellt. Die entsprechenden Beziehungen im Gesteinsbereich lauten für beide Wellen demnach

$$\begin{aligned} u_{Gz} &= e^{i(k_z z - \omega t)} \left[ A_1 (K_0(c_1 r) + K_1(c_2 r)) + A_2 K_1(c_2 r) \right] \\ u_{Gr} &= c_2 \Psi_0 e^{i(k_z z - \omega t)} K_1(c_2 r) \end{aligned} \quad (4)$$

Die unterschiedliche Struktur der beiden Wellentypen, die hauptsächlich durch die jeweils auftretenden Besselfunktionen charakterisiert ist, läßt sich deutlich auf den beiden Skizzen der Abb. 2 erkennen.

Stoneley - Welle



Pseudo-Rayleigh - Welle ; 3. Mode

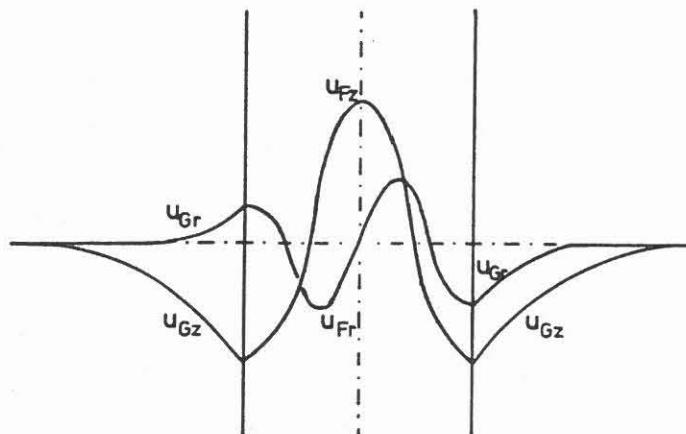


Abb. 2. Struktur der Partikelauslenkungen bei den beiden Wellentypen.

Man erkennt aus dieser Abbildung, daß die Stoneleywelle am besten nahe der Bohrlochwand zu registrieren sein wird, das heißt bei der hier vorliegenden Aufnahmegeometrie wird man eine Stoneleywelle im Seismogramm nur dann beobachten können, wenn der effektive Bohrlochradius klein genug ist. Die Modellrechnungen werden zeigen, daß dieses Kriterium - je nach den anderen lithologischen Parametern - schon für Bohrlöcher mit  $R_{eff} < 0,3 \text{ m} - 0,5 \text{ m}$  erfüllt ist.

Die Pseudo-Rayleigh-Welle wird in mehreren Moden auftreten, deren Ordnung durch die Zahl der Schwingungsknoten im Bohrloch bestimmt ist. Für jeden Mode wird man eine charakteristische Abschneidefrequenz bekommen. Eine Analogie aus dem Gebiet der Elektrodynamik zu den Pseudo-Rayleigh-Wellen im Bohrloch stellen die Mikrowellen in einem Hohlleiter dar.

Um die Dispersionsbeziehungen für die Oberflächenwellen zu erhalten, müssen die Lösungen Gl. (2) - Gl. (4) gemäß den Randbedingungen für das Modellbohrloch, die durch das Gleichungssystem

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= -p_F \\ u_{Gr} &= u_{Fr} \\ \sigma_{rz} &= 0 \end{aligned} \quad (5)$$

ausgedrückt werden können, wobei

$$\sigma_{ik} = \lambda \operatorname{div} \vec{u} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

die Elemente des Spannungstensors und

$$p_F = -\frac{\lambda}{v_f^2} \frac{\partial \Phi_F}{\partial t^2} \quad (7)$$

der durch die Wellenausbreitung hervorgerufene Druck der Flüssigkeit auf das Gestein, gleichgesetzt werden. Man erhält dann die bereits von BIOT (1952) hergeleitete Dispersionsgleichung

$$\begin{aligned} & 4 \left( 1 - \frac{v_z^2}{v_s^2} \right) \left[ \frac{v_z}{\omega R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}}} + \frac{K_0 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} \right)}{K_1 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} \right)} \right] - \frac{2v_z \left( 2 - \frac{v_z^2}{v_s^2} \right)}{\omega R} \\ & \quad - \frac{\left( 2 - \frac{v_z^2}{v_s^2} \right)^2 K_0 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} \right)}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} K_1 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_s^2}} \right)} \\ & = \frac{\rho_f v_z^4}{\rho_g v_f^4} \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}}} \frac{I_0 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}} \right)}{I_1 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{1 - \frac{v_z^2}{v_f^2}} \right)} & \text{für } v_z < v_f \\ \frac{1}{\sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1}} \frac{J_0 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1} \right)}{J_1 \left( \frac{\omega}{v_z} R \sqrt{\frac{v_z^2}{v_f^2} - 1} \right)} & \text{für } v_z > v_f \end{cases} \quad (8) \end{aligned}$$

Die numerische Lösung dieser impliziten Gleichung liefert die Dispersionskurven, wie in Abb. 3 dargestellt.

In diesen Dispersionsdiagrammen finden sich die bereits aus den Lösungen der Wellengleichung hergeleiteten Strukturen, wie das Auftreten der Pseudo-Rayleigh-Welle in verschiedenen Moden

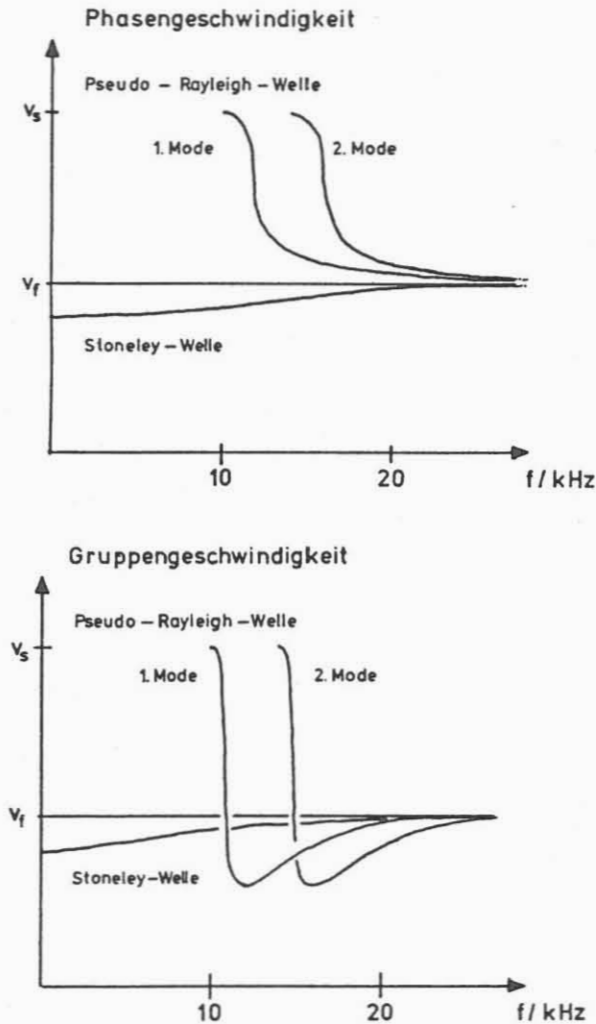


Abb. 3. Dispersionskurven der Bohrlochgrenzflächenwellen für Phasen- und Gruppengeschwindigkeit.

oder die Abschneidefrequenzen wieder. Bezogen auf die Auswertung von Mikroseismogrammen liefert die Betrachtung des Dispersionsverhaltens fünf konkrete Ergebnisse:

- 1.) Die Stoneleywelle existiert über den gesamten niederfrequenten Bereich, unterhalb der Grenzfrequenz des niedrigsten Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes als Oberflächenwelle allein.

- 2.) Sie weist eine geringe Dispersion auf, so daß ihre Wavelets nur in geringem Maße auseinanderlaufen werden und daher die Gruppengeschwindigkeit als Näherung an die Signalggeschwindigkeit benutzt werden kann.
- 3.) Wegen der starken Dispersion der Pseudo-Rayleigh-Wellenmoden werden ihre Wellenzüge stark auseinanderlaufen und miteinander interferieren. Das Auseinanderlaufen der Wavelets muß durch einen zusätzlichen Term zur Gruppengeschwindigkeit berücksichtigt werden, um einen Ausdruck für die Signalggeschwindigkeit zu bekommen.
- 4.) Sowohl durch die Veränderung der Wellenpakete beim Auseinanderfließen als auch durch die Interferenz mit anderen Wellentypen wird eine Identifizierung eines Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes direkt aus dem Mikroseismogramm ohne Anwendung komplexer numerischer Verfahren unmöglich. Ein vielversprechendes Verfahren zur Identifizierung einzelner Pseudo-Rayleigh-Wellenmoden könnte die multiple Filterung im Frequenzbereich darstellen MÖLLER (1987).
- 5.) Bei der Stoneleywelle ist eine direkte Auswertung aus dem Seismogramm möglich, wenn gewisse meßtechnische Anforderungen erfüllt werden, die sich aus den Modellrechnungen ergeben.

Zur einfachen Auswertung der Stoneleywellengeschwindigkeit wäre eine explizite Gleichung von Vorteil. Man kann aus der impliziten Dispersionsbeziehung eine explizite Näherungsgleichung bekommen, wenn für die Zylinderfunktionen Reihenentwicklungen - etwa nach ABRAMOWITZ & STEGUN (1965) - angesetzt werden. Betrachtet man dabei nur die 0. Ordnung, so erhält man die BIOT-sche Grenzformel

$$v_{z,ST} = \frac{v_f}{\sqrt{1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}}} \quad \text{für } \omega \rightarrow 0 \quad (9)$$

die allerdings nur in einem für die Praxis nicht vorkommenden Fall anwendbar ist und sonst nur eine untere Grenzggeschwindigkeit für die Stoneleywelle angeben kann. Um einen expliziten Näherungsausdruck für  $v_{z,ST}$  zu erhalten, kann die Reihenentwicklung maximal bis zum quadratischen Term in die Berechnung miteinbezogen werden, und es ergibt sich dann

$$v_{z,ST} = \frac{v_f}{\sqrt{1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}}} + \left[ \frac{v_f}{4v_s \left(1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}\right)^{\frac{3}{2}}} - \frac{\left(1 + \frac{\rho_f v_f^2}{\rho_g v_s^2}\right)^{\frac{1}{2}}}{2v_f \left(2\frac{\rho_f}{\rho_g} + 2\frac{v_s^2}{v_f^2} - \frac{\omega^2 R^2}{v_f^2}\right)} \right] \omega^2 R^2 \quad (10)$$



Diese Beziehung ist im streng mathematischen Sinn nur für  $\omega R/v_f \ll 1$  anwendbar. Die Modellrechnungen zeigen jedoch, daß diese Formel - selbst bei ungünstiger aber gerade noch realistischer Wahl der Parameter - in den sehr niederfrequenten Bereich bis zu einigen hundert Hertz hinein, eine gute Näherung darstellen kann.

Als weiteres Ergebnis aus den theoretischen Überlegungen ergibt sich eine Formel zur Berechnung synthetischer Mikroseismogramme

$$p_r(z, t) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} X(\omega) A(k_z, \omega) e^{i(k_z z - \omega t)} dk_z d\omega \quad (11)$$

mit

$$A = -i\pi \frac{k_r^{(f)} R H_1^{(1)}(k_r^{(f)} R) M_{11} - \frac{\rho_f}{\rho_s} k_s^2 R^2 H_0^{(1)}(k_r^{(f)} R) M_{21}}{k_r^{(f)} R J_1(k_r^{(f)} R) M_{11} - \frac{\rho_f}{\rho_s} k_s^2 R^2 J_0(k_r^{(f)} R) M_{21}} \quad (12)$$

und

$$M = f(k_r^{(p)}, k_r^{(s)}, H_0^{(1)}(k_r^{(p)} R), H_1^{(1)}(k_r^{(p)} R), H_0^{(1)}(k_r^{(s)} R) H_1^{(1)}(k_r^{(s)} R), \dots) \quad (13)$$

wobei  $A(k_z, \omega)$  die Übertragungsfunktion des Bohrlochsystems und  $Q(\omega)$  das Fourierspektrum der seismischen Quelle ist. Wegen des Auftretens der drei komplexen Wurzelterme

$$k_r^{(p)} = \sqrt{k_p^2 - k_z^2} \quad k_r^{(s)} = \sqrt{k_s^2 - k_z^2} \quad k_r^{(f)} = \sqrt{k_f^2 - k_z^2} \quad (14)$$

ist zu beachten, daß ein mathematischer Raum mehrerer Riemannscher Flächen, verbunden durch frequenzabhängige Verzweigungsschnitte im  $k$ -Raum, bei den Vektoren  $k_p$ ,  $k_s$ ,  $k_f$  zur Lösung des Integrals betrachtet werden muß (Abb. P4).

Die Lösung der Integrale (11) als Wegintegral auf der reellen Achse im  $k$ -Raum und auf der Sommerfeld-Kontur im  $\omega$ -Raum ergibt vollständige Mikroseismogramme TSANG & RADER (1979); CHENG & TOKSÖZ (1981). Sollen jedoch einzelne Wellen modelliert werden, so muß man sich das Integral gemäß der komplexen Integrationstheorie aus den Beiträgen der einzelnen Singularitäten gelöst vorstellen. Betrachtet man den Beitrag einer Singularität allein, so erhält man daraus das Seismogramm eines einzelnen Wellentyps isoliert, welches im folgen-



den als **Teilmikroseismogramm** bezeichnet werden soll. Als Singularitäten der Bohrlochübertragungsfunktion erhält man die drei schon erwähnten Verzweigungsschnitte und Polstellen

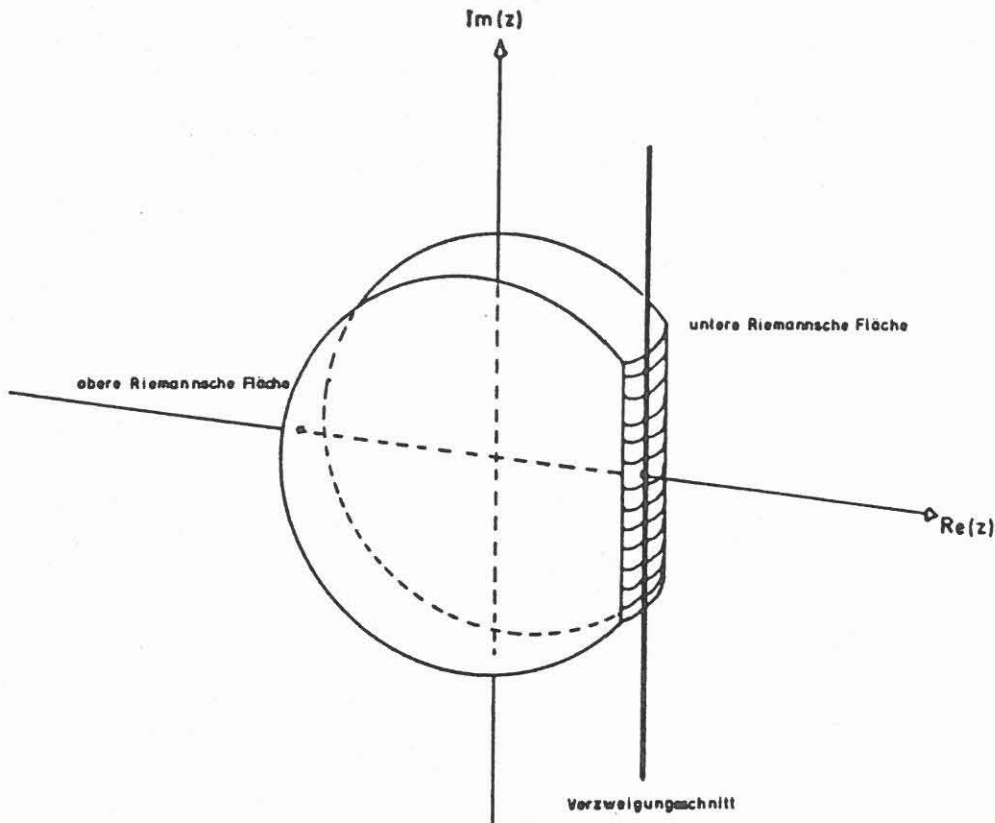


Abb. 4. Schematische Darstellung des komplexen  $k$ -Raumes zur Lösung des Seismogrammintegrals. Verzweigungsschnitte der Riemannschen Ebene befinden sich bei den Vektoren  $k_p, k_s, k_f$ .

im komplexen  $k$ -Raum. Die Durchführung der Verzweigungsschnittintegration über  $k_p, k_s, k_f$  gemäß

$$I(\omega, t) = \frac{1}{2\pi} \int [A^+(k_z, \omega) - A^-(k_z, \omega)] e^{ik_z z} dk_z \quad (15)$$

ergibt ein Seismogramm der betreffenden Raumwelle (p-, s-, f-Welle). Berechnet man die Residuenfunktionen  $\text{Res}(w, z)$  der Polstellen, so erhält man daraus Seismogramme der jeweiligen Oberflächenwelle. Die Zuordnung des Wellentyps zu dessen Polstelle ergibt sich durch die frequenzabhängige Bewegung dieser im  $k$ -Raum. Während der Pol der Stoneleywelle sich für alle Frequenzen auf der reellen  $k$ -Achse - mit Werten größer als  $k_f$  - befindet, das heißt die Stoneleywelle kann sich für alle

Frequenzen mit der Geschwindigkeit  $v_s < v_f$  ausbreiten, wandern die den Pseudo-Rayleigh-Wellen entsprechenden Pole nacheinander weit aus der komplexen Ebene für  $\omega \rightarrow 0$  - wobei der Imaginärteil gleichbedeutend mit einer abgedämpften Ausbreitung ist - zur reellen Achse, die sie bei  $\omega =$  Abschnidefrequenz bei  $k = k_s$  erreichen. Bei weiterer Erhöhung der Frequenz wandern diese Polstellen auf der reellen Achse sehr schnell gegen den Punkt  $k_f$ , die Geschwindigkeit fällt also von  $v_s$  auf  $v_f$  ab. Es ist zu beachten, daß die Bahn der Pseudo-Rayleigh-Pole auf der oberen Riemanschen Fläche beginnt und dann kurz vor dem Auftreffen auf der reellen Achse auf die untere Riemansche Fläche wechselt. Abb. 5 zeigt die frequenzabhängigen Polbahnen im  $k$ -Raum.

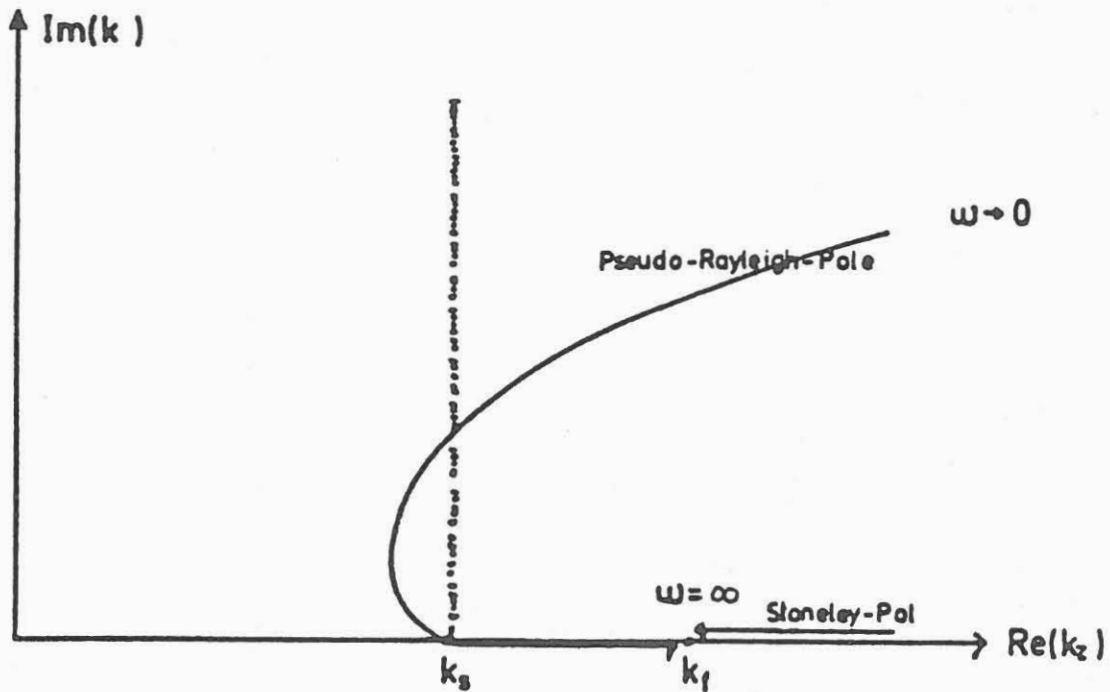


Abb. 5. Kurve der frequenzabhängigen Lage der Polstellen im komplexen  $k$ -Raum.

### 3 Ergebnisse aus den Modellrechnungen

Sowohl teilweise schon aus den theoretischen Überlegungen als besonders auch aus den Modellrechnungen ergibt sich, daß die Stoneleywelle gegenüber den lithologischen Parametern der Dichte in der Flüssigkeit und in der Formation, der seismischen Geschwindigkeiten  $v_s$  und  $v_f$ , des Bohrlochradius sowie der Frequenz des eingestrahlten Quellsignals empfindlich sein wird. Dagegen ergibt sich kein auswertbarer Einfluß auf die Stoneleywelle durch Variation der p-Wellengeschwindigkeit im Gestein.

In diesem Beitrag sollen Modellrechnungen der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Dichteverhältnisses  $\rho_f/\rho_g$ , des Geschwindigkeitsverhältnisses  $v_f/v_s$  und des Bohrlochradius diskutiert werden. Abbildungen, die eine Zusammenstellung von gerechneten Teilmikroseismogrammen - etwa bei Variation eines Parameters - enthalten, sind im Anhang aufgeführt und zur Unterscheidung von Textabbildungen mit einem 'A' vor der Bildnummer gekennzeichnet.

#### 3.1 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit der Dichte

Für die synthetischen Seismogramme bei variablem Dichteverhältnis wurden die anderen Parameter auf:  $v_p = 3000$  m/s,  $v_s = 2000$  m/s,  $v_f = 1500$  m/s,  $R = 0,1$  m sowie ein Sondenspacing  $ds = 2,44$  m festgelegt. Als Quellsignal wurde ein Wavelet mit der Hauptfrequenz  $f_0 = 5000$  Hz verwendet. Als Dichteverhältnisse wurden  $\rho_f/\rho_g = 1; 0,75; 0,5; 0,25$  gewählt. Die mit diesen Parametern modellierten Seismogramme (Abb. A1) zeigen nur einen sehr geringen Laufzeiteffekt als Funktion der Dichtevaryation, der sich auch nur erschwert auswerten lassen würde, da als Ausdruck für die Stoneleywellengeschwindigkeit nur Näherungen zur Verfügung stehen. Auswertbare Effekte ergeben sich demgegenüber aber aus dem Amplitudenwert und der Verschiebung der Hauptfrequenz. Die Abbildungen 6 und 7 zeigen diese Abhängigkeiten graphisch.

Mit allem Vorbehalt auf die zunächst noch sehr wenigen modellierten Seismogramme kann man die Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude durch eine Beziehung der Form

$$A = A_0 \left( \frac{v_f}{v_s}, f_0 \right) + m(f_0) \left( \frac{\rho_g}{\rho_f} \right)^3 \quad (16)$$

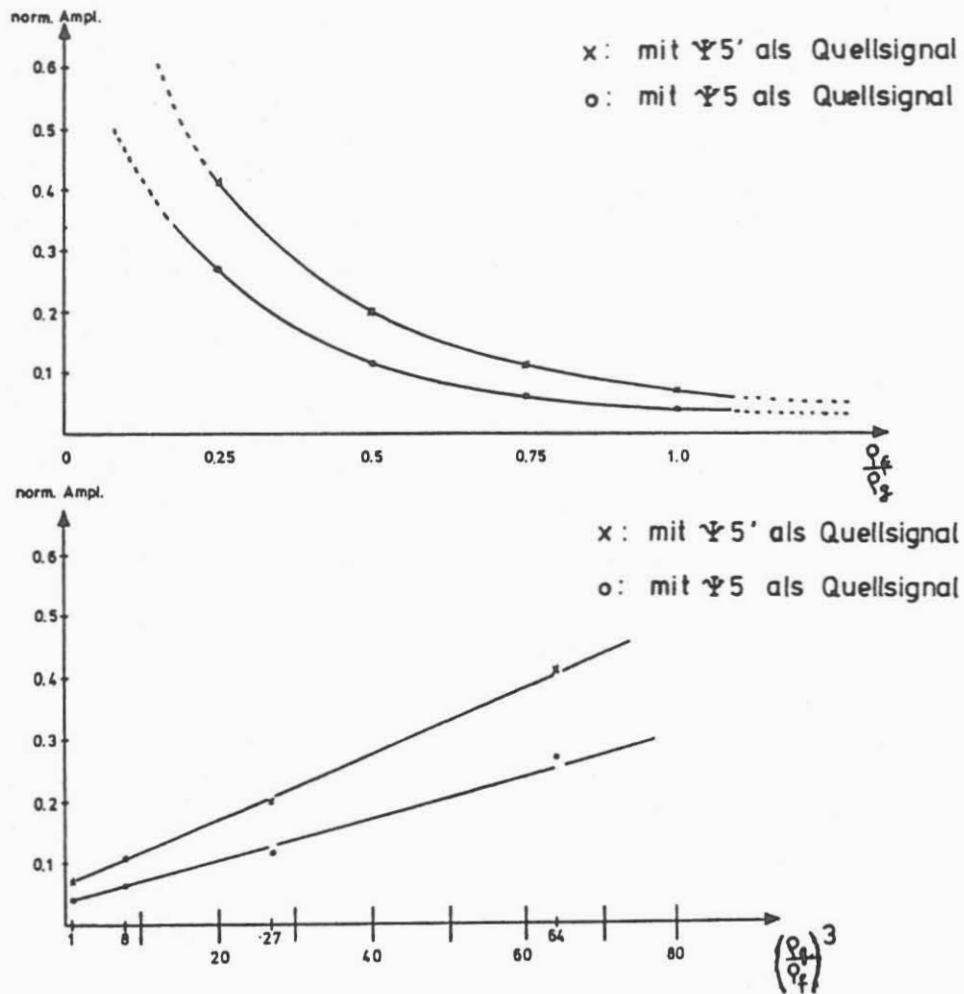


Abb. 6. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Dichteverhältnis.

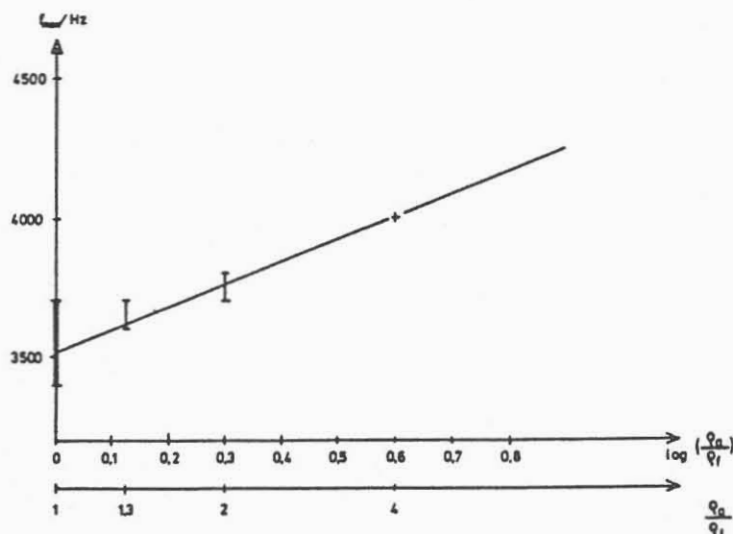


Abb. 7. Darstellung der Abhängigkeit der Hauptfrequenzverschiebung vom Dichteverhältnis.

phänomenologisch beschreiben, wobei  $A_0$  einerseits vom Geschwindigkeitsverhältnis  $v_f/v_s$  (siehe Abb. 8) und andererseits vom Frequenzinhalt des Quellsignals beeinflusst wird. Die Verschiebung der Hauptfrequenz als Funktion des Dichteverhältnisses ist durch eine logarithmische Beziehung zu beschreiben. Die Kombination dieser beiden Abhängigkeiten kann in einer Seismogrammsektion als ein gutes Indiz für eine Dichtevervariation angesehen werden, die dann nach Gl. (16) ausgewertet werden könnte. Eine noch günstigere Auswertungsmöglichkeit ergäbe sich, wenn man die seismische Quelle in ihrer Hauptfrequenz durchstimmen könnte. Die Frequenz, bei der eine Stoneleywelle im Seismogramm sichtbar wird, ist nämlich sehr empfindlich gegenüber Variationen des Dichteverhältnisses. Als Beispiel für diesen Effekt seien im Anhang die Abbildungen (A2) und (A3) aufgeführt, in denen Seismogramme der Stoneleywelle bei durchgestimmter Frequenz der Quelle für zwei Dichteverhältnisse gegenübergestellt werden.

### 3.2 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit der Geschwindigkeiten

Die Parameter für die synthetischen Seismogramme in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis  $v_f/v_s$  sind auf  $v_s = 3000$  m/s,  $v_f = 2000$  m/s,  $\rho_f/\rho_g = 1$ ,  $r_s = 0,1$  m,  $d_s^p = 2,44$  m,  $f_0$  (Quelle)  $\approx 5000$  Hz sowie  $v_f/v_s = 0,99; 0,75; 0,5; 0,25$  festgelegt. Die modellierten Seismogramme (Abb. A4) zeigen einen starken Laufzeiteffekt, der auf der großen Variation von  $v_f$  beruht. Mit diesem Laufzeiteffekt würde sich möglicherweise eine der beiden seismischen Geschwindigkeiten  $v_s$  oder  $v_f$  bestimmen lassen. Als weitere auswertbare Größen kämen wiederum die Amplitude der Stoneleywelle und die Verschiebung der Hauptfrequenz in Betracht. Eine Untersuchung dieser Größen ist schon allein deswegen angezeigt, da ein variables Dichteverhältnis ebenfalls auf sie einwirkt und man bei der Auswertung von Seismogrammsektionen beide Effekte zu separieren hat. Die Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude ergibt sich gemäß den Abb. 8 zu

$$A = A_0 \left( \frac{\rho_g}{\rho_f}, f_0 \right) + m(f_0) \left( \frac{v_s}{v_f} \right)^4 \quad (17)$$

Die Verschiebung der Hauptfrequenz (Abb. 9) in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses kann durch eine lineare Beziehung empirisch beschrieben werden. Durch eine Kombination der Amplitudenbetrachtungen mit Untersuchungen zur Verschiebung der Hauptfrequenz ergibt sich eine deutliche Unterscheidungsmöglichkeit des Amplitudeneffektes aufgrund einer Dichtevervariation gegenüber dem einer Geschwindigkeitsvariation.

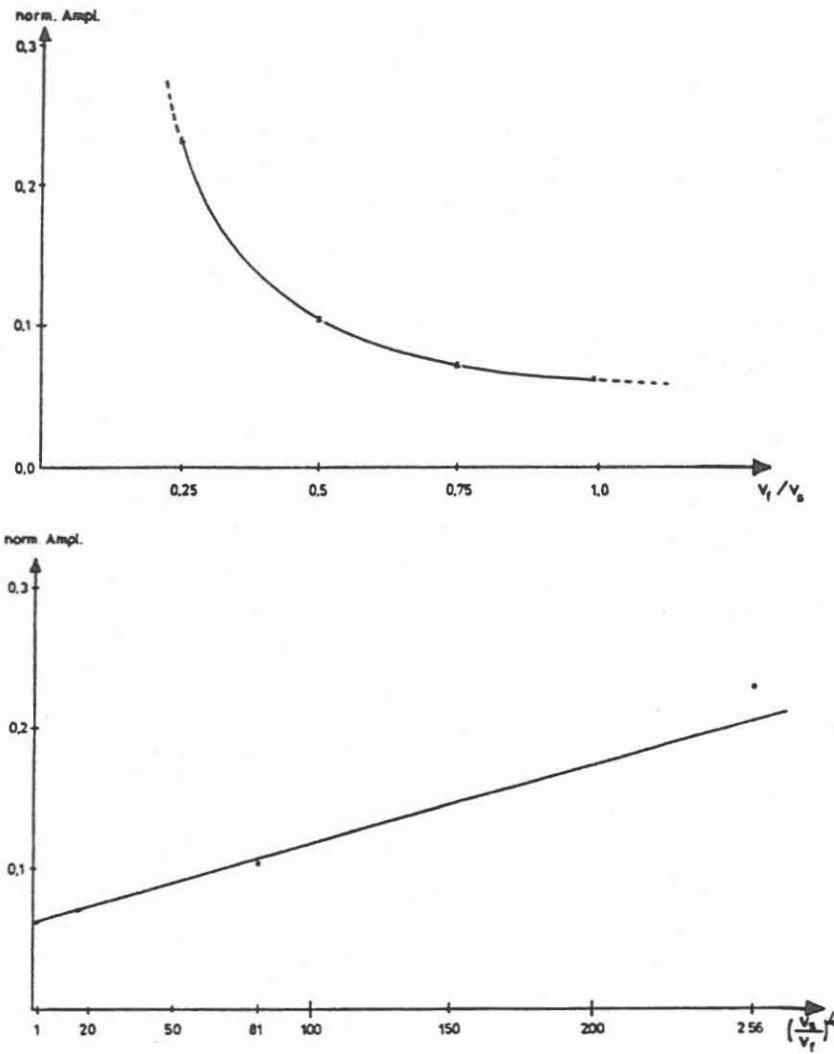


Abb. 8. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Geschwindigkeitsverhältnis.

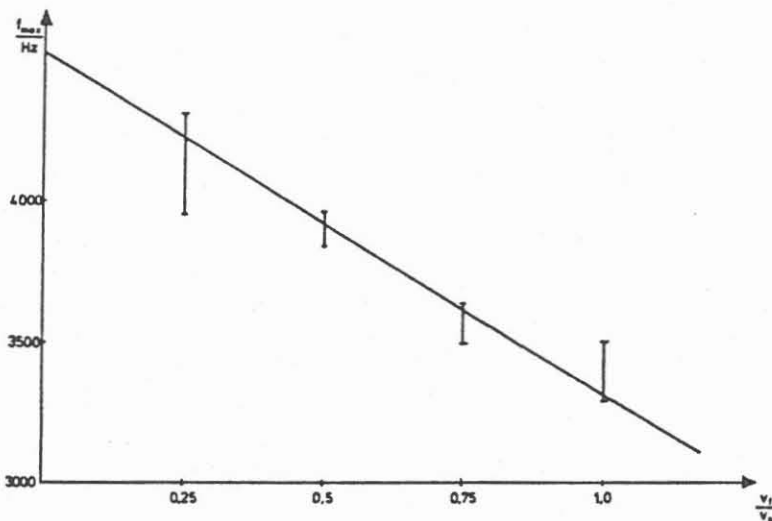


Abb. 9. Darstellung der Abhängigkeit der Hauptfrequenzverschiebung vom Geschwindigkeitsverhältnis.

### 3.3 Die Stoneleywelle in Abhängigkeit des Bohrlochradius

Als letzte Auswertung seien die Auswirkungen des Bohrlochradius auf die Stoneleywelle diskutiert. Die Modellparameter sind auf  $v_p = 3000$  m/s,  $v_s = 2000$  m/s,  $v_f = 1500$  m/s,  $\rho_f/\rho_g = 1$ ,  $d_s = 2,44$  m und  $f_0 = 5000$  Hz festgelegt. Für den effektiven Radius wurden die Werte 0,05 m; 0,1 m; 0,2 m und 0,4 m gewählt. Die Seismogramme (Abb. A5) zeigen eine sehr starke Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Bohrlochradius (man beachte die Maßstabsänderung), die in Abb. 10 zusammengefaßt dargestellt ist.

Dieser Effekt ist allerdings für die Lokalisation von kleinräumigen Unregelmäßigkeiten an der Bohrlochwand, wie etwa kleineren Auswaschungen oder Klüften nicht geeignet, da die Geschwindigkeitsmessung einer Akustiksonde immer eine Mittlung über einen Tiefenbereich in der Größenordnung des Sonden-spacing beinhaltet. Darüber hinaus werden in klüftigen Zonen andere Parameter die Amplitude wesentlich beeinflussen, die durch das hier zugrundegelegte idealisierte Bohrlochmodell nicht in die modellierten Teilmikroseismogramme eingehen konnten. Wertvoll ist diese Untersuchung hingegen für Fragestellungen der Meßtechnik und der optimalen Registrierung dieser Welle im Bohrloch. So wäre etwa zu überlegen, ob man den Empfänger einer akustischen Sonde an die Bohrlochwand anpressen könnte, um den Stoneleywelleneinsatz im Seismogramm gegenüber den anderen Oberflächenwellen herauszuheben und eine leichtere Auswertung zu ermöglichen. Andererseits wird aber auch gezeigt, daß eine Stoneleywelle für realistische effektive Bohrlochradien  $< 0,4$  m bei günstigen Signalbedingungen durch eine gewöhnliche Akustiklogsonde registriert werden kann, wenn das Quellsignal nur ausreichend niederfrequent ist.

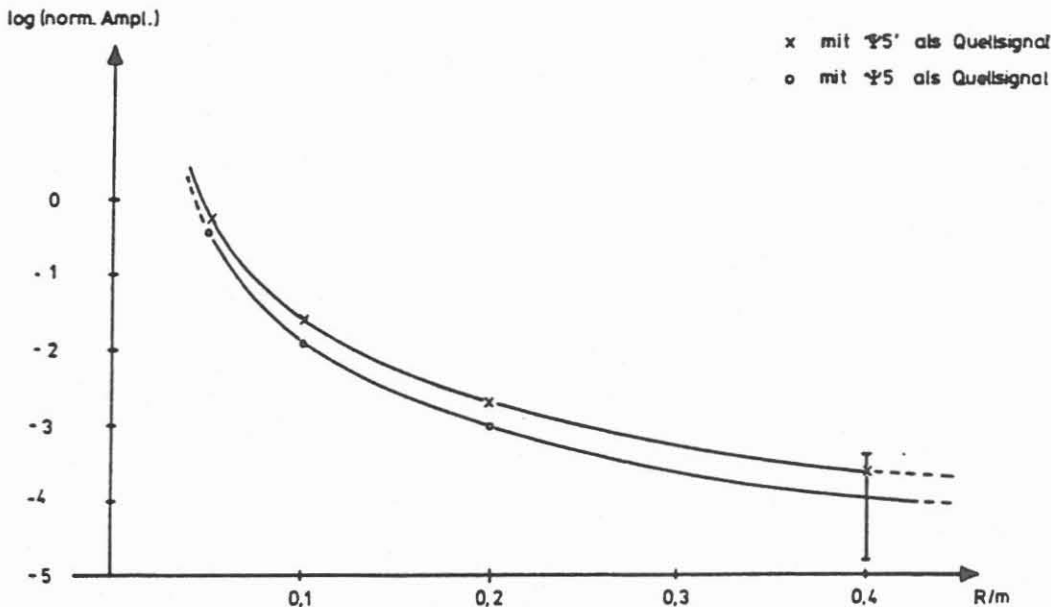


Abb. 10. Darstellung der Abhängigkeit der Stoneleywellenamplitude vom Bohrlochradius.



#### 4 Resultierende Anforderungen an eine Stoneleywellenmessung

Aus den durchgeführten Untersuchungen lassen sich einige Anforderungen an die Eigenschaften einer Akustiksonde ableiten, damit die Stoneleywelle gegenüber den Pseudo-Rayleigh-Wellen im registrierten Mikroseismogramm wesentlich besser erkennbar ist:

- 1.) Durch die gegenüber allen anderen Wellenausbreitungsgeschwindigkeiten kleineren Stoneleywellengeschwindigkeit kann eine Herauslösung des Stoneleywelleneinsatzes aus dem gesamten Wellenzug des Mikroseismogramms schon durch die Anwendung einer Sonde mit einem super long Spacing, bei dem die Sender-Empfänger-Entfernungen in der Größenordnung von 10 m liegen, erreicht werden. Dadurch ergäbe sich ein deutlicher Einsatz der Stoneleywelle am Ende eines Mikroseismogramms. Allerdings birgt eine solche Sonde die Nachteile einer geringeren Auflösung des Bohrprofils, der Mittelung der seismischen Geschwindigkeiten über einen großen Bereich und ein generell schlechteres Signal-Rausch-Verhältnis, da die seismischen Wellen in z-Richtung auch gedämpft werden.
- 2.) Die Übertragungsfunktion des Bohrlochsystems zeigt für die Stoneleywelle sehr große Amplituden bei niedrigen Frequenzen. Regt man mit der seismischen Quelle Frequenzen unterhalb der Abschneidefrequenz des niedrigen Pseudo-Rayleigh-Wellenmodes an, so bekommt man einerseits eine gut erkennbare Stoneleywelle hoher Amplitude im Seismogramm und hat andererseits die Störungen durch interferierende Pseudo-Rayleigh-Wellen stark reduziert. Es genügt dabei eine Absenkung der Quellenhauptfrequenz von derzeit über 10 auf 5 - 7 kHz. Für die Auswertung auf lithologische Parameter wäre es noch günstiger, könnte man die Hauptfrequenz der Quelle variieren.
- 3.) Um im Bohrloch keine umlaufenden Wellen zu erzeugen, ist man auf eine Anregung in der Bohrlochmitte angewiesen. Die Empfängersonde könnte jedoch zu verbesserten Registrierung der Stoneleywelle an die Bohrlochwand angepreßt werden. Man bekäme damit durch definiertere Verhältnisse Amplitudenregistrierungen, die von einer Radiusvariation des Bohrloches unabhängig wären.

## 5 Literatur

- Abramowitz, M. & Stegun, I. A., 1965: Handbook of Mathematical Functions. - Dover Publications, New York.
- Biot, M. A., 1952: Propagation of Elastic Waves in a Cylindrical Bore Containing a Fluid. - Journal of Applied Physics, 23, No. 9, pp. 997-1005.
- Cheng, C.H. & Toksöz, M.N., 1981: Elastic Wave Propagation in a Fluid Filled Borehole and Synthetic Acoustic Logs. - Geophysics, 46, No. 7, pp. 1042-1053.
- Möller, L., 1987: Persönliche Mitteilung, Institut für Geophysik der Universität Hamburg, Bundesstraße 55, 2000 Hamburg 13.
- Engelhard, L., 1985: Shear Wave Well Logging from Wavetrain Analysis. - in: Handbook of Geophysical Exploration, Vol. 15A: Shear Waves, Hrsg.: G. Dohr, Geophysical Press, London.
- Tsang, L. & Rader, D., 1979: Numerical Evaluation of Transient Acoustic Waveforms Due to a Point Source in a Fluid Filled Borehole. - Geophysics, 44, No. 10, pp. 1706-1720.
- Weitere grundlegende Arbeiten zum Thema sind:
- Behle, A. & Möller, L., 1987: Inversion von Oberflächenwellen zur Bestimmung der Scherwellengeschwindigkeiten in oberflächennahen Schichten. - in: Seismische Geschwindigkeiten, Vorträge zum 7. Mintrop-Seminar, Hrsg.: L. Dresen, J. Fertig, H. Rüter, W. Budach, Kassel.
- Brilloun, L., 1960: Wave Propagation and Group Velocity, Academic Press, New York.
- Dziewonski, A., Bloch, S. & Landismann, M. A., 1969: A Technique for Analysis of Transient Seismic Signals, Bull. Seism. Soc. Am., 59, pp. 427-444.
- Engelhard, L., 1987: Direkte Geschwindigkeitsbestimmung aus Bohrlochmessungen. - in: Seismische Geschwindigkeiten, Vorträge zum 7. Mintrop-Seminar, Hrsg.: L. Dresen, J. Fertig, H. Rüter, W. Budach, Kassel.
- Ewing, W. M., Jardetzky, W. S. & Press, F., 1957: Elastic Waves in Layered Media, Mc Graw Hill, New York, London.
- Kurkjian, A. L., 1985: Numerical Computation of Individual Far Field Arrivals, Geophysics, 50, No. 5, pp. 852-866.

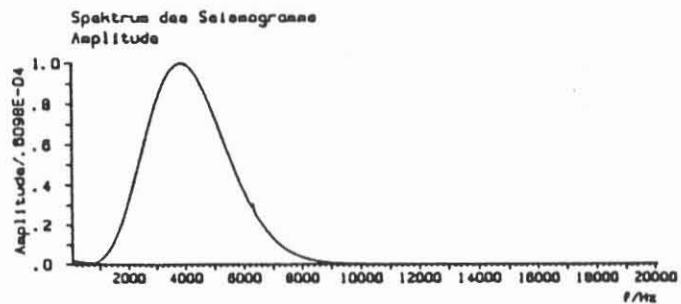
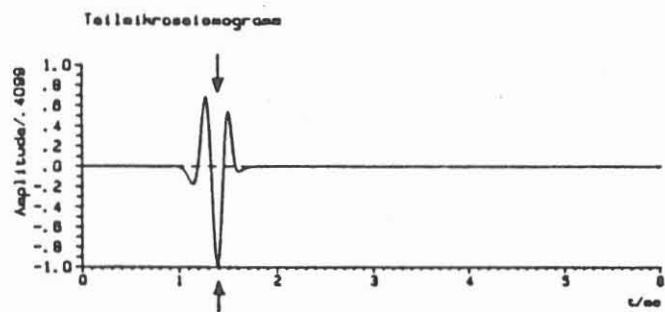
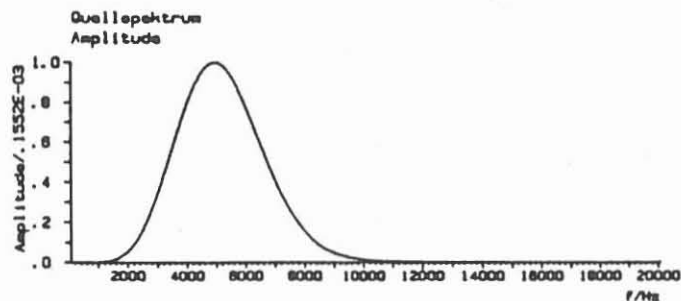
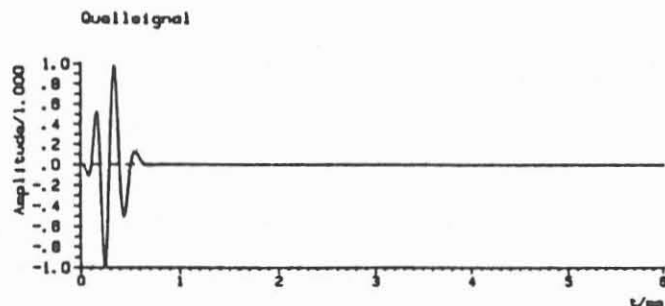
Möller, L., 1984: Seismische Untersuchungen in Sedimenten der Nordsee - Dispersion und Dämpfung von Grenzschichtwellen, Hamburger Geophysikalische Einzelschriften, Reihe A, Heft 70, Wittenborn und Söhne, Hamburg.

Paillet, F. L. & White, J. E., 1982: Acoustic Modes of Propagation in the Borehole and their Relationship to Rock Properties, Geophysics, 47, No. 8, pp. 1215-1228.

Rader, D., 1982: Acoustic Logging: The Complete Waveform and its Interpretation. - in: Developments in Geophysical Exploration Methods, Vol. 3, Hrsg.: A. A. Fitch, Applied Science Publishers, London, New York.

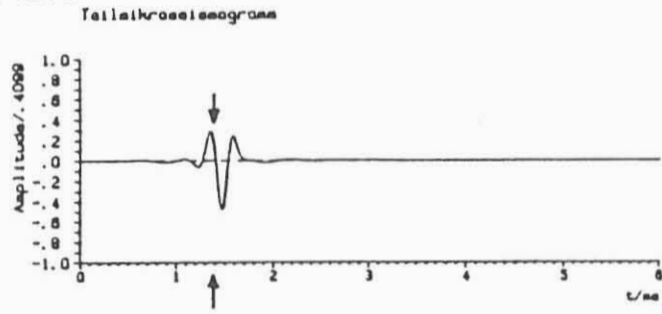
White, J. E., 1965: Seismic Waves, Radiation, Transmission and Attenuation, Mc Graw Hill, New York, London.

Abb. A1. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Dichteverhältnisses  $\rho_f/\rho_g$  mit ihren Amplitudenspektren (rechte Spalte). Die zugrundeliegenden Dichteverhältnisse sind in der mittleren Spalte gegeben. Für die anderen Parameter siehe Abschnitt 3.1. Das den Modellrechnungen zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Durch die Pfeile bei konstantem  $t$  in den Seismogrammen soll der geringe Laufzeiteffekt veranschaulicht werden.

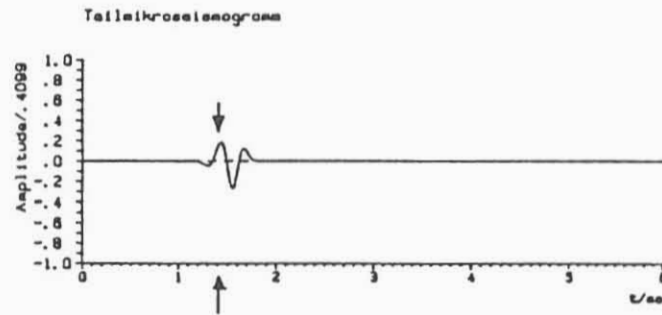
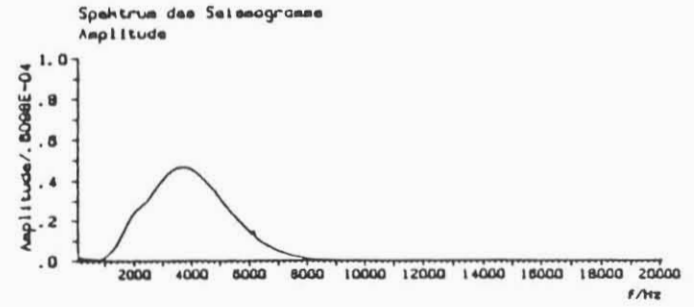


1:4

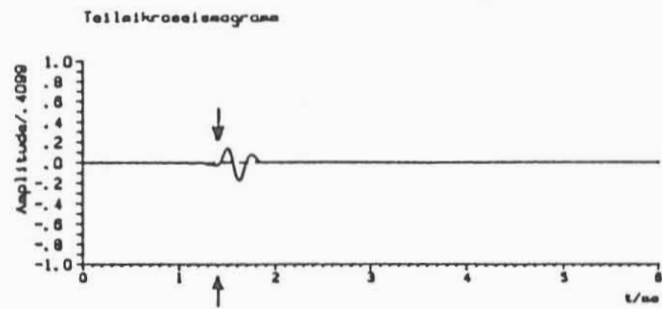
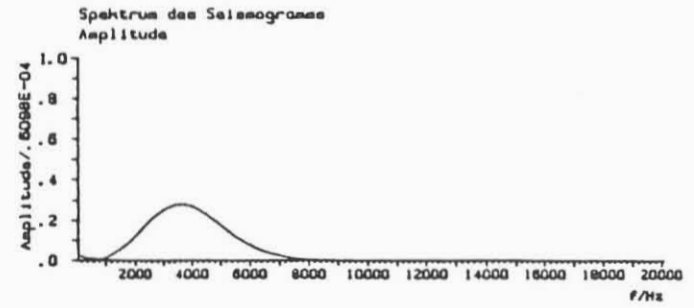
Forts. Abb. A1.



1:2



3:4



1:1

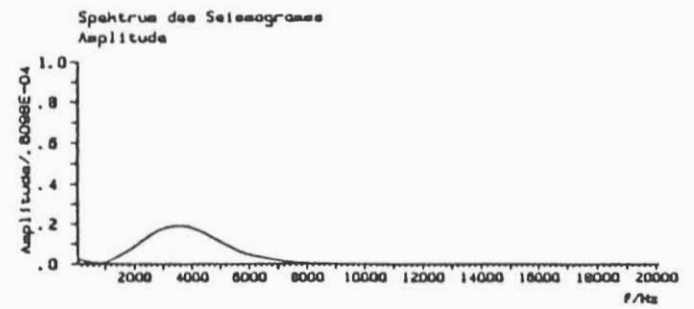
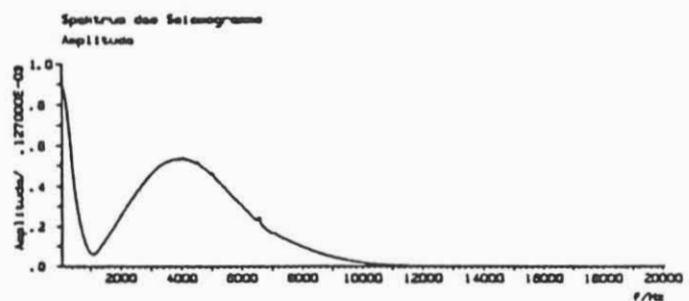
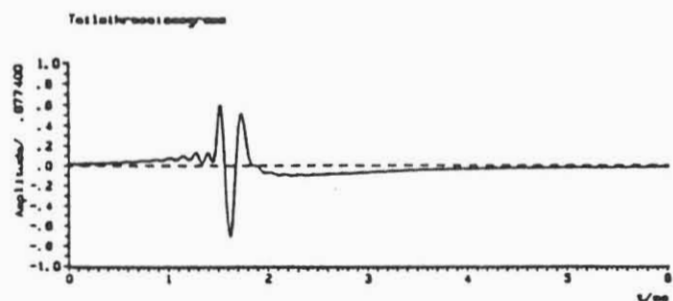
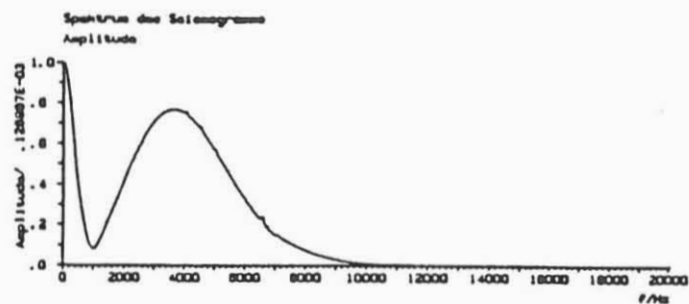
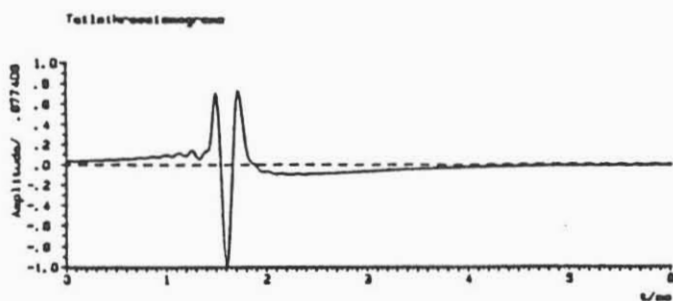


Abb. A2. Modellierte Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle und zugehörige Amplitudenspektren (rechte Spalte) mit  $\rho_f/\rho_g = 1$  und durchgestimmtem Ricker w-5 Wavelet als Quellensignal. Die den Modellrechnungen zugrundeliegenden Hauptfrequenzen betragen (von oben nach unten) 5000 Hz, 5500 Hz, 6000 Hz, 7500 Hz, 10000 Hz. Die übrigen Parameter sind in Abschnitt 3.1 angegeben.



Forts. Abb. A2.

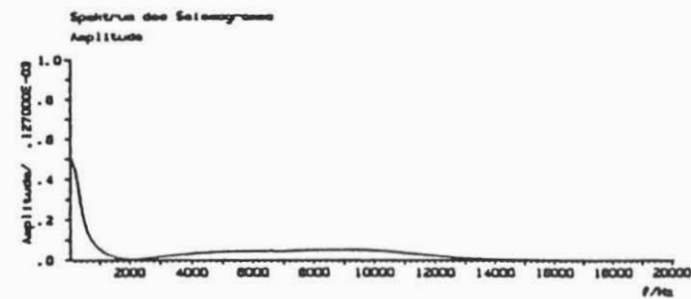
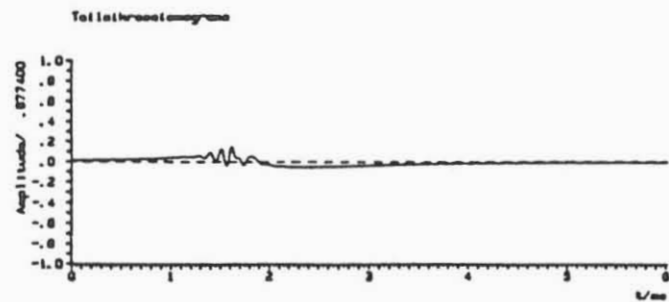
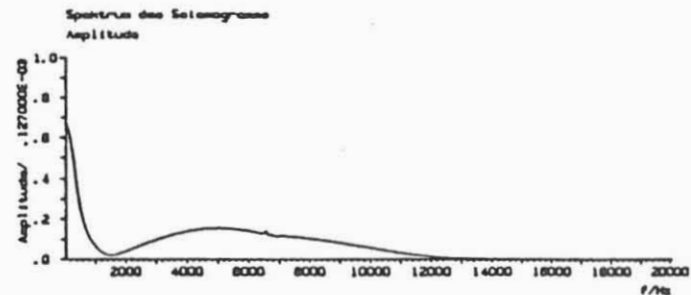
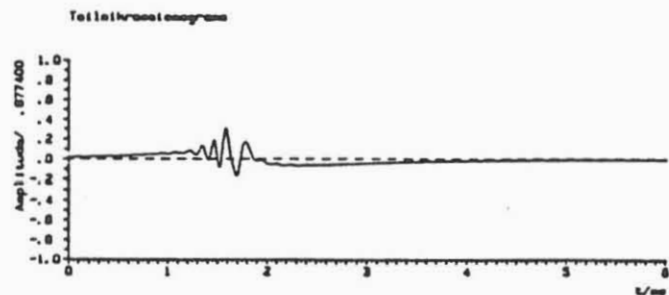
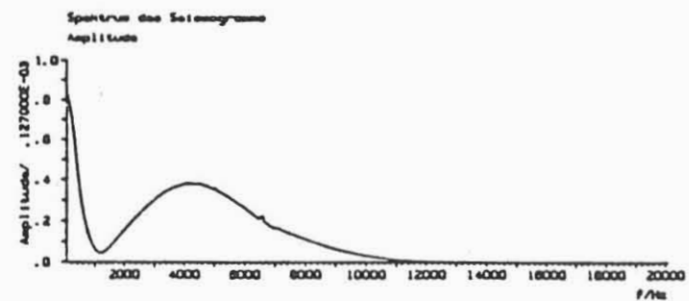
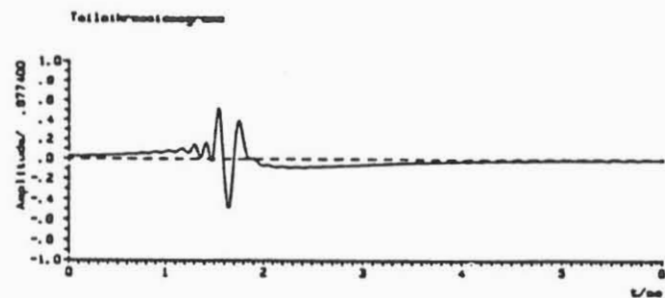
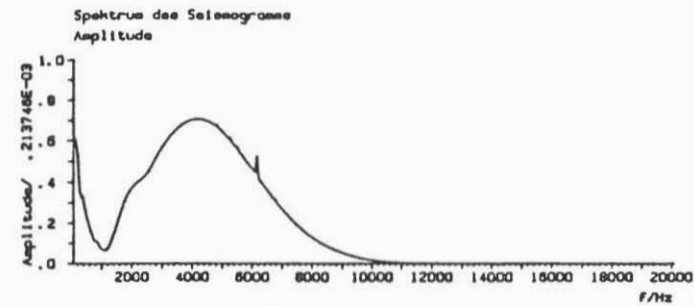
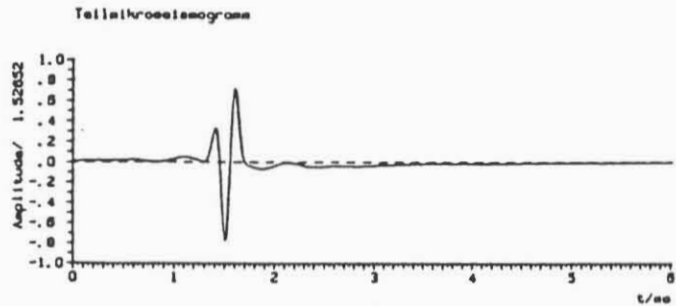
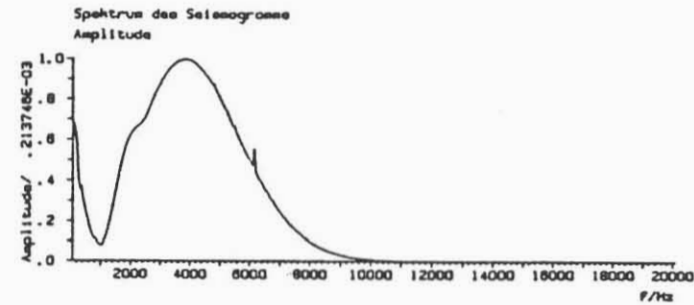
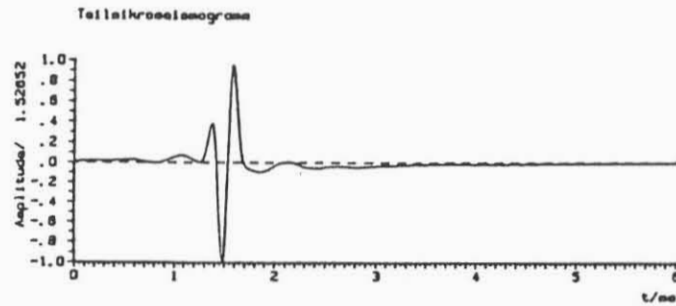




Abb. A3. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle und zugehörige Amplitudenspektren (rechte Seite) mit  $\rho_f/\rho_g = 0,5$  und durchgestimmtem Ricker w-5 Wavelet als Quellsignal. Die den Modellrechnungen zugrundeliegenden Hauptfrequenzen betragen (von oben nach unten) 5000 Hz, 5500 Hz, 6000 Hz, 7500 Hz, 10000 Hz. Die übrigen Parameter sind in Abschnitt 3.1 angegeben.



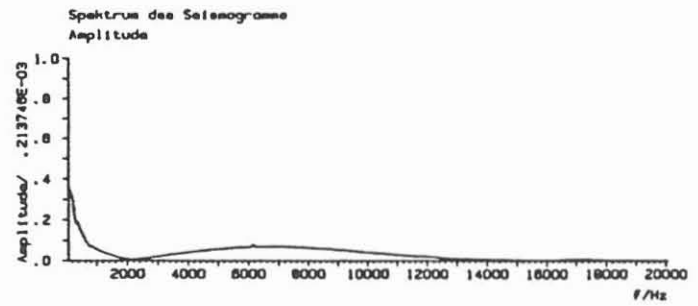
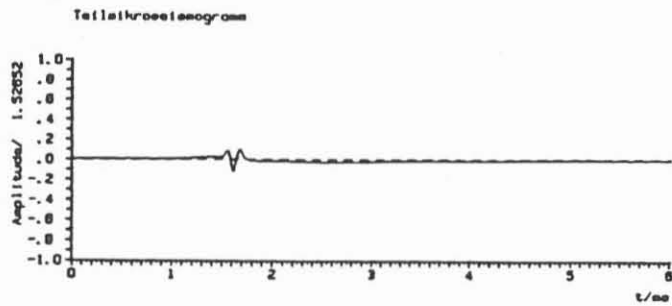
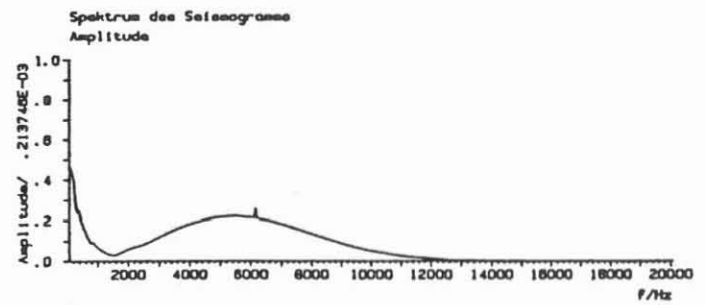
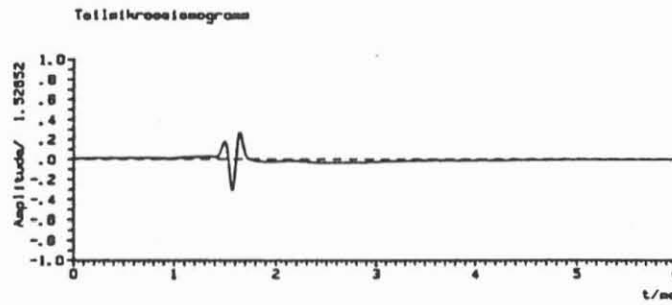
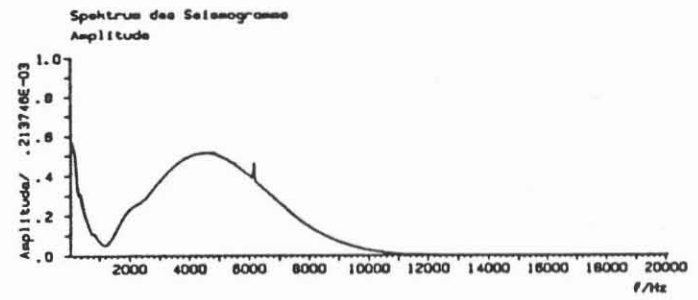
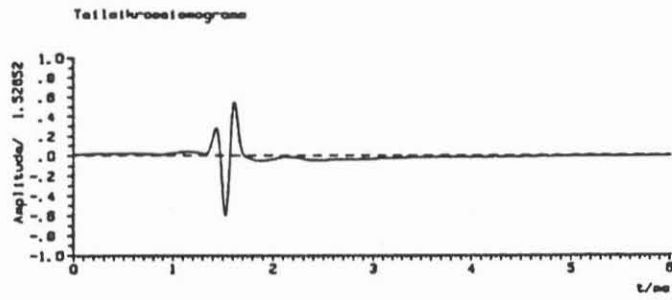
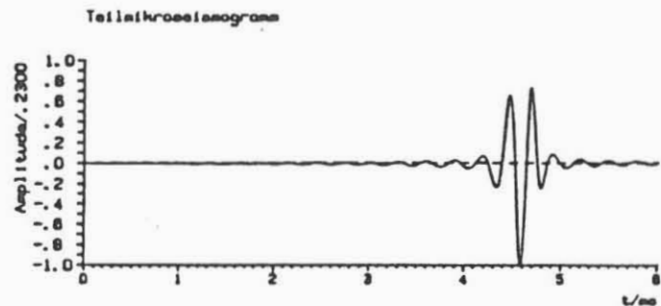
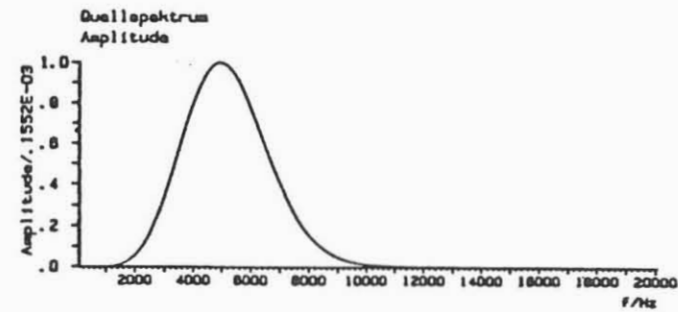
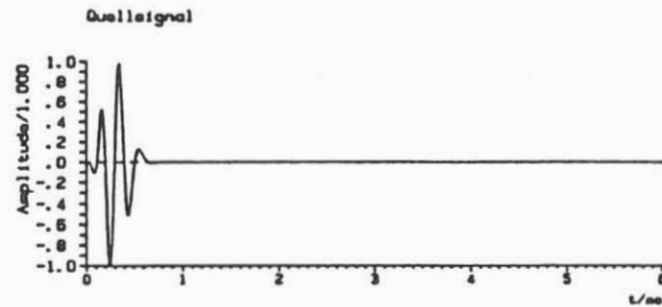
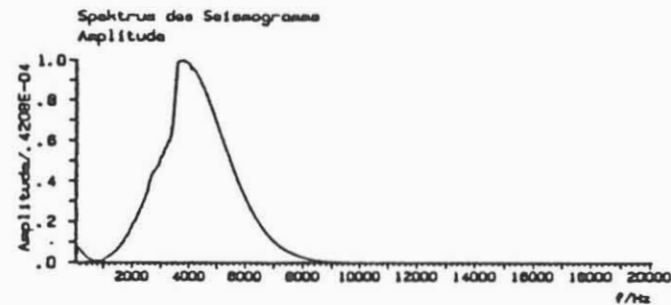


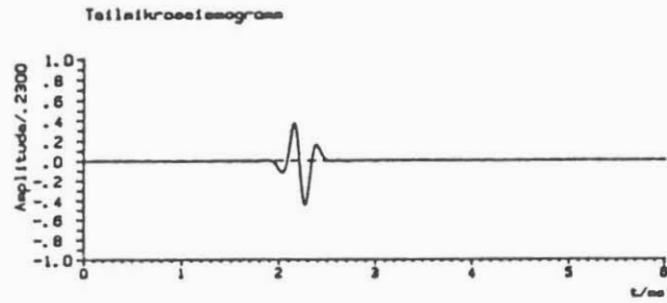
Abb. A4. Modellierte Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsverhältnisses  $v_f/v_g$  (in der Mitte angegeben) und zugehörigen Amplitudenspektren (rechte Spalte). Das zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Für die übrigen Modellparameter siehe Abschnitt 3.2.



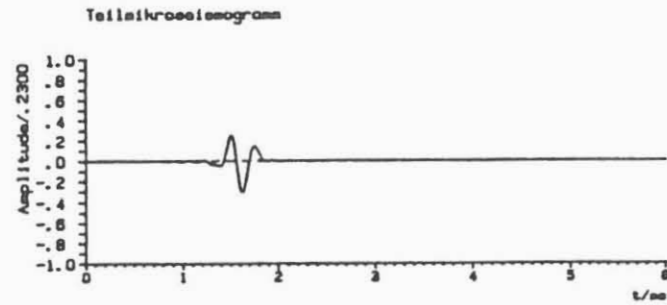
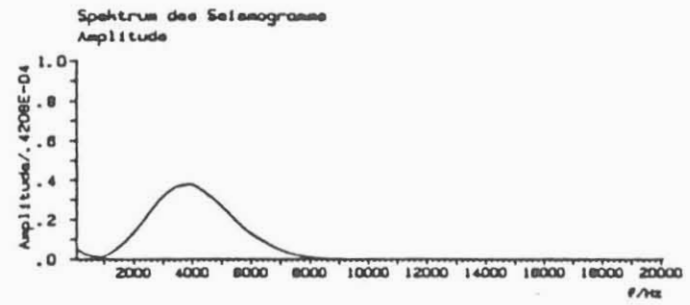
1:4



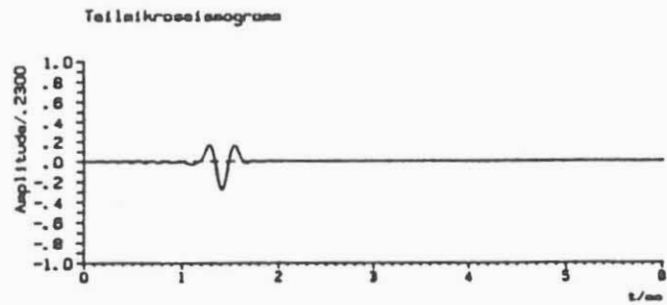
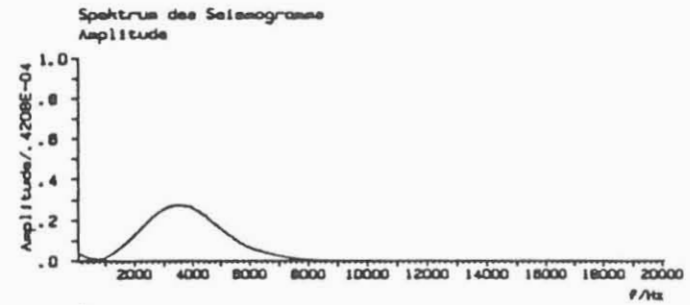
Forts. Abb. A4.



1:2



3:4



1:1.05

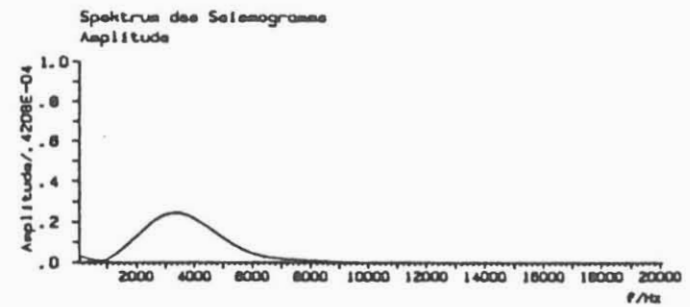
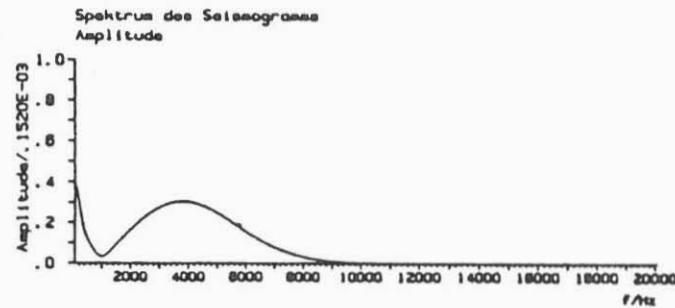
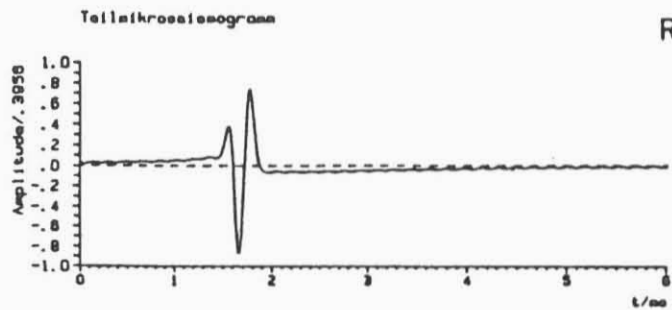
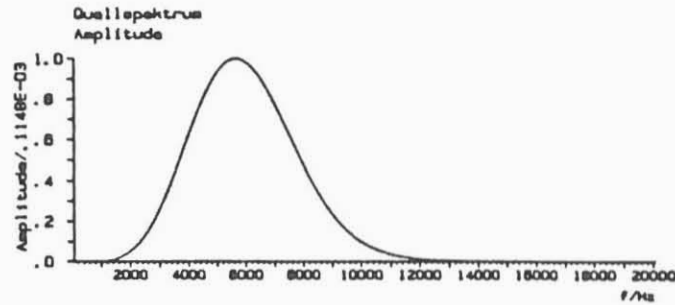
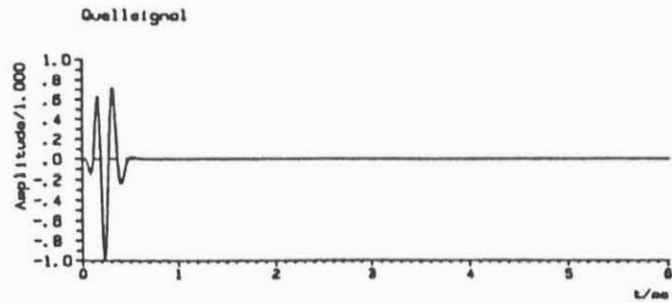
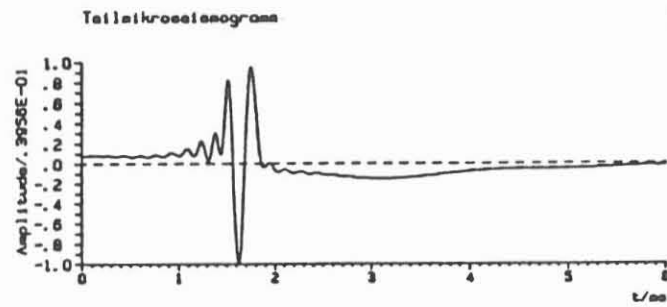


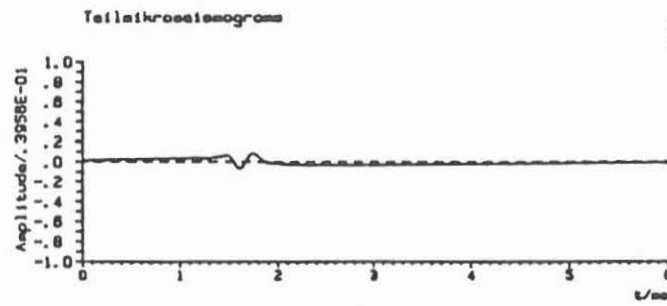
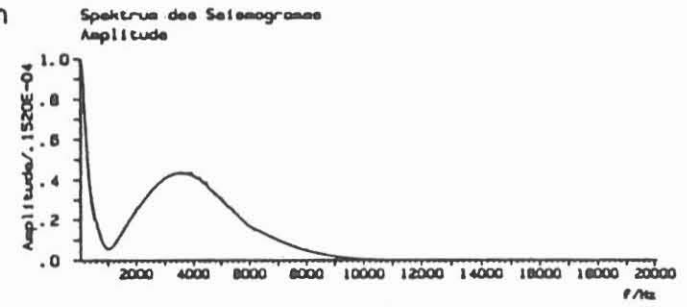
Abb. A5. Modellierete Teilmikroseismogramme (linke Spalte) der Stoneleywelle in Abhängigkeit des Bohrlochradius (in der Mitte angegeben) mit zugehörigen Amplitudenspektren (rechte Spalte). Das zugrundeliegende Quellsignal ist in der obersten Abbildungsreihe aufgeführt. Für die übrigen Modellparameter siehe Abschnitt 3.2. Man beachte, daß gegenüber der Diagrammreihe mit  $R = 0,5$  m die nachfolgenden Seismogramme und Spektren mit einer 10-fach verstärkten Amplitude dargestellt sind.



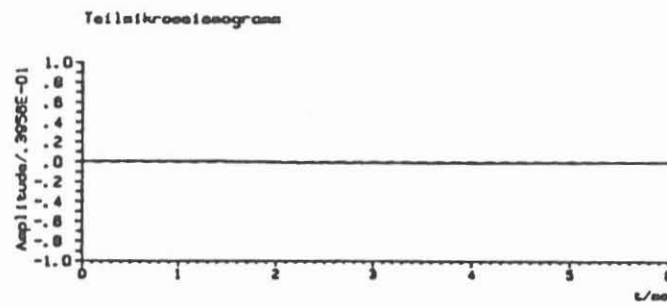
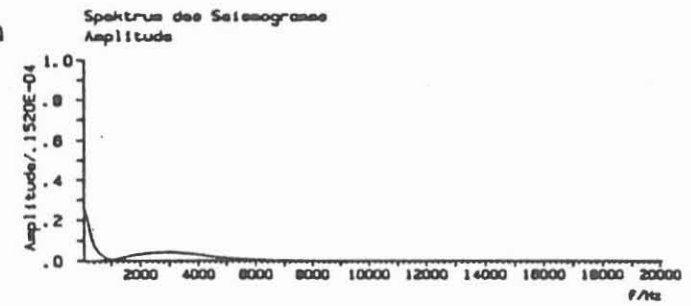
Forts. Abb. A5.



R = 0.10 m



R = 0.20 m



R = 0.40 m

