Fakultät VI
Bauingenieurwesen und Angewandte Geowissenschaften
der Technischen Universität Berlin

Der Einfluß der Mikrostruktur auf die Ultraschalleigenschaften von Sandsteinen bei hydrostatischen Druckbedingungen

Sibylle Mayr

Berlin 2002
D 83

.

Berlin, den 21. August 2002.

Der Einfluß der Mikrostruktur auf die Ultraschalleigenschaften von Sandsteinen bei hydrostatischen Druckbedingungen

von
Diplom-Physikerin
Sibylle Mayr

Von der Fakultät VI
Bauingenieurwesen und Angewandte Geowissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktorin der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Berlin 2002
D 83

.

Vorsitzende: Prof. Dr. I. Abs-Wurmbach
Hauptbericht: Prof. Dr. H. Burkhardt
Mitbericht: Prof. Dr. L. Engelhard

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 03.05.2002

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. Hans Burkhardt und Professor Dr. Ugur Yaramanci bedanke ich mich dafür, daß ich diese Dissertation im Fachgebiet Angewandte Geophysik durchführen konnte.

Besonderer Dank gebührt Prof. Dr. Hans Burkhardt für die engagierte Betreuung, welche insbesondere die wissenschaftliche Auseinandersetzung und die Unterstützung bei der Beschaffung von experimenteller Ausstattung beeinhaltete.

Prof. Dr. Ludwig Engelhardt danke ich für die bereitwillige Übernahme des Mitberichtes.

Dr. Rainer Schütt und Dr. Angelika Wulff danke ich für die Weitergabe ihres Wissens aus früheren Arbeiten im Fachgebiet.

Für zahlreiche konstruktive Gespräche bezüglich der Meßzelle und des Versuchsaufbaus sowie für die stetige und saubere Arbeit bedanke ich mich herzlich bei Dipl.-Ing. Uwe Diefenbach-Moschick, Udo Schenkluhn und Mechaniker-Meister Manfred Schmarsow.

Udo Schenkluhn und etlichen weiteren Mitarbeitern und Freundinnen danke ich für die zupackende Hilfe beim Zusammen- und Auseinanderbau des Autoklaven.

Für die Herstellung von Dünnschliffen bzw. deren photographische Abbildung danke ich Constanze von Engelhardt, Silke Stöwer bzw. Dr. Heinz Holl.

Für zahlreiche konstruktive Gespräche und reges Interesse an der Arbeit bedanke ich mich bei Dr. Günther Zimmermann, Dr. Wolfgang Debschütz, Uschi Cramer und allen weiteren ehemaligen und aktuellen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern sowie Studentinnen und Studenten des Fachgebietes.

Dr. Wolfgang Armbruster danke ich für das kritische Lesen der Arbeit und meiner Familie für die mehr als nur moralische Unterstützung.

Der Einfluß der Mikrostruktur auf die Ultraschalleigenschaften von Sandsteinen bei hydrostatischen Druckbedingungen

Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zur besseren Interpretierbarkeit der seismische Geschwindigkeiten und Dämpfungen hinsichtlich Lithologie, Porosität & Permeabilität und der Art sowie Menge der Porenfüllung. Die Meßgrößen werden durch die Mikrostruktur (i. e. die Verteilung, Dichte, Größe, Geometrie von Mikrorissen und die Beschaffenheit der Korn-Korn-Kontakte) der Gesteine beeinflußt. Da sich diese mit der Tiefe verändern, ist es unumgänglich, den Einfluß der Mikrostruktur auf die Meßergebnisse auch unter erhöhtem Druck abschätzen zu können. Im Gegensatz zu früheren Arbeiten wurden bei den Untersuchungen auch S-Wellen herangezogen, da diese nicht durch den Gassmanneffekt beeinflußt sind.

Mit einer neu konzipierten druckfesten Meßzelle für Transmissionmessungen (P- und S- Wellen, Ultraschallfrequenzbereich: circa 0,6-1,6 MHz) wurden Dämpfung und Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom hydrostatischen Druck an verschiedenen Gesteinen (jeweils trocken und teilgesättigt) bestimmt. Ausgewählt wurden hierzu zwei hochporöse Sandsteine (Bentheimer und Obernkirchner Sandstein), in denen sich neben Mikrorissen auch große Poren befinden sowie ein geringporöses Gestein (Harzer Grauwacke) mit überwiegender Rißporosität.

Bei den hochporösen Sandsteinen nimmt die Dämpfung beider Wellentypen mit zunehmendem hydrostatischem Druck ab. Die Geschwindigkeitszunahme mit dem Druck ist im trockenen Gestein stärker als im teilgesättigtem Gestein. Die phänomenologische Interpretation der Daten weist auf eine Rißschließung bereits bei geringer Steigerung des Druckes hin. Das Verhalten der Geschwindigkeiten und Dämpfungen der teilgesättigten Sandsteine zeigt jedoch, daß sogar bei einem effektiven hydrostatischen Druck von 100 MPa bzw. 200 MPa noch offene Risse vorhanden sein müssen.

Bei der niederporösen Harzer Grauwacke werden die Veränderungen der Geschwindigkeiten und Dämpfungen in spürbar geringerem Maße beobachtet. Hieraus kann auf eine signifikant geringere Rißschließung, die über den gesamten gemessenen Druckbereich (0 - 100 MPa) hinweg erfolgt, geschlossen werden.

Für die weitere Interpretation der Messungen wurden zwei bewährte physikalische Gesteinsmodelle zur Beschreibung der Ausbreitung von elastischen Wellen kombiniert. Durch dieses neue Modell wurden die zwei wesentlichen Relaxationsmechanismen verknüpft, welche in fluidgesättigten Sandsteinen wirksam sind. Damit wurde es ermöglicht, die Beeinflussung durch die Makrostruktur (Gassmann-Effekt, „global fluid flow“) und die Mikrostruktur („local fluid flow“) explizit zu beschreiben. Unter Annahme einer inhomogenen Verteilung des Porenfluids im Gestein können mit diesem Modell sowohl die sättigungsabhängigen Messungen an Obernkirchner und Bentheimer Sandstein von Schütt (1992) als auch die in Abhängigkeit des Drucks

gewonnenen Daten erklärt werden.

Die Modellierungen und die phänomenologischen Interpretationen der bei erhöhtem hydrostatischen Druck gewonnenen Daten ergeben übereinstimmende Ergebnisse bezüglich der Größe der Rißabnahme sowie der Bereiche, in denen Rißschließung auftritt. Durch die Modellierung der Dämpfungen und insbesondere der Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen wird eindeutig klar, daß auch unter erhöhtem hydrostatischen Druck noch Mikrorisse in dem teilgesättigten Gestein geöffnet sind.

The influence of the microstructure on the ultrasonic behavior of sandstones under hydrostatic pressure

The present work contributes to a better interpretation of seismic velocities and attenuation with respect to lithology, porosity & permeability as well as the kind and quantity of the pores' filling. The microstructure (i. e. distribution, density, dimension, geometry of cracks and the constitution of grain-grain-contacts) influences the results of measurements. Since these parameters change with depth, it is indispensible to estimate the influence of the microstructure on measurements under high hydrostatic pressure. In contrast to earlier work at the TU-Berlin, S-waves were used in the investigations, because they are not influenced by the Gassmann effect.

Using a newly constructed pressure proof cell for transmission measurements (P- and S- waves, ultrasonic frequencies: approx. 0,6-1,6 MHz), velocities and attenuation have been determined in different rock samples (vacuum dry and partially saturated) as a function of hydrostatic pressure up to 200 MPa. Two high-porosity sandstones ("Bentheimer" und "Obernkirchner" sandstone) with microcracks and larger pores as well as a low-porosity "Harzer Grauwacke" with predominant crack porosity were used.

In the high-porosity sandstones the attenuation of both types of waves is decreasing with increasing pressure. At the same time, the increase of velocities in the dry samples is greater than in the partially saturated samples. Thus the phenomenological interpretation of the data indicates the closure of cracks already with slight increase of pressure. The behavior of the velocities and attenuation in the partially saturated sandstones shows however, that even at a pressure of 100 MPa respectively 200 MPa there must be still some open cracks.

In the low-porosity Harzer Grauwacke changes of velocity and attenuation are much noticeable less. From this a significantly lower closure of cracks can be concluded within the pressure range of 0 - 100 MPa.

For further interpretation of the measurements two approved physical rock models for describing the elastic wave propagation have been combined. With this new model the two fundamental relaxation mechanisms that are effective in sandstones have been linked together. Therewith the explicit description of the macrostructure (Gassmann effect, global fluid flow) and microstructure (local fluid flow) is possible. Assuming a patchy saturation (i. e. inhomogeneous distribution of the fluid in the pores), not only the saturation dependent measurements on Obernkirchner and Bentheimer Sandstone (gained by Schütt, 1992) but also the pressure dependent data could be explained.

The modeling and the phenomenological interpretation of the data gained under increasing

hydrostatic pressure yield consistent results concerning the amount of crack closure as well as the range in which crack closure appears. Successfull modeling the attenuation as well as the velocities of the P- and S-waves clearly indicates that even under higher hydrostatic pressure open microcracks in partially saturated stones exist.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Mechanismen der elastischen Wellenausbreitung **4**

2.1 Definition der Dämpfung $1/Q$ 5

2.2 Absorptionsmechanismen bei trockenem Gestein 5

2.3 Modulreduktion 6

2.4 Weitere experimentelle Befunde zur Sättigungs- und Frequenzabhängigkeit . . . 7

2.5 Erklärungsmodelle zur Beschreibung der Sättigungsabhängigkeit 10

2.5.1 Homogenes Gas-Flüssigkeits-Gemisch 10

2.5.2 „Gas-pocket“-Modell 12

2.6 Erklärungsmodelle zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit 13

2.7 „global fluid flow“ nach Biot 14

2.8 Einbeziehung der Sättigungsabhängigkeit in das „global-fluid-flow“-Modell . . . 15

2.8.1 Homogenes Gas-Flüssigkeits-Gemisch 16

2.8.2 „Gas-pocket“-Modell 16

2.9 „local fluid flow“ nach Murphy, Winkler und Kleinberg 16

2.10 Berücksichtigung der Sättigungsabhängigkeit in dem „local-fluid-flow“-Modell . 18

2.11 Verbindungen zwischen „local“ und „global fluid flow“ 18

2.11.1 Phänomenologisches Modell 18

2.11.2 „Biot-squirt-flow“ 20

2.12 Experimentelle und theoretische Arbeiten zur Beschreibung der Druckabhängigkeit 21

2.12.1 Zur Definition des Drucks 21

2.12.2 Experimentelle Befunde 22

2.12.3 Erklärungen der Druckabhängigkeit 24

3 Neues Modell: „local global fluid flow“ 28

3.1 Scherwelle . . . 29

3.2 Kompressionswelle . . . 30

3.3 Sättigungsabhängigkeit in dem neuen Modell . . . 33

3.4 Beispiele für die Sättigungsabhängigkeit . . . 33

3.5 Beispiele für die Frequenzabhängigkeit . . . 36

4 Experimentelle Voraussetzungen 41

4.1 Prinzip der Ultraschallmessungen . . . 41

4.2 Signalerzeugung und Datenerfassung . . . 42

4.3 Die Hochdruckanlage . . . 42

4.4 Die Meßzelle . . . 42

4.4.1 Verwendete Schwinger . . . 44

4.4.2 Die Gestaltung der Bufferoberflächen . . . 45

4.5 Deformationsmessungen bei hydrostatischer Druckerhöhung . . . 47

4.5.1 Meßprinzip . . . 47

4.5.2 Fehlerbetrachtung . . . 48

4.5.3 Durchführung der Deformationsmessungen . . . 49

4.5.4 Ergebnisse und Vergleich . . . 49

4.5.5 Anisotropie der Spannung in der Probe . . . 53

4.6 Bestimmung der Geschwindigkeit . . . 54

4.6.1 Bestimmung der Nullaufzeit . . . 54

4.6.2 Bestimmung und Reproduzierbarkeit der Laufzeit . . . 54

4.6.3 Einfluß der Probendeformation bei Druckerhöhung . . . 55

4.7 Bestimmung der Dämpfung . . . 56

4.7.1 Die Spektrenquotientenmethode . . . 56

4.7.2 Voraussetzungen zur Bestimmung der Dämpfung $1/Q$ mit der Spektrenquotientenmethode . . . 58

4.7.3 Wahl des anregenden Signals . . . 58

4.7.4 Vorgehen und Reproduzierbarkeit einer Einzelmessung . . . 58

4.7.5 Reproduzierbarkeit der Signale bei Druckerhöhung . . . 59

4.7.6 Reproduzierbarkeit der Signalspektren bei Druckerhöhung . . . 59

4.7.7 Vergleich der absolut und relativ bestimmten Dämpfungen 60
4.7.8 Einfluß der Wahl des Frequenzfensters 60
4.7.9 Abschätzung des Gesamtfehlers der Dämpfung 62

5 Messungen unter hydrostatischem Druck 63

5.1 Die verwendeten Gesteine 63
5.2 Gesteinspräparation 64
5.3 Vorgehen 64
5.3.1 Obernkirchner Sandstein 65
5.3.2 Bentheimer Sandstein 66
5.3.3 Harzer Grauwacke 66
5.4 Messungen am trockenen Gestein 66
5.4.1 Trockener Obernkirchner Sandstein 67
5.4.2 Trockener Bentheimer Sandstein 68
5.4.3 Trockene Harzer Grauwacke 70
5.5 Messungen am teilgesättigten Gestein 71
5.5.1 Einfluß der Deformation 71
5.5.2 Wasser in Obernkirchner Sandstein 72
5.5.3 66% Cyclohexan und 65% Paraffin in Obernkirchner Sandstein 74
5.5.4 53% Wasser in Bentheimer Sandstein 77
5.5.5 73% Wasser in Harzer Grauwacke 78
5.6 Die gemessenen v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse 80
5.6.1 Obernkirchner Sandstein 80
5.6.2 Bentheimer Sandstein 81
5.6.3 Harzer Grauwacke 82
5.7 Phänomenologische Interpretation der Messungen in trockenem Gestein 83
5.8 Phänomenologische Interpretation der Messungen an teilgesättigtem Gestein . 83
5.8.1 Obernkirchner Sandstein 83
5.8.2 Bentheimer Sandstein 84
5.8.3 Harzer Grauwacke 84
5.9 Diskussion der v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse 85
5.10 Zusammenfassung der Meßergebnisse und ihrer Interpretation 86

5.10.1 Obernkirchner Sandstein 86
5.10.2 Bentheimer Sandstein 86
5.10.3 Harzer Grauwacke 87

6 Vorarbeiten zur Modellierung 88

6.1 Die Modellparameter des „local-fluid-flow“-Modelles 88
6.1.1 Mineralogische Zusammensetzung 88
6.1.2 Petrophysikalische Größen 88
6.1.3 Bestimmung der Modellparameter 92
6.2 Modellierung einaxialer Messungen 94
6.2.1 Obernkirchner Sandstein mit Wassersättigung 95
6.2.2 Obernkirchner Sandstein mit Cyclohexansättigung 98
6.2.3 Bentheimer Sandstein 100
6.2.4 Harzer Grauwacke 103
6.3 Berücksichtigung der Druckabhängigkeit in den „fluid-flow“-Modellen 104
6.3.1 Einfluß der Porosität 104
6.3.2 Einfluß der Geschwindigkeiten im trockenen Gestein 104
6.3.3 Einfluß der Permeabilität 104
6.3.4 Einfluß der Spalthöhe 107
6.3.5 Einfluß der Spaltdichte 107
6.4 Beschreibung der Form der Druckabhängigkeit 107
6.5 Zusammenfassung und Diskussion der Vorarbeiten zu den Modellierungen . . . 108

7 Modellierung der gemessenen Druckabhängigkeit 109

7.1 Modellierung der Meßreihen an Obernkirchner Sandstein 110
7.1.1 Obernkirchner Sandstein mit unpolaren Fluiden 110
7.1.2 Die Druckabhängigkeit der S-Wellen-Dämpfung 114
7.1.3 Obernkirchner Sandstein mit Wassersättigung 115
7.1.4 BH mit 53% Wassersättigung 120
7.1.5 HZ8 mit 73% Wassersättigung 121
7.2 Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse 123

8 Diskussion und Schlußfolgerungen **125**

8.1 Deformation bei Druckerhöhung 125

8.2 Druckabhängigkeit der seismischen Attribute 125

8.3 Modellierungen 126

8.3.1 Vorarbeiten zu den Modellierungen 126

8.3.2 Modellierungen der druckabhängigen Messungen 127

8.4 Offene Fragen 129

8.4.1 Die S-Wellendämpfung 129

8.4.2 Frequenzabhängigkeit der Dämpfung 130

9 Zusammenfassung **131**

A Global-fluid-flow nach Biot **136**

A.1 DGL und Dichten 136

A.2 Lösung der Biotschen Gleichungen 138

A.3 Berücksichtigung der turbulenten Strömung 140

A.4 Literaturvergleich der elastischen Konstanten 142

B Ergänzungen zum experimentellen Teil **145**

Abbildungsverzeichnis

2.1 Messungen in Abhängigkeit der Wassersättigung unter geringem einaxialem Druck nach Daten von Schütt (1992), Gestein: Obernkirchner Sandstein (OK-B2). 10

2.2 Wie Abbildung 2.1, Gestein: Bentheimer Sandstein (BH-A2). 11

2.3 Vergleich zwischen Berechnungen der Frequenzabhängigkeit des "global fluid flow" (GFF) mit und ohne den Einfluß turbulenter Strömung. Den Modellierungen wurden die Parameter des Obernkirchner Sandsteins mit 31% Wassersättigung ohne Modulreduktion zugrundegelegt, siehe Tabelle 3.1 (S. 40). . . 15

2.4 Modellvorstellung, nach Schütt (1992). 17

2.5 Annäherung der Mikrostruktur, nach Schütt (1992). 17

2.6 Vergleich der sättigungsabhängigen Geschwindigkeiten und Dämpfungen des Modells von Murphy (LFF) berechnet ohne und mit Berücksichtigung des Gassmann-Effektes bei 1MHz. Sättigungfluid: Wasser ohne Modulreduktion. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 3.1 (S. 40) zu finden. 19

3.1 Vergleich der theoretischen Sättigungsabhängigkeit der Modelle von Biot (GFF), Murphy (LFF) und des kombinierten Modelles (GFF mit LFF) unter Annahme eines Gas-Wasser-Gemisches: Frequenz: 1MHz, Sättigungsfluid: Wasser ohne Modulreduktion, restliche Parameter siehe Tabelle 3.1 (S. 40). . . 34

3.2 Vergleich der theoretischen Sättigungsabhängigkeit des kombinieren Modelles unter Annahme eines Gas-Wasser-Gemisches bzw. einer inhomogenen Gas-Wasser-Verteilung, Parameter wie in Abbildung 3.1. 35

3.3 Frequenzabhängigkeit der Modelle bei Verwendung von 31% Wasser als Sättigungsfluid. Restliche Parameter siehe Tabelle 3.1 (S. 40). 36

3.4 Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 100% Wasser als Sättigungsfluid. 37

3.5 Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 66% Cyclohexan als Sättigungsfluid. 38

3.6 Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 65% dünnflüssigem Paraffin als Sättigungsfluid. 39

4.1 Prinzipieller Aufbau der Apparatur zur Messung der Ultraschallwellenausbreitung. 41

4.2 Der Autoklav mit am Deckel befestigter Meßzelle vor dem Zusammenbau. . . . 43

4.3 Der prinzipielle Aufbau der Meßzelle. 44

4.4 Die Form der Bufferoberfläche, bearbeitet nach Schütt, 1992. 45

4.5 Ergebnisse der Messungen für S-Wellen mit verschiedenen Materialien zur akustischen Trennung der Buffer. 46

4.6 Ergebnisse der Messungen für P-Wellen mit verschiedenen Materialien zur akustischen Trennung der Buffer. 46

4.7 Prinzipskizze der Meßzelle zur Dehnungsmessung mit Anordnung der Meßstreifen auf der Probe. 47

4.8 Gemessene Deformation eines raumtrockenen Obernkirchner Sandsteins (OK87). 51

4.9 Aus obiger Deformation berechneter Kompressionsmodul eines raumtrockenen Obernkirchner Sandsteins (OK87). 51

4.10 Gemessene Deformation eines vollgesättigten Obernkirchner Sandsteins, (OK87). 52

4.11 Aus obiger Deformation berechneter Kompressionsmodul eines vollgesättigten Obernkirchner Sandsteins, (OK87). 52

4.12 Vergleich der verschiedenen in Aluminium gemessenen Geschwindigkeiten. Für die P-Wellen sind die mit der 1. Meßzelle in der Aluminiumprobe Al 2 sowie mit der 3. Meßzelle in der Probe Al 5 (vor Beginn der Meßreihen) und in der Probe Al 2 (nach dem Ende der Meßreihen) gemessenen Geschwindigkeiten dargestellt. Für die S-Wellen sind des Weiteren noch die mit der 4. Meßzelle in der Probe Al 5 gemessenen Geschwindigkeiten dargestellt. Die Aluminiumproben hatten eine unterschiedliche Länge: Al 2: 28.6 mm und Al 5: 29.9 mm. 55

4.13 Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Die Längenänderung wurde bei den mit Symbolen dargestellten Werten korrigiert und in die Fehlerangabe mit einbezogen. Zum Vergleich sind die unkorrigierten Geschwindigkeiten als Linien dargestellt. 56

4.14 Links: P-Wellenspektren der Messung an Messung an trockenem Obernkirchner Sandstein bei 200 MPa als Referenz und bei 40 MPa als Probe. Rechts: Spektrenquotient bei Verwendung der Spektren links. Im Anhang findet sich diese Abbildung mit den zur Auswertung und Fehlerabschätzung verwendeten Frequenzfenstern. 61

4.15 Wie Abbildung 4.14 für S-Wellen. 61

4.16 Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Der Fehler der Dämpfungsbestimmung ist exemplarisch für die Messung an der teilgesättigten Probe angegeben. 62

5.1 Wiederholungsmessung der Be- und Entlastung an trockenem Obernkirchner Sandstein. 67

5.2 Messung der Be- und Entlastung an trockenem Bentheimer Sandstein. 69

5.3 Messung der Be- und Entlastung an trockener Harzer Grauwacke. 70

5.4 Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Die Längenänderung wurde bei den mit Symbolen dargestellten Werten korrigiert. Zum Vergleich sind die unkorrigierten Geschwindigkeiten als Linien dargestellt. 71

5.5 Obernkirchner Sandstein, Geschwindigkeiten im trockenen und mit 9% Wasser gesättigtem Gestein. 72

5.6 Obernkirchner Sandstein, Dämpfung im trockenen sowie mit 31% und 9% Wasser gesättigtem Gestein. 73

5.7 Relative Geschwindigkeitsänderungen der Messungen mit Wassersättigung an Obernkirchner Sandstein bezüglich der Messung an trockenem Gestein bei geringem hydrostatischem Druck. 73

5.8 Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 66% Cyclohexan gesättigt. 74

5.9 Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 65% Paraffin gesättigt. 75

5.10 Wie Abbildung 5.7, für Sättigung mit den unpolaren Fluide. 76

5.11 Bentheimer Sandstein, trocken und 53% Wasser gesättigt. 77

5.12 Harzer Grauwacke, trocken und 73% Wassersättigung. 78

5.13 Wie Abbildung 5.7 für die Messungen an Bentheimer Sandstein. 79

5.14 Wie Abbildung 5.7, für die Messungen an Harzer Grauwacke. 79

5.15 v_p/v_s- sowie Q_s/Q_p-Verhältnis der Messungen an trockenem und mit Wasser gesättigten Obernkirchner Sandstein. Aufgrund des grösseren Fehlers bei $1/Q_s$ sind auch die hier dargestellten Q_s/Q_p-Verhältnisse stärker fehlerbehaftet als die der anderen Messungen. 80

5.16 Wie Abbildung 5.15 für Sättigung mit den unpolaren Fluiden. 80

5.17 Wie Abbildung 5.15, für die Messungen an Bentheimer Sandstein. 81

5.18 v_p/v_s-Verhältnis für die Messungen an trockener und mit Wasser teilgesättigter Harzer Grauwacke. 82

6.1 Schliff des Obernkirchner Sandsteins (OK8). 89

6.2 Schliff des Bentheimer Sandsteins (BH). 89

6.3 Mit Quecksilberinjektionsmessungen (Hg) bestimmte Porenradienverteilung des Obernkirchner Sandsteins (OK, links) nach Schopper und Riepe (1986) und des Bentheimer Sandsteines (BH, rechts) nach Sellmann (1990). 91

6.4 Mit Stickstoff bestimmte Porenradienverteilung des BH (links) nach Sellmann (1990), rechts wie Abbildung 6.3 jedoch vergrößerte Darstellung. 92

6.5 Wie Abbildung 6.4 für Harzer Grauwacke (HZ8). 92

6.6 Modellierung der Sättigungsabhängigkeit mit Wasser des Obernkirchner Sandstein OK-B2 (Daten nach Schütt, 1992); „global fluid flow“ führt zur Unterschätzung aller Daten, „local fluid flow“ und „global local fluid flow“ geben Dämpfungen und S-Wellen-Geschwindigkeiten wieder. Die Achsenskalierung für die Geschwindigkeiten wurde so gewählt, daß das Verhältnis des maximalen Wertes zum minimalen Wert konstant ist. 96

6.7 Wie Abbildung 6.6, jedoch Vergleich zwischen „global local fluid flow“ mit homogenem Gemisch und „global local fluid flow“ mit inhomogenem Gemisch („gas-pockets“), mit letzterem gelingt die Anpassung der Daten. 97

6.8 Modellierung der Sättigungsabhängigkeit: Cyclohexan in Obernkirchner Sandstein OK-B2 (Daten nach Schütt, 1992). 98

6.9 Wie Abbildung 6.8, jedoch Vergleich zwischen Gemisch und „gas-pockets“. . . . 99

6.10 Modellierung der Sättigungsabhängigkeit mit Wasser des Bentheimer Sandstein (Daten nach Schütt, 1992). 101

6.11 Wie Abbildung 6.10, jedoch Vergleich zwischen Gemisch und „gas-pockets“. . . 102

6.12 Der Einfluß der Porosität bei dem „global-fluid-flow“-Modell (GFF). 105

6.13 Wie Abbildung 6.12 für die Geschwindigkeiten des trockenen Gesteins (GFF). . 105

6.14 Wie Abbildung 6.12 für die Permeabilität (GFF). 105

6.15 Einfluß der Porosität bei dem „local-fluid-flow“-Modell (LFF). 106

6.16 Wie Abbildung 6.15 für die Geschwindigkeiten des trockenen Gesteins (LFF). . 106

6.17 Wie Abbildung 6.15 für die Spalthöhe (LFF). 106

6.18 Der Einfluß der Spaltdichte bei dem „local-fluid-flow“-Modell (LFF). 107

7.1 OK83 mit 65% Paraffinsättigung, Modellierung mit dem „local-fluid-flow“-Modell, $\gamma_0 = 0{,}013$; $\gamma^* = 0{,}006$; $P^* = 15\ MPa$. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist exemplarisch die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet. . . 111

7.2 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 65% Paraffinsättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}012$; $\gamma^* = 0{,}004$; $P^* = 15\ MPa$. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist exemplarisch die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet. 112

7.3 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 66% Cyclohexansättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}015$; $\gamma^* = 0{,}004$; $P^* = 15\ MPa$. 113

7.4 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 66% Cyclohexansättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, Anpassung der Scherwellendämpfung, $\gamma_0 = 0,016$, $P^* = 1000\ MPa$, $\gamma^* = 0$. 114

7.5 P- und S-Wellengeschwindigkeiten von OK83 mit 65% Paraffinsättigung. Gleiches Modell wie in Abbildung 7.4. 115

7.6 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow“-Modell, $\gamma_0 = 0{,}008$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 15\ MPa$. 116

7.7 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 15\ MPa$. 117

7.8 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 25\ MPa$. 118

7.9 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, mit 9% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow“-Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}0015$; $P^* = 25\ MPa$. 119

7.10 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von BH3-2, mit 53% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}0025$; $P^* = 10\ MPa$, restliche Parameter siehe Tabelle 7.2. 120

7.11 P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von HZ82 mit 73% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow“-Modell, $\gamma_0 = 0{,}00105$; $\gamma^* = 0{,}0009$; $P^* = 30\ MPa$. restliche Parameter siehe Tabelle 7.2. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet. . 121

B.1 Montage von Referenzmessungen bei veränderlichem Druck: P-Wellen, Zeitbereich. 146

B.2 Montage von Referenzmessungen bei veränderlichem Druck: S-Wellen, Zeitbereich. 147

B.3 Spektren der Referenzmessung mit P-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung. . . 148

B.4 Spektren der Referenzmessung mit S-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung. . . 149

B.5 Montage von Messungen bei veränderlichem Druck: P-Wellen, Zeitbereich. . . . 150

B.6 Montage der Messungen bei veränderlichem Druck: S-Wellen, Zeitbereich. . . . 151

B.7 Spektren der P-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung. 152

B.8 Spektren der S-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung. 153

B.9 Scheinbare Dämpfungen bei Verwendung von zwei verschiedenen Aluminiumreferenzkörpern. 154

B.10 Dämpfung $1/Q$ der P-Wellen bei Belastung. Bestimmt unter Verwendung der Messungen an Aluminium als Referenz (absolut) und der Messung bei höchstem Druck als Referenz (relativ) an trockenem Obernkirchner Sandstein. 155

B.11 Wie Abbildung B.10 für mit 31% Wasser teilgesättigten Sandstein. 155

B.12 Wie Abbildung B.10 für S-Wellen. 156

B.13 Wie Abbildung B.11 für S-Wellen. 156

B.14 Wie Abbildung 4.14, jedoch mit zur Auswertung in den Abbildungen 4.16, B.10, B.11 und B.16 verwendeten Frequenzfenstern. 157

B.15 Wie Abbildung 4.15, jedoch mit zur Auswertung in den Abbildungen 4.16, B.12 und B.13 verwendeten Frequenzfenstern. 157

B.16 Einfluß der Wahl des Frequenzfensters am Beispiel des Obernkirchner Sandsteins. 158

Tabellenverzeichnis

3.1 In die „global-local-fluid-flow“-Berechnung eingehende Parameter. 40

3.2 In die Berechnung eingehende Parameter der möglichen Porenfüllungen. 40

4.1 Theoretisch berechnete Deformationen von Obernkirchner Sandstein (OK) aus den von Mörig (1993) bei 1 Hz bestimmten dynamischen Modulen. 50

4.2 Experimentell bestimmte maximale Deformationen und sich hieraus ergebende statische Kompressionsmodule von Obernkirchner Sandstein (OK87). Der Deformationswert für trockenen OK87 wurde mit der sich im dynamischen Fall ergebenden Poissonzahl abgeschätzt. 50

6.1 Geschätzte mineralogische Zusammensetzung der Gesteine OK und BH nach Holl, pers. Mitteilung, 1999 und 2001. 90

6.2 Mineralogische Zusammensetzung des Obernkirchner Sandsteins nach Lebedev et al. (1996). In Klammern alternative Bezeichnungen (*) bzw. Gruppenzugehörigkeit nach Stübel und Zimmer (1991). 90

6.3 Petrophysikalische Beschreibung der verwendeten Gesteine. 91

6.4 Aus petrophysikalischen Messungen abschätzbare Parameter. 94

6.5 In die „local- bzw. global-fluid-flow“-Berechnungen eingehenden Parameter nach Schütt (1992) und Wulff (1995). 95

6.6 In die Modellierung der Sättigungsabhängigkeit eingehenden Parameter. 103

7.1 In die druckabhängigen Berechnungen eingehenden Parameter für Obernkirchner Sandstein. Die relative Abnahme berechnet sich zu $(\gamma_0 - \gamma^*)/\gamma_0 * 100$. Zur Berechnung der Modulreduktion mit $m_{red0}p$ und $m_{red0}s$ siehe Abschnitt 2.3. . . 122

7.2 Wie Tabelle 7.1 für Bentheimer Sandstein und Harzer Grauwacke. 122

Liste der Abkürzungen:

BISQ	Biot-„squirt flow“
GFF	„global fluid flow“
LFF	„local fluid flow“
LGFF	„local global fluid flow“
SF	„squirt flow“

Symbol	Einheit	Beschreibung
a	m	Spaltlänge, LFF
α'	$-$	Tortuosität
α	$-$	$1 - \frac{K_b}{K_s}$
E	Pa	Elastizitätsmodul
$\epsilon\,, \epsilon_{max}$	$-$	Deformation
η	$\frac{Ns}{m^2}$	Viskosität der Flüssigkeit
f	Hz	Frequenz
F	Pa	Kompressibilität unter undrainierten Bedingungen, BISQ
F_{sq}	Pa	analog F mit „squirt flow“, BISQ
f_c	Hz	Relaxationsfrequenz, GFF
f_R	Hz	Relaxationsfrequenz, LFF
f_t	Hz	Grenzfrequenz laminare Strömung, GFF
γ	$-$	Rißdichte, LFF
γ_0	$-$	Rißdichte bei Normaldruck
γ^*	$-$	Anteil nichtschließbarer Risse
G	Pa	Schermodul
h	m	Spalthöhe, LFF
$\frac{h}{a}$	$-$	aspect ratio, LFF
H	Pa	Elastische Konstante, GFF
$J_0; J_1$	$-$	Besselfunktionen 0. und 1. Ordnung
κ	$10^{-15} m^2$	Permeabilität
K_b, K_{dry}	Pa	Kompressionsmodul des trockenen Gesteins
K_g	Pa	Kompressionsmodul mit Gassmann-Effekt
K_f	Pa	Kompressionsmodul der Flüssigkeit
$\frac{1}{K_f}$	$1/Pa$	Kompressibilität der Flüssigkeit
K_{LFF}	Pa	komplexes Kompressionsmodul
k_n	$\frac{N}{m}$	Normalfestigkeit des Korn-Korn-Kontaktes, LFF
K_{ps}	Pa	Kompressionsmodul durch SF beeinflußten Gesteins

Symbol	Einheit	Beschreibung
K_s	Pa	Kompressionsmodul des Gesteinsmaterials
k_t	$\frac{N}{m}$	Scherfestigkeit des Korn-Korn-Kontaktes, LFF
μ	$-$	mittlere Anzahl der Korn-Korn-Kontakte, LFF
m_{red}, m_{red0}	$-$	Modulreduktion
$M = M_{LGFF}$	Pa	komplexes Elastizitätsmodul für P-Welle
n	$-$	Strukturparameter, LFF
N	Pa	Schermodul
N_b, N_{dry}	Pa	Schermodul des trockenen Gesteins
N_{LFF}	Pa	komplexes Schermodul
N_{LGFF}	Pa	komplexes Schermodul
N_{ps}	Pa	Schermodul des durch SF beeinflußten Gesteins
p	Pa	Porenwasserdruck
P	Pa	Elastische Konstante, GFF
P^*	Pa	Druck, bei dem die Rißdichte auf $1/e$ abgefallen ist
P_c	Pa	hydrostatischer Umgebungsdruck
P_e	Pa	effektiver Druck
ϕ	$-$	Porosität
π	$-$	Faktor π
$\frac{1}{Q_p}$, $\frac{1}{Q_s}$	$-$	Dämpfung der Kompressions- bzw. Scherwelle
Q	$-$	Qualitätsfaktor
Q	Pa	Elastische Konstante, GFF
R	m	charakteristische „squirt-flow“ -Länge, BISQ
R	m	Kugel- bzw. Kornradius, LFF
R	Pa	Elastische Konstante, GFF
ρ	kg/m^3	Dichte des vollgesättigten Gesteins
ρ_f	kg/m^3	Dichte der Flüssigkeit
ρ_g	kg/m^3	Dichte des Gases
ρ_t	kg/m^3	Dichte des trockenen Gesteins
ρ_{12}	kg/m^3	Dichte, GFF $(1-\alpha')\phi\rho_{fg}$
ρ_{11}	kg/m^3	Dichte, GFF $(1-\phi)\rho_s - \rho_{12}$
ρ_{22}	kg/m^3	Dichte, GFF $\phi\rho_{fg} - \rho_{12}$
Sw_{red}	$-$	Sättigung, ab der Modulreduktion voll wirksam ist
S_w	$-$	Flüssigkeitssättigung
S_s	$-$	Sättigung, bei der alle Spalte gefüllt sind, LFF
$\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)^T$	$-$	mittlere Verschiebung des Festkörpers
$\vec{U} = (U_x, U_y, U_z)^T$	$-$	mittlere Verschiebung der Flüssigkeit
v	km/s	Geschwindigkeit
v_p, v_s	km/s	Geschwindigkeit der Kompressions- bzw. Scherwelle
v_ptr, v_str	km/s	v_p bzw. v_s im trockenen Gestein
W	J	Energie bei maximaler Deformation

Kapitel 1

Einleitung

Für die lithologische Interpretation seismischer Messungen, wie sie z. B. im Rahmen der Erdölexploration, im Vorfeld von hydrologischen Messungen oder begleitend zu Tiefbohrungen durchgeführt werden, sind Labormessungen von grundlegendem Interesse (Bourbié et al., 1987; Burkhardt et al., 1990 und Vernik, 1996). Im Labor ist die Möglichkeit gegeben, Proben definierten Bedingungen auszusetzen und diese zu variieren. Auf diese Weise können unter simulierten in situ-Bedingungen die Prozesse und Mechanismen untersucht werden, welche bei der elastischen Wellenausbreitung wirken. Im Labor wie auch bei Feldmessungen werden neben den Geschwindigkeiten der Kompressions- und der Scherwelle in einigen Fällen auch deren Dämpfung bestimmt, um mehr Information über das Gestein zu erhalten. Im Labor wird aber über einen größeren Frequenzbereich hinweg gemessen als im Feld (Toksöz und Johnston, 1981). Aus praktischen Erwägungen heraus wird hier neben dem seismischen und akustischen Frequenzbereich auch der Ultraschall-Frequenzbereich gewählt. Die Frage der Übertragbarkeit der Ergebnisse im Ultraschall-Frequenzbereich auf den akustischen und seismischen Frequenzbereich ist hierbei besonders von Belang.

Um den Zustand der Gesteine in großen Tiefen zu untersuchen, werden Labormessungen unter hydrostatischem Druck im Ultraschallbereich durchgeführt. Bei der Interpretation dieser Messungen z. B. hinsichtlich der makroskopisch bestimmbaren Größen Porosität und hydraulische Permeabilität ist es unumgänglich, den Einfluß der Mikrostruktur auf die Meßergebnisse auch unter erhöhtem Druck abschätzen zu können. Hierzu ist es notwendig, die Mechanismen der elastischen Wellenausbreitung zu kennen.

Je nach Gesteinsart kommen unterschiedliche Mechanismen zum Tragen. Arbeiten von Burkhardt et al. (1990, 1992), Wulff (1995) sowie Wulff und Burkhardt (1996, 1997) an dem Fachgebiet Angewandte Geophysik der TU Berlin beschäftigten sich mit Sedimentgestein. Den dabei noch offengebliebenen Fragen sollte mit der vorgelegten Arbeit nachgegangen werden.

Mechanismen der elastischen Wellenausbreitung

Die seismischen Geschwindigkeiten und Dämpfungen werden von der Porenfüllung und den makroskopisch bestimmbaren Größen (Porosität, hydraulische Permeabilität, Elastizitäts- und Schermodul) der untersuchten Gesteine beeinflußt (Schön, 1983, 1997; Bourbié et al., 1987 und Mörig, 1993). Untersuchungen von Knight und Noelen-Hoeksma (1990); Burkhardt et al. (1990, 1992); Murphy (1992); Schütt (1992); Wulff (1995); Wulff und Burkhardt (1996, 1997) berücksichtigten auch die Mikrostruktur, i. e. Rißdichte, -verteilung, -größe, -geometrie,

Korn-Korn-Verteilung und Beschaffenheit der Korn-Korn-Kontakte. Hierbei zeigte sich, daß auch die Mikrostruktur stark die elastische Wellenausbreitung bestimmt. Wird das Gestein mit Fluiden gesättigt, so wird eine starke Frequenzabhängigkeit der seismischen Parameter beobachtet (Murphy, 1984; Burkhardt et al., 1986, 1990 und 1992; Mörig, 1993 und Knight et al., 1998). Bei polaren Fluiden wie z. B. Wasser kommt in allen Frequenzbereichen eine Reduktion der Elastizitätsmodule (Murphy, 1982; Burkhardt et al., 1986, 1990; Mörig, 1995) hinzu. Kompressions- und Scherwellen verhalten sich bei Teil- und Vollsättigung unterschiedlich (Mavko und Noelen-Hoeksema, 1994), daher werden in der vorliegenden Arbeit beide Wellenarten betrachtet. Dieses unterschiedliche Verhalten ist auf den Gassmanneffekt (Gassmann, 1951) zurückzuführen, welcher bei Vollsättigung zu einer Erhöhung der P-Wellengeschwindigkeiten führt.

Die Frequenzabhängigkeit der seismischen Parameter gesättigter Gesteine kann sowohl auf einen „global fluid flow“ als auch auf einen „local fluid flow“ zurückgeführt werden. Der „global fluid flow“ kann durch die makroskopisch bestimmbaren Größen beschrieben werden (Biot, 1956; Biot et al., 1957), der „local fluid flow“ (auch „squirt fluid flow“ genannt) dagegen durch die Mikrostruktur. Zur Beschreibung des letzteren gibt es verschiedene Ansätze (Berryman, 1988; O'Connell and Budiansky, 1974; Mavko und Jizba, 1991; Mavko und Noelen-Hoeksema, 1994; Dvorkin und Nur, 1993; Parra, 1997). Einige davon beschreiben den Effekt eher phänomenologisch, andere (Murphy et al., 1986) dagegen beziehen die Mikrostruktur mittels einer angenäherten Geometrie explizit ein.

Untersuchungen von Mavko und Jizba (1991); Mavko und Noelen-Hoeksema (1994) und Wulff (1995) zeigen, daß beide „fluid-flow“-Arten gleichzeitig die Ausbreitung von seismischen Wellen in hochporösen Gesteinen beeinflussen. Mavko und Jizba (1991); Mavko und Noelen-Hoeksema (1994); Dvorkin und Nur (1993); Wulff (1995) und Parra (1997) tragen mit ihren Modellen und Betrachtungen dieser Tatsache Rechnung. Jedoch vermag keines der von ihnen kombinierten Modelle den „local fluid flow“ in expliziter Abhängigkeit von der Mikrostruktur wiederzugeben.

Beurteilung der Druckabhängigkeit

Messungen von vielen Autoren zeigen, daß sowohl in trockenen als auch in gesättigten Gesteinen mit zunehmendem hydrostatischem Druck die seismischen Geschwindigkeiten zunächst nichtlinear ansteigen. Bei einem je nach Gestein unterschiedlichen Druck nehmen sie bei weiterem Druckanstieg näherungsweise linear zu. Parallel hierzu wird eine Dämpfungserniedrigung beobachtet. Verschiedene Autoren (King, 1966; Gregory et al. 1976; Toksöz et al. 1979, 1980; Freund, 1992 und King et al., 2000) gehen davon aus, daß ab diesem Druck alle Mikrorisse geschlossen sind, sodaß das Verhalten nicht mehr durch die Mikrostruktur beeinflußt wird, sondern nur noch durch makroskopische Eigenschaften. Andere Autoren (Winkler und Nur, 1976, 1982; Winkler, 1983, 1985, 1986; Murphy et al., 1986; Mavko und Jizba, 1991; Mavko und Nolen-Hoeksema 1994; Tao et al., 1995; Wulff und Burkhardt, 1997) erklären ihre Messungen zwar ebenfalls mit Rißschließung, stellen aber fest, daß auch unter erhöhtem hy-

drostatischem Druck noch Risse im Gestein vorhanden sein müssen, da die Meßergebnisse nur durch Vorgänge im mikroskopischen Maßstab erklärt werden können.

Aufbau und Inhalt der Arbeit

In Kapitel 2 sind die in der Literatur beschriebenen Beobachtungen der Frequenz- und Sättigungsabhängigkeit sowie verschiedene Beschreibungen der Mechanismen seismischer Wellenausbreitung zusammengefaßt. Insbesondere werden die theoretischen Modelle zur Beschreibung der Frequenz- und Sättigungsabhängigkeit nach Biot (1956) und Murphy et al. (1986) mit ihren Besonderheiten (Turbulenz bzw. Einbeziehung des Gassmanneffektes) vorgestellt. Die Beobachtungen anderer Autoren zur Druckabhängigkeit der seismischen Parameter sind in Abschnitt 2.12 zusammengetragen.

Um sowohl den expliziten Einfluß der Mikrostruktur als auch des „global fluid flow“ mit einem einzigen Modell beschreiben zu können, wurden die Modelle von Murphy et al. (1986) und Biot (1956) verknüpft. Weiter wurde zur richtigen Beschreibung der Sättigungsabhängigkeit der P-Wellengeschwindigkeiten die Vorstellung einer inhomogenen Verteilung des Porenfluids im Gestein in das Modell mit aufgenommen. Dieses neu entwickelte Modell wird in Kapitel 3 mit Beispielen vorgestellt.
Kapitel 4 beinhaltet die Beschreibung des Versuchsaufbaus und der eigens für diese Arbeit entwickelten Meßzelle, welche die gleichzeitige Messung von Kompressions- und Scherwellen erlaubt. In diesem Kapitel sind auch Deformationsmessungen an raumtrockenem und vollgesättigtem Obernkirchner Sandstein zur Beurteilung des Einflusses der Deformation auf die Geschwindigkeiten beschrieben.

In Kapitel 5 werden zunächst die verwendeten Gesteine (zwei hochporöse Sandsteine: Obernkirchner und Bentheimer Sandstein sowie eine niederporöse Probe: relativ homogene Harzer Grauwacke, Abschnitt 5.1) und die genauen Versuchsbedingungen (Abschnitt 5.3) beschrieben. Danach werden die Ergebnisse der durchgeführten druckabhängigen Ultraschallmessungen dargestellt und interpretiert. Dies betrifft sowohl die Messungen an trockenen als auch an mit Wasser teilgesättigten Gesteinsproben, im Fall des Obernkirchner Sandsteins auch der Messungen an mit unpolaren Flüssigkeiten (Cyclohexan und Paraffin) gesättigter Probe.
Zur Beschreibung der druckabhängigen Mikrostrukturänderung wurden des weiteren Modellierungen durchgeführt. Die hierzu nötige Bestimmung der Startmodelle erfolgt unter Zuhilfenahme von petrophysikalischen Informationen sowie Ultraschallmessungen von Schütt (1992) unter geringem einaxialem Druck (Kapitel 6). Darüber hinaus wird anhand von Beispielrechnungen die Berücksichtigung der Druckabhängigkeit in den „fluid-flow“-Modellen vorgestellt. Bei den in Kapitel 7 vorgestellten Modellierungen der in Abhängigkeit des Druckes gewonnenen Daten werden die Geschwindigkeits- und Dämpfungsänderung des trockenen Gesteins bei Druckänderung berücksichtigt, und die Spaltdichte wird variiert.
In Kapitel 8 werden die Ergebnisse der vorherigen Kapitel diskutiert, Schlußfolgerungen gezogen und hieraus resultierende offene Fragen angesprochen. Mit der Zusammenfassung in Kapitel 9 wird die Arbeit beendet.

Kapitel 2

Mechanismen der elastischen Wellenausbreitung

Für die Untersuchung der druckabhängigen Veränderung der Mikrostruktur von Sandsteinen ist es notwendig, daß die Vorgänge im Gestein bei der Ausbreitung von elastischen Wellen[1] möglichst gut verstanden sind. Zum Verständnis der Mechanismen der Wellenausbreitung werden nicht nur die Geschwindigkeiten v_p und v_s der Wellen betrachtet, sondern auch deren Energieabnahme in Ausbreitungsrichtung. Wird diese im Feld oder Labor bestimmt, so enthält sie sowohl den Energieverlust durch räumliche/geometrische Effekte, wie Divergenzeffekte nicht ebener Wellenfronten, Reflexionsverluste an Trennflächen und Streuung, aber auch die irreversible Umwandlung elastischer bzw. kinetischer Energie in Wärme. Letzteres wird durch das anelastische Verhalten des Gesteins beeinflußt und wird im folgenden als die „Absorption Seismischer Wellen“ im Gestein bezeichnet und ist Gegenstand der Untersuchungen.

Die im trockenen Gestein wirksamen Dämpfungsmechanismen sind Streuung und Reibung, siehe Abschnitt 2.2. Befindet sich im Gestein neben Luft noch Flüssigkeit, so kommen weitere Effekte hinzu. Wird Gestein mit polarem Fluid gesättigt, so kommt es zu einer Reaktion mit der Gesteinsoberfläche, was zu einer Modulerniedrigung bei gleichzeitig ansteigender Dämpfung führt. Näheres hierzu steht in Abschnitt 2.3. Die beobachtete Veränderung der seismischen Attribute[2] nach Grad und Erzeugungsart der Sättigung wird in Abschnitt 2.4 beschrieben. Hierbei spielen auch frequenzabhängige Fließeffekte eine Rolle, die durch Relaxationsprozesse hervorgerufen werden. Prinzipiell wird hier zwischen zwei verschiedenen Arten unterschieden:

1. „global fluid flow“: Biot, M.A. (1956) und zum Beispiel Biot, M.A. et al. (1957).
2. „local fluid flow“: zum Beispiel Murphy, W.F., et al. (1986).

Je nach Fluidkompressibilität, Viskosität und der Festigkeit der Korn-Korn-Kontakte beschreiben diese zwei Arten eine unterschiedliche Abhängigkeit der Lage der Relaxationsfrequenz und der Größe der Fluideffekte. Eine Kombination aus beiden ist möglich. Die verschiedenen Modelle werden in den Abschnitten 2.7 - 2.11 vorgestellt und diskutiert. Auf die in der geophysikalischen Literatur zu findenden Arbeiten zur Druckabhängigkeit wird im Abschnitt 2.12 näher eingegangen. Das im Rahmen diese Arbeit entwickelte kombinierte Modell wird in nachfolgenden Kapitel 3 vorgestellt.

[1] Im Rahmen der Arbeit wird der Begriff „elastischen Wellenausbreitung“, der auch den anelastischen Anteil beinhaltet, abgekürzt durch „Wellenausbreitung“, ebenso wird zum Beispiel mit den Geschwindigkeiten der elastischen Wellen verfahren.

[2] Geschwindigkeiten und Dämpfung

2.1 Definition der Dämpfung $1/Q$

Die Absorption einer seismischen Welle kann durch die Dämpfung $1/Q$ beschrieben werden. Diese Größe ist definiert als relativer Energieverlust $\frac{\Delta W}{W}$ während einer Periode:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi}\frac{\Delta W}{W} \tag{2.1}$$

$$\text{mit } W = \text{ Energie bei maximaler Deformation}$$

(Johnston und Toksöz, 1981). Bedingung für diese Definition ist ein lineares System, welches bei der seismischen Wellenausbreitung mit kleinen Deformationen von unter 10^{-6} gegeben ist. Oft wird in der Literatur zur Beschreibung der Dämpfung auch der Gütefaktor Q angegeben. Dieser ist, wie auch $1/Q$, dimensionslos. Weiter ist auch der Absorptionkoeffizient α gebräuchlich. Für in der Seismik vorkommende geringe Dämpfung $1/Q \ll 1$ gilt unter Vernachlässigung der Dispersion (Burkhardt, 1986):

$$\alpha \approx \frac{\pi f}{Q\, v}\,. \tag{2.2}$$

$$\begin{array}{lrcl} \text{mit} & f & = & \text{Frequenz} \\ \text{und} & v & = & \text{Phasengeschwindigkeit.} \end{array}$$

Aufgrund der Kausalität der Wellenausbreitung sind Absorption und Dispersion durch die Hilberttransformation verknüpft (Engelhard, 1986; Berkhout, 1987).

2.2 Absorptionsmechanismen bei trockenem Gestein

- Streuung gehört nach den Ausführungen in der Kapiteleinleitung nicht im eigentlichen Sinne zu den Absorptionsmechanismen. Sie wird aber verursacht und beeinflußt durch das Gestein selbst und ist abhängig von der Relation Porengröße bzw. Korngröße zu Wellenlänge λ. Im Ultraschallbereich[3] gilt für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gesteinen $\lambda \approx (5-20)$ mittlerer Kornradius[4] R. Nach Sommer (1979) tritt in dem Bereich $\lambda \approx (10-20)R$ stochastische Streuung auf, die mit einer quadratischen Frequenzabhängigkeit des Streukoeffizienten verbunden ist. Merkulova (1966) beobachtet an Sandsteinen ($R = 1 - 0,15\,mm$) bei Frequenzen von $0,5 - 6\,MHz$ diese Art der Streuung. Bei kleineren Wellenlängen nimmt die Frequenzabhängigkeit ab.

- Gleitreibung an Korngrenzen und Spaltflächen führt ebenso zu einer Absorption von Energie. Hier ist $1/Q$ von der Frequenz unabhängig, aber abhängig von der Deformationsamplitude ϵ_{max}. Für kleine Deformationen $\epsilon_{max} < 10^{-6}$ ist die Dämpfung $1/Q \ll 1 = const.$ (Murphy, 1992)

[3]Bei dem zur Auswertung verwendeten Frequenzbereich von 0,9 - 1,7 MHz treten bei S-Wellen Wellenlängen von circa 1,25 mm in Bentheimer Sandstein (BH) bei 1,7 MHz bis 3,64 mm bei 0,9 MHz in Harzer Grauwacke (HZ) auf. Bei P-Wellen reicht das Spektrum von 2,05 mm (BH) bis 5,14 mm (HZ).

[4]Für die verwendeten Gesteine Obernkirchner (OK) bzw. Bentheimer (BH) Sandstein und Harzer Grauwacker (HZ) betragen die mittleren Kornradien: 0,055 mm (OK); 0,11 mm (BH); 0,9 mm (HZ).

- Bei der Verbindung von Gleitreibung und Haftreibung, die auch als „stick-slip“ bezeichnet wird, ist die Dämpfung $1/Q$ unabhängig von der Deformationsamplitude ϵ_{max} und von der Frequenz (White, 1966)

Die Reibungsmechanismen sind von den Eigenschaften der Korn-Korn-Kontakt-Flächen des Gesteins abhängig. Diese verändern sich mit dem Druck P, wodurch auch die Reibungsmechanismen druckabhängig sind. Die Dämpfung aufgrund von Reibung nimmt nach zum Beispiel Johnston et al. (1979) durch teilweise Rißschließung ab. Er gibt eine Druckabhängigkeit von $1/Q \sim e^{-P}$ an.

2.3 Modulreduktion

Im seismischen Frequenzbereich wurde die Beeinflussung der Stabdehnungs- und Scherwellen durch Sättigung mit unterschiedlichen Fluiden von verschiedenen Autoren (Burkhardt et al., 1986, 1990 und 1992, Mörig, 1995, Murphy, 1982) untersucht. Es ergab sich folgendes:

Bei hochporösen Gesteinen ist im Bereich der Haftwassersättigung eine Erniedrigung des Elastizitäts- und Schermoduls, begleitet jeweils durch Dämpfungserhöhung, zu beobachten. Bei Sättigung mit Wasser erhöht sich die aus den Modulen E und G berechnete Poissonzahl des Obernkircher Sandsteins von circa 0,25 auf circa 0,4. Dies bedeutet auch, daß sich das Verhältnis v_p/v_s erhöht.

Bei niedrigporösen Gesteinen ist diese Modul- und Dämpfungsänderung weniger dramatisch und erstreckt sich über einen größeren Sättigungsbereich hinweg.

Im Ultraschallbereich ist diese Modulerhöhung prinzipiell in gleicher Art und Weise zu beobachten, jedoch überlagern sich hier die Effekte durch die Flüssigkeitsströmungen, so daß sich die Beträge der Reduktionen nicht unbedingt vergleichen lassen.

Bei Sättigung mit unpolaren Saturanden wird im seismischen und Ultraschallfrequenzbereich keine Modulerniedrigung und keine Dämpfungserhöhung beobachtet, (Mörig, 1993 und Schütt, 1995).

Mörig (1993) hat zur Erklärung der Modulreduktion eine umfassende Literaturstudie durchgeführt. Er betrachtet die freie Oberflächenenergie als Maß für die Adhäsionskräfte, welche die Korn-Korn-Kontakte eines Gesteins „vorspannen“. Diese werden neben Zementation auch durch Van der Waalsche Kräfte zusammengehalten. Wird ein trockener Sandstein mit hoher Oberflächenenergie mit polaren Medien teilweise gesättigt, so führt die Adsorption[5] zur Verringerung der Oberflächenenergie und zur Entspannung der Korn-Korn-Kontakte und damit zur makroskopischen Modulerniedrigung und zur gleichzeitigen Volumenvergrößerung der Probe. Diese Erklärung impliziert ein Verschwinden der Modulerniedrigung bei Erhöhung des Drucks, da mit zunehmendem Druck die äußeren Kräfte auf die Korn-Korn-Kontakte immer mehr Einfluß erhalten und daher die Wirkung der inneren Adhäsionskräfte an Bedeutung verliert. Beobachtungen belegen, daß auch unter erhöhtem Druck die Modulerniedrigung

[5] Anlagerung von Molekülen an die Gesteinsoberfläche

noch wirksam ist und immer von einer Dämpfungserhöhung begleitet wird. Daher wird angenommen, daß noch weitere mikroskopische Mechanismen zur makroskopisch beobachteten Modulerniedrigung beitragen. Es ist naheliegend zu vermuten, daß durch die Flüssigkeiten die Reibungseffekte verändert werden. Mörig (1993) kommt zum Schluß, daß auch Reibungseffekte eine Rolle spielen, insbesondere ein Energieverlust der Welle durch das deformationsbedingte Aufbrechen von Bindungen zwischen polarem Fluid und der Gesteinsoberfläche (Desorption) und zeitverzögerter anschließender Adsorption. Aufgrund dieser Zeitabhängigkeit kann die Modulerniedrigung nicht als frequenzunabhängig angesehen werden. Dies ist ein weiterer Grund dafür, daß die Ergebnisse aus dem seismischen Frequenzbereich lediglich phänomenologisch in den Ultraschallbereich übertragen werden können. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit der Effekt der Modulreduktion lediglich phänomenologisch in die Rechnungen einbezogen: Die Geschwindigkeitsquadrate des trockenen Gesteins werden mit einem Faktor $(1-m_{red})$ multipliziert. Für größere Sättigungen ist m_{red} konstant. Für eine Sättigung unterhalb eines bestimmten gesteinsspezifischen Wertes Sw_{red} berechnet sich die Modulreduktion m_{red} aus dem vorgegebenen Wert m_{red0} zu:

$$m_{red} = m_{red0}\,\frac{Sw}{Sw_{red}}\,. \tag{2.3}$$

Sw_{red} hängt von der Haftwassersättigung ab und ist experimentell zu bestimmen. Für S- und P-Wellen werden bei den Modellierungen in Kapitel 7 jeweils unterschiedliche Werte verwendet, da die Modulreduktion für P- und S-Wellen nach Mörig (1993) unterschiedliche Werte hat.

King et al. (2000) bestimmten die Modulreduktion durch Messung der Geschwindigkeiten bei 10-20 MPa an einigen Proben mit geringem Tongehalt bei sehr kleinen Sättigungstufen (max 7%). Als Grösse der Reduktion geben sie 2.3% für P-Wellen und 2.9% für S-Wellen an. Umgerechnet auf die hier verwendete Art der Einbeziehung der Modulreduktion bedeutet dies Faktoren von:

$$\begin{aligned} v_p^2 &= v_p tr^2(1-0,023)^2 &&= v_p tr^2 0,955 \\ \text{und} & & & \\ v_s^2 &= v_s tr^2(1-0,029)^2 &&= v_s tr^2 0,943 \end{aligned} \tag{2.4}$$

2.4 Weitere experimentelle Befunde zur Sättigungs- und Frequenzabhängigkeit

Murphy (1982) führte sättigungsabhängige Messungen im seismischen Frequenzbereich an Massilon Sandstein durch. Er stellt neben der Modulerniedrigung bei Wassersättigungen bis ca. 10% auch eine drastische Zunahme (16%) der P-Wellengeschwindigkeit im Bereich von 98% bis 100% Sättigung fest. Die Versteifung bei Vollsättigung wurde von Gassmann (1951) theoretisch formuliert und von Domenico (1977) auf ein, den Effekt erklärendes, homogenes Flüssigkeits-Gas-Gemisch in den Poren des Gesteins erweitert, siehe Kapitel 2.5.1.

Im akustischen und Ultraschallfrequenzbereich führte Murphy (1984) Messungen an Fort Union Sandsteinen durch. Wird die Sättigung durch Trocknen der vollgesättigten Gesteinsprobe

erreicht, nimmt die P-Wellengeschwindigkeit ab einer Sättigung von 60% (akustisch) bzw. 40% (Ultraschall) zu. Murphy (1984) weist auch auf die Abhängigkeit der seismischen Attribute von der Herstellungsart der Sättigungszustände hin: die Ergebnisse bei durch Aufsättigung erzeugten Sättigungszuständen unterscheiden sich qualitativ von den durch Trocknung erzeugten.

Diese Beobachtung findet sich mit Meßbeispielen bei Knight und Noelen-Hoeksma (1990) für Messungen bei 1 MHz bzw. 600 kHz. Bei Aufsättigung nimmt die P-Wellengeschwindigkeit erst bei fast erreichter Vollsättigung zu. Bei Austrocknung dagegen nimmt sie langsamer ab, das heißt, es ist eine Hysterese zu beobachten. Dieser Effekt ist bei Scherwellen abgeschwächt auch zu beobachten. Parallel zur Geschwindigkeitserhöhung bei zunehmender Sättigung ist auch eine Amplitudenverringerung der Wellen festzustellen.

Knight und Noelen-Hoeksma (1990) erklären ihre Meßergebnisse dadurch, daß sich das Wasser auf unterschiedliche Art und Weise im Gestein verteilt. Sie gehen davon aus, daß sich bei Aufsättigung ein immer dicker werdender Wasserfilm auf den Oberflächen bildet, der aber auch in den Spalten durch eine dünne Gasphase unterbrochen wird. Erst bei einer kritischen Sättigung verbindet sich der Wasserfilm in den Spalten, und das Gas-Wasser-Gemisch nimmt eine thermodynamisch stabilere Konfiguration ein, wodurch die verbundene Gasphase aufgebrochen wird und sich die zentralen Volumina der Poren mit Wasser füllen. Das heißt, sie schlagen vor, daß sich spaltförmige Poren bei dieser Sättigung komplett mit Wasser füllen und die Matrix versteifen, während die Gasphase nicht mehr verbunden ist, sondern in eine Ansammlung von separierten Einschlüssen in steifen Poren mit hohem „aspect ratio“[6] aufgeteilt wird. Dies bedeutet aber auch, daß bei Aufsättigung noch Gas in den Poren des Gesteins verbleibt. Bei Austrocknung der Probe werden die Poren entsättigt, sobald sie erreichbar sind. Es bildet sich kein Gas-Wasser-Gemisch aus, Poren mit kleinem „aspect ratio“ bleiben länger gesättigt, und die damit verbundene Modulerhöhung ist noch bei geringerer Sättigung wirksam.

In Knight et al. (1998) werden Messungen bei 1 kHz und 100 kHz (nach Cadoret, 1993) vorgestellt. Diese zeigen eine zu den Messungen von Knight und Noelen-Hoeksma (1990) analoge Hysterese der P-Wellengeschwindigkeiten. Bei der höheren Meßfrequenz kann eine weitere Veränderung der Geschwindigkeiten beobachtet werden: Die Geschwindigkeiten sind insgesamt höher und die dichtebedingte Abnahme ist bei 100 kHz weniger ausgeprägt als bei 1 kHz. Dieses Verhalten spricht für die Auffüllung von Poren mit geringem „aspect ratio“ durch Wasser, wodurch die Gesteinsmatrix für höhere Frequenzen steifer wird.

Die von der Sättigungsart abhängigen Messungen können durch eine jeweils andere Verteilung des Wassers in dem Gestein erklärt werden. Ob die Verteilung des Wassers tatsächlich von der Sättigungsart abhängt, wurde von Cadoret (1995, 1998) mit Hilfe der Röntgentomographie untersucht. Er zeigt Computertomogramme von auf unterschiedliche Art getrockneten Proben. Bei Teilsättigung der Proben durch Austrocknen ist eine fleckenartige (patchy) Sättigung

[6] Verhältnis der Höhe zu der Länge eines Spaltes

zu beobachten. Bei Teilsättigung mit Aufsättigung unter Zuhilfenahmene von Unterdruck dagegen eine gleichmässigere Verteilung im *cm*-Maßstab. Dies bedeutet, daß bei unteren Sättigungen bzw. Aufsättigung unter Zuhilfenahme von Unterdruck und bei niedrigen Frequenzen sich ein Gemisch im Gestein befindet, bei Herstellung der Sättigung durch Austrocknen bzw. nach genügend langer Wartezeit wird bei höheren Sättigungsgraden ein „gas-pocket"-Modell verwendet werden müssen.

Schütt (1992) hat ebenso Versuche zur Abhängigkeit der seismischen Attribute von der Art der Sättigung durchgeführt. Er weist in seiner Arbeit darauf hin, daß einige Tage nach Herstellung eines Sättigungzustandes die Dämpfungen und die Geschwindigkeiten innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Er schließt daraus, daß sich die Flüssigkeit im Gestein im Laufe der Zeit unabhängig von der Art der Sättigung gleichartig verteilt und führt Messungen auch erst nach einer gewissen Wartezeit (mehrere Tage) durch. Auch Wulff (1995) geht nach diesem Prinzip vor.

Messungen von Burkhardt et al. (1990) und von Schütt (1992)[7] an tonarmem Obernkirchner Sandstein zeigen, daß sich das sättigungsabhängige Verhalten der seismischen Attribute in zwei Bereiche einteilen läßt, siehe Abbbildung 2.1. Unterhalb einer bestimmten Sättigung, (die sie mit der irreduziblen Haftwassersättigung in Verbindung bringen) verändern sich die Geschwindigkeiten und Dämpfungen drastisch: Die Geschwindigkeit der S-Wellen nimmt zunächst ab und dann wieder zu. Die Geschwindigkeit der P-Wellen und die Dämpfungen nehmen deutlich zu. Ab dieser Sättigung nimmt die Kompressionswellengeschwindigkeit mit zunehmender Sättigung über einen größeren Bereich hinweg zu. Die Scherwellengeschwindigkeit nimmt in diesem Bereich der Sättigung dagegen ab. Die Dämpfung der P-Welle nimmt zunächst zu und dann wieder ab, die der Scherwelle nimmt linear zu. Burkhardt et al. (1990) und Mörig (1995) finden an demselben Gestein bei seismischen Frequenzen keine entsprechende Erhöhung der Module und der Dämpfung. Burkhardt et al. (1990) erklären dieses Verhalten durch das sukzessive Auffüllen enger Spalten, das zu einem „local fluid flow" führt.

Messungen von Schütt (1992) an grobkörnigerem Bentheimer Sandstein (s. Abbbildung 2.2) zeigen, daß hier der Sättigungsbereich der drastischen Moduländerung deutlich geringer ist. Aber auch hier ist eine tendenzielle Zunahme der P-Wellengeschwindigkeiten bei gleichzeitiger Abnahme der S-Wellengeschwindigkeiten zu beobachten. Auch die Dämpfungen der Wellen verhalten sich analog, wie die am Obernkirchner Sandstein gemessenen. Die P-Wellengeschwindigkeit nimmt allerdings zunächst ab und dann wieder ab einer Sättigung von ca. 60% wieder zu. Die Dämpfung verhält sich in diesem Bereich invers, das heißt sie nimmt zu und dann wieder ab.

Sättigungsabhängige Messungen an der niederporösen Harzer Grauwacke von Wulff (1995) dagegen weisen keinen Bereich mit drastischer Moduländerung auf, die Geschwindigkeiten der P-Wellen nehmen über den gesamten Sättigungsbereich hinweg zu, die der S-Wellen bleiben nahezu konstant, ebenso wie die sehr geringen Dämpfungen.

[7] Diese Daten wurden bei einem einaxialen Druck von $\approx 30 MPa$ gewonnen.

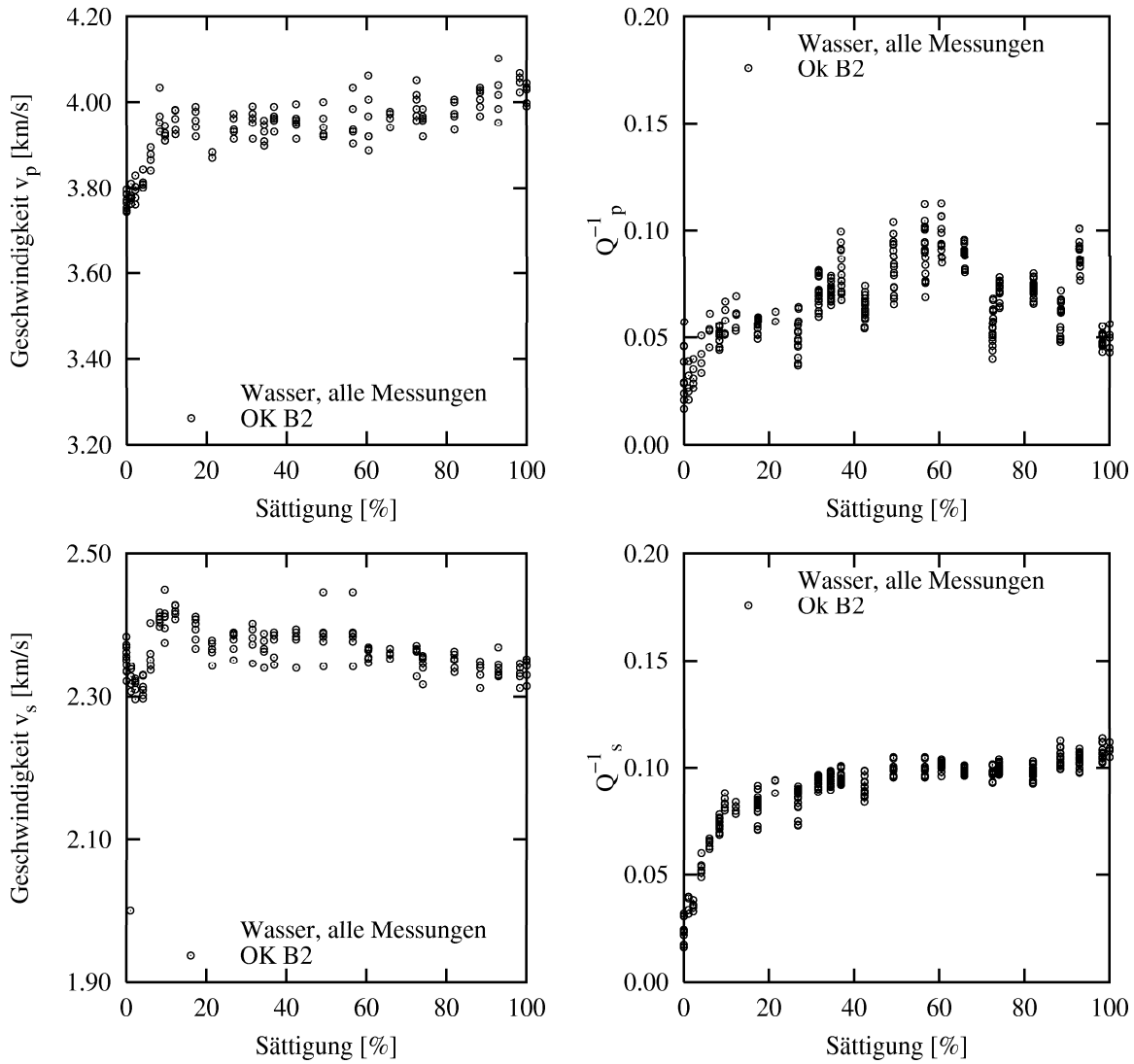

Abbildung 2.1: Messungen in Abhängigkeit der Wassersättigung unter geringem einaxialem Druck nach Daten von Schütt (1992), Gestein: Obernkirchner Sandstein (OK-B2).

2.5 Erklärungsmodelle zur Beschreibung der Sättigungsabhängigkeit

2.5.1 Homogenes Gas-Flüssigkeits-Gemisch

Wie oben beschrieben, wird bei Vollsättigung der Poren eines homogenen isotropen Gesteins mit einer kompressiblen Flüssigkeit eine Erhöhung des Kompressionsmoduls K_g beobachtet, dies wird auch als Gassmanneffekt bezeichnet. Die P-Wellen-Geschwindigkeit kann frequenzunabhängig nach Gassmann (1951) wie folgt berechnet werden:

$$\begin{aligned} v_p &= \sqrt{\frac{K_g + \frac{4}{3}N_b}{\rho}} \\ \text{mit } K_g &= \frac{(K_s - K_b)^2}{K_s(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi\frac{K_s}{K_f})} + K_b \end{aligned} \tag{2.5}$$

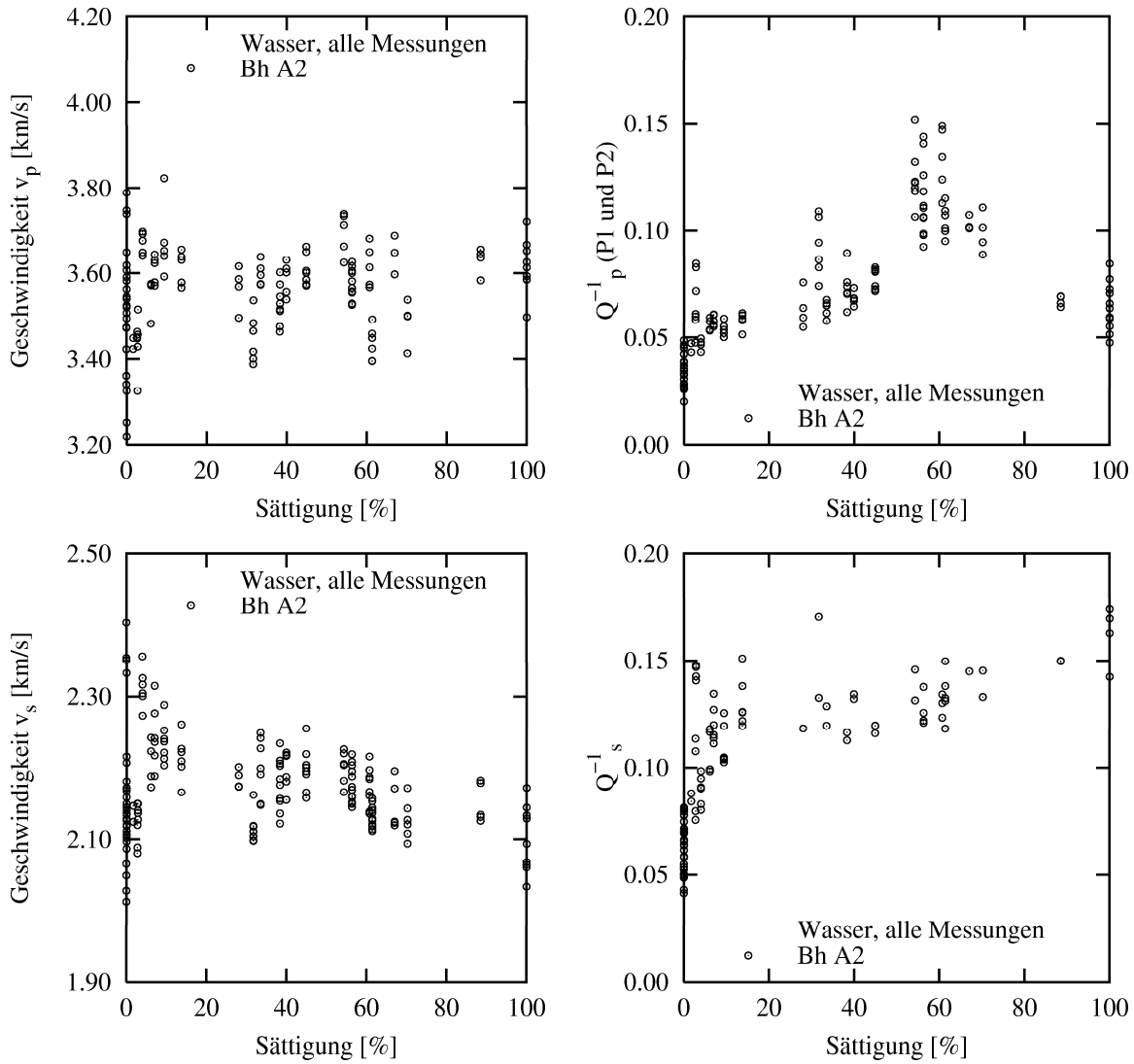

Abbildung 2.2: Wie Abbildung 2.1, Gestein: Bentheimer Sandstein (BH-A2).

und	ρ	=	Dichte des vollgesättigten Gesteins
	K_b	=	Kompressionsmodul des trockenen Gesteins
	N_b	=	Schermodul des trockenen Gesteins
	K_s	=	Kompressionsmodul des Gesteinsmaterials
	K_f	=	Kompressionsmodul der Flüssigkeit.

Das Schermodul N wird durch die Vollsättigung nicht beeinflußt. Die Scherwellengeschwindigkeit nimmt daher nur aufgrund der mit der Sättigung zunehmenden Dichte ab:

$$v_s = \sqrt{N_b/\rho}\,.$$

Domenico (1977) erweiterte den Zusammenhang auf Teilsättigung. Hier wird von einem homogen über das Gestein verteilten Flüssigkeits-Gas-Gemisch ausgegangen. Demzufolge wird

eine mittlere Dichte des Gemisches verwendet:

$$\begin{array}{rrcl} & \rho_{fg} & = & S_w\rho_f + (1-S_w)\rho_g \\ \text{mit} & \rho_f & = & \text{Dichte der Flüssigkeit} \\ \text{und} & \rho_g & = & \text{Dichte des Gases} \\ & S_w & = & \text{Flüssigkeitssättigung.} \end{array} \tag{2.6}$$

Das Kompressionsmodul K_{fg} der Porenfüllung wird nach Reuss (z.B. Mavko et al., 1998) berechnet.

$$\frac{1}{K_{fg}} = \frac{S_w}{K_f} + \frac{1-S_w}{K_g} \tag{2.7}$$

$$\begin{array}{rrcl} \text{mit} & K_f & = & \text{Kompressionsmodul der Flüssigkeit} \\ \text{und} & K_g & = & \text{Kompressionsmodul des Gases.} \end{array}$$

Dieser Zusammenhang wird so auch von Murphy et al. (1986) sowie von Mavko und Noelen-Hoeksma (1994) verwendet. Bei Teilsättigungen spielt der Term $\frac{S_w}{K_f}$ kaum eine Rolle. Erst bei nahezu erreichter Vollsättigung (99%) wird in dem Gemisch die geringere Kompressibilität $1/K_f$der Flüssigkeit wirksam. Hierdurch kommt es zur Versteifung, die schon von Gassmann (1951) angegeben wird. Diese Mittelung kann zum Beispiel die Messungen von Murphy (1982) im seismischen Frequenzbereich erklären (Murphy, 1984).

2.5.2 „Gas-pocket“-Modell

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt, gibt die Berechnung der Sättigungsabhängigkeit mit einem Gas-Flüssigkeitsgemisch nicht in jedem Fall die gemessene Sättigungsabhängigkeit wieder. Daher gehen verschiedenen Autoren auch von einer inhomogenen Verteilung der Flüssigkeit bzw. das Gases über das Gestein aus.

Dutta und Odé (1979) stellen die Erweiterung des Modells von White (1975, 1986) vor, bei welchem sie aus mittleren Werten für $(K_g + \frac{4}{3}N_b)$ die P-Wellengeschwindigkeit berechnen. Im Gestein befinden sich neben der Flüssigkeit auch Gasblasen bzw. im gasgesättigten Gestein sind Flüssigkeitsblasen. Dutta und Odé (1979) lösen zunächst die Gleichungen von Biot (1956) bei Vollsättigung und führen dann unter Berücksichtigung der speziellen Flüssigkeits-Gas Verteilung eine Mittelung zwischen den trockenen und vollgesättigten Bereichen des Gestein durch. Dutta und Seriff (1979) kommen zu dem Schluß, daß die spezielle Verteilung der Flüssigkeit im Gestein nicht von Belang ist. Auch Mavko und Noelen-Hoeksema (1994) verwenden diese Vorstellung des „gas-pocket“-Modells zur Beschreibung der Sättigungsabhängigkeit ihrer Messungen. Sie nennen es „patches“-Saturation. In ihrem Modell wechseln sich Bereiche mit Vollsättigung und teilgesättigte Bereiche, in denen lediglich die feinen Risse des Gesteins gesättigt sind, ab. Die Messungen von Murphy (1992) bei 200 kHz können näherungsweise richtig angepaßt werden.

Auf der Grundlage der obigen Arbeiten verwendet Wulff (1995, 1997) folgendes Modell:
Nach der Berechnung der Lösungen der Gleichungen von Biot (1956a/b, 1957) wird die Sättigungsabhängigkeit durch Mittelung zwischen vollgesättigtem und trockenem Bereich berech-

net (Biot-Gassmann-Domenico-Modell, Kapitel 2.8.1). Wulff verwendet hierbei zwei verschiedene Mittelungen, als obere Genze das Mittel nach Voigt und als untere Grenze das Mittel nach Reuss. Diese unterscheiden sich in ihren Resultaten nicht sonderlich, da die gemittelten Geschwindigkeiten in der gleichen Größenordnung liegen. Die Effekte durch die Auffüllung der Spalten („local fluid flow“) werden zu denen des „global fluid flow“ hinzuaddiert.

Sowohl die Messungen an Obernkirchner Sandstein, als auch an Harzer Grauwacke, kann Wulff (1995) unter Berücksichtigung der Modulreduktion, der Auffüllung von engen Spalten und dem Biot-Domenico-Gassmann-„gas-pocket“-Modell erklären.

Mavko und Mukerji (1998) verwenden auch das „gas-pocket“-Modell zur Erklärung der Messungen. Sie mitteln jedoch nicht zwischen trockenem und teilgesättigtem Gestein, sondern verwenden für das Kompressionsmodul des Flüssigkeits-Gas-Gemisches das Mittel nach Voigt (s. auch King et al. 2000):

$$K_{fg} \quad = \quad S_w K_f + (1 - S_w) K_g \,. \tag{2.8}$$

Beim „gas-pocket“-Modell wird der bei den P-Wellen wirksame Gassmanneffekt über den gesamten Sättigungsbereich verwischt. Daher kann dieses Modell auch als obere Grenze bezeichnet werden und das Gas-Flüssigkeits-Gemisch als untere Grenze. Das Schermodul wird bei diesen Rechnungen nicht durch die Teilsättigung beeinflußt, da der Gassmanneffekt hier nicht wirksam wird.

2.6 Erklärungsmodelle zur Beschreibung der Frequenzabhängigkeit

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt, wird bei der Messung der seismischen Attribute an (teil-)gesättigten Sandsteinen eine Frequenzabhängigkeit festgestellt. Als Ursache hierfür kommen in Flüssigkeitsbewegungen begründete Relaxationsmechanismen in Frage. Eine Art der Bewegung ist der „global fluid flow“, bei dem sich das Fluid relativ zur Gesteinsmatrix bewegt. Formuliert wurde dies von Biot (1956), s. Kapitel 2.7. Die hierbei auftretende, zweite, langsame P-Welle (Biot-slow-wave) wurde z. B von Plona (1980) in Sand und von Kelder (1997) in tonarmem Sandstein experimentell nachgewiesen.

Die zweite Art des Flüssigkeitsflusses ist der „local fluid flow“, der auch als „squirt flow“ bezeichnet wird. Hier finden Flüssigkeitbewegungen in kleinen Mikrorissen statt. Zu dieser Art der Flüssigkeitsbewegung gibt es von verschiedenen Autoren Modelle, siehe hierzu zum Beispiel Wulff (1997). Murphy (1984) führt die Frequenzabhängigkeit seiner Messungen auf Relaxationsprozesse an den Korn-Korn-Kontakten zurück. Das Modell von Murphy et al. (1986), siehe Kapitel 2.9, beruht auf dieser Vorstellung.

Knight und Noelen-Hoeksma (1990) sehen den Sättigungszustand der Poren mit kleinem „aspect ratio“ als den kritischen Parameter bei der Betrachtung der seismischen Geschwindigkeiten hinsichtlich der Flüssigkeitsverteilung im Porenmaßstab an.
Wenn die Spalten komplett mit Wasser gefüllt sind, kann hier „local fluid flow“ stattfinden, was durch die beobachtete Verringerung der Amplitude gestützt wird, und es kommt zur

Modulerhöhung. Mavko und Jizba (1991) beziehen den unrelaxierten „local fluid flow“ als Modulerhöhung mit ein. Schütt (1992) und Wulff (1995) erklären ihre Messungen im Ultraschallbereich mit „local fluid flow“. Den „global fluid flow“ geben sie als von untergeordneter Bedeutung für Sandsteine im Ultraschallfrequenzbereich an.

Knight et al. (1998) weisen darauf hin, daß der Effekt der unrelaxierten gefüllten Poren (mikroskopischer „squirt flow“) sich auch auf makroskopische Maßstäbe übertragen läßt, (makroskopischer „squirt flow“). Befinden sich im Gestein vollgesättigte neben teil- oder ungesättigten Flecken, so kann bei niedrigen Frequenzen die Flüssigkeit von dem vollgesättigten in den teilgesättigten Bereich fließen. Der vollgesättigte Bereich ist also vollkommen drainiert und hat einen entsprechend kleinen Kompressionsmodul. Bei höheren Frequenzen kann dieser Ausgleich nicht mehr stattfinden, der Fleck benimmt sich wie ein vollgesättigtes, undrainiertes Gestein. Auch die Relaxationszeit des makroskopischen „squirt flow“ hängt von der Größe der Flecken ab: Je größer diese Bereiche sind, umso größer ist auch die Relaxationszeit. Auch bei seismischen Frequenzen kann diese Relaxationszeit T_{mak} schon unterschritten sein.

2.7 „global fluid flow“ nach Biot

Die von Biot (1941) formulierte Frequenzabhängigkeit der Wellenausbreitung wurde von vielen Autoren vereinfacht, erweitert und verwendet. An dieser Stelle seien nur einige davon genannt: Biot (1956a,b), Biot et al. (1957), Biot (1962, 1973), Dutta und Ode (1979), Stoll (1977), Berryman (1980, 1988), Johnson und Plona (1982), Dvorkin und Nur (1993), Parra (1997). Biot geht in seiner Theorie von einem flüssigkeitsgefüllten permeablen Gestein aus, dessen makroskopisches Skelett, also die Gesteinsmatrix, isotrop, homogen, elastisch und mit Röhren durchsetzt ist. Die Flüssigkeit ist viskos und kompressibel und bewegt sich relativ zur Gesteinmatrix, ist aber mit dessen Bewegung sowohl elastisch als auch über die träge Masse gekoppelt. Er erhält durch seine Betrachungen 2 x 6 Differentialgleichungen, deren Lösungen zu einer S-Welle, einer schnellen und einer langsamen P-Welle führen.
Die Herleitung der Lösungen für die Ausbreitung der seismischen Wellen nach Biot (1956a,b) und Biot et al. (1957), wie sie zur Berechnung verwendet wurden, sind im Anhang A ausführlich dargestellt. Auch Wulff (1994, Fortran-Programm) verwendet diese Formulierung. Die charakteristische Frequenz f_c (Relaxationsfrequenz) korreliert mit der größten Relativbewegung zwischen Festkörper und Fluid (Biot, 1956a, Wulff, 1995):

$$\begin{aligned} & f_c = \frac{\eta\phi}{2\pi\rho_f\kappa} \\ \text{mit} \quad & \eta = \text{dynamische Viskosität der Flüssigkeit} \\ & \rho_f = \text{Dichte der Flüssigkeit} \\ \text{und} \quad & \kappa = \text{Permeabilität} \\ & \phi = \text{Porosität.} \end{aligned} \tag{2.9}$$

Bei dieser Frequenz tritt auch die größte Dämpfung auf. Unterhalb der Relaxationsfrequenz ist die viskose Kopplung zwischen der Flüssigkeit und dem Festkörper gleich null, daher haben

die Wellen hier bis auf die dichtebedingte Abnahme die Geschwindigkeiten des ungesättigten Gesteins. Oberhalb der Relaxationsfrequenz ist die Kopplung komplett, wodurch die Geschwindigkeiten erhöht werden. In der Nähe der Relaxationsfrequenz führt die Bewegung der Flüssigkeit zu einer Erhöhung der Dämpfung. Der Gassmanneffekt ist im „global-fluid-flow"-Modell als Niederfrequenznäherung enthalten.

Mörig (1993) zeigte, daß der „global fluid flow" mit zunehmender Permeabilität zunimmt. Daher wird diese Art der Flüssigkeitsbewegung insbesondere bei Lockersedimenten, die eine hohe Porosität und Permeabilität haben, beobachtet.

Der Einfluß turbulenter Strömung wird von Biot (1956b) auch berücksicht (Anhang A.3). Wie in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, führen die Turbulenzen jedoch nicht zur Veränderung der Relaxationsfrequenz, sondern verändern lediglich für Frequenzen $f > f_t = \frac{\pi^2}{64} f_c$ (Biot 1956a) die Wirkung des „global fluid flow". Für Frequenzen in der Nähe der Resonanzfrequenz wird die Wirkung des GFF verringert. Der Grund hierfür liegt in der Erniedrigung der Fließgeschwindigkeit bei Auftreten von Turbulenzen. Bei Frequenzen, die deutlich oberhalb der Relaxationsfrequenzen liegen, führen die Turbulenzen zu einer höheren Dämpfung. Die Geschwindigkeiten im unrelaxierten Bereich (sehr hohe Frequenzen) sind mit dem einfachen Modell ohne Turbulenzen identisch.

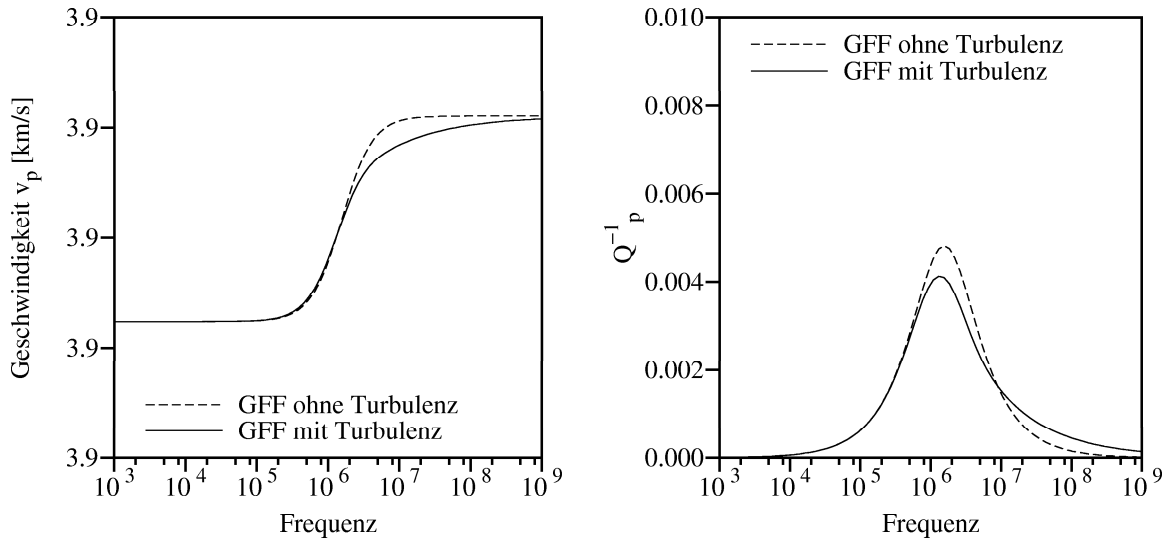

Abbildung 2.3: Vergleich zwischen Berechnungen der Frequenzabhängigkeit des "global fluid flow" (GFF) mit und ohne den Einfluß turbulenter Strömung. Den Modellierungen wurden die Parameter des Obernkirchner Sandsteins mit 31% Wassersättigung ohne Modulreduktion zugrundegelegt, siehe Tabelle 3.1 (S. 40).

2.8 Einbeziehung der Sättigungsabhängigkeit in das „global-fluid-flow"-Modell

Die Sättigungsabhängigkeit kann, wie in Kapitel 2.5 und von Wulff (1995) beschrieben, sowohl durch Modellierung eines Gas-Wasser-Gemisches (Biot-Gassmann-Domenico) als auch durch das „gas-pocket"-Modell miteinbezogen werden.

2.8.1 Homogenes Gas-Flüssigkeits-Gemisch

Bei der Berechnung der Sättigungsabhängigkeit nach Biot-Gassmann-Domenico wird davon ausgegangen, daß ein Flüssigkeits-Gas-Gemisch homogen über das Gestein verteilt ist. Daher wird eine mittlere Dichte des Gemisches nach Domenico (1977) bei der Berechnung der Lösungen der Gleichungen von Biot (1956a) verwendet (Gleichung 2.6). Die Sättigungsabhängigkeit der Gesamtviskosität des Gemisches hat nach Wulff (1995) nur einen geringen Einfluß auf das Ergebnis der Berechnungen. Der Kompressionsmodul K_{fg} der Porenfüllung wird dagegen ebenso nach Gleichung 2.7 berechnet (Wulff, 1995).

2.8.2 „Gas-pocket"-Modell

Wulff (1995) verwendete folgendes Modell:
Nach der Berechnung der Lösungen der Gleichungen von Biot (1956a/b) wird die Sättigungsabhängigkeit durch Mittelung der komplexen Module zwischen vollgesättigtem und trockenem Bereich berechnet. Wulff (1995) verwendet hierbei zwei verschiedene Mittelungen:
Als obere Grenze das Mittel nach Voigt und als untere Grenze das Mittel nach Reuss. Diese unterscheiden sich in ihren Resultaten nicht sonderlich, da die gemittelten Werte in der gleichen Größenordnung liegen.

Der Schermodul wird bei diesen beiden Modellen nicht durch die Teilsättigung beeinflußt, da der Gassmanneffekt hierbei nicht wirksam wird.

2.9 „local fluid flow" nach Murphy, Winkler und Kleinberg

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, stellte Murphy (1984) ein frequenzabhängiges Verhalten der von ihm gemessenen Geschwindigkeiten und Dämpfungen fest. Er erklärt den Unterschied zwischen den unterschiedlichen Frequenzbereichen durch nicht relaxierte Module für hohe Frequenzen. In Murphy et al. (1986) wird ein Relaxationsmodell unter Zugrundelegung der Mikrostruktur der Gesteine entwickelt. Hierin werden die einzelnen Korn-Korn-Kontakte im Sandstein betrachtet: Es wird davon ausgegangen, daß sich diese wie eine Parallelschaltung eines elastischen und eines viskosen Elementes verhalten, siehe Abbildung 2.4. Ein Korn-Korn-Kontakt wird angenähert durch einen Torus, der durch einen Spalt verbunden ist. Der Torus entspricht großen Poren im Gestein, der Spalt Mikrorissen (Abbildung 2.5).

Unter Zugrundelegung des Kugelmodells von Digby (1981) kann die elastische Normalfestigkeit k_n und Tangentialfestigkeit k_t des Korn-Korn-Kontaktes aus den Geschwindigkeiten v_p bzw. v_s und der Dichte ρ_t des trockenen Gesteins berechnet werden:

$$\begin{aligned} k_t &= \frac{24\pi R\rho_t}{\mu}\left[v_s^2 - \frac{1}{3}v_p^2\right] \\ k_n &= \frac{24\pi R\rho_t}{\mu}\left[\frac{1}{2}v_p^2 - \frac{2}{3}v_s^2\right] \end{aligned} \tag{2.10}$$

mit μ = mittlere Anzahl der Kornkontakte
R = Kugelradius.

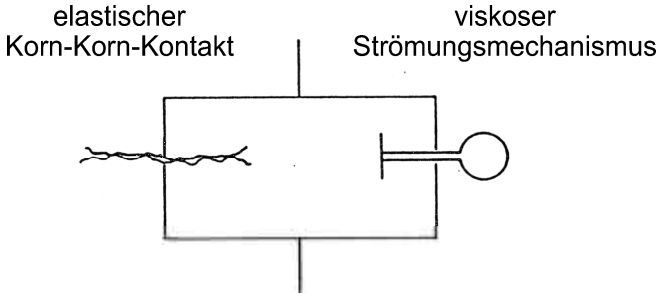

Abbildung 2.4: Modellvorstellung, nach Schütt (1992).

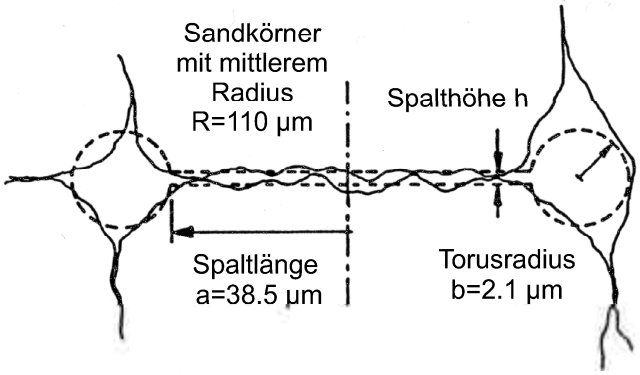

Abbildung 2.5: Annäherung der Mikrostruktur, nach Schütt (1992).

Die Flüssigkeit im Spalt führt zu einem frequenzabhängigen „local fluid flow“. Dieser stellt das viskose Element dar und führt dazu, daß die im elastischen Fall reelle Größe der Normalfestigkeit k_n komplex (k_n^*) wird. Oberhalb der Relaxationsfrequenz f_R kommt es durch den „local fluid flow“ zu einer Erhöhung der Normalfestigkeit k_n^*. Diese Relaxationsfrequenz hängt sowohl von den Eigenschaften der Flüssigkeit als auch von der Geometrie des Korn-Korn-Kontaktes ab.

Sie berechnet sich nach Moore (1965), in Murphy et al. (1986) zu:

$$f_R = \frac{K_f}{\eta}\left(\frac{h}{a}\right)^n \tag{2.11}$$

mit	η	=	Viskosität der Flüssigkeit
und	K_f	=	Kompressionsmodul der Flüssigkeit
	a, h	=	s. Abbildung
	$\frac{h}{a}$	=	aspect ratio
	n	ϵ	$[1, 3]$, 1 = parallele röhrenförmige Poren.

Die Relaxationsfrequenz ist im Modell von Murphy et al. (1986) nur implizit enthalten. Variiert man bei den Berechnung nach Murphy et al. (1986) das „aspect ratio“ $\frac{h}{a}$, erhält man aus den sich hierbei ergebenden f_R ein n von 2.4.

2.10 Berücksichtigung der Sättigungsabhängigkeit in dem „local-fluid-flow"-Modell

Bei Teilsättigung wird zunächst der Spalt mit der Flüssigkeit mit dem Kompressionsmodul K_f aufgefüllt. Die effektive Spaltlänge nimmt mit zunehmender Sättigung zu. Ist der Spalt gefüllt, so wird für die Füllung des Toruses mit der Flüssigkeit ein mittlerer Kompressionsmodul berechnet, vergleiche Gleichung 2.7.

Auch hier erhält das Gemisch bei nahezu Vollsättigung eine signifikant geringere Kompressibilität, wodurch hier die P- **und** S- Wellengeschwindigkeit geringfügig zunehmen. Da der Torus als starr angenommen wird, kann auch bei Vollsättigung noch „local fluid flow" stattfinden, und die Dämpfung verschwindet nicht. Werden die Geschwindigkeiten und Dämpfungen nach

$$\begin{aligned} \rho_t v_p^2 &= \frac{3\mu}{20\pi R}\left[k_n^* + \frac{2}{3}k_t\right] &&= K_b + \frac{4}{3}N \\ \rho_t v_s^2 &= \frac{\mu}{20\pi R}\left[k_n^* + \frac{3}{2}k_t\right] &&= N \end{aligned} \tag{2.12}$$

berechnet, so ist in diesem Modell der Gassmanneffekt nicht enthalten. Wird dagegen mit den komplexen Moduli N und K_b der Modul K_g nach Gassmann (Gleichung 2.5) berechnet, und hieraus die Geschwindigkeit v_p und die Dämpfung $1/Q$ der P-Welle, so erhält man bei Vollsättigung auch hier eine höhere Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Abnahme der Dämpfung (Abbildung 2.6). Auch hier ist die sättigungsabhängige Berechnung der Dichte und des Kompressionsmoduls zur Beschreibung eines Gas-Wasser-Gemisches in den Poren möglich.

2.11 Verbindungen zwischen „local" und „global fluid flow"

In den Arbeiten von z.B. Mörig (1993), Schütt (1992), Wulff (1996), Parra (1997), Diallo (2000), wurde schon die Gültigkeit der beiden besprochenen Modelle und die Abhängigkeit der Relaxationsfrequenz von verschiedenen physikalischen Parametern der Sätttigungsflüssigkeit und der Gesteinsmatrix beschrieben. Daher wird an dieser Stelle nicht separat darauf eingegangen. Die Unterschiede werden in Kapitel 3.5 bei der Vorstellung des neuen Modelles bzw. in Kapitel 6.3 bei der Beschreibbarkeit der Druckabhängigkeit erläutert. Verschiedene Autoren konnten ihre Messungen nur mit einem verknüpften Modell beschreiben. So zum Beispiel Mavko und Noelen-Hoeksema (1994), Yamamoto (1995), Wulff (1996), Parra (1997).

2.11.1 Phänomenologisches Modell

Wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben, beziehen Mavko und Jizba (1991) und Mavko und Noelen-Hoeksema (1994) den „local fluid flow" phänomenologisch in den „global fluid flow" ein. Sie gehen davon aus, daß sich zuerst kleine Spalte mit Flüssigkeit füllen und dadurch die Gesteinsmatrix fester wird. Den hierfür in frage kommenden Porenraum („soft porosity") bestimmen sie aus druckabhängigen Messungen; aus den Geschwindigkeitsänderungen der trockenen Probe schätzten sie die Porositätsänderung ab. Bei höheren Drücken sind die „soft pores" geschlossen. Die Beeinflußung der Scherwellen durch den „local fluid flow" erhalten

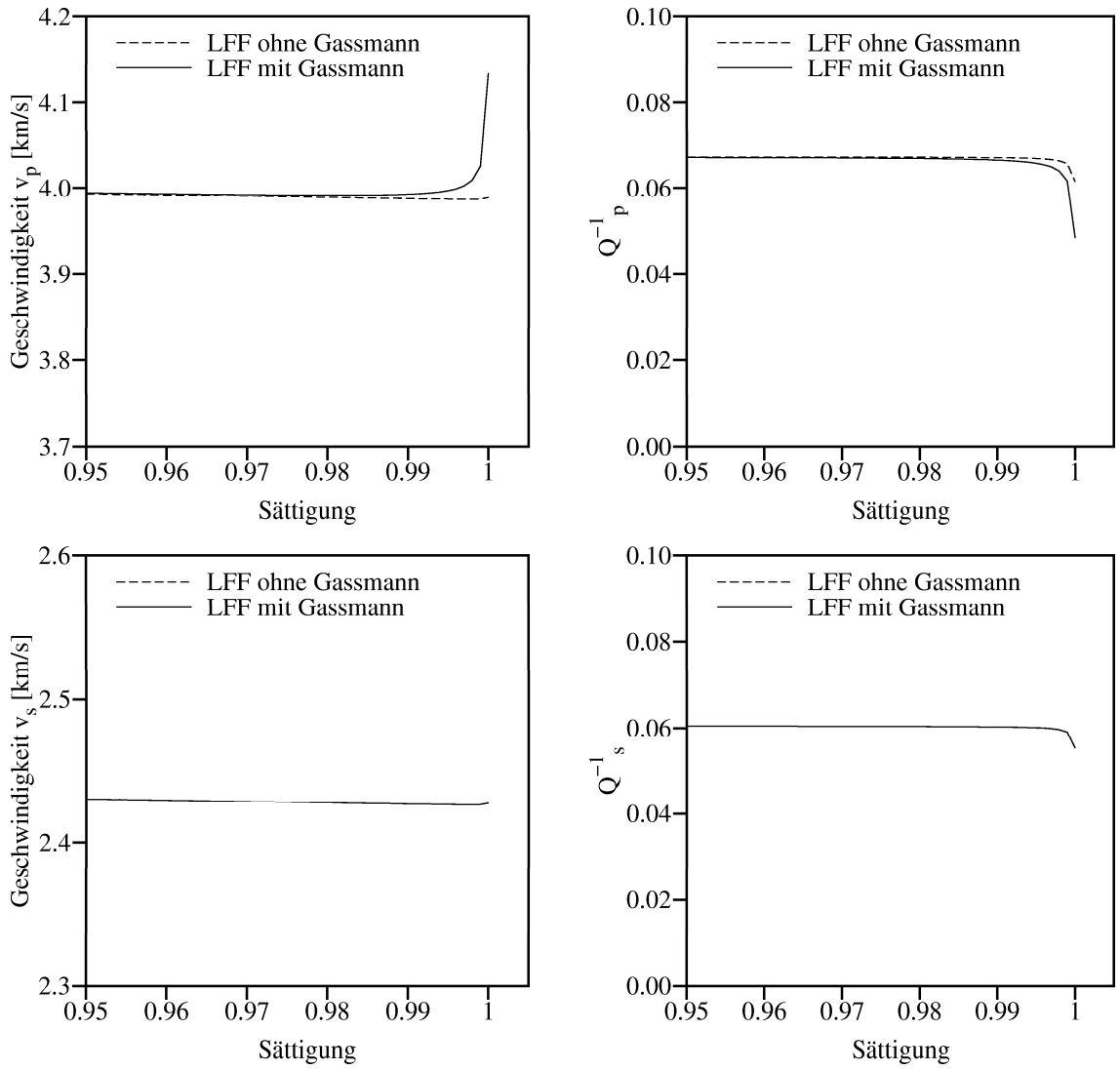

Abbildung 2.6: Vergleich der sättigungsabhängigen Geschwindigkeiten und Dämpfungen des Modells von Murphy (LFF) berechnet ohne und mit Berücksichtigung des Gassmann-Effektes bei 1MHz. Sättigungfluid: Wasser ohne Modulreduktion. Die restlichen Parameter sind in Tabelle 3.1 (S. 40) zu finden.

Mavko und Jizba (1991) durch Betrachtungen der Porenwasserdruckverhältnisse in einer „soft-stiff“-Porenverteilung bei hydrostatischen Druckbedingungen:

$$\left(\frac{1}{N_{ps}} - \frac{1}{N_{dry}}\right) = \frac{4}{15}\left(\frac{1}{K_{ps}} - \frac{1}{K_{dry}}\right) \tag{2.13}$$

mit

K_{dry}, K_{ps}, = Kompressionsmodul des trockenen bzw. durch LFF („local-fluid-flow“) beeinflußten Gesteins

N_{dry}, N_{ps} = Schermodul des trockenen bzw. durch LFF beeinflußten Gesteins.

2.11.2 „Biot-squirt-flow“

Dvorkin und Nur (1993) lassen in ihrem BISQ-Modell zur Verknüpfung der beiden Fließarten neben der Bewegung des Fluids parallel zur Ausbreitungsrichtung („global fluid flow“) auch eine Bewegung senkrecht dazu („squirt flow“) zu.

Sie legten ihrer Theorie ein Differentialgleichungssystem von Biot (1941) zugrunde. Dieses verbindet die Verschiebungen der Matrix und der Flüssigkeit mit den elastischen Eigenschaften der Matrix und dem Porenwasserdruck p. Diesen Druck berechnen Dvorkin und Nur (1993) unter folgenden Annahmen:

1. Zur Einbeziehung des „squirt flow“ sind Flüssigkeits- und Matrixbewegungen senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung (r-Richtung, mit Verschiebung U_r bzw. u_r) möglich.
2. Der Wasser-Druck auf der Oberfläche eines Zylinders mit dem Radius $r = R$ ist konstant (gleich null). Der Radius R wird die charakteristische „squirt-flow“-Länge genannt.
3. Der Porenwasserdruck p geht nur gemittelt über die Richtung r (tangential zur Wellenausbreitung) in die Wellenausbreitung ein.

In ihren Rechnungen spielt der Faktor F, der wie folgt definiert ist,

$$\frac{1}{F} = (1 - \phi - \frac{K_b}{K_s})\frac{1}{\phi K_s} + \frac{1}{K_f} \tag{2.14}$$

eine wichtige Rolle. Der Faktor ϕF beschreibt nach Parra (1997) die Kompressibilität unter undrainierten Bedingungen. Die Annahmen (1) - (3) ergeben, daß der Faktor F um einen frequenzabhängigen Term korrigiert werden muß (F_{sq}).

Wird nicht dieses frequenzabhängige F_{sq}, sondern F in den Berechnungen verwendet, so erhält man die Lösungen der Biotschen Gleichungen ohne „squirt flow“ und ohne Turbulenz. Dies bedeutet, daß sich durch den „squirt flow“ die Kompressibilität unter undrainierten Bedingungen verändert. Parra (1997) erhält auf anderem Wege eine Lösung, die der von Dvorkin und Nur (1993) entspricht. Wie zum Beispiel in Parra (1997) und Diallo (2000) dargestellt, ist die Abhängigkeit der Relaxationsfrequenz von der Viskosität der Flüssigkeit η und der Permeabilität κ der des „global-fluid-flow“-Modelles von Biot entgegengesetzt und entspricht der des „local-fluid-flow“-Modelles von Murphy et al. (1986).

In dem BISQ-Modell werden bereits durch den Ansatz, daß nur die Kompressionswellen betrachtet werden, die Scherwellen nicht durch den „local fluid flow“ beeinflußt. In einer späteren Arbeit (Dvorkin et al., 1995) wird der Einfluß auf die Scherwellen dadurch miteinbezogen, daß der Zusammenhang zwischen Scher- und Kompressionsmodul aus Mavko und Jizba (1991) verwendet wird.

2.12 Experimentelle und theoretische Arbeiten zur Beschreibung der Druckabhängigkeit

In der geophysikalischen Literatur gibt es zum Thema Druckabhängigkeit der seismischen Attribute von Gesteinen schon viele Arbeiten. In Wulff (1995) sind viele Ergebnisse ausführlich zitiert. An dieser Stelle seien daher die Schlußfolgerungen aus diesen Arbeiten zusammengefaßt, um anschließend neuere Daten vorzustellen und verstärkt auf die Messung und Interpretation der S-Wellen einzugehen. In verschiedenen Arbeiten (King, 1966, Gregory et. al., 1976, Gregory, 1979, Toksöz et al., 1979, Winkler, 1983, 1985, 1986) ist nachzulesen, daß P- und S-Wellen auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck ein unterschiedliches sättigungs- und frequenzabhängiges Verhalten zeigen. Verschiedene Autoren (King, 1966, Gregory et al. 1976, Toksöz et al. 1979, 1980, Freund, 1992) gehen davon aus, daß bei erhöhtem effektivem hydrostatischem Druck das Verhalten nicht mehr durch die Mikrorissigkeit beeinflußt wird, sondern nur noch durch makroskopischen „fluid-flow“. Andere Autoren dagegen (Winkler und Nur, 1976, 1982, Winkler, 1983, 1985, 1986, Murphy et al. 1986, Mavko und Jizba, 1991, Mavko und Nolen-Hoeksema, 1994) erklären ihre Messungen auch mit teilweiser Rißschließung, stellen aber fest, daß auch unter erhöhten Druckbedingungen noch Risse im Gestein vorhanden sind, da nur hierdurch die Meßergebnisse erklärbar sind.

2.12.1 Zur Definition des Drucks

Bei Druck[8] ist zu unterscheiden zwischen dem Umgebungsdruck P_c und dem effektiven Druck P_e, welcher auf die Gesteinsmatrix wirkt. Der Porendruck p, welcher in der Porenflüssigkeit herrscht, führt zur Verminderung des effektiven hydrostatischen Drucks (Kümpel, 1989):

$$P_e = P_c - \alpha\, p \tag{2.15}$$

In Gleichung 2.15 bezeichnet α den Koeffizient des effektiven Drucks:

$$\alpha \;=\; 1 - \frac{K_b}{K_s} \tag{2.16}$$

Kümpel (1989) gibt den Geltungsbereich nach Schiffmann (1970) an:

$$\begin{array}{lcll} \alpha & \epsilon & [1,\phi] & \text{bzw.} \\ \alpha & = & \phi & \text{wenn Gesamtvolumen unabhängig von p} \end{array} \tag{2.17}$$

Sind Gesteine vollgesättigt, so wird der Umgebungsdruck zumindest zum Teil durch den Porendruck aufgehoben, der effektive hydrostatische Druck ist hierdurch geringer. Bei trockenen Gesteinen sind der (äussere) Umgebungsdruck und der effektive Druck identisch. Auch bei teilgesättigten Gesteinen kann davon ausgegangen werden, daß aufgrund der Kompressibilität des im Gestein befindlichen Gases, der Porenwasserdruck verschwindend klein ist, und der äussere und der effektive Druck identisch sind (siehe auch Wulff, 1995).

[8] Soweit nicht anders vermerkt, wird im Rahmen dieser Arbeit der Begriff Druck für hydrostatischen (=allseitiger) Druck verwendet.

2.12.2 Experimentelle Befunde

Schön (1983) stellt verschiedene druckabhängige Messungen an einem Gestein bei Be- und Entlastung vor, z. B. Messungen von Lebedev und Koriniec (1967) an Diabas und Porphyrit. Hier ist bis zu einem Druck von 2,3 MPa eine Hysterese der Geschwindigkeiten zu beobachten: Die Geschwindigkeiten bei Belastung liegen unter der bei Entlastung.

Yu et al. (1993) untersuchten die Druckabhängigkeit gering poröser permischer Kohlen. Die Messungen der P- und S-Wellen wurden separat vorgenommen. Die Geschwindigkeit der P-Wellen liegt bei Vollsättigung deutlich (23%) über der in der luftgetrockneten Probe, bei 40 MPa ist diese Unterschied etwas geringer, bei Scherwellen ist die Geschwindigkeit im vollgesättigten Gestein immer geringfügig kleiner (1,5%) als die Geschwindigkeit im trockenen Gestein. Der Kurvenverlauf ist nur versetzt, die Differenz verändert sich nicht. Die Dämpfung der P-Wellen im trockenen Gestein nimmt bis zu einem Druck von 30 MPa ab, die stets kleinere Dämpfung im vollgesättigten Gestein ist dagegen konstant. Bei den S-Wellen ist die Dämpfung im vollgesättigten Gestein größer und nimmt in beiden Fällen mit dem Druck ab.

Tao et al. (1995) führten Messungen von v_p und v_s im Ultraschallbereich (0.3 - 0.8 MHz) an zwei verschiedenen tonarmen Sandsteinen (jeweils vakuumtrocken und mit Salzwasser gesättigt) bei 5 bis 60 Mpa durch. Bei den vollgesättigten Proben wurden im allgemeinen geringere S-Wellen-Geschwindigkeiten als im trockenen Gestein gemessen (bei einer Probe ist dies erst bei höheren Drücken (> 13 MPa) der Fall). Die Geschwindigkeit der P-Wellen im vollgesättigten Gestein liegt über der in den trockenen Proben gemessenen. Die Differenz nimmt mit zunehmendem Druck ab. Für die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten nehmen sie eine logarithmische Abnahme mit dem Druck an. Das v_p/v_s-Verhältnis nimmt für die trockenen Proben von 1,5 auf 1,55 -1,60 zu. Bei Vollsättigung der Proben steigt das Verhältnis auf 1,7 bis 2,0 (letzteres für eine sehr hochporöse Probe), und nimmt mit dem Druck ab. Bei den niederporösen Gesteinen erhöht sich das v_p/v_s-Verhältnis durch die Sättigung druckunabhängig.

Wulff (1995) führte Ultraschallmessungen mit P-Wellen (300 kHz - 1,7 MHz) bei hydrostatischem Druck bis 220 MPa an Oberkirchner Sandstein bei unterschiedlichen Sättigungsgraden mit verschiedenen Saturanden (Wasser, Cyclohexan, flüssiges und festes Paraffin) durch. Diese Messungen zeigten, daß bei allen Saturanden die gemessene Erhöhung der Geschwindigkeiten bei geringem einaxialem Druck (26 MPa) auch noch bei 200 MPa festzustellen ist. Die Geschwindigkeiten in den flüssigkeitsgesättigten Proben nähern sich in ihrem Verhalten nicht der in der trockenen Probe gemessenen an und auch unter Maximaldruck wird noch eine erhöhte Dämpfung beobachtet. Lediglich bei der mit festem Paraffin gesättigten Probe stimmt die gemessene Dämpfung mit der der trockenen Probe überein. Diese erhöhten Geschwindigkeiten bei gleichzeitig erhöhter Dämpfung auch unter hohem Druck lassen nach Wulff (1995) den Schluß zu, daß Mikrorisse nicht geschlossen werden.

Um die Bedeutung der Mikro- und Makrostruktur für die seismischen Geschwindigkeiten besser zu erfassen, veränderte Wulff (1995) künstlich die Gesteinsstruktur durch thermisches

„cracken“. Die thermische Veränderung des Gesteins führt zu einer Geschwindigkeitserniedrigung, welche auch unter erhöhtem Druck erhalten bleibt. Beim „cracken“ werden die makroskopischen Parameter wie Porosität und Permeabilität geringfügig[9] erhöht; aber die Ultraschallmessungen an mit Wasser teilgesättigten Proben zeigten, daß die Veränderung des Gesteins zu einer deutlichen Erhöhung der „fluid-flow“-Effekte führt, die auch noch unter erhöhtem Druck beobachtet werden können.

Dvorkin et al. (1996) stellen Messungen von verschiedenen Autoren vor. Bei diesen Daten zeigt sich, daß niederporöse Gesteine eine große Variabiliät in der Druckabhängigkeit zeigen, hochporöse Gesteine dagegen weniger.

Prasad und Manghnani (1997) führten druckabhängige Messungen bis 40 MPA an Michigan und Berea Sandstein jeweils in zwei Richtungen durch. Die Änderung der Geschwindigkeiten ist schon bei niedrigeren Drücken (15 MPa) konstant, wogegen die Dämpfungen bei diesen Drücken noch abnehmen.

Best et al. (1997) stellen Labormessungen der Geschwindigkeiten und Dämpfungen von P-Wellen als Funktion des effektiven Drucks (bis 60 MPa) an Proben aus Kalkstein, Tonstein und Sandstein aus Bohrungen vor. Die Geschwindigkeiten und Dämpfungen der Sandsteine zeigen die stärkste Druckabhängigkeit. Die Ergebnisse deuten an, daß die Sandsteine mit Mikrorissen an den Korn-Korn-Kontakten durchdrungen sind, welche in dramatischer Weise die Dämpfung beeinflussen.

Messungen von Best (1997) zeigen, daß die $1/Q_p$- und $1/Q_s$-Faktoren mit dem Druck abnehmen, die Faktoren der anderen Gesteine zeigen dagegen einen vernachlässigbar geringen Anstieg, sind aber auch bei maximalem Druck vom Tongehalt abhängig. Zum Teil wird sogar eine Zunahme von $1/Q_p$ festgestellt. Bei seinen Messungen an wassergesättigten Sandsteinen nimmt das Q_s/Q_p-Verhältnis mit dem Druck zu, das v_p/v_s-Verhältnis bleibt nahezu konstant bzw. nimmt ab.

King et al. (2000) stellen sättigungsabhängige Messung mit Salzwasser bei erhöhtem hydrostatischem Druck (40 MPa) an acht verschiedenen Sandsteinen vor. Die Porosität der Proben variiert[10] zwischen 22-28% und die Permeabilität zwischen 2 und 2600 mD. Die mittleren Sättigungsstufen wurden durch Aufsättigung im Wasserdampf erzeugt, die höheren Sättigungsstufen durch Pseudoaufsättigung unter Zuhilfenahme von Unterdruck, wie dies von Cadoret (1995) beschrieben wird. Die P-Wellengeschwindigkeit nimmt für alle Proben zunächst im mittleren Sättigungsbereich gering zu, ab ca. 70-90 % Sättigung ist ein deutlicher Anstieg von 2%- 5% zu beobachten. Die S-Wellengeschwindigkeit nimmt dagegen bei allen Proben über den gesamten Sättigungbereich hinweg ab. Bei höheren Sättigungen ist eine Verstärkung dieser Abnahme festzustellen.

[9] um (5±1)% respektive (28±12)%

[10] Leider ist dem Artikel von King et al. (2000) keine eindeutige Zuordnung zwischen den Meßkurven und den Gesteinseigenschaften zu entnehmen.

2.12.3 Erklärungen der Druckabhängigkeit

Schön (1983) erklärt die bei Be- und Entlastung beobachtete Hysterese der Geschwindigkeiten als verursacht durch Schließung von Rissen. Diese Veränderungen an Spalten und Rissen und ähnlichen Inhomogenitäten sind teilweise irreversibel. In Druckbereichen, in welchen keine Hysterese mehr beobachtet wird, wird das Verhalten der Gesteine durch elastisches Verhalten bestimmt, welches nach Schön (1983) das Verhalten der (gesteinsbildenden) Mineralsubstanz ist.

Mavko und Jizba (1991) beziehen die Effekte des "local fluid flow" durch die Bestimmung von Hochfrequenzmoduli des trockenen Gesteins in die Theorie von Biot (für Vollsättigung) ein. Die Differenz zwischen der höheren Porosität bei geringeren Drücken entspricht in ihrem Modell der Porosität, die für die unrelaxierten Moduli zur Verfügung steht. Daher bestimmen sie den „soft" Porenraum, der für die druckabhängige Einbeziehung der unrelaxierten Moduli der Gesteinsmatrix in Frage kommt, aus der Interpolation der linearen Geschwindigkeitsänderung trockener Gesteine mit dem Druck und der sich daraus ergebenden Porositätsänderung. Der Vergleich gerechneter mit gemessenen P- und S-Wellengeschwindigkeiten ergibt eine gute Übereinstimmung für niedrige Drücke, bei höheren Drücken wird die Geschwindigkeit unterschätzt. Insbesondere ist dies für den Fontainebleau Sandstein der Fall, bei dem nach der Ansicht der Autoren auch unter erhöhtem Druck noch „non Biot" bzw. „local flow" auftritt. Sie führen als Vorteil ihres Modelles an, keine „aspect ratios" etc. bestimmen oder annehmen zu müssen.

Yu et al. (1993) erklären ihre gemessenen Geschwindigkeiten qualitativ mit Gassmann bzw. Biot. Die Druckabhängigkeit ihrer Daten erklärten sie mit der Porositäts- und damit Dichteänderung. Bei der Erklärung der Dämpfung gehen sie davon aus, daß vermutlich nicht nur ein sondern mehrere Mechanismen wirken: Geometrische Effekte und Reibung an Rißoberflächen, deren Zahl mit dem Druck abnimmt. Den Rest der Dämpfung erklären sie als evtl. verursacht durch „noncompliant" Porenraum, Feinstruktur und „solid viscosity factors", die vom hydrostatischem Druck unbeeinflußt sind. Da die $1/Q$-Werte für P-Wellen langsamer mit dem Druck abnehmen als die der S-Wellen, nehmen Yu et al. (1993) an, daß für die beiden Wellentypen unterschiedliche Mechanismen für die Dämpfung verantwortlich sind. Einen durch Wasser veränderten Reibungsmechanismus in Spalten erklären sie als für die P-Wellendämpfung verantwortlich. Bei Erhöhung des Drucks verringert sich die Sättigung durch Schließung der Mikrorisse, die Reibungverluste werden hierdurch geringer. Die S-Wellendämpfung ist beeinflußt durch die Sättigung, da das Wasser den Reibungskoeffizienten herabsetzt und dadurch zu einer Erhöhung der Dämpfung führt. Bei Druckerhöhung wird zwar der Reibungskoeffizient wieder erhöht, jedoch bleibt noch Wasser an den Rißoberflächen adsorbiert und die Dämpfung bleibt somit erhöht. Die Messungen an Proben, die bezüglich der Schichtung mit unterschiedlichen Richtungen entnommen wurden, ergaben auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch unterschiedliche Werte. Hieraus schließen sie, daß die Druckabhängigkeit hauptsächlich durch nicht orientierte Risse verursacht ist.

Mavko und Nolen-Hoeksema (1994) erweitern die Theorie von Mavko und Jizba auf Par-

tialsättigung unter Verwendung des „gas-pocket“-Modells (siehe auch Kapitel 2.5) und der sukzessiven Auffüllung der „soft pores“ bei Sättigung. Mit ihrem Modell gelingt die Anpassung der Messungen von Murphy (1982) an Massilon Sandstein für hohe Drücke, wogegen für geringe Drücke die Geschwindigkeit überschätzt wird.

Wulff (1995) schließt aus ihren Messungen, daß festes Paraffin im Gegensatz zu flüssigem Paraffin und Cyclohexan keine „local-fluid-flow“-Effekte zeigt. Die Messungen an mit flüssigem Paraffin und Cyclohexan gesättigtem Gestein modellierte sie mit den „fluid-flow“-Modellen von Biot (1956) und Murphy et al. (1986). Diese Modellierungen ergeben, daß das „global-fluid-flow“-Modell sowohl bei v_p als auch $1/Q_p$ zu geringe Änderungseffekte ergibt. Die Geschwindigkeiten der P-Welle in teilgesättigtem Gestein kann sie mit dem „local-fluid-flow“-Modell erklären. Hierbei geht sie von einer logarithmischen Abnahme der Spaltdichte bei Zunahme des Drucks aus. Die Geschwindigkeiten im vollgesättigten Gestein kann sie mit konstanter Rißdichte erklären. Für die Modellierungen der Messungen an mit Wasser gesättigtem Gestein verwendet sie hierbei dasselbe druckabhängige Modelle wie bei unpolaren Saturanden und führt eine exponentiell mit dem Druck abnehmende Modulreduktion ein. Mit diesem Modell kann sie die Messungen an mit 15% Wasser gesättigtem Obernkirchner Sandstein anpassen. Die Modellierungen mit dem „local-fluid-flow“-Modell ergeben zu große Dämpfungen, die aber mit dem Kurvenverlauf der gemessenen Werte übereinstimmen. Zur richtigen Wiedergabe der Daten mit 100% Wassersättigung muß sie den „global fluid flow“ berücksichtigen und die Rißdichte konstant halten. Da bei erhöhtem Druck unterschiedliche Fluide zu unterschiedlichen elastischen und anelastischen Eigenschaften führen, schließt Wulff, daß auch bei erhöhtem Druck noch Risse und Spalten im Gestein vorhanden sein müssen. Ihre Modellierungen des „gecrackten“ Gesteins ergeben, daß auch unter erhöhtem Druck noch eine erhöhte Rißdichte erhalten bleibt. Dies bedeutet, daß Mechanismen, in welche nur makroskopische Parameter eingehen, die physikalischen Vorgänge bei der Ultraschallausbreitung auch unter erhöhten hydrostatischen Drücken nur unzureichend beschreiben.

Auch Wulff und Burkhardt (1996, 1997) heben hervor, daß die Mikrostruktur auch bei erhöhtem hydrostatischem Druck für die frequenzabhängigen Effekte sowie für den Betrag der seismischen Geschwindigkeiten wichtig ist.

Tao et al. (1995) werten ihre Messungen an trockenem Gestein mit dem, die Streuung beschreibenden, MIT-Modell (nach Kuster und Toksöz, 1974, Cheng und Toksöz 1979) aus. Die Messungen an vollgesättigtem Gestein modellieren sie mit dem „global-fluid-flow“-Modell unter Berücksichtigung der Permeabilitätsänderungen mit dem Druck und den Ergebnissen aus den Modellierungen mit dem MIT-Modell. Die gemessene Dämpfung wird damit unterschätzt. Sie sehen die Porenstruktur in den Sandsteinen als den wichtigsten die seismischen Eigenschaften beeinflussenden Parameter an und kommen zum Schluß, daß Reibung zwischen dünnen Rissen und Korn-Korn-Grenzen („viscos shear relaxation“) und „global fluid flow“ bei geringen Drücken und den hier verwendeten Frequenzen die dominanten Dämpfungsmechanismen für trockene und salzwassergesättigte Sandsteine sind. Allerdings könnte bei moderaten effektiven Spannungen für die Dämpfung der S-Wellen abhängig von der Porenstruktur der Proben

auch Flüssigkeitsfluß eine wichtige Rolle spielen. Bei der hochporösen Probe ziehen Tao et al. aus dem v_p/v_s-Verhältnis den Schluß, daß die Probe unkonsolidiert ist.

Vernik (1996) interpretiert den hohen Gradienten des Geschwindigkeitsanstiegs bei kleinen Spannungen, gefolgt von einer gekennzeichneten "Einebnung" der Kurve mit weiterer Belastung (an quarzreichen Sandsteinen) als Mikrorißschließung.

Die Arbeiten von Dvorkin et al. (1996) verfolgen das Ziel, das Gesteinsverhalten aus der Messung bei einer Druckstufe zu berechnen. Sie erklären Messungen der P- und S-Wellengeschwindigkeit in trockem und vollgesättigten Gestein nach Coyner (1984):
Die Erklärung mit der Theorie von Gassmann (1951) versagt, auch kann der Kurvenverlauf nicht richtig wiedergegeben werden. Daher unterscheiden sie zwischen einem „stiff solid" ($\phi = 0$) und einem „soft (cracked) solid" ($\phi \approx 0$). Sie berechnen die Module in Abhängigkeit der Porosität ϕ und einer kritischen Porosität ϕ_c, bei der der gemessene Elastizitätsmodul M verschwindet . Sie schätzen die untere und obere Grenzen für die Druckabhängigkeit unter Zugrundelegung von unterschiedlichen Werten für „stiff" und „soft solids" ab und kommen zur Erkenntnis, daß auch bei höheren Drücken noch Mikrorisse in den Gesteinen vorhanden sein müssen, die das druckabhängige Verhalten stark beeinflussen und zu einer großen Variabilität des Verhaltens führen, was noch weiter zu untersuchen ist.

Prasad und Manghnani (1997) beschreiben die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten und Dämpfungen mit

$$v_p^2 = A + BP_d + Ce^{-P_d/D} \text{ bzw. } Q_p^2 = A^* + B^*P_d + C^*e^{-P_d/D^*}$$

Das unterschiedliche Verhalten der Druckabhängigkeit der zwei Gesteine erklären sie phänomenologisch mit unterschiedlichen Korn-Korn-Kontakt-Bereichen in den Sandsteinen.

Durch den Vergleich der Ergebnisse ihrer Messungen mit dem Tongehalt der Proben, kommen Best et al. (1997) und Best (1997) zum Schluß, daß bei geringen Drücken „microcrack squirt flow" der dominante Dämpfungsmechanismus ist und bei höheren Drücken verstärkt sogenannter „clay squirt flow" das seismische Verhalten der Gesteine beschreibt. Sie geben an, daß sich organische Substanz ähnlich wie andere komprimierbare Matrix-Minerale, wie zum Beispiel Ton und Schluff, verhält und auch bei hohem Druck zu einer hohen Dämpfung führt. Die gleichzeitige Betrachtung der v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse in Abhängigkeit vom Druck liefert eine Unterscheidungsmöglichkeit für Gesteine mit und ohne Tongehalt, auch Sandsteine ohne und mit Mikrorissen können unterschieden werden. Nimmt man an, daß die Veränderung der Verhältnisse (Verringerung von v_p/v_s und Erhöhung von Q_s/Q_p mit dem Druck) einzig und alleine auf die Schließung von Mikrorissen zurückzuführen ist, so führt die Anwesenheit von komprimierbarem Material zu einer signifikanten Erhöhung des v_p/v_s-Verhältnisses und zu einer mässigen Erhöhung des Q_s/Q_p-Verhältnisses.

King et al. (2000) mitteln zwischen den Messungen an acht verschiedenen Proben und erhalten so eine mittlere Sättigungsabhängigkeit. Um die Modulreduktion berücksichtigen zu können, bestimmen King et al. (2000) bei 10-20 MPa an einigen Proben mit geringem Tongehalt die Geschwindigkeiten bei sehr kleinen Sättigungstufen (max 7%). Mit diesen Moduli der „trockenen"

Probe berechnen sie nach Biot-Gassmann die obere Grenze der Sättigungsabängigkeit, mit „gas-pockets“ nach Mavko und Mukeri (1998) die theoretische Sättigungsabhängigkeit. Bei geringeren hydrostatischen Drücken erhalten sie größere Differenzen zwischen den Daten und dem Modell, diese interpretieren sie als den Einfluß von „local fluid flow“ in nachgiebigen Poren. Für mittlere Sättigungen gelingt bei 40 MPa die Anpassung sowohl der P- als auch der S- Wellengeschwindigkeiten im Rahmen der von King et al. (2000) angegebenen Fehlerbalken. Lediglich für Vollsättigung liegen die gemessenen P-Wellengeschwindigkeiten oberhalb und die gemessenen S-Wellengeschwindigkeiten unterhalb der Vorhergesagten. King et al. (2000) schließen aus ihren Messungen, daß Biot-Gassmann-Domenico mit „gas-pockets“ im Gestein in der Lage ist, bei höheren Drücken die Sättigungsabhängigkeit zu beschreiben, hier der Einfluß des „local fluid flow“ also vernachlässigbar ist. Ob jedoch dieses Modell tatsächlich die Verteilung des Wassers in den Poren und die damit verbundenen Fließvorgänge wiedergibt, ist fraglich. Erstens sollte das Biot-Gassmann-Domenico Modell für Vollsättigung die beste Anpassung liefern, da hier die Verteilung des Wassers in den Poren nicht von Belang ist. Bei geringeren Sättigungen wäre eine Überschätzung der gemessenen Daten durch das „gas-pocket“-Modell dadurch zu erklären, daß die Verteilung der Porenfüllung bei der von ihnen verwendeten Art der Sättigung nicht fleckenartig ist, sondern vielmehr eine homogene Verteilung vorliegt und damit also eher die untere Grenze des Biot-Gassmann-Modelles gültig ist, siehe auch Kapitel 2.5. Zweitens spricht der höhere Anstieg bei Sättigungsstufen von mehr als 80% eher für eine homogene Verteilung des Gas-Wasser-Gemisches, verbunden mit der Vollsättigung von dünnen Poren bei höheren Sättigungsstufen, wie dies auch die Untersuchungen von Knight und Noelen-Hoeksma (1990) implizieren.

Kapitel 3

Neues Modell: „local global fluid flow“

Wie in Kapitel 2.11 beschrieben, zeigen verschiedene Arbeiten, daß zur Erklärung von Ultraschallmessungen an Sandsteinen ein einzelner Relaxationsmechanismus nicht ausreichend ist. Wie in den Kapiteln 2.11.2 und 2.11.1 gezeigt wurde, beschreiben bisherige kombinierte Modelle aber entweder nur die Veränderung der P-Welle durch den „squirt flow“ (Dvorkin und Nur, 1993) oder aber der „local fluid flow“ wird nur phänomenologisch in der Hochfrequenznäherung miteinbezogen (Mavko und Noelen-Hoeksema, 1994). Aus diesem Grunde wurde ein neues Gesteinsmodell entwickelt, welches beide Fließarten gleichzeitig beinhaltet und die Struktur des Sandsteines berücksichtigt.

Die vorhandenen Gesteinsmodelle gehen davon aus, daß die Gerüstmoduli durch den „local fluid flow“ verändert werden. Diese Idee wurde aufgegriffen und verfeinert: Die komplexen, frequenzabhängigen Elastizitätsmoduli K_{LFF} und N_{LFF} der teilgesättigten Gesteinsmatrix nach dem Modell von Murphy et. al. (1986) werden in einem ersten Schritt berechnet. Diese, durch lokale Vorgänge beinflußten Moduli, werden anstelle der frequenzunabhängigen Größen K_b und N verwendet, um die Gesteinsmatrix zu beschreiben. Hiermit werden die Gleichungen, welche die globalen Fließbewegungen beschreiben, in Analogie zu Biot (1956a, siehe auch Anhang A) gelöst. Durch diese Vorgehensweise kann mit dem neuen Modell sowohl die Frequenzabhängigkeit der Kompressions- und der Scherwelle von dem „local fluid flow“ als auch die des „global fluid flow“ beschrieben werden. Auch der Gassmanneffekt ist in dem neuen Modell enthalten. Der Einfluß der Turbulenz auf den „global fluid flow“ wird aufgrund der Betrachtungen in Kapitel 2.7 vernachlässigt.

3.1 Scherwelle

Die Differentialgleichungen für die S-Welle ohne Turbulenz nach Biot (1956a) lauten unter Berücksichtigung des Schermoduls N_{LFF} aus der Berechnung nach Murphy (1986):

$$\begin{aligned} \nabla^2\vec{\omega} &= \frac{1}{N_{LFF}}\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}\vec{\omega}+\rho_{12}\vec{\Omega}) + b\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega}) \\ 0 &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}\vec{\omega}+\rho_{22}\vec{\Omega}) - b\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega})\,, \\ \text{mit} \qquad b &= \frac{\eta\phi^2}{\kappa} \\ \text{und} \qquad \rho_{12} &= (1-\alpha')\phi\rho_{fg} \\ \rho_{11} &= (1-\phi)\rho_s - \rho_{12} \\ \rho_{22} &= \phi\rho_{fg} - \rho_{12} \\ \alpha' &= 1 \text{ bis } 3 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Ergänzende Ausführungen zur Dichte des Flüssigkeitsgasgemisches ρ_{fg} in dem neuen Modell sind Kapitel 3.3 zu entnehmen. Die Größen η, ϕ, κ wurden in Gleichung 2.9 definiert.

Nach Einsetzen des Ansatzes für eine ebene Welle

$$\begin{aligned} \vec{\omega} &= \vec{C_1}\exp[i(lx+2\pi ft)] &&= \text{rot } \vec{u} \\ \vec{\Omega} &= \vec{C_2}\exp[i(lx+2\pi ft)] &&= \text{rot } \vec{U} \\ \text{mit } l &= l_r + il_i && \text{Wellenzahl} \\ f &= && \text{Frequenz der Welle} \\ \vec{u} &= (u_x,\, u_y,\, u_z)^T &&= \text{mittlere Verschiebung des Festkörpers} \\ \vec{U} &= (U_x,\, U_y,\, U_z)^T &&= \text{mittlere Verschiebung der Flüssigkeit} \end{aligned} \tag{3.2}$$

in Gleichung 3.1 und Elimination der Konstanten C_1 und C_2 findet man folgende Beziehung:

$$\frac{(l_r+il_i)^2}{(2\pi f)^2} = \frac{(E_r - iE_i)\rho}{N_{LFF}} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } E_r &= \frac{1+\gamma_{22}\frac{\gamma_{11}\gamma_{22}-\gamma_{12}^2}{(\gamma_{12}+\gamma_{22})^2}\left(\frac{f}{f_c}\right)^2}{1+\left(\frac{\gamma_{22}}{\gamma_{12}+\gamma_{22}}\right)^2\left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \\ E_i &= \frac{(\gamma_{22}+\gamma_{12})\left(\frac{f}{f_c}\right)}{1+\left(\frac{\gamma_{22}}{\gamma_{12}+\gamma_{22}}\right)^2\left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \\ \frac{f}{f_c} &= \frac{2\pi f\rho(\gamma_{12}+\gamma_{22})}{b} \\ \gamma_{11} &= \rho_{11}/\rho\,, \quad \gamma_{12} = \rho_{12}/\rho\,, \quad \gamma_{22} = \rho_{22}/\rho \\ \rho &= \rho_{11}+2\rho_{12}+\rho_{22}\,. \end{aligned}$$

Gleichung 3.3 läßt sich auch schreiben als:

$$\begin{aligned} \frac{(l_r + il_i)^2}{(2\pi f)^2} &= (\tilde{E}_r - i\tilde{E}_i) = \frac{\rho}{N_{LGFF}} \\ \text{mit } \tilde{E}_r &= \Re\left(\frac{(E_r - iE_i)\rho}{N_{LFF}}\right) \\ \tilde{E}_i &= -\Im\left(\frac{(E_r - iE_i)\rho}{N_{LFF}}\right). \end{aligned} \tag{3.4}$$

Die Phasengeschwindigkeit v_s und die Dämpfung $1/Q_s$ berechnen sich aus Gleichung 3.4 durch Vergleich der Real- und Imaginärteile:

$$\begin{aligned} v_s &= \frac{2\pi f}{l_r} = \sqrt{\frac{2}{\tilde{E}_b}} \\ \frac{1}{Q_s} &= -2\frac{l_i}{l_r} = -2\frac{\tilde{E}_i}{\tilde{E}_b} \end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } l_r &= 2\pi f\sqrt{\frac{\tilde{E}_b}{2}} \qquad & l_i &= 2\pi f\frac{\tilde{E}_i}{\sqrt{2\tilde{E}_b}} \\ \tilde{E}_b &= \tilde{E}_r + \sqrt{(\tilde{E}_r)^2 + (\tilde{E}_i)^2}\,. \end{aligned} \tag{3.6}$$

3.2 Kompressionswelle

Das Differential-Gleichungssystem für die P-Welle lautet nach Biot (1956a):

$$\begin{aligned} \nabla^2[Pe + Q\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}e + \rho_{12}\epsilon) + b\tfrac{\partial}{\partial t}(e - \epsilon) \\ \nabla^2[Qe + R\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}e + \rho_{22}\epsilon) - b\tfrac{\partial}{\partial t}(e - \epsilon) \\ \text{mit } P, Q, R &= \text{Elastische Konstanten.} \end{aligned} \tag{3.7}$$

Nach Einsetzen des Ansatzes

$$\begin{aligned} e &= C_1 \exp[i(kx + 2\pi ft)] = \text{div } \vec{u} \\ \epsilon &= C_2 \exp[i(kx + 2\pi ft)] = \text{div } \vec{U} \\ \text{mit } k &= k_r + ik_i \end{aligned} \tag{3.8}$$

in Gleichung 3.7 mit $b = 0$ ergibt nach Eliminierung der Konstanten C_1 und C_2 die Bestimmungsgleichung für $y = k^2/(2\pi f)^2$:

$$\begin{aligned} b_1 y^2 - b_2 y + b_3 &= 0 \\ \text{mit} \quad b_1 &= (PR - Q^2) \\ b_2 &= (P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12}) \\ b_3 &= (\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)\,. \end{aligned} \tag{3.9}$$

Damit lauten im Falle der ungedämpften Flüssigkeitsbewegung die reziproken komplexen Geschwindigkeiten $\frac{1}{v^2_{p'1/2}}$ für die P-Welle:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v^2_{p'1}} &= y_1 = \frac{b_2 - h_2}{2b_1} \\ \frac{1}{v^2_{p'2}} &= y_2 = \frac{b_2 + h_2}{2b_1} \end{aligned} \tag{3.10}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad h_2 &= \sqrt{b_2^2 - 4b_1b_3} \\ &= \sqrt{(P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12})^2 - 4(PR - Q^2)(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)}\,. \end{aligned}$$

In der Berechnung der Konstanten Q, R, P bzw. H sind als Moduli K_b und N der Gesteinsmatrix wieder die komplexen Module K_{LFF} und N_{LFF} aus der „local fluid flow“ Berechnung nach Murphy zu nehmen. Die Konstanten sind nach Biot und Willis (1957) wie folgt definiert, siehe auch Anhang A.4:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s})\phi K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi\frac{K_s}{K_f}} \\ R &= \frac{\phi^2 K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi\frac{K_s}{K_f}} \\ P &= \frac{(1-\phi)(1 - \phi - \frac{K_b}{K_s})K_s + \phi\frac{K_s}{K_f}K_b}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi\frac{K_s}{K_f}} + \frac{4}{3}N\,. \end{aligned} \tag{3.11}$$

Mit Hilfe der Lösungen $y_{1/2}$ kann die Differentialgleichung (3.7) mit $b \neq 0$ der Welle mit Viskosität wieder durch einen harmonischen Ansatz und Eliminierung der Konstanten umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} 0 &= b_1y^2 - b_2y + b_3 + \frac{ib}{2\pi f\rho}(y-1) \\ &= y^2 - \left[(y_1 + y_2) - iM\frac{\rho}{H}\right] y + y_1y_2 - i\frac{\rho^2}{H^2} \\ &= \frac{k^4}{(2\pi f)^4} - \left[\frac{1}{v^2_{p'1}} + \frac{1}{v^2_{p'2}} - iM\frac{\rho}{H}\right]\frac{k^2}{(2\pi f)^2} + \frac{1}{v^2_{p'1}}\frac{1}{v^2_{p'2}} - iM\frac{\rho^2}{H^2}\,, \\ \text{mit } M &= \frac{\rho_{12} + \rho_{22}}{(PR - Q^2)}\frac{H^2}{\rho}\frac{f_c}{f} \\ \text{und } H &= P + R + 2Q \\ \Rightarrow H &= \frac{(1 - \frac{K_b}{K_s})\phi K_s}{1 - \phi - \frac{K_b}{K_s} + \phi\frac{K_s}{K_f}} + K_b + \frac{4}{3}N\,. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Die Lösung der Gleichung 3.12 ergibt:

$$\begin{aligned}
\sqrt{y_3} = \frac{(k_r + ik_i)}{(2\pi f)}_1 &= \sqrt{(h_1 - \sqrt{h_3})} = \sqrt{\frac{\rho}{M_{LGFF}}}_1 \\
\sqrt{y_4} = \frac{(k_r + ik_i)}{(2\pi f)}_2 &= \sqrt{(h_1 + \sqrt{h_3})} = \sqrt{\frac{\rho}{M_{LGFF}}}_2 \\
\text{mit } h_1 &= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{v_{p'1}^2} + \frac{1}{v_{p'2}^2} - iM\frac{\rho}{H}\right] \\
h_3 &= (h_1)^2 - \frac{1}{v_{p'1}^2}\frac{1}{v_{p'2}^2} + iM\frac{\rho^2}{H^2} \text{ .und } M_{LGFF} = M
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Aus $\sqrt{y_3}$ bzw. $\sqrt{y_4}$ berechnen sich die gesuchten Geschwindigkeiten und Dämpfungen des „local-global-fluid-flow“ Modelles zu:

$$\begin{aligned}
v_{p1} = \frac{2\pi f}{k_r}_1 &= \frac{1}{\Re(\sqrt{y_3})} \qquad v_{p2} = \frac{2\pi f}{k_r}_2 = \frac{1}{\Re(\sqrt{y_4})} \\
\frac{1}{Q_{p1}} \approx 2\frac{k_i}{k_r}_1 &= 2\,\frac{\Im(\sqrt{y_3})}{\Re(\sqrt{y_3})} \quad \frac{1}{Q_{p2}} \approx 2\frac{k_i}{k_r}_2 = 2\,\frac{\Im(\sqrt{y_4})}{\Re(\sqrt{y_4})}\,.
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Die Zuordnung langsame bzw. schnelle Welle ist in dem neuen Modell nicht mehr eindeutig zu treffen, da die in die Berechnung der Biot'schen Wellen eingehenden Gesteinsparameter jetzt auch frequenzabhängig sind und sich daher die Grössenverhältnisse zwischen $(h_1)^2$ und $\frac{1}{v_{p'1}^2}\frac{1}{v_{p'2}^2} + iM\frac{\rho^2}{H^2}$ umkehren können, und die „zweite“ Lösung die schnelle Welle beschreiben kann.

3.3 Sättigungsabhängigkeit in dem neuen Modell

Für die Berechnung der Sättigungsabhängigkeit in dem neuen Modell wird analog zu Mavko und Noelen-Hoeksema (1994) und Murphy et al. (1986) davon ausgegangen, daß zuerst die Spalten vollgesättigt werden. Das heißt, bei Sättigungen unterhalb des relativen Volumenanteils der Spalten S_s wirkt nur der „local fluid flow“. Für größere Sättigungen wird davon ausgegangen, daß sich zusätzlich die Poren auffüllen. Auch hier sind beide Arten der Sättigung, das Gas-Flüssigkeits-Gemisch und das „gas-pocket“-Modell (s.Kap. 2.8), denkbar. In beiden Fällen wird jedoch bis zur Sättigung S_s das Verhalten nur durch den „local fluid flow“ bestimmt. Dies bedeutet, daß für $S_w < S_s$ die für den „global fluid flow“ verfügbare Sättigung $S_w^* = 0$ gesetzt wird.

Für $S_w > S_s$ setzt sich die Gesamtsättigung S_w aus der Sättigung der Spalte S_s und dem Anteil der Sättigung des Restporenraumes $S_w^*(1 - S_s)$ zusammen:

$$S_w = S_s + S_w^*(1 - S_s)\,, \tag{3.15}$$

Für den Fall eines Gas-Flüssigkeits-Gemisches steht somit zur Berechnung der Module M_{LGFF} und N_{LGFF} ab der Sättigung S_s die Sättigung S_w^* für den „global fluid flow“ zur Verfügung.

Für den Fall des „gas-pocket“-Modelles wird zwischen einem Bereich, dessen Eigenschaften nur durch den „local fluid flow“ beeinflußt wird und einem vollgesättigten Bereich, dessen Eigenschaften durch beide „fluid flow“ Arten bestimmt werden, gemittelt. Die Module werden ab der Sättigung S_s wie folgt berechnet:

Mittelung der Module nach VOIGT:

$$\begin{aligned} M_v &= S_w^* M_{LGFF}(S_w = 1) + (1 - S_w^*) M_{LFF}(S_w = S_s) \\ N_v &= S_w^* N_{LGFF}(S_w = 1) + (1 - S_w^*) N_{LFF}(S_w = S_s)\,, \end{aligned} \tag{3.16}$$

bzw. nach Reuss:

$$\begin{aligned} \frac{1}{M_r} &= \frac{S_w^*}{M_{LGFF}(S_w = 1)} + \frac{(1 - S_w^*)}{M_{LFF}(S_w = S_s)} \\ \frac{1}{N_r} &= \frac{S_w^*}{N_{LGFF}(S_w = 1)} + \frac{(1 - S_w^*)}{N_{LFF}(S_w = S_s)}\,. \end{aligned} \tag{3.17}$$

3.4 Beispiele für die Sättigungsabhängigkeit

In Abbildung 3.1 sind die mit dem neuen Modell („global fluid flow“ mit „local fluid flow“, GFF mit LFF) berechneten sättigungsabhängigen Größen bei Verwendung eines Wasser-Luftgemisches (ohne Berücksichtigung der Modulreduktion) dargestellt. Auch die Sättigungsabhängigkeit des „global fluid flow“ (GFF) und des „local fluid flow“ (LFF) ist enthalten. Als Frequenz wurde $1 MHz$ gewählt, da dies die obere Grenze des Meßbereiches (ca. 0.4 MHz - 1 MHz) ist. Als Modell-Parameter wurden die des Obernkirchner Sandsteins verwendet (Tabelle 3.1 auf Seite 40). Die Parameter des Wassers sind der Arbeit von Wulff (1995) entnommen und in Tabelle 3.2 auf Seite 40 aufgeführt.

In der Abbildung 3.1 ist zu erkennen, wie bis zur Sättigung S_s ausschließlich der „local-fluid-flow“ wirkt. Bei allen Modellen folgt dann eine dichtebedingte Geschwindigkeitsabnahme der P- und S- Wellen. Die mit dem „local-fluid-flow“-Modell berechneten Dämpfungen bleiben konstant, die des „global fluid flow“ und des kombinierten Modelles nehmen zu. Die Geschwindigkeit der P-Welle nimmt bei allen Modellen bei Vollsättigung aufgrund des Gassmann-Effektes zu, parallel dazu nimmt die Dämpfung ab. Die Dämpfung der Scherwelle nimmt hier aufgrund der Vollsättigung des Torus im „local-fluid-flow“-Modell und damit auch im kombinierten Modell geringfügig ab.

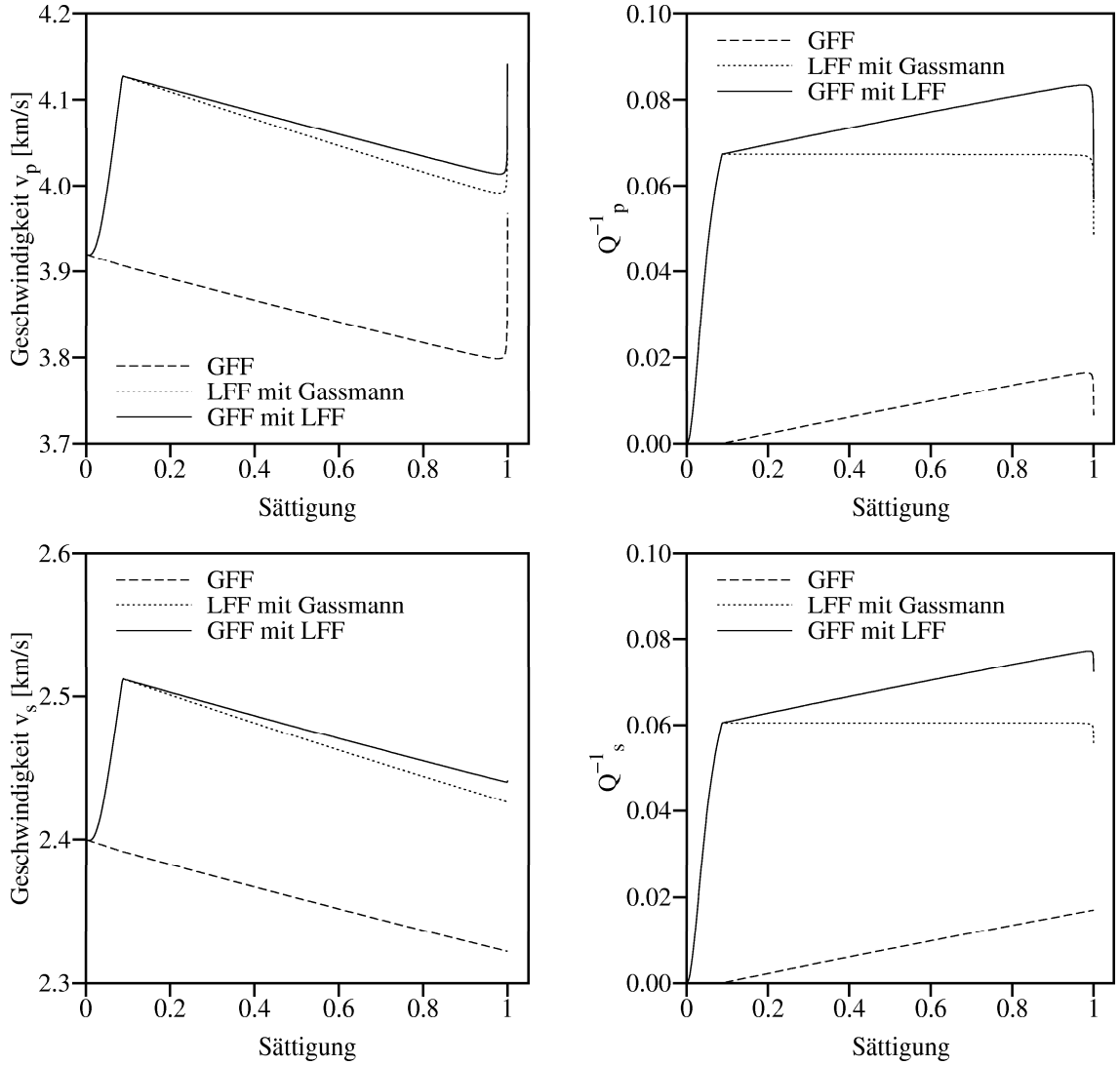

Abbildung 3.1: Vergleich der theoretischen Sättigungsabhängigkeit der Modelle von Biot (GFF), Murphy (LFF) und des kombinierten Modelles (GFF mit LFF) unter Annahme eines Gas-Wasser-Gemisches: Frequenz: 1MHz, Sättigungsfluid: Wasser ohne Modulreduktion, restliche Parameter siehe Tabelle 3.1 (S. 40).

In Abbildung 3.2 sind die mit dem neuen Modell berechneten sättigungsabhängigen Größen bei Verwendung eines Wasser-Luftgemisches denjenigen des „gas-pocket“-Modell gegenübergestellt. Hier erkennt man, daß das „gas-pocket“-Modell, wie bereits in Kapitel 2.5.2 erwähnt, als obere Grenze und das Gas-Flüssigkeitsgemisch als untere Grenze betrachtet werden kann.

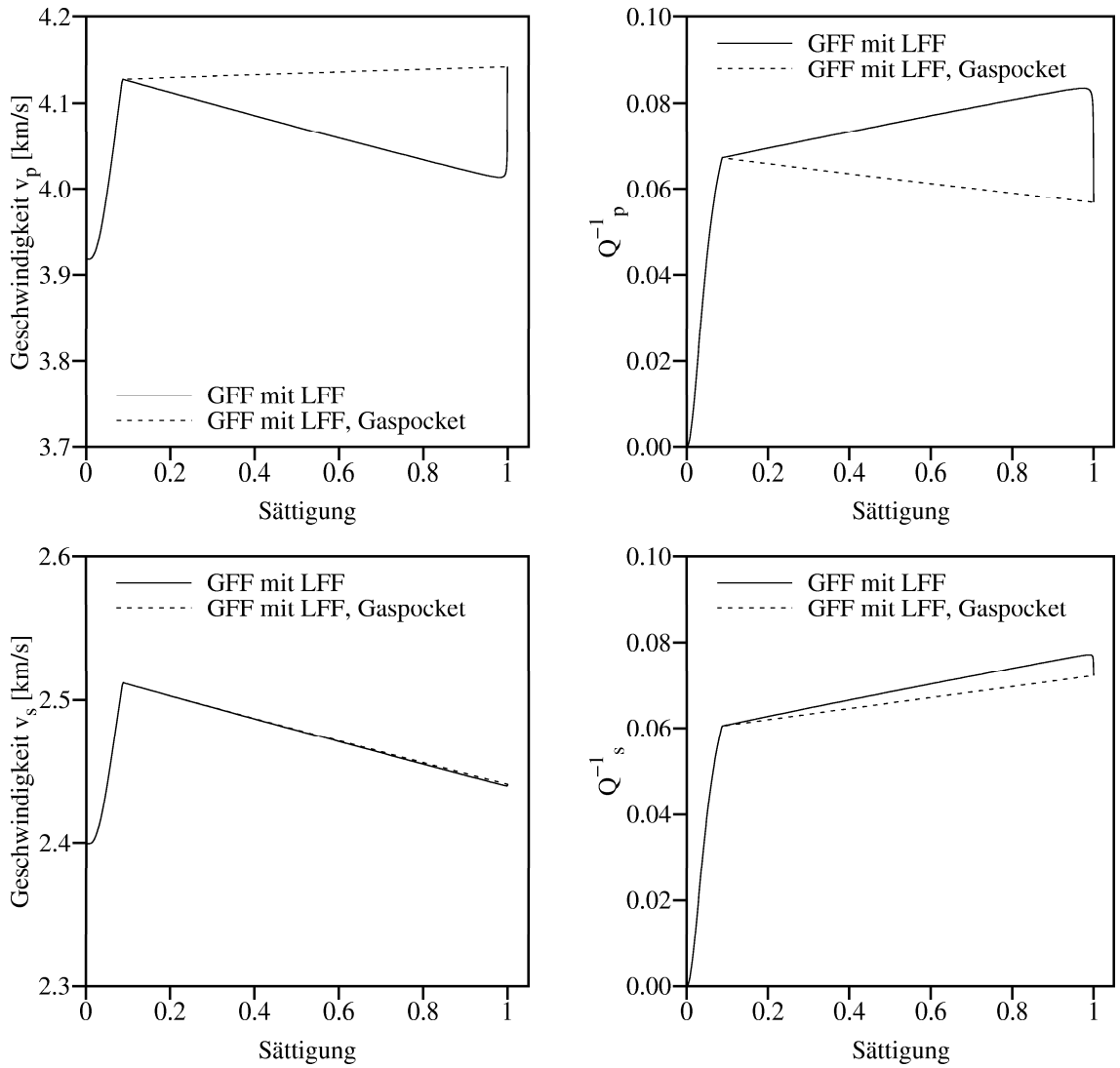

Abbildung 3.2: Vergleich der theoretischen Sättigungsabhängigkeit des kombinieren Modelles unter Annahme eines Gas-Wasser-Gemisches bzw. einer inhomogenen Gas-Wasser-Verteilung, Parameter wie in Abbildung 3.1.

3.5 Beispiele für die Frequenzabhängigkeit

In den Abbildungen 3.3 bis 3.5 sind die mit dem neuen Modell berechneten frequenzabhängigen Größen bei Verwendung von Wasser ohne Modulreduktion, Cyclohexan und dünnflüssigem Paraffin dargestellt. Die Parameter der in den Modellierungen verwendeten Flüssigkeiten sind der Arbeit von Wulff (1995) entnommen und in Tabelle 3.2 aufgeführt. Auch die Frequenzabhängigkeit des „global fluid flow“ und des „local fluid flow“ sind in den Abbildungen enthalten. Als Modell-Parameter wurden die des Obernkirchner Sandsteins verwendet (siehe Tabelle 3.1 auf Seite 40). In den Abbildungen 3.3 bis 3.5 ist zu erkennen, daß sich die Wirkung der beiden „flow“-Arten linear überlagert. Da die jeweiligen Relaxationsfrequenzen der beiden Modelle für Wasser als Sättigungsfluid (siehe Abbildung 3.3 und 3.4) nahe beieinander liegen, sind im kombinierten Modell keine getrennten Relaxationsfrequenzen zu sehen.

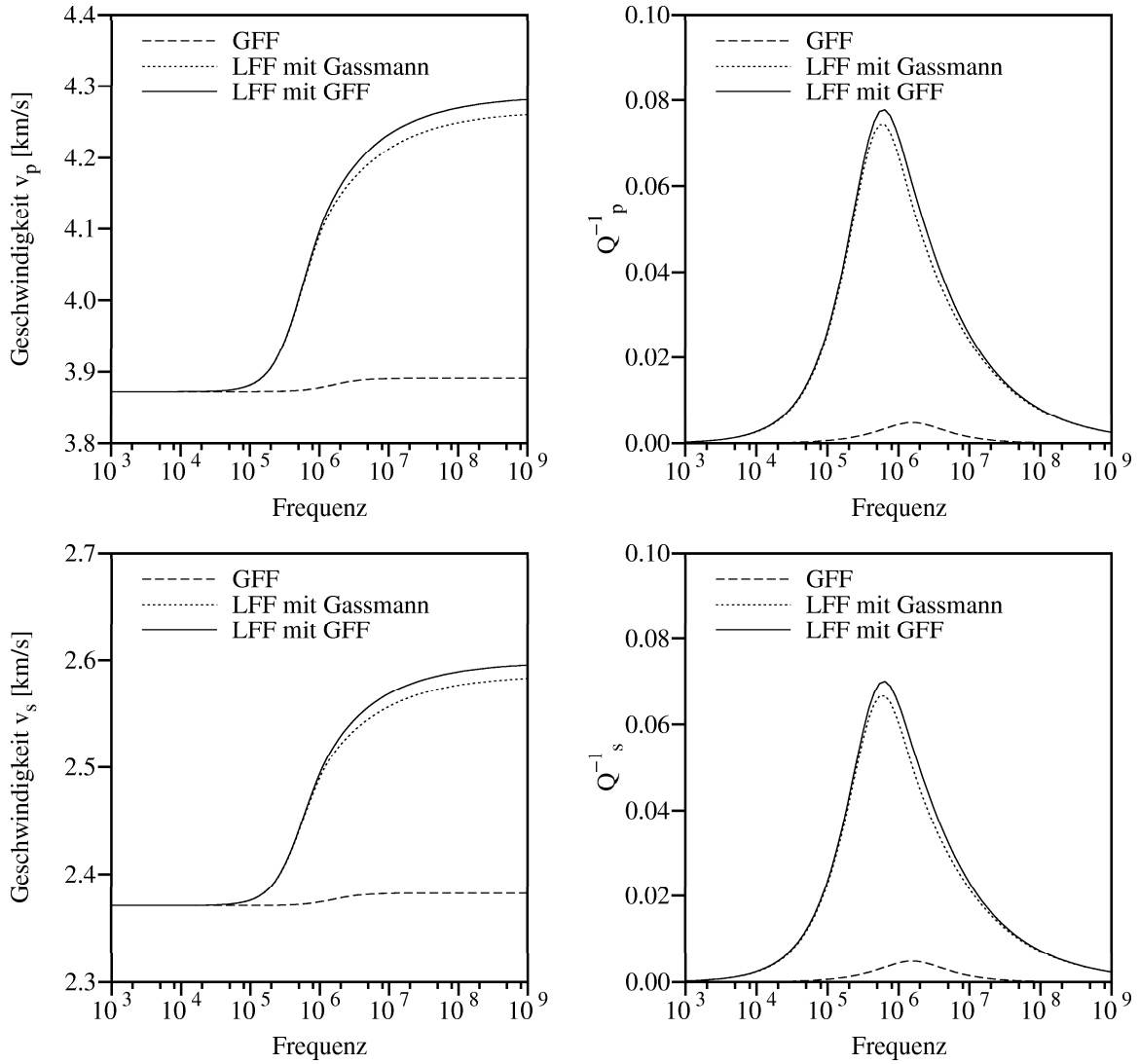

Abbildung 3.3: Frequenzabhängigkeit der Modelle bei Verwendung von 31% Wasser als Sättigungsfluid. Restliche Parameter siehe Tabelle 3.1 (S. 40).

Bei Vollsättigung (Abbildung 3.4, mit Wasser) gilt die lineare Überlagerung nur bei Vergleich der Werte des kombinierten Modelles mit den Werten des „global fluid flow“ und des „local fluid flow“ **mit** Berücksichtigung des Gassmann-Effektes. Die Dämpfung der P-Welle ist generell geringer als die der S-Welle. Dies ist auf den Gassmann-Effekt zurückzuführen.

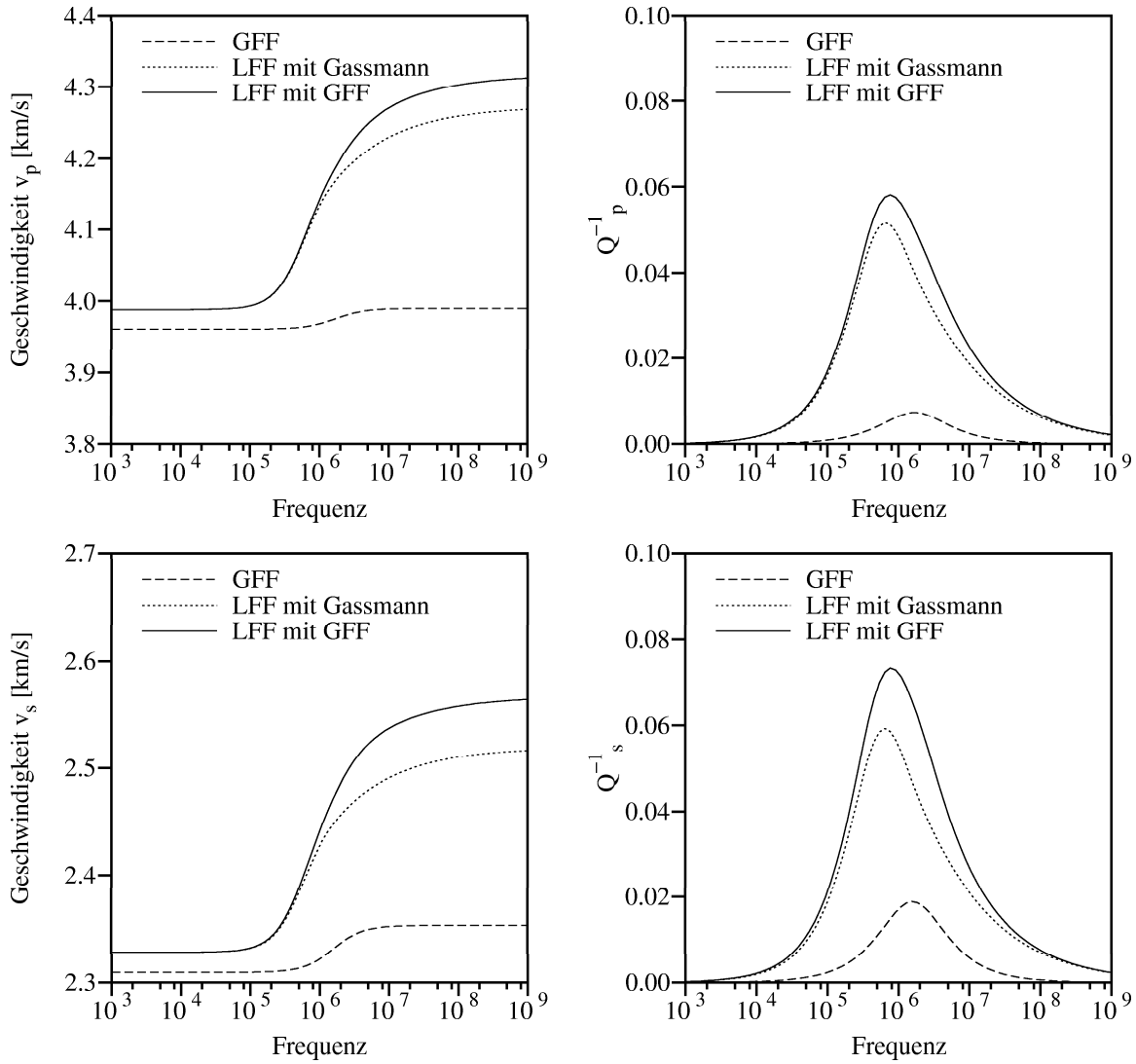

Abbildung 3.4: Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 100% Wasser als Sättigungsfluid.

In Abbildung 3.5 wurde bei der Modellierung als Sättigungsfluid Cyclohexan verwendet; hier wird die lineare Überlagerung deutlicher. Die Relaxationsfrequenz des „local fluid flow“ bewegt sich geringfügig zu tieferen Frequenzen hin, die des „global fluid flow“ bleibt nahezu unverändert. Dies wird bei der Betrachtung der beiden Relaxationsfrequenzen der Modelle (Gleichungen 3.18 und 3.19) deutlich. Der Betrag der Fluidwirkung bei dem „local fluid flow“ verringert sich aufgrund des geringeren Kompressionsmoduls des Cyclohexans.

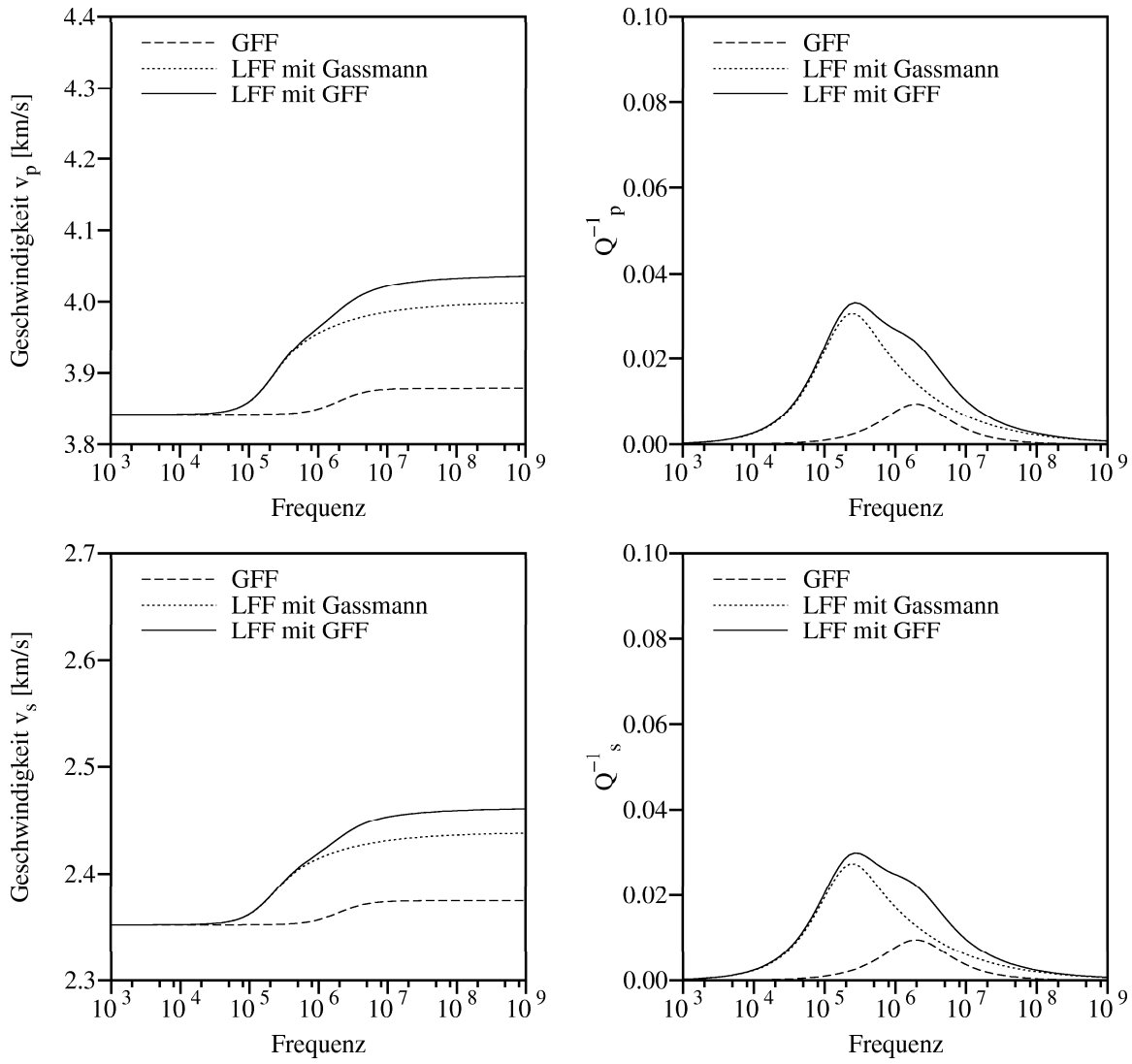

Abbildung 3.5: Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 66% Cyclohexan als Sättigungsfluid.

In Abbildung 3.6 wurde als Sättigungsfluid dünnflüssiges Paraffin gewählt. Die Relaxationsfrequenz des „local fluid flow“ bewegt sich aus dem Meßbereich (ca. 0.4 MHz - 1 MHz) zu tieferen Frequenzen hin und die des „global fluid flow“ zu höheren. Der Betrag der Fluidwirkung bei dem „local fluid flow“ verringert sich aufgrund des geringeren Kompressionsmoduls und der höheren Viskosität des Paraffins. Das heißt, im Meßbereich ist nur noch die Modulerhöhung zu bemerken, die Wellen werden in diesem Bereich kaum gedämpft. Die Relaxationsfrequenz des „global fluid flow“ verschiebt sich zu höheren Frequenzen aus dem Meßbereich heraus.

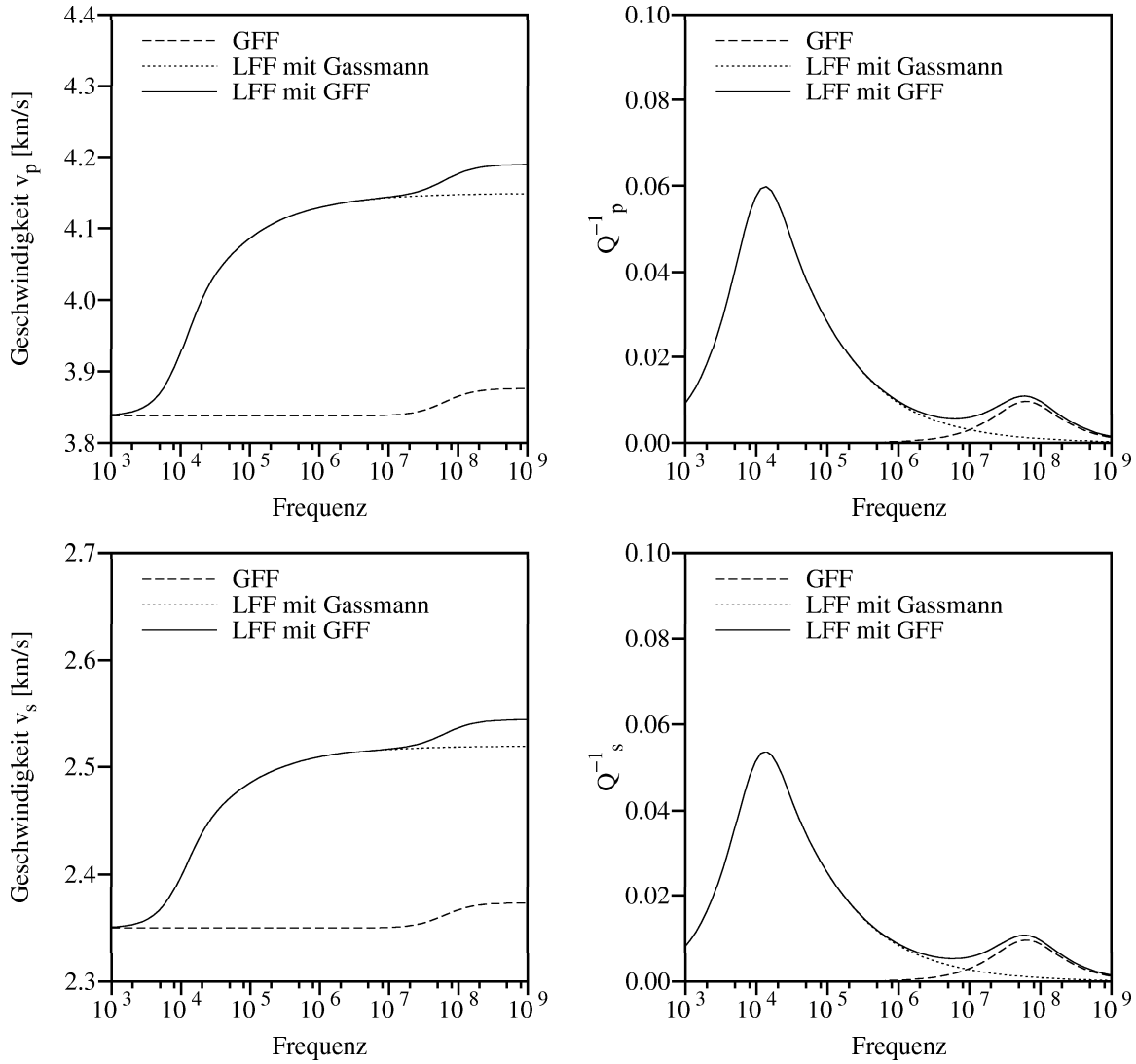

Abbildung 3.6: Wie Abbildung 3.3, jedoch mit 65% dünnflüssigem Paraffin als Sättigungsfluid.

Parameter des LFF, Murphy	Symbol[Einheit]	Wert
Kompressionsmodul des Gesteinmaterials	$K_s[GPa]$	38
Dichte des Gesteinsmaterials	$\rho_s[kg/m^3]$	2.657 10^3
Porosität	ϕ	0.175
v_s im trockenen Gestein	$v_{st}[km/s]$	2.40
v_p im trockenen Gestein	$v_{pt}[km/s]$	3.92
Mittlerer Kugelradius	R[μm]	55
Spaltlänge	a[μm]	38.5
Torusradius	b[μm]	2.1
Spalthöhe	h[nm]	72
Spaltdichte	γ	6.5 10^{-3}
Anzahl der Korn-Korn-Kontakte	μ	9
Parameter des GFF, Biot		
Permeabilität	$\kappa\,[10^{-15}m^2]$	9
Strukturparameter, Toruosität	δ	$\sqrt{8}$
Kopplungsparameter	α'	2

Tabelle 3.1: In die „global-local-fluid-flow“-Berechnung eingehende Parameter.

Porenfüllung	Kompressions-modul $K_f[GPa]$	Viskosität $\eta[\frac{10^{-3}\,Ns}{m^2}]$	Dichte $\rho_f[kg/m^3]$	$\frac{\eta}{\rho_f}$ $[\frac{10^{-6}\,m^2}{s}]$	$\frac{K_f}{\eta}$ $[GHz]$
Wasser	2.19	1.0	1000	1	2190
Cyclohexan	0.86	0.98	778	1.26	878
Paraffin, dünnflüssig	1.73	35.5	880	40.3	48.7

Tabelle 3.2: In die Berechnung eingehende Parameter der möglichen Porenfüllungen.

$$\text{Relaxationsfrequenz des GFF:} \quad f_c = \frac{\eta\phi}{2\pi\rho_f\kappa} \tag{3.18}$$

$$\text{Relaxationsfrequenz des „local fluid flow“:} \quad f_R = \frac{K_f}{\eta}\left(\frac{h}{a}\right)^{2.4} \tag{3.19}$$

mit
η = dynamische Viskosität der Flüssigkeit
ρ_f = Dichte der Flüssigkeit
K_f = Kompressionsmodul der Flüssigkeit
κ, ϕ = Permeabilität, Porosität
$\frac{h}{a}$ = aspect ratio = Spalthöhe zu Spaltlänge

Kapitel 4

Experimentelle Voraussetzungen

Die Messungen wurden mit der bei Schütt (1992) und Wulff (1995) eingehend beschriebenen Ultraschallapparatur durchgeführt. In der vorliegenden Arbeit wird vor allem auf diejenigen Teile näher eingegangen, die erneuert wurden.

4.1 Prinzip der Ultraschallmessungen

In Abb. (4.1) ist der schematische Aufbau der Anlage dargestellt. Für jede Wellenart steht je ein Funktionsgenerator zur Verfügung, damit deren Einstellungen zur Signalkonstanz und zur Meßzeitverkürzung beibehalten werden können. Die Anregungsimpulse gehen ohne weitere Verstärkung über eine einfache Schutzschaltung auf die piezoelektrischen Wandler der verschiedenen Meßzellen. Die Signale der Wandler werden auf der Empfängerseite nach Verstärkung und Filterung mit einem digitalen Oszilloskop gemessenen. Ein analoges Oszilloskop ist zur Signalüberwachung parallel geschaltet. Die Funktionsgeneratoren und die Oszilloskope werden von einem einfachen Rechteckgenerator (circa 250 Hz) getriggert.

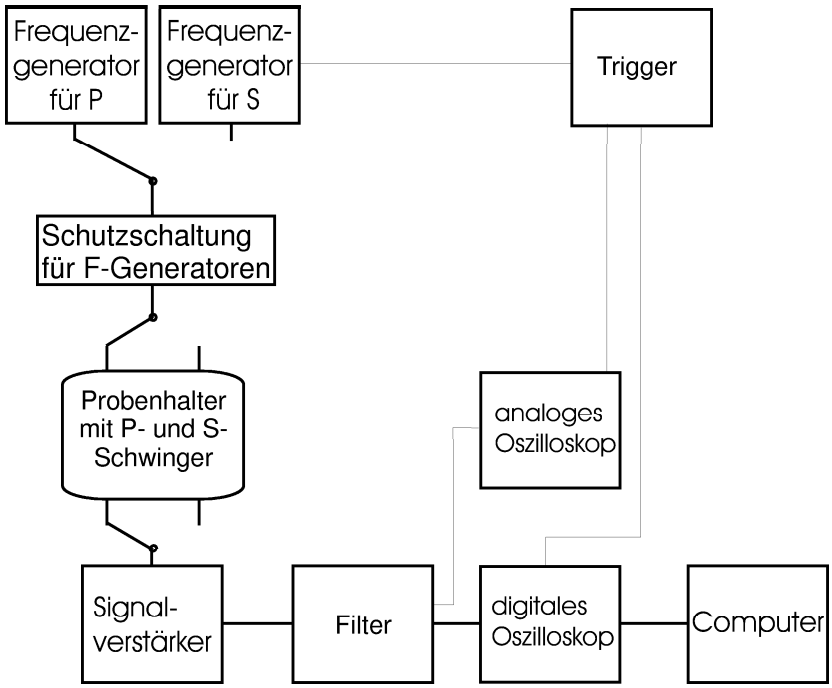

Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau der Apparatur zur Messung der Ultraschallwellenausbreitung.

4.2 Signalerzeugung und Datenerfassung

Die Signale der Funktionsgeneratoren[1] können zur Verbesserung des Anregungsignals in ihrer Phase, Symmetrie und Signalform verändert werden, s. hierzu auch Abschnitt (4.7.3). Die maximale Anregungsamplitude beträgt 30 V_{SS}. Um die Datenerfassung zu beschleunigen und zu verbessern, wurde zu Beginn der Arbeit ein modernes digitales Oszilloskop anstelle des bisher verwendeten Transientenrekorders[2] eingebaut. Das verwendete Tektronix 11402 Digitizing Oszilloscope ist mit einem 11A52 Two Channel Amplifier ausgerüstet. Seine Amplitudenauflösung beträgt 10 Bit. Die Signale werden geräteintern 64-fach gestapelt. Die Aufzeichnungslänge ist variabel und wurde mit 5102 Samples so gewählt, daß bei dem verwendeten Samplingintervall von 10 ns das gesamte Signal erfaßt wird. Die Datenübertragung zum PC erfolgt über eine GPIB Schnittstelle und wird mit einem LABVIEW-Programm gesteuert. Im zweiten Teil der Arbeit mußte auf ein Tektronix TDA430 Two Channel Digitizing Oszilloscope umgestiegen werden, welches 8 Bit Amplitudenauflösung hat. Die weiteren Einstellungen wie Stapelanzahl, Aufzeichnungslänge und Samplingfrequenz wurden beibehalten. Die Verarbeitung und Auswertung der Daten erfolgt stets mit dem selben TBASIC-Programm.

4.3 Die Hochdruckanlage

Der Autoklav, in welchem die Versuche durchgeführt werden (s. Bild, 4.2), hat ein Fassungsvermögen von 2 Litern, wodurch auch größere Proben untersucht werden können. Der maximal zulässige Druck im Autoklav beträgt 300 MPa. Als Druckmedium wurde ein Wasser-Öl-Gemisch verwendet. Wasser ist bei Drücken von über 200 MPa noch flüssig, wogegen das beigemengte Öl[3], würde es alleine verwendet, bei Drücken von größer als 400 MPa eine zu hohe Viskosität hätte (pers. Mitteilung Hr. Lüders, GHT, Hamburg, Hersteller der Hochdruckanlage). Da nicht bei diesen hohen Drücken gearbeitet werden soll, wurde im Laufe der Arbeit das Druckmedium durch Hydrauliköl[4] ersetzt. Dieses Öl ist weniger aggressiv gegenüber den verwendeten Klebern und ausserdem ist dieses Druckmedium nicht elektrisch leitfähig.
In den Deckel des Autoklaven sind zwei druckfeste Leiterdurchführungen eingebaut, wovon eine Leitung nur für das Anregungssignal und die andere nur zur Messung verwendet wird. Das zur Anregung verwendete Signal kann so nicht auf die Meßleitungen übersprechen.

4.4 Die Meßzelle

Zusätzlich zur bisher vorhandenen druckfesten Meßzelle aus Aluminium, mit welcher Proben mit 50 mm Durchmesser mit P-Wellen bei Drücken bis 200 MPa untersucht werden können, wurde eine weitere Meßzelle für Kerne mit 80 mm Durchmesser entwickelt. Mit dieser kann zusätzlich zu der P-Wellenausbreitung auch die Veränderung der S-Wellenausbreitung bei Druckerhöhung untersucht werden. Bei der Konstruktion derselben wurde auf Erfahrungen

[1] Kontron 8200, 20 MHz

[2] Biomation 8100, Amplitudenauflösung: von 8 bit, Samplinginterval von 10 ns, Speicherungslänge von 2048 Punkten.

[3] 10% Dromus-Bohröl

[4] Aral Vitam GF 32

Abbildung 4.2: Der Autoklav mit am Deckel befestigter Meßzelle vor dem Zusammenbau.

aus früheren Arbeiten am Institut zurückgegriffen (Schütt, 1992 und Wulff, 1995). Für die Dämpfungbestimmung von seismischen Wellen ist die Konstanz des anregenden Signals Voraussetzung (Abschnitt 4.7.2). Diese Voraussetzung wird unter anderem dadurch erfüllt, daß zur Anregung und Erfassung der Signale je immer dieselben Schwinger verwendet werden. Damit diese gleichartig an die Gesteinsprobe bzw. an die Referenzprobe angekoppelt werden können und beim Aus- und Einbau der Proben nicht Schaden leiden, wird mit auf „Buffer“ aufgeklebten Schwingern gearbeitet, s. Abb. 4.3. Die Buffer sind wie die gesamte restliche Meßzelle aus Aluminium. Zur Verbesserung des akustischen Kontaktes zwischen Buffer und Probe hat sich Aluminiumfolie bewährt (Schütt, 1992). Um Eindringen des Druckmediums in die Meßzelle zu verhindern, ist das Innere der Meßzelle mit Siliconfett gefüllt. Weiter wurde die Kabeldurchführung, eine Schraube mit konischer Bohrung, in die mit Zweikomponenten-

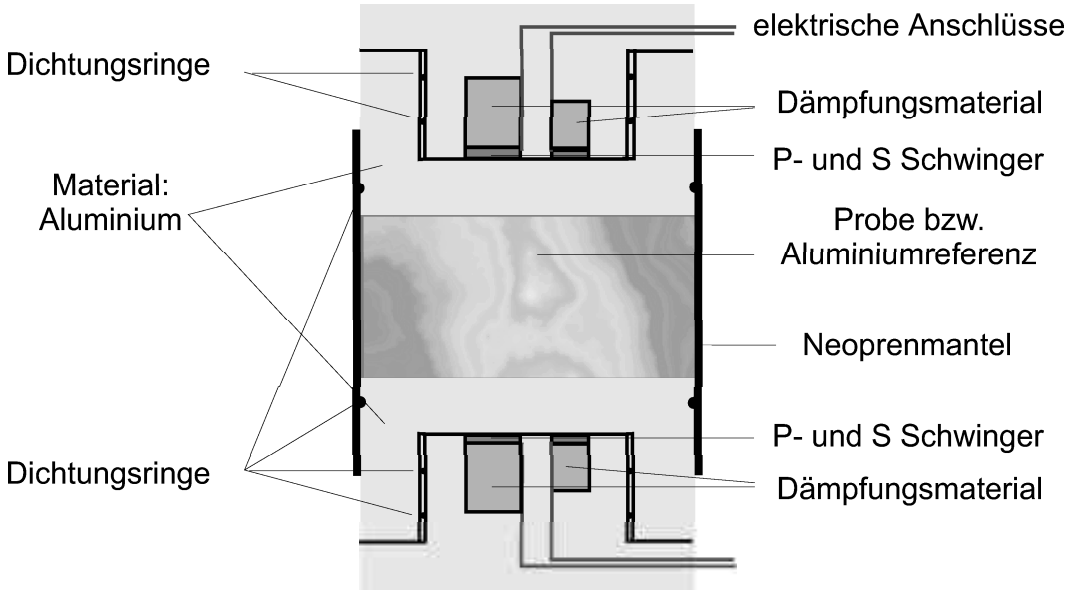

Abbildung 4.3: Der prinzipielle Aufbau der Meßzelle.

Kleber[5] die Kabel eingeklebt sind, mit Silikon gegen das Duckmedium abgedichtet. Das Signal der Scherwellen wurde nach einigen Druckzyklen so gering, daß es nicht mehr zur Dämpfungsbestimmung genutzt werden konnte. Daher wurden drei verschiedene Meßzellen gleicher Bauart verwendet. Die Proben wurde mit einem Neoprenmantel[6] gegen das Druckmedium geschützt.

4.4.1 Verwendete Schwinger

Ebenso wie der mechanische Aufbau der Anregungs- und Meßseite der Meßzelle identisch ist, werden auch zur Anregung und zum Messen gleichartige Schwinger verwendet. Die Auswahl der Schwinger erfolgte unter dem Gesichtspunkt, daß für beide Wellenarten ein kurzes Signal mit möglichst breitem Spektrum erzeugt werden kann. Dieses ist eine weitere Voraussetzung für die Dämpfungsbestimmung (Abschnitt 4.7.2). Als P-Schwinger wurde ein Schwinger mit 20 mm Durchmesser und einer Dicke von 1 mm aus dem Material pk50 von der Firma MARCO verwendet. Seine Resonanzfrequenz der Dickenschwingung liegt nach den Herstellerangaben bei 2,15 MHz, die Resonanzfrequenz der Radialschwingung bei 0,1 MHz, also deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz der Dickenschwingung. So wird sichergestellt, daß nur die Dickenschwingung angeregt wird. Der Durchmesser des Gebers wurde möglichst groß gewählt, damit die von ihm ausgesendete Welle näherungsweise eben ist. Die Schwinger wurden zur Verminderung von hochfrequenten Anteilen im späteren Teil des Signals und zur Verbreiterung des Spektrums durch eine Wolfram-Gummi-Mischung von Krautkrämer (Schütt 1992) gedämpft. Als Kleber dient ein Zweikomponenten-Kleber[7].Zur Anregung von S-Wellen wurden S-Schwinger von Rosenthal (SONOX P3 bzw. SONOX P2) der Größe $10\,x\,12,25\,x\,0,5\,mm$

[5]Uhu-Plus

[6]78 mm innen Durchmesser, 2 mm Wandstärke, Firma Bärbel Santier, Berlin

[7]Uhu-Plus

verwendet (Schütt, 1992). Die S-Schwinger wurden auf die gleiche Art wie der P-Schwinger gedämpft. Die Schwinger wurden mit Silberleitkleber[8] aufgeklebt, wobei auf eine dünne Klebeschicht geachtet wurde, damit diese das Signal nicht durch interne Reflexion zusätzlich verändert. Die Signalleitungen wurden auf die Schwinger auf der bedämpften Seite aufgelötet.

4.4.2 Die Gestaltung der Bufferoberflächen

Die Buffer müssen so dick gewählt werden, daß ein Signal, welches im Buffer selbst reflektiert wird, zeitlich nach dem zur Auswertung verwendeten Signal auf den Empfängerschwinger trifft. Die Länge der Buffer wird daher so gewählt, daß $2\,t_{buf} > t_{Signal}$ ist. Desweiteren muß darauf geachtet werden, daß auch Reflexionen vom Rand der Probe nicht mit dem Signal interferieren bzw. nicht entstehen können. Schütt (1992) hat bei der Entwicklung einer Meßzelle zur Messung bei einaxialen Drücken hierzu systematische Untersuchungen durchgeführt. Er kommt zu dem Schluß, daß die Randreflexionen am besten dadurch unterdrückt werden können, indem der Rand der Buffer auf einer Breite von 1 cm derart eingetieft sind, daß kein Kontakt zwischen der Bufferoberfläche und der Probe herrscht. Im Bereich des S-Schwingers ist eine Erweiterung dieser Fläche nötig (s. Abb. (4.4).

Zu erwarten war jedoch, daß sich diese Spalte bei hohen Drücken schließen würde. Um die-

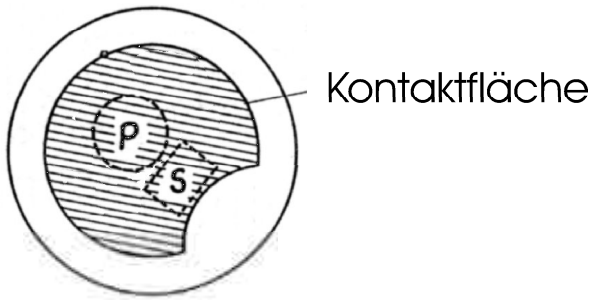

Abbildung 4.4: Die Form der Bufferoberfläche, bearbeitet nach Schütt, 1992.

ses Schließen zu vermeiden bzw. um sicherzustellen, daß auf den ausgefrästen Stellen kein akustischer Kontakt herrscht, wurde nach einer Möglichkeit gesucht, dieses zuverlässig zu unterbinden. Die einfachste Variante, keine Aluminiumfolie an diese Stellen hinzulegen, ist aus folgenden Gründen nicht durchführbar: Trotz fehlender Aluminiumfolie ist der akustische Kontakt noch zu gut, die Lage der Aluminiumfolie ist schlecht reproduzierbar und zu guter Letzt ist der Aufwand zum sorgfältigen Schneiden der Folie hoch. Daher wurden zwei verschiedene Sorten Papier[9] und (3). eine dünne Gummifolie ausgetestet. Hierzu wurde der Kontakt zwischen Buffer und Aluminiumprobe mit den jeweiligen Materialien sowie einer Aluminiumfolien ganzflächig belegt. Das Papier (2) wurde ausgewählt, da es die S-Wellenausbreitung am stärksten unterbindet, vgl. Abb. (4.5). Dieses Papier wurde in die Aussparung in den Buffern eingepaßt und mittels Montiersprühkleber fixiert.

[8] Epoxy 5021 bzw. 5024 der Firma EPOXY Produkte GmbH

[9] (1). Farbdruckerpapier und (2). einseitig beschichtetes Papier=Schutzfolie von Gesteinsschleifpapier

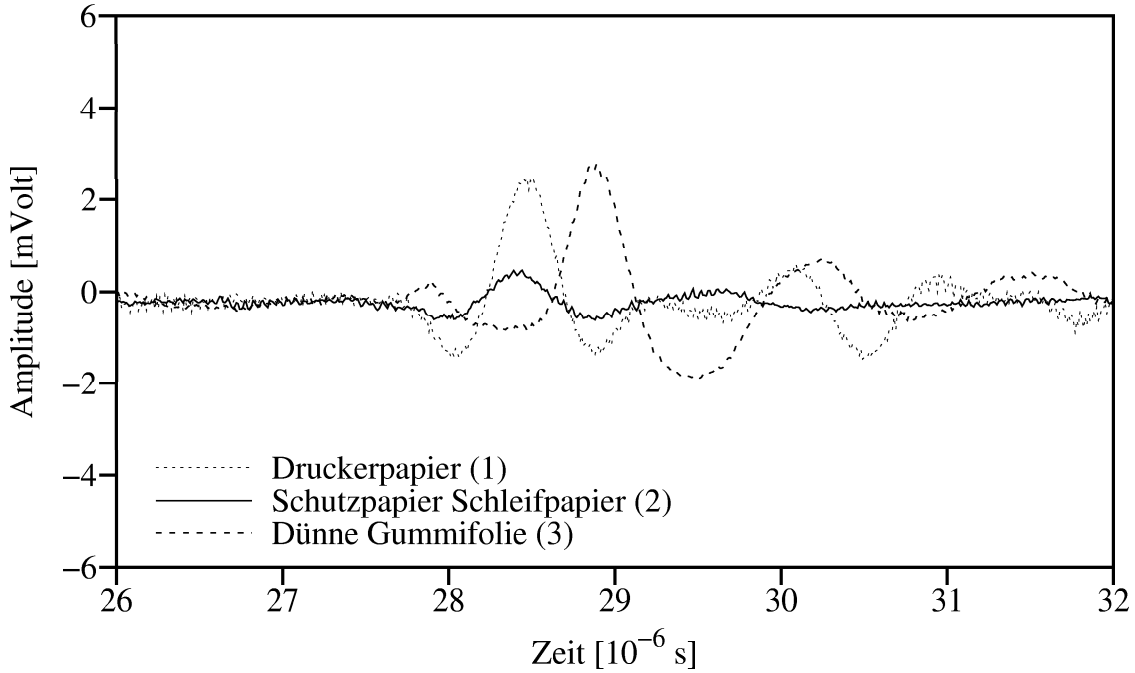

Abbildung 4.5: Ergebnisse der Messungen für S-Wellen mit verschiedenen Materialien zur akustischen Trennung der Buffer.

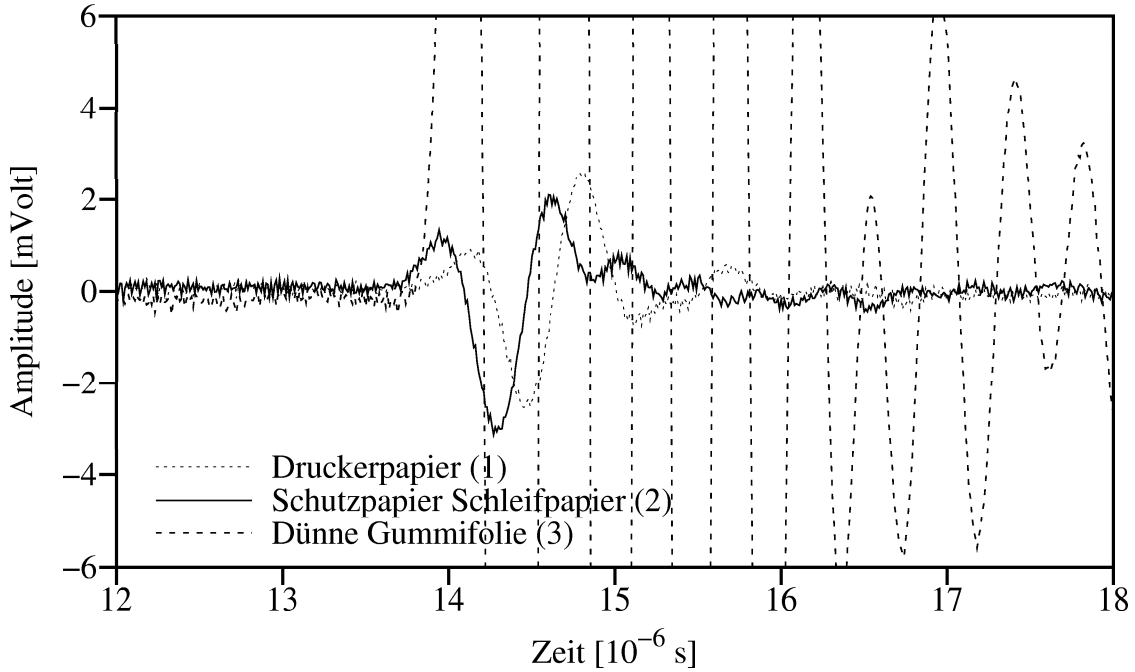

Abbildung 4.6: Ergebnisse der Messungen für P-Wellen mit verschiedenen Materialien zur akustischen Trennung der Buffer.

4.5 Deformationsmessungen bei hydrostatischer Druckerhöhung

In die experimentelle Bestimmung der seismischen Geschwindigkeiten geht neben der Laufzeit auch die Länge der Probe ein, die bei Erhöhung des hydrostatischen Druckes abnimmt. Die Größe dieser Abnahme wurde von Wulff (1995) aus dem Kompressionsmodul abgeschätzt. Sie verwendete hierzu Werte, die im seismischen Frequenzbereich von Mörig bestimmt wurden. Mit $K = 16,9\,GPa$ für trockenen Obernkirchner Sandstein schätzt Wulff die Deformation 0,2 $\frac{cm/m}{100\,MPa}$ ab. Zu erwarten ist aber, daß der dynamische Kompressionsmodul, welcher im seismischen Frequenzbereich bestimmt wurde, größer ist, als der bei (quasi-)statischer Belastung bestimmte (Smoltczyk, 1993, Schön, 1997). Des weiteren ist davon auszugehen, daß sich der Kompressionsmodul mit dem Druck erhöht und sich damit die Änderung der Probenlänge mit zunehmendem Druck verringert. Um diese Einflüsse besser abschätzen zu können, wurde die Deformation der Proben bei Druckerhöhung gemessen. Der Versuchsaufbau ist im folgenden näher beschrieben.

4.5.1 Meßprinzip

Die Deformation wurde mittels Dehnmeßstreifen bestimmt. Auf eine 40 mm lange Probe mit einem Durchmesser von 80 mm wurden zwei 20 mm lange Dehnmeßstreifen[10] aufgeklebt. Einer wurde in axialer Richtung an der Außenseite angebracht, der andere senkrecht dazu, siehe Abbildung 4.7. Mit dem Kleber[11] wurde die Klebestelle vor dem eigentlichen Aufbringen der

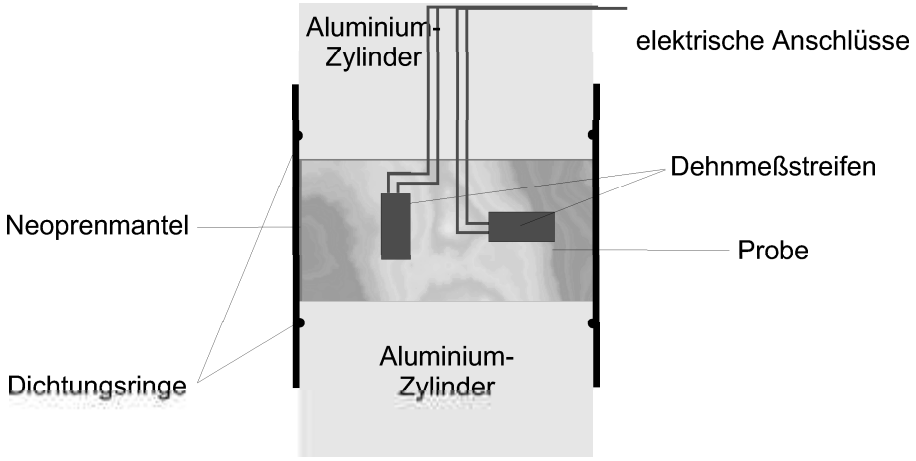

Abbildung 4.7: Prinzipskizze der Meßzelle zur Dehnungsmessung mit Anordnung der Meßstreifen auf der Probe.

Dehnmeßstreifen verspachtelt. Die Streifen und Lötstellen wurden mit Nitrilgummi[12] gegen Feuchtigkeit abgedichtet. Wie bei den Ultraschallmessungen bei hydrostischem Druck wurde die Probe zwischen zwei Aluminiumzylinder gelegt. Der eine Zylinder war eine Hälfte der Meßzelle, der andere enthielt die Meßkabel, welche zur Leiterdurchführung durch den Deckel

[10] Typ 6/120LY11 von Hottinger Baldwin (HBM)
[11] Z70 von HBM
[12] NG 150 von HBM

des Autoklaven gingen. Die Probe wurde mit einem Neoprenmantel[13] gegen das Druckmedium geschützt. Dieser Aufbau wurde am Deckel des Autoklaven befestigt und dann dort zur Druckaufbringung eingebracht.
Die Messungen der Dehnung wurde mit TF-Meßverstärkern[14] durchgeführt. Diese messen die Verstimmung einer halben Wheatstonebrücke. Jeder Streifen wurde mit einem 120 Ω Widerstand zu einer Halbbrücke ergänzt und abgeglichen. Die Verstimmung $\frac{\delta U}{U}$ der Brücken durch die Deformation der Dehnmeßstreifen wurde wie folgt in Dehnung $\varepsilon\,[\frac{\mu m}{m}]$ umgerechnet.

$$\begin{aligned} \varepsilon\,[\tfrac{\mu m}{m}] &= 4\tfrac{10^3}{k}\,\tfrac{\Delta U}{U} \\ \text{mit} \qquad k &= 2.08\,\tfrac{\Omega}{\Omega}/\tfrac{m}{m} \qquad \text{laut Herstellerangaben} \\ \text{und} \quad \tfrac{\Delta U}{U}[\tfrac{mV}{V}] &= \tfrac{1}{4}\tfrac{\Delta R}{R}[\tfrac{m\Omega}{\Omega}]\,. \end{aligned} \tag{4.1}$$

4.5.2 Fehlerbetrachtung

Die Verstimmung der Brücke kann neben der Dehnung der Probe auch durch andere Faktoren hervorgerufen werden:

- Die Qualität der Klebung hat einen Einfluß auf die Genauigkeit der Ergebnisse. Messungen mit zwei unterschiedlichen Proben, und damit unterschiedlichen Klebungen, ergaben Unterschiede von maximal 10 %. Daher wird davon ausgegangen, daß die Klebung für die zu untersuchende Frage der maximal auftretenden Dehnungen genügend sorgfältig ausgeführt wurde.

- Die Temperatur im Innern des Autoklaven wurde mit einem PT100 gemessen. Sie änderte sich während eines Druckzyklusses um maximal 1 Grad Kelvin. Der Hersteller gibt eine scheinbare Dehnung von $104 \pm 10 \frac{\mu m}{m}$ pro Grad Kelvin an. D. h. der Fehler aufgrund der Temperaturänderung liegt zwischen 1% und 5% der erwarteten Dehnungen und wird daher vernachlässigt.

- Dehnmeßstreifen sind auch in der Richtung senkrecht zur Klebung drucksensitiv. Nach Hoffmann (1987) beträgt diese Abhängigkeit $8,1 \pm 1 \frac{\mu m}{m}$ pro 10 MPa. Das Verhältnis zu der erwarteten Dehnung beträgt somit zwischen 0,1% und 0,4% und ist ebenfalls zu vernachlässigen.

- Ein ungenauer Nullabgleich der Brücke, bzw. nicht korrekt berücksichtigte Drift der Brückenspannung (durch Feuchtigkeit) bei einer Einzelmessung kann zu einem Fehler der Deformation von ± 0,02 $\frac{cm}{m}$ führen. Bei der Messung an der teilgesättigten Probe ist dieser Fehler von untergeordneter Bedeutung.

- Die Anisotropie der Deformation fließt bei der Bestimmung der Deformation in den Gesamtfehler mit ein (Abbildung 4.8). In Kapitel 4.5.5 wird die sich daraus ergebende Spannungsanisotropie abgeschätzt.

[13] von Bärbel Santier, Berlin
[14] KWS 3073 von Hottinger Baldwin

4.5.3 Durchführung der Deformationsmessungen

Die Deformation von Obernkirchner Sandstein wurde bei zwei unterschiedlichen Sättigungen mit Wasser bestimmt. Zum einen bei Vollsättigung und zum anderen an einer raumtrockenen Probe. Dies entspricht 10-40 % Wassersättigung. Eine exakte Sättigungbestimmung war aufgrund der fest mit der Probe verbundenen Kabel nicht möglich. Der Zyklus mit der raumtrockenen Probe wurde nur bis zu einem Druck von 140 MPa durchgeführt, da ab hier ein ein lineares Druckverhalten anzunehmen ist. Bei einer Mehrfachbelastung der Probe ist zu erwarten, daß die Dehnungen abnehmen. Da hier aber nur eine obere Grenze für die Probendeformation bestimmt werden sollte, wurde auf Mehrfachbelastungen verzichtet.

4.5.4 Ergebnisse und Vergleich

Die experimentell bestimmte Deformation ist größer, als die aus Literaturdaten berechnete, s. Tabelle 4.1 bzw. Abbildung 4.8 und 4.10. Für einen teilgesättigten Obernkirchner Sandstein ergaben die Messungen eine Deformation von $0,3 \pm 0,05 \frac{cm/m}{100\,MPa}$. Die Messungen zeigten, wie zu erwarten war, daß der Kompressionsmodul der Probe mit zunehmendem Druck zunimmt, siehe Abbildung 4.9. D. h. eine steigende allseitige Belastung der Probe führt zu einer zunehmenden Verfestigung des Gesteines (Smoltczyk, 1993). Vergleicht man die dynamisch bestimmten Kompressionsmodule, die von Mörig (1993) bei 1 Hz gewonnen wurden, mit den statisch bestimmten, die sich aus den Deformationsmessungen ergeben, (Tabelle 4.2) so ist festzustellen, daß die ersteren um einen Faktor 2 - 3 über den zweiteren liegen. Diese Unterschiede sind auf zwei Ursachen zurückzuführen. Zum einen kann der Unterschied auf eine Frequenzabhängigkeit zurückgeführt werden: Im höheren Frequenzbereich sind die Module unrelaxiert, und im statischen Fall relaxiert, was zu einer Erhöhung der Module mit steigender Frequenz führt. Zum anderen kann er im nichtlinearen Verhalten bei Erhöhung der Deformation begründet sein. Im seismischen Frequenzbereich treten (bei geringen Kräften) Deformationen von $\epsilon < 10^{-6}$ auf, im statischen Fall (bei hohen Kräften) von $\epsilon < 10^{-3}$. Nach z. B. Winkler und Murphy (1995) führt bereits eine Erhöhung der Deformation auf $\epsilon < 10^{-5}$ zu einer überproportionalen Verringerung der Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Erhöhung der Dämpfung. D. h. durch höhere wirksame Kräfte bei statischen Deformationsmessungen werden offensichtlich Bindungen im Gestein aufgebrochen, die bei den Versuchen im seismischen Frequenzbereich unverändert bleiben. Es ist zu vermuten, daß die unterschiedlichen Kompressionsmodule eher auf den letzteren Effekt zurückzuführen sind. Die Beobachtung, daß statisch bestimmte Module geringer sind als dynamisch bestimmte Module ist auch bei Smoltczyk (1993) zu finden. Hiernach liegt für Fels der dynamisch bestimmte E-Modul um einen Faktor 4 bis 40 über dem statisch bestimmten. Auch bei Lockersedimenten wird dieses Verhalten beobachtet (Mayr, 1993, Mayr und Meier, 1994). Betrachtet man die theoretisch berechneten Deformationen von teilgesättigtem und trockenem Sandstein, so ist festzustellen, daß sich für trockenen Sandstein dreifach so große Werte ergeben. Überträgt man dies auf den statischen Fall, so ergibt sich für vakuumtrockenen Obernkirchner Sandstein eine Deformation von $0,7 \pm 0,2 \frac{cm/m}{100\,MPa}$. Ein Vergleich der Messungen mit teilgesättiger und vollgesättigter

Probe (Abbildung 4.8 und 4.10) zeigt, daß die Deformation bei Vollsättigung auf ein Drittel zurückgeht ($0,1 \pm 0,02 \frac{cm/m}{100\,MPa}$). Die führt zu einem Anstieg des Kompressionsmoduls auf 20 bis 35 MPa, siehe Abbildung 4.11 Der Grund für diese Erhöhung liegt in dem höheren Kompressionsmodul des Porenfluids Wasser gegenüber Luft (Gassmanneffekt). Auch hier ist eine Verfestigung mit steigendem Druck festzustellen.

Material	$K[GPa]$	$E[GPa]$	$G[GPa]$	$\frac{\Delta l}{l}[\frac{cm}{m\,100MPa}]$
OK trocken, Mörig (1993)	13,2	21	8,5	0,25
OK 10% Wasser, Mörig (1993)	32,7	14	4,9	0,1
OK 40% Wasser, Mörig (1993)	28,0	12	4,2	0,1
OK trocken, Wulff (1995)	16,9			0,2

Tabelle 4.1: Theoretisch berechnete Deformationen von Obernkirchner Sandstein (OK) aus den von Mörig (1993) bei 1 Hz bestimmten dynamischen Modulen.

Material	Druck[MPa]	$K[GPa]$	$\frac{\Delta l}{l}[\frac{cm}{m\,100MPa}]$
OK87 trocken	100 MPa	-	ca. 0,7 ± 0,2
OK87 raumtrocken	20 MPa	6	0,1 ± 0,01
OK87 raumtrocken	100 MPa	12	0,3 ± 0,05
OK87 vollgesättigt	20 MPa		0,03 ± 0,02
OK87 vollgesättigt	100 MPa	40±4	0,1 ± 0,02
OK87 vollgesättigt	200 MPa	40±4	0,2 ± 0,02

Tabelle 4.2: Experimentell bestimmte maximale Deformationen und sich hieraus ergebende statische Kompressionsmodule von Obernkirchner Sandstein (OK87). Der Deformationswert für trockenen OK87 wurde mit der sich im dynamischen Fall ergebenden Poissonzahl abgeschätzt.

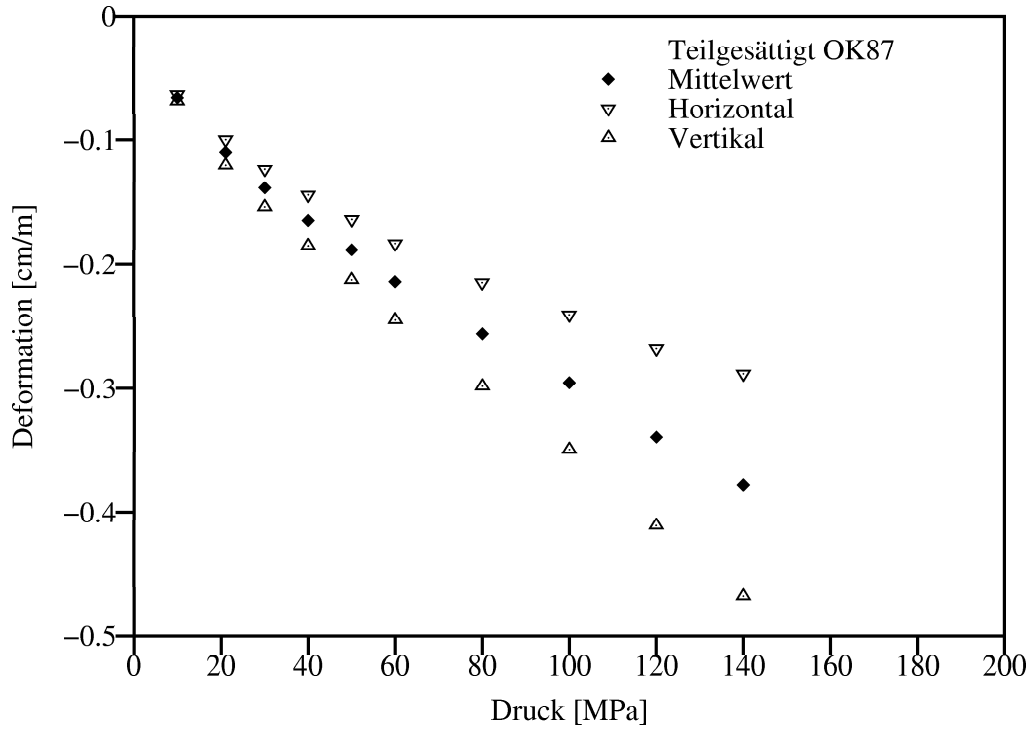

Abbildung 4.8: Gemessene Deformation eines raumtrockenen Obernkirchner Sandsteins (OK87).

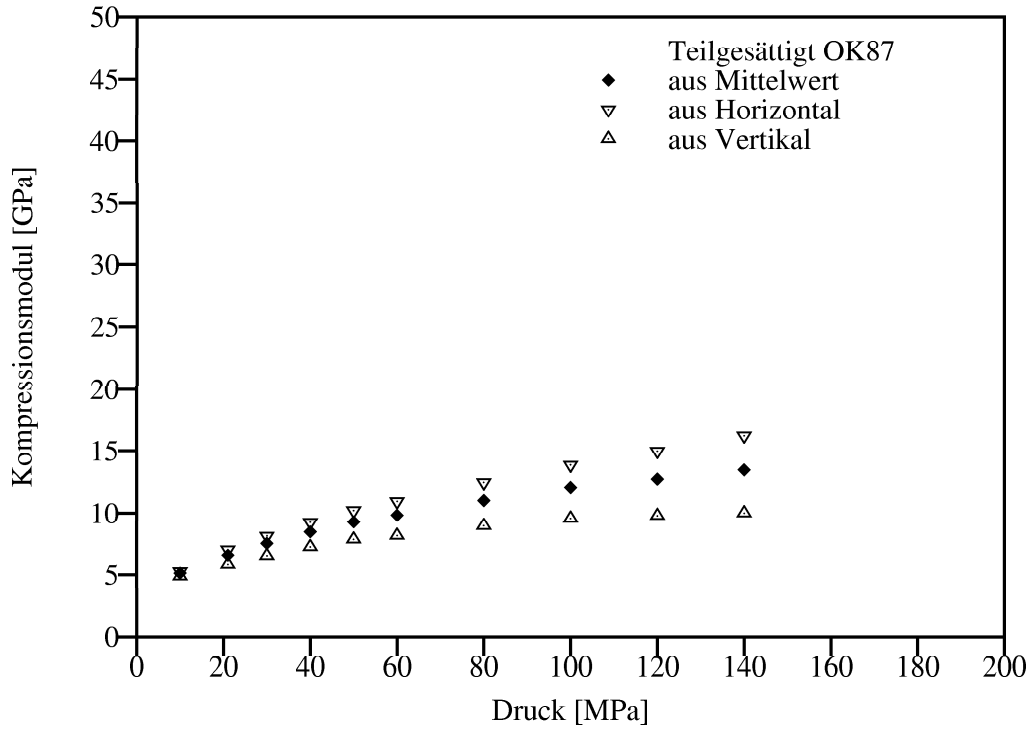

Abbildung 4.9: Aus obiger Deformation berechneter Kompressionsmodul eines raumtrockenen Obernkirchner Sandsteins (OK87).

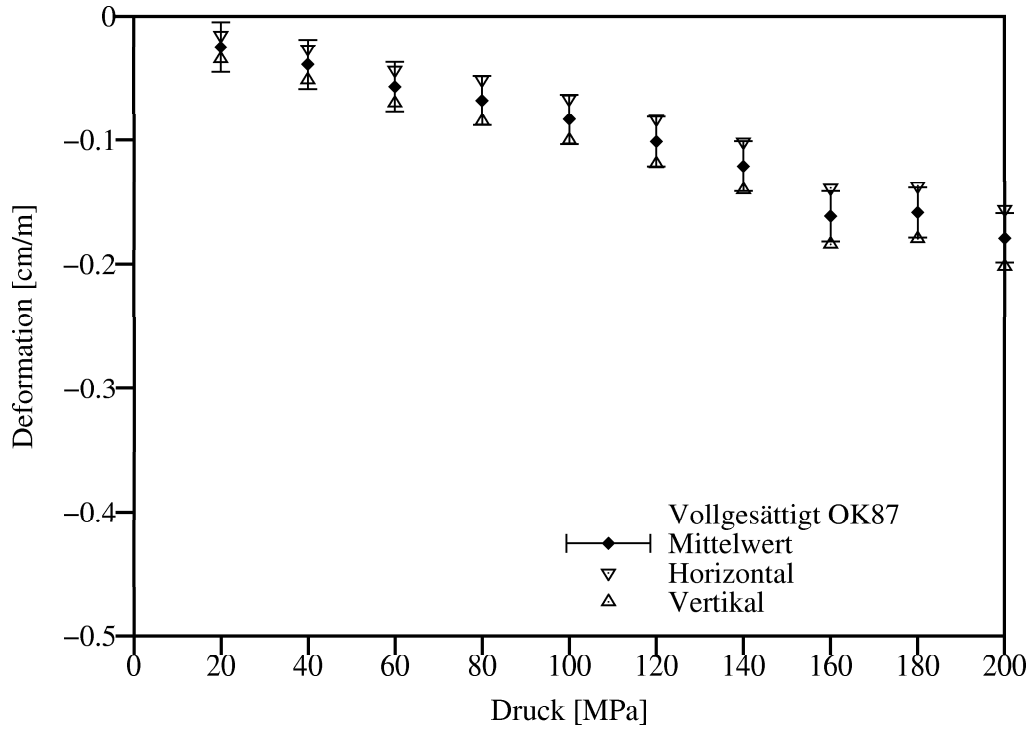

Abbildung 4.10: Gemessene Deformation eines vollgesättigten Obernkirchner Sandsteins, (OK87).

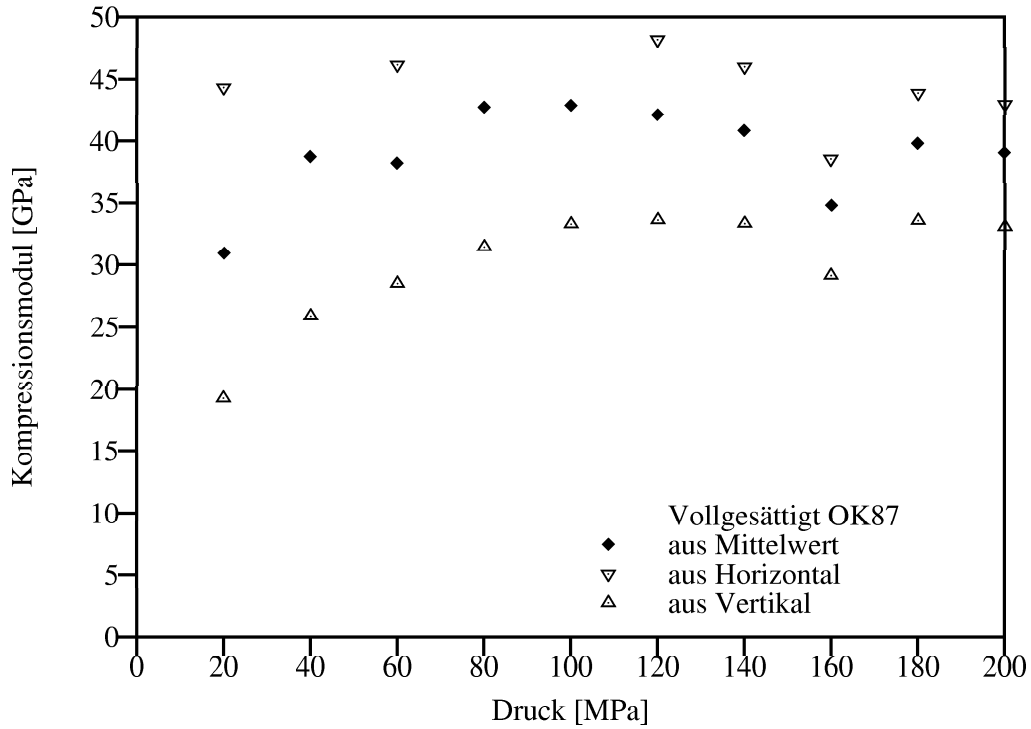

Abbildung 4.11: Aus obiger Deformation berechneter Kompressionsmodul eines vollgesättigten Obernkirchner Sandsteins, (OK87).

4.5.5 Anisotropie der Spannung in der Probe

Wie in Abbildung 4.8 zu erkennen ist, ist die Deformation richtungsabhängig. In der Richtung parallel zu den Bufferoberflächen ist die Deformation ϵ_{rr} deutlich geringer als in der Richtung senkrecht dazu (ϵ_{zz}). Dies ist bei der teilgesättigten Probe ausgeprägter als bei der vollgesättigten und zeigt, daß die Probe in dieser Richtung durch den Kontakt an dem Buffer in ihrer Deformation behindert ist. Nimmt man an, daß sich die Deformation in radialer Richtung nicht ändert, also daß $\epsilon_{rr} = \epsilon_{\phi\phi}$ ist, so kann aus den beiden Deformationen ϵ_{rr} und ϵ_{zz} die daraus resultierende Spannungsdifferenz abgeschätzt werden (z. B. Takeuchi & Saito, 1973):

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= 2(K - \frac{2}{3}G)\epsilon_{\phi\phi} + (K + \frac{4}{3}G)\epsilon_{zz} \\ \sigma_{\phi\phi} &= (K - \frac{2}{3}G)\epsilon_{zz} + 2(K + \frac{1}{3}\Gamma)\epsilon_{\phi\phi} \end{aligned} \tag{4.2}$$

mit $\sigma_{\phi\phi} = \sigma_{rr}$ Spannung in radialer Richtung,
σ_{zz} Spannung in tangentialer Richtung

und $G = \frac{3K}{2}\frac{1-2\nu}{1+\nu}$ Schermodul.

Die Rechnungen zeigen, daß unter der Annahme einer Poissonzahl ν von 0,43, die aus den der Arbeit von Mörig (1993) entnommen Modulen E und G berechnet ist, die Spannungsanisotropie 5 % beträgt. Da bei den Deformationsmessungen die Bufferoberflächen keine Aussparungen enthielten und auch keine Alufolie zwischen Probe und Buffer gelegt worden war, ist davon auszugehen, daß bei den Ultraschallmessungen die Spannungsanisotropien noch geringer sind und daher keine signifikanten Auswirkungen auf die Messungen haben.

4.6 Bestimmung der Geschwindigkeit

Nach Fertigstellung der Meßzelle wurden die Nullaufzeiten und die Reproduzierbarkeit der Laufzeiten bestimmt und letztere mit der Probendeformation verglichen.

4.6.1 Bestimmung der Nullaufzeit

Die Nullaufzeit (Signallaufzeit ohne Probe) t_{tot} muß durch Messungen bei steigendem Druck ohne Probe, also mit direkt aufeinander liegenden Buffern, bestimmt werden (Nullmessung). Die Ursachen der Druckabhängigkeit sind für die weitere Auswertung nicht von Bedeutung und waren daher nicht Gegenstand der weiteren Untersuchungen.

4.6.2 Bestimmung und Reproduzierbarkeit der Laufzeit

Die Bestimmung der Laufzeit wurde auf zwei Arten durchgeführt. Zum einen wurde der Signalanfang manuell abgelesen (t_{man}). 10 Wiederholungsmessungen an einer 3 cm langen Probe aus Obernkirchner Sandstein mit P-Wellen ergaben eine Standardabweichung von 0,5 % (ohne Aus- und Einbau). Dieses entspricht einem Absolutfehler der Laufzeit von 30 ns, also 3 Samples.
Des weiteren wurden zur Kontrolle die Laufzeiten automatisch mittels der Tangentenmetode bestimmt (t_{auto}). Dieses ist z. B. bei Schütt (1992) beschrieben. Hier ergab sich bei den Wiederholungsmessungen eine Standardabweichung von 0,1 %. Zur Bestimmung der Dämpfung wurde trotz des größeren Ablesefehlers die Laufzeit t_{man} verwendet, da diese auf die physikalisch erklärbare Gruppengeschwindigkeit führt und nicht wie die mittels der Tangentenmethode bestimmten Geschwindigkeit durch die Absorption beeinflußt ist.
Da das Signal der Scherschwinger im Laufe der Messungen kleiner wurde und dadurch auch die Reproduzierbarkeit einer Einzelablesung der Laufzeiten, wurde in diesen Fällen mindestens 10 mal je Messung abgelesen. Die Mittelwerte aus diesen Werten gingen dann in die Auswertung mit ein. Mit zwei (P) bzw. drei (S) verschiedenen Meßzellen wurden die P- (Meßzelle 1 und 3) bzw. S-Wellengeschwindigkeiten (Meßzelle 1, 3 und 4) in Aluminium verglichen. Diese stimmten für P-Wellen und für S-Wellen im Rahmen von 0,5% überein (Abbildung 4.12). Derselbe Vergleich wurde zwischen einer Messung vor Beginn und nach dem Ende der Messungen am Gestein mit der 3. Meßzelle durchgeführt (Abbildung 4.12). Die P-Wellengeschwindigkeiten stimmten im Rahmen der Ablesegenauigkeit (0,5%) überein. Deshalb wird der Absolutfehler, der bei den Gesteinsmessungen entsteht, in dieser Größenordnung liegend angenommen. Die S-Wellengeschwindigkeiten der Wiederholungsmessungen mit der Meßzelle 3 wiesen aufgrund des schwächeren Signals eine schlechtere (1%) Ablesegenauigkeit auf und lagen aufgrund der veränderten Signalform um maximal 1,5% niedriger als bei der ersten Messung mit dieser Meßzelle. Aufgrund dieser Messung wird abgeschätzt, daß auch bei den Gesteinsmessungen bei geringerem Signal und damit veränderter Signalform, die Geschwindigkeiten um 1,5 % zu gering bestimmt wurden. Die jeweils verwendeten Meßzellen und die sich für die einzelnen Messungen ergebenden Fehler der S-Wellengeschwindigkeiten sind bei der Beschreibung der Messungen (Abschnitt 5) angegeben.

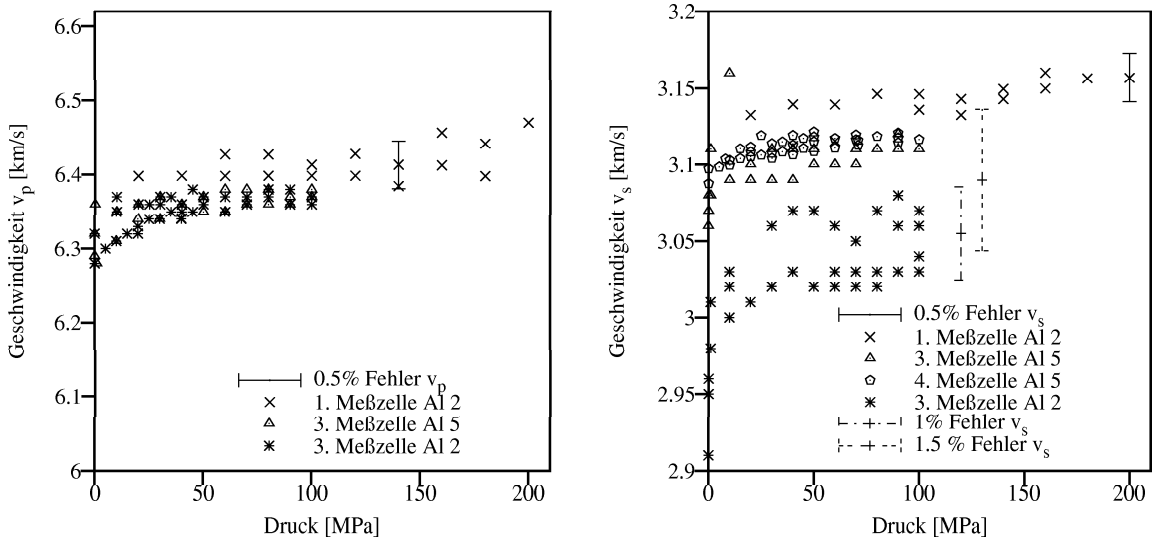

Abbildung 4.12: Vergleich der verschiedenen in Aluminium gemessenen Geschwindigkeiten. Für die P-Wellen sind die mit der 1. Meßzelle in der Aluminiumprobe Al 2 sowie mit der 3. Meßzelle in der Probe Al 5 (vor Beginn der Meßreihen) und in der Probe Al 2 (nach dem Ende der Meßreihen) gemessenen Geschwindigkeiten dargestellt. Für die S-Wellen sind des Weiteren noch die mit der 4. Meßzelle in der Probe Al 5 gemessenen Geschwindigkeiten dargestellt. Die Aluminiumproben hatten eine unterschiedliche Länge: Al 2: 28.6 mm und Al 5: 29.9 mm.

4.6.3 Einfluß der Probendeformation bei Druckerhöhung

Wie in Abschnitt 4.5 ausgeführt, ergaben die Messungen für einen teilgesättigten Obernkirchner Sandstein eine Deformation von $0,3\frac{cm/m}{100\,MPa}$. Der Fehler, der bei der Geschwindigkeitsberechnung durch diese Deformation entsteht, liegt in der Größenordnung des Fehlers der Laufzeitbestimmung. In Abbildung 4.13 sind die unter Berücksichtigung der Längenänderung berechneten Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen in vakuumtrockenem und mit 31% Wasser gesättigtem Obernkirchner Sandstein neben den unkorrigierten Daten dargestellt. In den dargestellten Fehler ging in dieser Abbildung neben der Reproduzierbarkeit die Längenänderung mit ein. Die Deformation wirkt sich auf die Messungen an der trockenen Probe und auf die an der teilgesättigten Probe gleichartig aus. Dieser systematische Fehler verändert somit die Relation trocken zu teilgesättigt geringfügiger als 0,4% (bei 100 MPa)[15]. Dieser Fehler wird bei der Darstellung der Daten in Kapitel 5 und 7 nicht berücksichtigt, da bei der Auswertung nur Messungen an ein und derselben Gesteinsprobe verglichen werden. Weiter liegen nicht für alle Flüssigkeiten und Gesteine, die bei den Ultraschallmessungen zum Einsatz kamen, Messungen der Probendeformation vor. Dies wäre aber notwendig, um eine sinnvolle Korrektur aller Laufzeit durchführen zu können.

[15]Für einen teilgesättigten Obernkirchner Sandstein ergaben die Messungen eine Deformation von $0,3 \pm 0,02\frac{cm/m}{100\,MPa}$ und für trockenen Obernkirchner Sandstein wurde eine Deformation von $0,7 \pm 0,2\frac{cm/m}{100\,MPa}$ abgeschätzt.

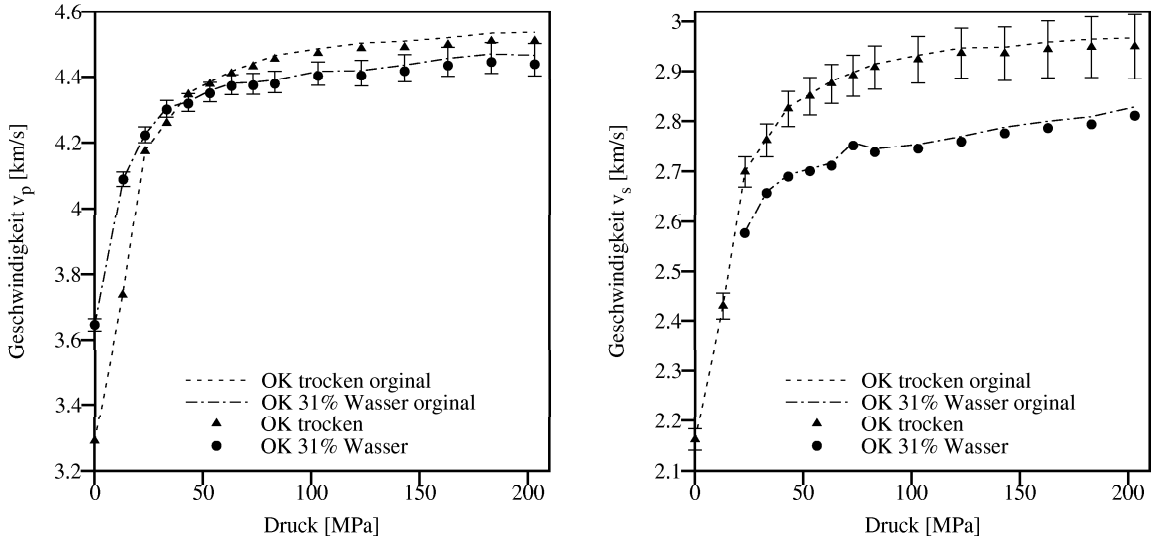

Abbildung 4.13: Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Die Längenänderung wurde bei den mit Symbolen dargestellten Werten korrigiert und in die Fehlerangabe mit einbezogen. Zum Vergleich sind die unkorrigierten Geschwindigkeiten als Linien dargestellt.

4.7 Bestimmung der Dämpfung

Nachdem in Kapitel 2 die Absorptionsmechanismen in Sandsteinen beschrieben wurden, soll an dieser Stelle die experimentelle Bestimmung der Dämpfung der Wellen aufgrund von Absorption dargestellt werden. Zur Bestimmung der Dämpfung werden die verschiedensten Verfahren eingesetzt. Diese sind z. B. bei Schütt (1992) mit Ihren Vor- und Nachteilen aufgeführt.

4.7.1 Die Spektrenquotientenmethode

Die Bestimmung der Dämpfung $1/Q$ mit der Spektrenquotientenmethode ist ein gängiges Verfahren mit zuverlässigen Ergebnissen. Hierbei wird von der Amplitude einer Partialwelle

$$A(x,t) = A_0 e^{-\alpha(f)x} e^{i(2\pi f t - k_R x)} \tag{4.3}$$

ausgegangen; α bezeichnet den Absorptionskoeffizient, der aus dem logarithmischen Dekrement δ bestimmbar ist:

$$\begin{aligned} \alpha(f) &= \frac{1}{\lambda} \ln \frac{A(x)}{A(x+\lambda)} = \frac{\delta(f)}{\lambda} \\ \text{mit} \qquad \lambda &= \frac{v}{f}\,. \end{aligned} \tag{4.4}$$

Ist die Dämpfung klein ($1/Q \ll 1$), wird $\delta \approx \frac{\pi}{Q}$, wodurch

$$\alpha(f) \approx \frac{\pi}{Q(f)\, v(f)} f \tag{4.5}$$

ist. Über einen kleinen Frequenzbereich kann sowohl die Geschwindigkeit als auch die Dämpfung $1/Q$ als näherungsweise konstant gesetzt werden, d. h. die Dispersion kann vernachlässigt

werden. Die Gleichungen (4.5) und (4.3) vereinfachen sich hiermit zu

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\delta}{\lambda} \approx \frac{\pi}{Q\,v} f \\ \text{bzw.} \quad A(x,t) &= A_0 e^{-\alpha x} e^{i(2\pi f t - k_R x)} \end{aligned} \tag{4.6}$$

(nach Toksöz et al., 1979, Schütt, 1992, Wulff, 1995). Prinzipiell kann $1/Q$ aus Amplituden bei unterschiedlichen Entfernungen dx bestimmt werden:

$$\frac{1}{dx} \ln \frac{A(x)}{A(x+dx)} \approx \frac{\pi}{Qv} f\,. \tag{4.7}$$

Unterschiedliche Laufwege lassen sich aber schwer realisieren, da nicht davon ausgegangen werden kann, daß die Proben homogen sind und da die Amplituden auch aufgrund der sphärischen Divergenz abnehmen und dadurch die Ergebnisse verfälscht werden.
Daher wird ein Referenz-Körper mit identischer Geometrie verwendet. Mit oben genannten Annahmen ($v \approx$ const, $1/Q \approx$ const und $1/Q \ll 1$) gilt für den natürlichen Logarithmus des Spektrenquotienten $\frac{A_{\mathrm{Ref}}}{A_{\mathrm{Pr}}}$ der Amplituden der (Partial-)Wellen, welche durch die Referenz A_{Ref} bzw. durch die Probe A_{Pr} gelaufen sind

$$\ln \frac{A_{\mathrm{Ref}}(x,f)}{A_{\mathrm{Pr}}(x,f)} = \frac{x\pi}{v_{\mathrm{Pr}} Q_{\mathrm{Pr}}} f - \frac{x\pi}{v_{\mathrm{Ref}} Q_{\mathrm{Ref}}} f + \ln \frac{G_{\mathrm{Ref}} T_{\mathrm{Ref}}}{G_{\mathrm{Pr}} T_{\mathrm{Pr}}}\,. \tag{4.8}$$

Der Einfluß der Geometrie und der sphärischen Divergenz wird durch die Amplitudenfaktoren $G_{\mathrm{Ref}}, G_{\mathrm{Pr}}$ berücksichtigt. Die Amplitudenabnahme durch Transmisionsverluste im Laufweg der Wellen werden durch die Transmissionskoeffizienten T_{Ref} und T_{Pr} beschrieben. Zur Vereinfachung der Gleichung (4.8) wird angenommen, daß die Amplitudenverluste durch Transmissionsverluste, sphärische Divergenz und Geometrie frequenzunabhängig sind:

$$\ln \frac{G_{\mathrm{Ref}} T_{\mathrm{Ref}}}{G_{\mathrm{Pr}} T_{\mathrm{Pr}}} = \text{const}\,. \tag{4.9}$$

Wird ein Referenz-Körper mit vernachlässigbar kleiner Absorption $\frac{1}{Q_{\mathrm{Ref}}} \approx 0$ verwendet, z. B. Aluminium, so vereinfacht sich Gleichung (4.8) zu:

$$\ln \frac{A_{\mathrm{Ref}}(x,f)}{A_{\mathrm{Pr}}(x,f)} \approx \frac{t_{\mathrm{Pr}}\pi}{Q_{\mathrm{Pr}}} f + \text{const}\,, \tag{4.10}$$

wodurch die absolute Dämpfung der Probe bestimmt werden kann. Wird dagegen ein Referenz-Körper (z. B. die trockene Probe) verwendet, dessen Geschwindigkeiten in etwa gleich der Geschwindigkeiten der Probe selbst sind, sind auch die Laufzeiten in etwa gleich ($t = t_{\mathrm{Ref}} \approx t_{\mathrm{Pr}}$) und Gleichung (4.8) wird zu:

$$\ln \frac{A_{\mathrm{Ref}}(x,f)}{A_{\mathrm{Pr}}(x,f)} \approx t \left(\frac{\pi}{Q_{\mathrm{Pr}}} - \frac{\pi}{Q_{\mathrm{Ref}}} \right) f + \text{const}\,. \tag{4.11}$$

Bei Verwendung einer trockenen Probe ist die Ankopplung zwischen Schwinger und Probe bei der Referenzmessung und Probenmessung ähnlicher, die Möglichkeit der Kontrolle gegeben und die Dämpfung des als Referenz verwendeten Körpers wird automatisch abgezogen. Ist die Dämpfung der trockenen Probe nicht von Interesse, so läßt sich hierdurch auch Meßzeit einsparen.

4.7.2 Voraussetzungen zur Bestimmung der Dämpfung $1/Q$ mit der Spektrenquotientenmethode

Um die Spektrenquotientenmethode anwenden zu können, müssen folgende Voraussetzungen erfüllt sein: Die Änderung des Signalspektrums muß eindeutig auf die Probe zurückzuführen sein. Dies ist der Fall, wenn zur Messung stets dieselben Schwinger mit einer konstanten elektrischen Anregung verwendet werden. Die Ankopplungsbedingungen zwischen den Schwingern und dem Gestein, bzw. der als Referenz verwendeten Probe dürfen sich nur frequenzunabhängig verändern, da sonst Gleichung (4.9) nicht erfüllt ist. Weiter muß zur Erfüllung dieser Bedingung die Geometrie der Probe und der Referenz identisch sein. Um aus dem Spektrenquotienten über einen größeren Frequenzbereich petrophysikalisch sinnvolle Aussagen treffen zu können, muß das Spektrum der Quelle möglichst breit und glatt sein. Um dies zu erreichen, muß das Signal zeitlich möglichst kurz sein und darf keine Interferenzen zweier Einzelwellenzüge enthalten. Die Erfüllung dieser Voraussetzungen wurde in Abschnitt 4.4 näher beschrieben.

4.7.3 Wahl des anregenden Signals

Für die Dämpfungsbestimmung wird, wie in Abschnitt 4.7.2 schon beschrieben, ein kurzes Signal mit breitem glatten Spektrum benötigt. Dieses kann nach der Wahl eines adäquaten Schwingers durch ein geeignetes anregendes Signal erzeugt werden. Durch Variation der Frequenz, der Phasenlage und der Symmetrie einer anregenden Sinuswelle kann das Signal signifikant verändert werden. Über die Anregungsfrequenz kann aufgrund der Schwingereigenschaften neben der Signalform die Amplitude variiert werden, mit Hilfe von Phasenlage und Signalsymmetrie kann die Signallänge verkürzt werden. Mit einiger Erfahrung läßt sich die Signalform optimieren, die Wahl der Anregungsparameter ist dabei jedoch recht eingeschränkt. Als anregendes Signal wurde auch eine Dreieckschwingung und ein Rechteckimpuls getestet. Diese führten jedoch nicht zu einer signifikanten Veränderung der Signalform. Nach Einstellung eines kurzen Signals mit gut erkennbaren Nulldurchgängen im hinteren Teil muß noch überprüft werden, ob das Spektrum des Signals keine Einbrüche zeigt, sondern möglichst glatt ist. Einbrüche im Spektrum sind ein Hinweis auf Interferenzen im Signal, die sowohl von der Anregung des Schwingers selbst, als auch aus der Überlagerung von Signalen mit unterschiedlichem Laufweg herrühren können. Sind die Interferenzen in den Signalen, welche durch einen Aluminiumreferenzkörper gelaufen sind, und im Signal, welches durch die Probe gelaufen ist, erkennbar, so kann davon ausgegangen werden, daß die Interferenzen auf der Geberseite entstehen.

4.7.4 Vorgehen und Reproduzierbarkeit einer Einzelmessung

Das gesamte aufgezeichnete Signal enthält auch zweifache Reflexionen innerhalb des Buffers (Abschnitt 4.4.2). Daher wurde zur Bestimmung der Dämpfungswerte $1/Q$ das Spektrum eines Ausschnittes aus dem aufgezeichneten Signal verwendet. Das Signalfenster im Zeitbereich wurde so gewählt, daß soweit möglich, das ganze Wellenpaket in dem Fenster liegt. Der Anfang

des Zeitfensters entspricht dem Ersteinsatz der Welle. Das Ende wurde so gewählt, daß der Ausschnitt möglichst keine am Rand der Probe reflektierten Sigale enthält und die Ausschnitte aus der Referenzmessung und Probenmessung gleichartig sind. 10 Wiederholungsmessungen an einer 3 cm langen Obernkirchner Sandstein Probe ohne erneuten Aus- und Wiedereinbau mit P-Wellen ergaben eine Standardabweichung von 5 % vom Mittelwert der Dämpfung.

4.7.5 Reproduzierbarkeit der Signale bei Druckerhöhung

In den Abbildungen B.1 und B.2 (siehe Anhang) sind Ausschnitte aus den Messungen an einer Aluminiumreferenz bei zu- und wieder abnehmendem Druck dargestellt. Die Amplituden der Messungen bei unterschiedlichem Druck wurden, soweit nicht anders vermerkt, identisch skaliert. Die Kreuze in den Montagen kennzeichnen die zur Berechnung der Frequenzspektren (Abb. B.3 und B.4 im Anhang) verwendeten Zeitfenster. Für P-Wellen ändert sich ab einem hydrostatischen Druck von 20 MPa das Signal, welches durch die Aluminiumreferenz gelaufen ist, nicht mehr signifikant. Für S-Wellen ist dies erst ab einem Druck von 80 MPa der Fall. Hier ist zu bemerken, daß bei Entlastung[16] die Amplitude der P-Wellen geringer sind als bei der gleichen Druckstufe während der Belastung[17]. Dies kann zum einen vom Schwinger selbst herrühren, sowie auch von den Eigenschaften der Trennflächen zwischen Buffer und Referenz. Ersteres ist unwahrscheinlich, da nach einem erneuten (Aluminium-)Probeneinbau inklusive Aluminiumfolienwechsel die Amplituden wieder höher sind und wieder die ursprüngliche Signalform gemessen wird.

4.7.6 Reproduzierbarkeit der Signalspektren bei Druckerhöhung

Um die Genauigkeit der Dämpfungsbestimmung bei wiederholtem Ein- und Ausbau einer Probe zu überprüfen, wurden die Spektren zweier unterschiedlicher Referenzmessungen (Aluminium-Probe) miteinander verglichen. Als Maß für die Unveränderlichkeit der Spektren wurde der Spektrenquotient gewählt und eine Dämpfungsbestimmung durchgeführt (siehe Abbildung B.9 im Anhang). Für die Messungen mit dem P-Schwinger liegen die Beträge dieser scheinbaren $1/Q$ - Werte im Bereich von unter 0,001. Die Berechnungen wurde im Frequenzbereich 0,90 MHz bis 1,66 MHz durchgeführt. Für die Messungen mit dem S-Schwinger liegen die scheinbaren 1/Q- Werte im Frequenzbereich 1,07 MHz bis 1,48 MHz zwischen 0,001 und 0,002 also geringfügig über Null. In beiden Fällen sind im unteren Druckbereich bis 60 MPa die Abweichungen aufgrund von Unregelmässigkeiten beim Einbau der Probe etwas größer. $1/Q = 0,001$ bzw. $1/Q = 0,002$ entspricht einem Q von 1000 bzw. 500, also deutlich über der Dämpfung von Sandsteinen. Dies zeigt, daß auch für die Scherwellen in den zur Berechnung verwendeten Frequenzbereichen keine signifikanten Abweichungen zu erwarten sind, obwohl die Signale optisch nicht identisch sind.

[16] abnehmender Druck

[17] zunehmender Druck

4.7.7 Vergleich der absolut und relativ bestimmten Dämpfungen

4.7.7.1 Vergleich der absolut und relativ zum Maximal-Druck bestimmten Dämpfungen

Der Einfluß der druckabhängigen Änderung der Ankopplung läßt sich am besten durch Verwendung der Messung bei höchstem Druck als Referenzmessung abschätzen. Dies wurde für die ersten Messungen an Obernkirchner Sandstein trocken und teilgesättigt durchgeführt (Abbildungen B.10 bis B.13 im Anhang). Es zeigte sich, daß unter der Annahme, daß bei höchstem Druck die Dämpfung richtig durch Vergleich mit der Aluminiummessung bestimmt werden kann, die Dämpfungen bei minimalem Druck bei der Absolutbestimmung in allen Fällen um 0,01 bei 20 MPa zu niedrig bestimmt werden. Für höhere Drücke nimmt dieser Fehler linear ab. Der Fehler durch Verwendung von Aluminium als Referenz wirkt sich also auf die Bestimmung der Dämpfung aufgrund der Fluideffekte[18] nicht aus, da hier die Differenz der Dämpfungen in der trockenen und der teilgesättigten Probe verwendet wird.

4.7.7.2 Vergleich der absolut und relativ zur trockenen Probe bestimmten Dämpfung

Der Einfluß der Verwendung von Aluminium läßt sich am besten durch Verwendung der Messung mit demselben aber trockenen Gestein als Referenzmessung abschätzen. Diese Bestimmung der Dämpfung wurde in denjenigen Fällen angewendet, in denen die Werte der Absolutbestimmung, z. B. wegen veränderter Signalform, nicht zuverlässig erschienen. Der Vergleich der Differenz $1/Q - 1/Q_{tr}$ und des relativ zur Trockenmessung bestimmten $1/Q_{reltr}$ lieferte jeweils vergleichbare Werte.

4.7.8 Einfluß der Wahl des Frequenzfensters

In den Abbildungen 4.14 bzw. 4.15 sind beispielhaft Spektren von P- bzw. S-Wellen einer Messung an trockenem Obernkirchner Sandstein abgebildet. Hier ist zu erkennen, daß das Spektrum der P-Welle höherfrequenter als das der S-Welle ist. Zur Bestimmung der Dämpfung wurde ein Frequenzfenster gewählt, in dem der Hauptteil der Signalenergie vorhanden ist, und die Frequenzfenster wurden für die beiden Wellentypen gleich gewählt. Aus diesem Grunde wurde im Falle der P-Welle die Dämpfung bei tieferen Frequenzen bestimmt, als es vom Frequenzgehalt her möglich gewesen wäre.

In der Abbildung 4.14 ist zu erkennen, daß die Spektrenquotienten der P-Wellen gekrümmt sind. Dies bedeutet, daß die sich daraus ergebenden $1/Q$ frequenzabhängig sind und mit der Frequenz zunehmen. Um diesen Einfluß abzuschätzen, wurde in drei verschiedenen Frequenzfenstern die Dämpfung von mit Wasser teilgesättigtem Obernkirchner Sandstein bestimmt (Abbildung B.16 im Anhang). Der hieraus sich ergebende Fehler des absoluten $1/Q$ beträgt für die Messungen mit der ersten Meßzelle 0,01. Für die Differenz $1/Q - 1/Q_{tr}$ beträgt dieser Wert 0,005. Im Falle der 3. Meßzelle wurde die Frequenzabhängigkeit der Messung an trockenem und mit Paraffin gesättigtem Obernkirchner Sandstein untersucht. Hier nimmt die Dämpfung auch mit der Frequenz zu; jedoch ist die Differenz $1/Q - 1/Q_{tr}$ frequenzunabhängig.

[18] Differenz $1/Q - 1/Q_{tr}$

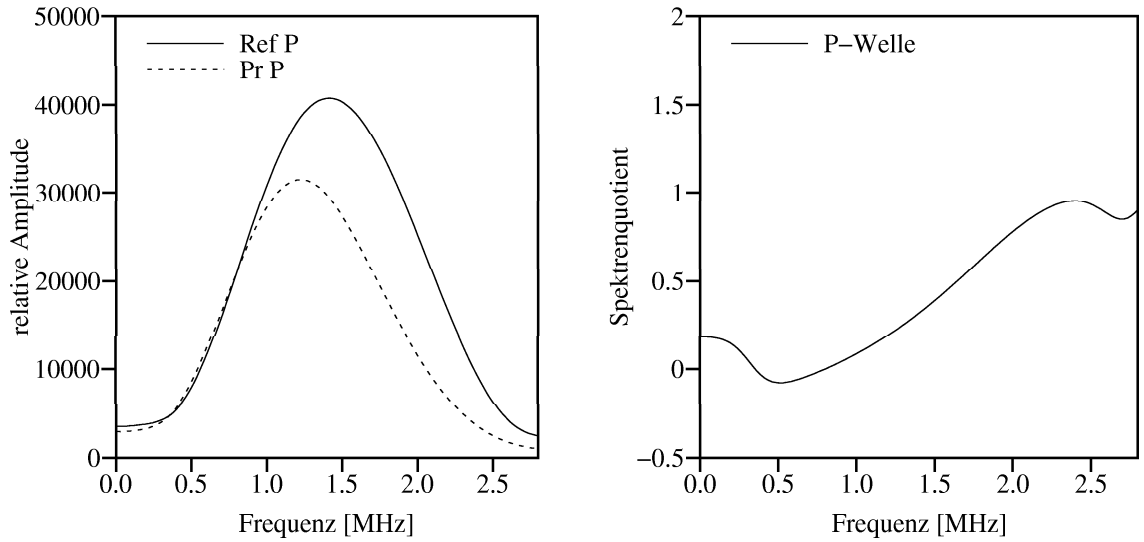

Abbildung 4.14: Links: P-Wellenspektren der Messung an Messung an trockenem Obernkirchner Sandstein bei 200 MPa als Referenz und bei 40 MPa als Probe. Rechts: Spektrenquotient bei Verwendung der Spektren links. Im Anhang findet sich diese Abbildung mit den zur Auswertung und Fehlerabschätzung verwendeten Frequenzfenstern.

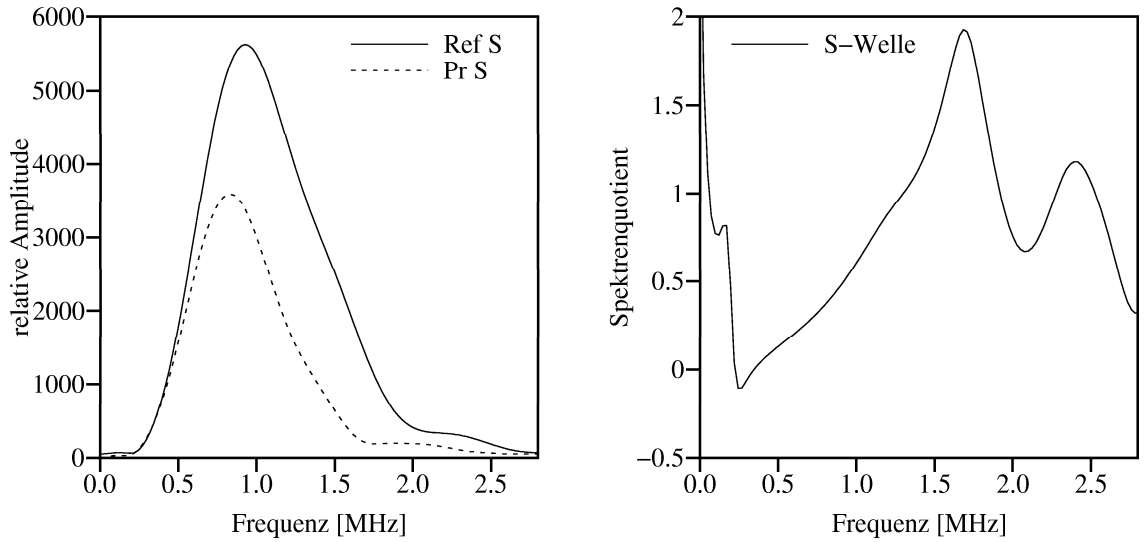

Abbildung 4.15: Wie Abbildung 4.14 für S-Wellen.

Die Spektrenquotienten der Scherwellen zeigen keine kontinuierliche Zunahme der Steigung (Abbildung 4.15). Dies ist auf nicht vollständig unterdrückte Randreflexionen bzw. Interferenzen im Schwingersignal zurückzuführen. Beide Effekte sind je nach Meßzelle unterschiedlich. Daher wurde für die S-Wellen jeweils derjenige Bereich gewählt, in dem kein Einfluß durch Randreflexion anzunehmen ist. Hierzu wurden die Dämpfungswerte, die sich bei Verwendung der unterschiedlichen Referenzspektren ergeben, miteinander verglichen. Hier wurde als Referenz die Messung an Aluminium, der trockenen Probe und beim höchsten Druck verwendet. Es wurde jeweils derjenige Frequenzbereich gewählt, der konsistente Ergebnisse liefert.

4.7.9 Abschätzung des Gesamtfehlers der Dämpfung

Der Fehler bei der Absolutbestimmung der Dämpfung setzt sich somit aus den folgenden wichtigsten Einflußgrößen zusammen:
Frequenzabhängigkeit (bis zu ± 0,01), druckabhängige Ankopplung (+0,01) und der Reproduzierbarkeit einer Einzelmessung. Die ersten beiden führen zu einer systematischen Verschiebung der gesamten Kurve, die letztere führt zur Streuung der Werte und verbessert sich mit steigendem Druck. Schütt (1992) kommt in seinen Betrachtungen vieler verschiedener Einflußgrößen auf einen maximalen Fehler einer Einzelmessung von 0,01 und des arithmetischen Mittels von 0,005.

Als druckabhängige Abschätzung für den Fehler $1/\Delta Q$ wird folgendes verwendet, siehe auch Abbildung 4.16:

$$1/\Delta Q = 0,01 + (1 - \text{Druck}/200) * 0,005)$$

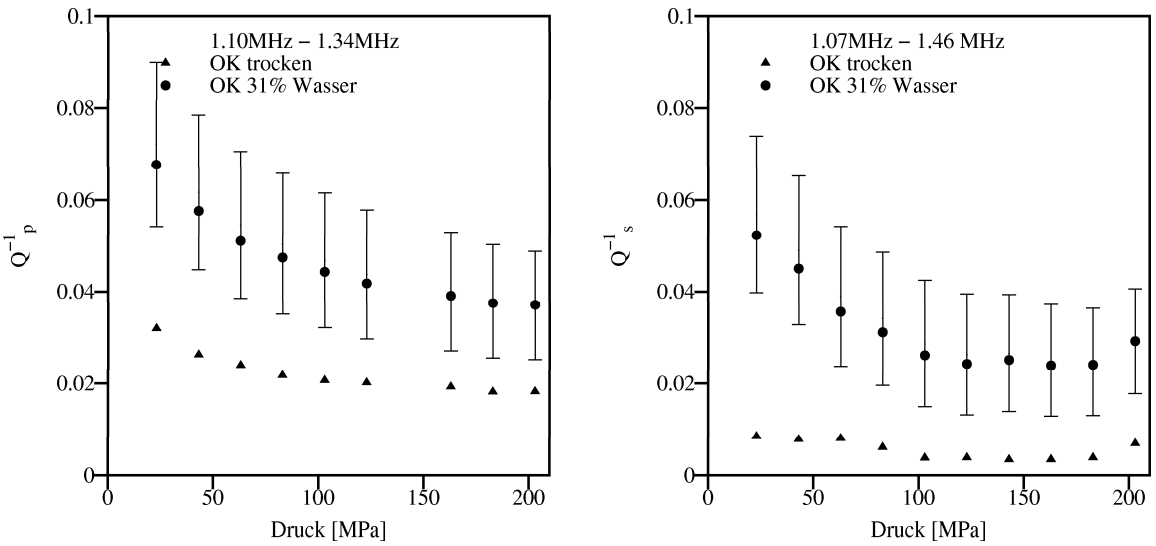

Abbildung 4.16: Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Der Fehler der Dämpfungsbestimmung ist exemplarisch für die Messung an der teilgesättigten Probe angegeben.

Im Fall der Relativbestimmung $(1/Q - 1/Q_{tr})$ wird aufgrund der Betrachtung aller Meßreihen der maximale Fehler abgeschätzt zu:

$$\text{P-Wellen} : 1/\Delta Q = 0,002 + (1 - \text{Druck}/200) * 0,2 * 1/Q\,,$$

$$\text{S-Wellen} : 1/\Delta Q = 0,002 + (1 - \text{Druck}/200) * 0,3 * 1/Q\,.$$

Darin ist die (maximale) Frequenzabhängigkeit und die druckabhängige Streuung der Meßwerte berücksichtigt. Bei der Darstellung der Modellrechnungen im Kapitel 7 wurde diese Fehlerabschätzung zugrundegelegt.

Kapitel 5

Messungen unter hydrostatischem Druck

Wie im folgenden Abschnitt 5.1 ausgeführt, wurden drei verschiedene Gesteine für die Messungen unter hydrostatischem Druck ausgewählt. In den weiteren Abschnitten dieses Abschnittes werden die Messungen vorgestellt und diskutiert. Zum Versuchsaufbau, der Genauigkeit der Geschwindigkeits- und Dämpfungsbestimmung sowie der Versuchsdurchführung siehe auch Kapitel 4.

5.1 Die verwendeten Gesteine

Für die Versuche wurden drei verschiedene Gesteine gewählt. Diese sind alle schon von Burkhardt et al. (1986, 1990), Mörig (1993), Schütt (1992) und Wulff (1995) petrologisch, im seismischen Frequenzbereich und mittels Ultraschall untersucht worden. Sie unterscheiden sich signifikant in den makroskopischen Parametern Porosität und Permeabilität und der mikroskopischen Porenradienverteilung. Gewählt wurden folgende Gesteine:

Obernkirchner Sandstein (OK): poröser Feinsandstein,
Unterkreide, Wealden, Steinbruch Obernkirchen.

Bentheimer Sandstein (BH): höhere Porosität als der Obernkirchner Sandstein,
Unterkreide, Valendis, Steinbruch Gildehaus

Harzer Grauwacke (HZ8): Vertreter für niederporöse und niederpermeable Gesteine:
unteres Karbon (lower Carboniferious), Aufschluß Sösetalsperre,
(Herkunft nach Schopper und Riepe, 1986)

Aus dem Material des Obernkirchner Sandsteines wurden für die Ultraschallmessungen neue Proben mit 80 mm Durchmesser und 30 mm Höhe angefertigt (Probe OK83), für die Deformationsmessungen mit 80 mm Durchmesser und 40 mm Höhe. Der Schliff (Abschnitt 6.1.1) wurde aus derselben Charge gefertigt. Die Oberflächen der Probe für die Ultraschallmessungen wurden mittels einer Topfschleifmaschine trocken planparallel geschliffen. Bei den Gesteinen Bentheimer Sandstein und Harzer Grauwacke wurde auf die bereits vorhandenen Proben BH 3-2 und HZ 82 zurückgegriffen. Die Probe HZ 82 ist eine relativ homogene niederporöse Harzer Grauwacke und dieselbe, an der auch Wulff (1995) sättigungsabhängige Messungen unter geringem einaxialem Druck durchführte. Bei der Auswahl der Proben wurde darauf geachtet, daß auch der Zylinderrand unverletzt war, damit der zur Abdichtung gegen das Druckmedium verwendete Neoprenschlauch nicht durchgedrückt wurde. Die mineralogische Zusammensetzung und petrophysikalische Größen werden in den Abschnitten 6.1.1 und 6.1.2 vorgestellt.

5.2 Gesteinspräparation

Für Messungen an trockenen Proben wurden diese im Vakuumtrockenschrank bei bis zu 70 C° für mindestens 4 Tage getrocknet, wobei der Trocknungsfortschritt mittels Wägung überprüft wurde. Vor der Wägung und der Versuchsdurchführung wurden die Proben mit Stickstoff gesättigt. Zur Bestimmung der Volumina und der Porosität der Proben wurden die Proben vollgesättigt. Dies erfolgte durch Aufsättigung einer im Vakuum befindlichen trockenen Probe mit destilliertem Wasser. Vor der Wägung wurden die Proben noch für mindestens 2 Tage in der Flüssigkeit belassen. Die Teilsättigungen wurden durch Trocknung der vollgesättigten Proben erzeugt. Nach Erreichen des gewünschten Sättigungszustandes wurden die Proben in Aluminiumfolie eingepackt und der Flüssigkeit wurde einige Tage Zeit gelassen, sich gleichmässig über das Gestein zu verteilen. Dieses Verfahren wurde bereits von Schütt (1993) und Wulff (1995) gewählt, so daß sich deren Versuchsergebnisse mit denen dieser Arbeit vergleichen lassen sollten. Vor und nach jedem Versuch wurde zur Kontrolle eine Wägung durchgeführt. Die sich ergebenden Sättigungen wiesen Differenzen von maximal 0,5% auf. Es wurden der Mittelwert der beiden Messungen verwendet.

5.3 Vorgehen

Zur Abdichtung der Probe gegen das Druckmedium, wurde ein Neoprenschlauch verwendet, dessen Enden mindestens 3 *cm* über die Buffernflächen hinwegreichten, siehe Abbildung 4.4 und Wulff (1995). Die Probe wurde nicht drainiert, jedoch kann bei teilgesättigten Gesteinen davon ausgegangen werden, daß aufgrund der größen Kompressibilität des im Gestein befindlichen Gases der Porenwasserdruck verschwindend klein ist und hierdurch der äußere und der effektive Druck identisch sind (Wulff, 1995).

Bei den Messungen wurde jeweils ein kompletter Druckzyklus gefahren, d. h. es wurden auch bei Entlastung Messungen durchgeführt. Bei jeder Druckstufe wurden direkt nach Erreichen des Drucks und nach 10 Minuten erneut je eine Messung durchgeführt. Wie Testmessungen zeigten, hat sich in dieser Zeit in der Probe ein Gleichgewicht eingestellt. Die vorgestellen Meßergebnisse sind durch Mittelung der Messungen bei einer Druckstufe entstanden. Vor und nach jeder Messung wurden mit derselben Meßzelle bei einaxialem Druck Messungen durchgeführt. Zum einen wurden circa 4 MPa[1] durch eine Spindel erzeugt, zum anderen wurde eine Messung mit der zusammengebauten und am Autoklavendeckel befestigten Meßzelle ohne hydrostatischen Druck durchgeführt. Letzteres entspricht einem relativ ungenau definierten Druck. Daher wurde bei den letzten Messungen (BH und HZ) die Probe zur besseren Reproduzierbarkeit je 3/4 bzw. 2/4 Umdrehungen[2] der Montageschrauben als Kraft ausgesetzt. Insbesondere bei den ersten Messungen traten einbaubedingt größere Meßfehler in der Geschwindigkeits-

[1] $15\,kN/50\,cm^2 = 3{,}0\ MPa$ unter Annahme der Belastung der gesamten Bufferoberfläche bzw. $15\,kN/27\,cm^2 = 5{,}5\ MPa$ unter Annahme der Belastung des nicht ausgesparten Bereichs. Die Aussparung auf den Buffern wurden nur so tief ausgefräßt, daß die Belastung auf der gesamten Fläche, also dem zur Trennung verwendeten Papier und auf der Aluminiumoberfläche, erfolgt.

[2] $10,5 \pm 0,5kN$, dies entspricht circa 3 MPa

und Dämpfungbestimmung auf, da bei den geringen Anpressdrücken die Ankopplungsbedingungen variieren. Nicht alle Messungen können daher zur Auswertung in Kapitel 7 verwendet werden. Zur Abschätzung des Anstiegs bei Druckänderung von $P_{hydro} = 0$ auf minimalen hydrostatischen Druck werden sie dennoch im folgenden dargestellt. Die jeweiligen Fehler in der Laufzeit- und Dämpfungbestimmung sind in den Abbildungen jeweils exemplarisch bei einer Druckstufe eingezeichnet. Um die Änderung der Geschwindigkeiten mit dem Druck vergleichen zu können, wurde bei der Darstellung der einzelnen Meßreihen die Achsenskalierung für die P- bzw. S-Wellen Geschwindigkeiten so gewählt, daß das Verhältnis des maximalen Wertes zum minimalen Wert konstant ist.

5.3.1 Obernkirchner Sandstein

Der Obernkirchner Sandstein wurde trocken und mit Wasser teilgesättigt vermessen. Um den Einfluß der Modulreduktion auf die Geschwindigkeiten zu vermeiden (vgl.Kapitel 2.3), wurde die gleiche Probe auch mit Cyclohexan und danach mit dünnflüssigem Paraffin gesättigt und vermessen. Die ersten Messungen des trockenen und mit Wasser teilgesättigten Obernkirchner Sandsteins wurden mit der ersten Meßzelle durchgeführt. Das bei diesen Versuchen verwendete Manometer zeigte eine Hysterese, dadurch sind die Druckstufen um jeweils 3 MPa verschoben. Da die Proben des Obernkirchner Sandsteins extra für diese Versuche hergestellt wurde (siehe Kapitel 5.1), war die Probe zuvor also noch keinem Druck ausgesetzt. Die Messung an trockenem Gestein wurde nicht wiederholt. Dies führt evtl. zu einer Unterschätzung der Geschwindigkeiten in der trockenen Probe und einer Überschätzung der Dämpfungen $1/Q$ dieser Wellen aufgrund irreversibler Rißschliessung, also Verfestigung des Gesteins, bei der ersten Belastung.
Weiter ist davon auszugehen, daß die Probe durch die erste Belastung kürzer wird. Dies führt ebenso dazu, daß bei unveränderten seismischen Eigenschaften des Materials bei der ersten Belastung die Geschwindigkeiten gegenüber der zweiten Belastung unterschätzt werden. Untersuchungen von Wulff (1995) an Obernkirchner Sandstein zeigen, daß auch der entgegengesetzte Effekt auftreten kann, also bei der Erstbelastung die Geschwindigkeiten um etwa 1% oberhalb der Geschwindigkeiten bei der zweiten Belastung liegen können, was sie durch das Aufbrechen von Bindungen bei der ersten Belastung erklärt. Untersuchungen von Wulff (1995) an „gecracktem“ Sandstein zeigen, daß bei der zweiten Belastung derselbe Endwert der Geschwindigkeiten wie bei der Erstbelastung erreicht wird. Da das Ziel der Untersuchungen insbesondere das Verhalten bei erhöhtem hydrostatischem Druck war, wurde auf eine Mehrfachbelastung aufgrund obiger Betrachtungen verzichtet. Nach den Messungen an mit Wasser gesättigtem Obernkirchner Sandstein mußten die Versuche mit der 3. Meßzelle durchgeführt werden. Auch mußte zu diesem Zeitpunkt ein Wechsel der Datenerfassung vorgenommen werden, daher wurde die Gesteinsprobe vor der Sättigung mit Cyclohexan und Paraffin erneut trocken zur besseren Vergleichbarkeit vermessen. Die Geschwindigkeiten der P- und S-Welle liegen bei der zweiten Trockenmessung geringfügig unter der der ersten Trockenmessung. Die Dämpfungen der P-Welle liegen um einen druckunabhängigen Betrag von circa 0,01 über der der ersten Messung, die der S-Welle stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit derjenigen

der erste Messung überein. Die Gesteinsprobe enthielt evtl. eine durch Wägung nicht bestimmbare Menge an Feuchtigkeit, die damit verbundene Erhöhung der Dämpfung bei gleichzeitiger Geschwindigkeitserniedrigung könnte die Messungen erkären. Die Proben waren bei der Sättigung mit Cyclohexan und Paraffin gleichen Bedingungen wie die trockene Probe ausgesetzt, daher kann davon ausgegangen werden, daß der Fehler bei der Differenz der Dämpfungen und Geschwindigkeiten in der trockenen und der teilgesättigten Probe mit dem Fehler bei den Messungen mit der ersten Meßzelle vergleichbar ist. Die Reproduzierbarkeit der Laufzeitbestimmung betrug für die P-Wellengeschwindigkeiten und die S-Wellengeschwindigkeit der zweiten Trockenmessung und der Cyclohexanmessung 0,5%. Aufgrund des lediglich geringen S-Wellensignals ist der Fehler bei der Laufzeitbestimmung der Messungen mit der ersten Meßzelle und die Paraffinmessung mit der 3. Meßzelle mit 1% anzusetzten. Es wird abgeschätzt (siehe Kapitel 4.6.2), daß die Geschwindigkeiten dieser Messungen systematisch um circa 1,5% zu gering gemessen wurden. Dies wurde bei der Auswertung berücksichtigt.

5.3.2 Bentheimer Sandstein

Auch die Probe des Bentheimer Sandstein[3] war bei den hier vorgestellten Messungen noch keinem hydrostatischem Druck ausgesetzt. Bei den Messungen an dieser Gesteinsprobe wurde mit zwei verschiedenen Meßzellen gearbeitet. Am ersten Tag wurden mit der Meßzelle 3 (P-Schwinger) gemessen und am darauffolgenden Tag mit der Meßzelle 4 (S-Schwinger). Die Sättigung wurde auch hier vor und nach der Messung durch Wägung bestimmt. Das S-Signal war sehr gut. Der Fehler in der Laufzeitbestimmung betrug für beide Wellenarten 0.5%.

5.3.3 Harzer Grauwacke

Die Messungen an der Harzer Grauwacke[4] wurden mit der Meßzelle 3 durchgeführt. Aufgrund des schwachen Signals des S-Schwingers wurden diese Messungen je Druckstufe hinsichtlich der Laufzeit mehrfach ausgewertet und zur Darstellung die Mittelwerte verwendet. Aufgrund der veränderten Signalform ist auch bei diesen Messungen davon auszugehen, daß auch die Geschwindigkeiten der Messungen an der Harzer Grauwacke systematisch um circa 1,5% zu gering gemessen wurden. Dies wurde bei der Auswertung berücksichtigt. Bei der Reproduzierbarkeit der S-Wellen Geschwindigkeit ist von 1% auszugehen.

5.4 Messungen am trockenen Gestein

Die Messungen am trockenen Gestein sind als Referenzmessungen für die eigentlichen Untersuchungen nötig. Da sie zur Charakterisierung der Gesteine dienen, werden sie an dieser Stelle separat vorgestellt. Bei der Darstellung der Ergebnisse für die einzelnen Gesteine wurde die Achsenskalierung für die Geschwindigkeiten so gewählt, daß das Verhältnis des maximalen Wertes zum minimalen Wert konstant ist. Exemplarisch ist jeweils bei einer Druckstufe der Fehler ohne Berücksichtigung der Deformation angegeben. Die Darstellung der Messungen sind zum Teil bei der Beschreibung der Messungen an den teilgesättigen Proben zu finden.

[3] BH3-2

[4] HZ82

5.4.1 Trockener Obernkirchner Sandstein

Mit Obernkirchner Sandstein wurden in kurzer Folge zwei Messungen an der trockenen Probe durchgeführt. Die Probe wurde bei diesen Messungen das 4. bzw. das 5. Mal belastet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.1 bei Be- und Entlastung dargestellt. In beiden Fällen tritt im Bereich unterhalb von circa 40 MPa eine deutliche Hysterese auf: Bei Belastung sind die Geschwindigkeiten geringer als bei Entlastung. Die Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen der zwei verschiedenen Meßreihen stimmen dennoch oberhalb von 20 MPa im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Die Hysterese der Dämpfungen ist nicht so stark ausgeprägt. Die Daten stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit der Methode ab einem Druck von 30 MPa überein. Die Hysterese ist somit als größtenteils reversibel anzusehen.

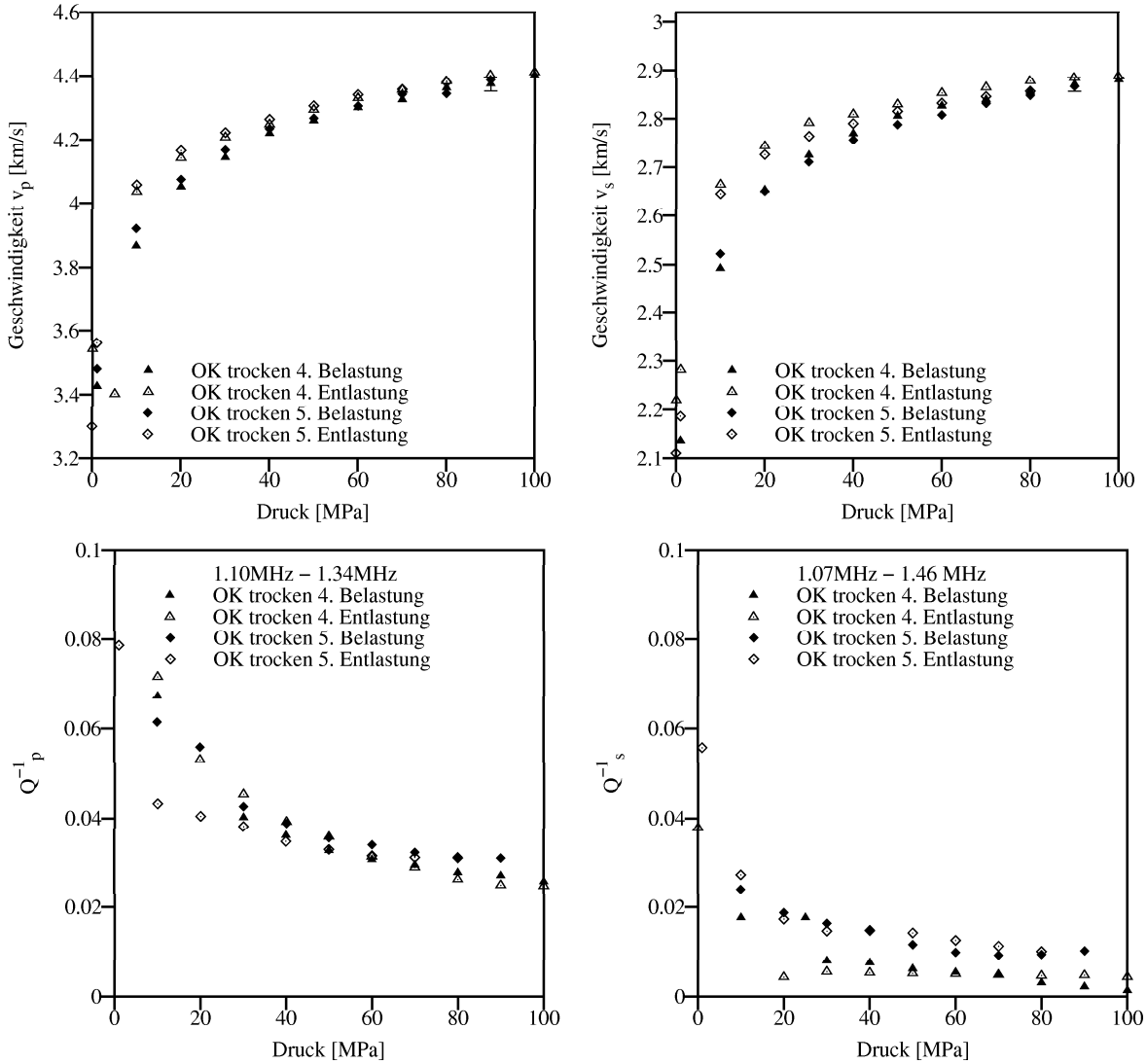

Abbildung 5.1: Wiederholungsmessung der Be- und Entlastung an trockenem Obernkirchner Sandstein.

Darüber hinaus ist bei dem Obernkirchner Sandstein folgendes zu beobachten:

- Die Geschwindigkeitsänderung ist bis 40 MPa nichtlinear und am stärksten (Zunahme um circa 28%, Abbildungen 5.7 und 5.10), und steigt um weitere 7% auf 35% bei 80 MPa und dann um 3% auf 38% bei 200 MPa.
- Ab einem Druck von circa 40 MPa ist die Zunahme näherungsweise linear.
- Die Dämpfung $1/Q$ nimmt nichtlinear mit dem Druck ab. Die Abnahme ist auch oberhalb von 90 MPa noch festzustellen. Dieser Effekt ist bei der Kompressionswellendämpfung deutlicher ausgeprägt, siehe Abbildung 5.4.
- Die Scherwellendämpfung ist geringer als die Kompressionswellendämpfung.

5.4.2 Trockener Bentheimer Sandstein

Die Zunahme der Geschwindigkeiten im trockenen Bentheimer Sandstein ist nicht so drastisch wie beim Obernkirchner Sandstein. Auch hier wird ab circa 40 MPa nur noch eine lineare Zunahme der Geschwindigkeiten beobachtet. Die Dämpfungen sind generell höher als bei den Messungen an Obernkirchner Sandstein, vergleiche Abbildungen 5.1 und 5.2.

Bei trockenem Gestein wird bei Drücken unter 40 MPa eine Hysterese beobachtet: Die Geschwindigkeiten bei Belastung liegen unter den bei Entlastung gemessenen. Die hysteresebedingte Abnahme der Dämpfung ist geringer als der angenommene Fehler der Messungen.

- Weiterhin beträgt die nichtlineare Geschwindigkeitszunahme mit dem Druck bis etwa 40 MPa circa 15% (Abbildung 5.13) und steigt an auf knapp 20% bei 100 MPa.
- Ab einem Druck von circa 40 MPa ist die Zunahme der Geschwindigkeiten näherungsweise linear.
- Die Dämpfung $1/Q$ bei geringem einaxialem Druck beträgt das 1,5 – 2-fache der beim geringsten hydrostatischen Druck gemessenen.
- Die Scherwellendämpfung liegt unter der Kompressionswellendämpfung.
- Die Dämpfung $1/Q$ beider Wellen ist geringfügig größer als die im Obernkirchner Sandstein gemessene.
- Die Dämpfung $1/Q$ nimmt mit dem Duck ab, diese Abnahme ist bei 90 MPa noch nicht abgeschlossen.

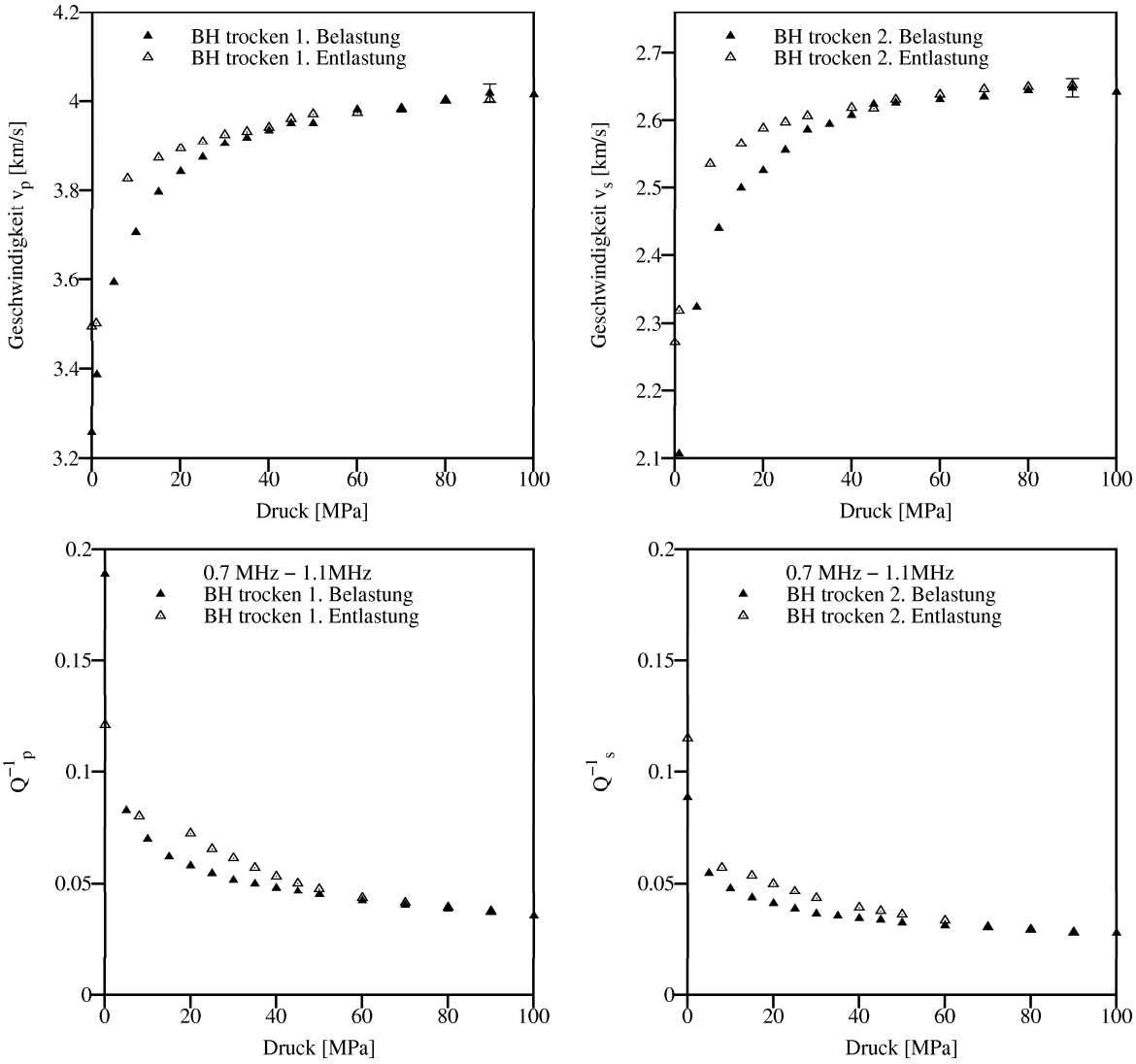

Abbildung 5.2: Messung der Be- und Entlastung an trockenem Bentheimer Sandstein.

5.4.3 Trockene Harzer Grauwacke

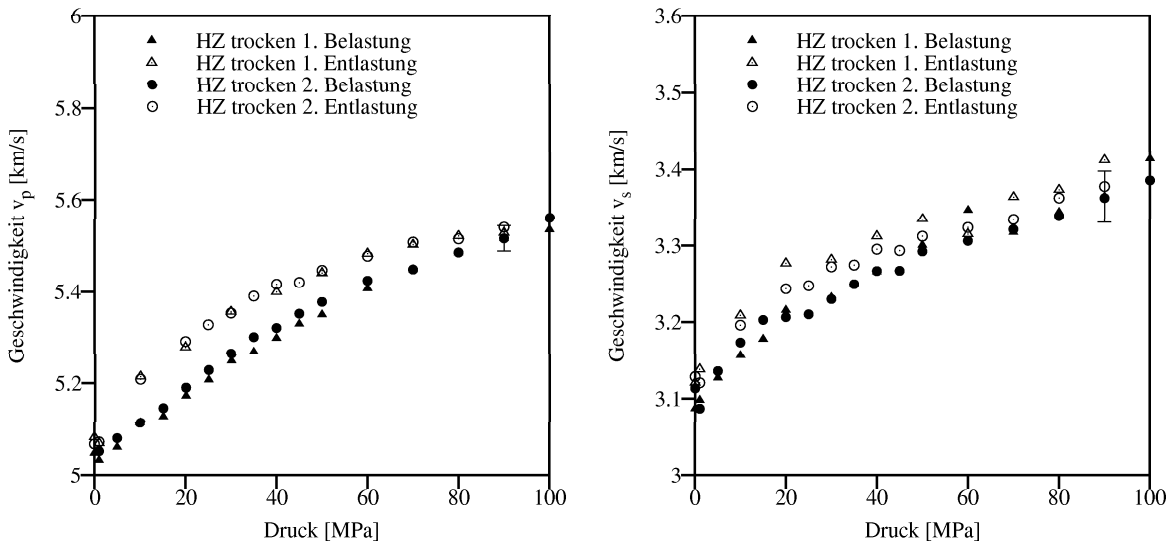

Abbildung 5.3: Messung der Be- und Entlastung an trockener Harzer Grauwacke.

Die Geschwindigkeiten in der trockenen Harzer Grauwacke liegen deutlich über den im Obernkirchner Sandstein gemessenen, vergleiche 5.1 und 5.3. Die Dämpfung der P-Wellen in der trockenen Probe ist sehr gering. Die Hysterese ist über den gesamten gemessenen Druckbereich hinweg zu beobachtet: Die Geschwindigkeiten bei Belastung liegen unter denen der bei Entlastung gemessenen, dies ist auch bei geringem einaxialem Druck sofort nach dem Ausbau der Probe aus dem Autoklaven der Fall. Die Messungen am trockenen Gestein wurden wiederholt (Abbildung 5.3), zeigten aber im Rahmen der Repoduzierbarkeit über den gesamten Druckbereich dasselbe Verhalten, d. h. auch hier ist die Hysterese reversibel.

- Die Geschwindigkeitszunahme ist deutlich geringer als bei den beiden hochporösen Sandsteinen. Bis etwa 40 MPa nimmt die Geschwindigkeit linear um circa 5% zu, und steigt auf circa 10% bei 100 MPa an. Die lineare Zunahme ab 60 MPa unterscheidet sich nicht wesentlich von der bis 40 MPa, siehe Abbildung 5.14.

- Die Dämpfung $1/Q$ der Kompressionswelle ist gering, (in der Größenordnung der Auflösegenauigkeit der Meßmethode), siehe Abbildung 5.12.

5.5 Messungen am teilgesättigten Gestein

Berücksichtigt sind im folgenden nur Messungen bei Belastung, da die Rißschließung bei zunehmendem Druck untersucht wird und die Meßwerte bei erhöhtem Druck bei Be- und Entlastung übereinstimmen.

5.5.1 Einfluß der Deformation

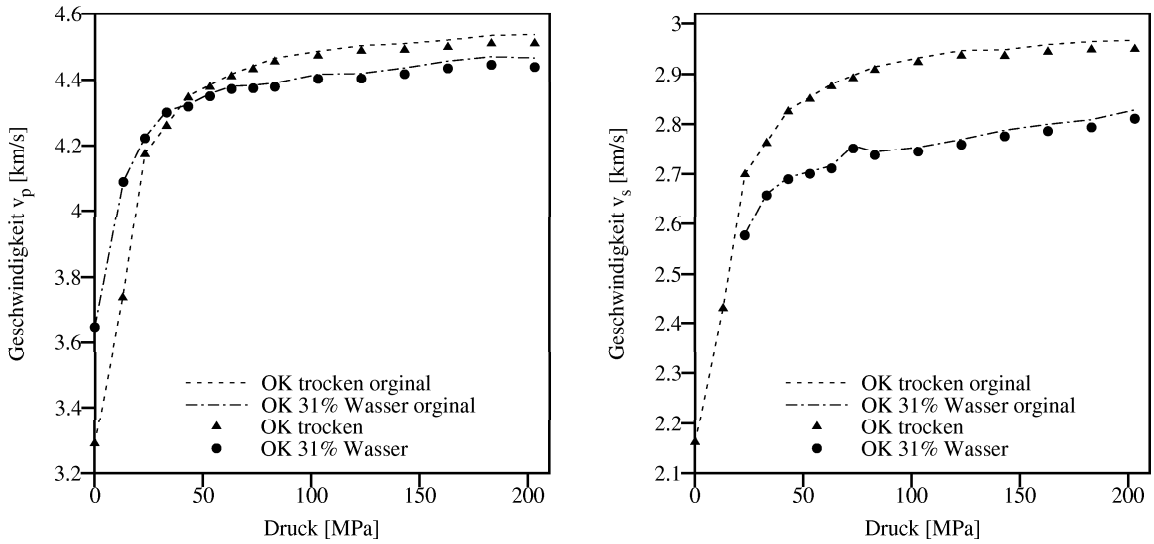

Abbildung 5.4: Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 31% Wasser gesättigt. Die Längenänderung wurde bei den mit Symbolen dargestellten Werten korrigiert. Zum Vergleich sind die unkorrigierten Geschwindigkeiten als Linien dargestellt.

In Abbildung 5.4 sind die unter Berücksichtigung der in Kapitel 4.5 bestimmten Längenänderung berechneten Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen in vakuumtrockenem und mit 31% Wasser gesättigtem Obernkirchner Sandstein dargestellt. Auch nach der Berücksichtigung der Deformation nehmen die Geschwindigkeiten noch mit dem Druck zu, d. h. auch hier wird die Festigkeit der Gesteinsmatrix noch durch den zunehmenden hydrostatischen Druck erhöht. Im folgenden wurde nach den Ausführungen in Kapitel 4.6.3 bei der Auswertung die Längenänderung der Proben nicht korrigiert.

5.5.2 Wasser in Obernkirchner Sandstein

5.5.2.1 31% Wasser in Obernkirchner Sandstein

Für Drücke höher als circa 50 MPa nehmen die Geschwindigkeiten in mit 31% Wasser teilgesättigtem Obernkirchner Sandstein (Abbildung 5.4) nur noch geringfügig zu, die Dämpfungen nehmen dagegen auch bei höheren Drücken noch ab (Abbildung 5.6). Bei der teilgesättigten Probe ist diese Abnahme stärker ausgeprägt als bei der trockenen Probe.

Im Bereich von 0 - 80 MPa wurden die Geschwindigkeiten in kleineren Druckschritten gemessen. Es ist zu erkennen, daß die Geschwindigkeiten der P-Wellen in teilgesättigtem Gestein ab einem Druck von 40 MPa unter den in der trockenen Probe gemessenen liegen. Für S-Wellen ist dies bei allen Druckstufen der Fall.

5.5.2.2 9% Wasser in Obernkirchner Sandstein

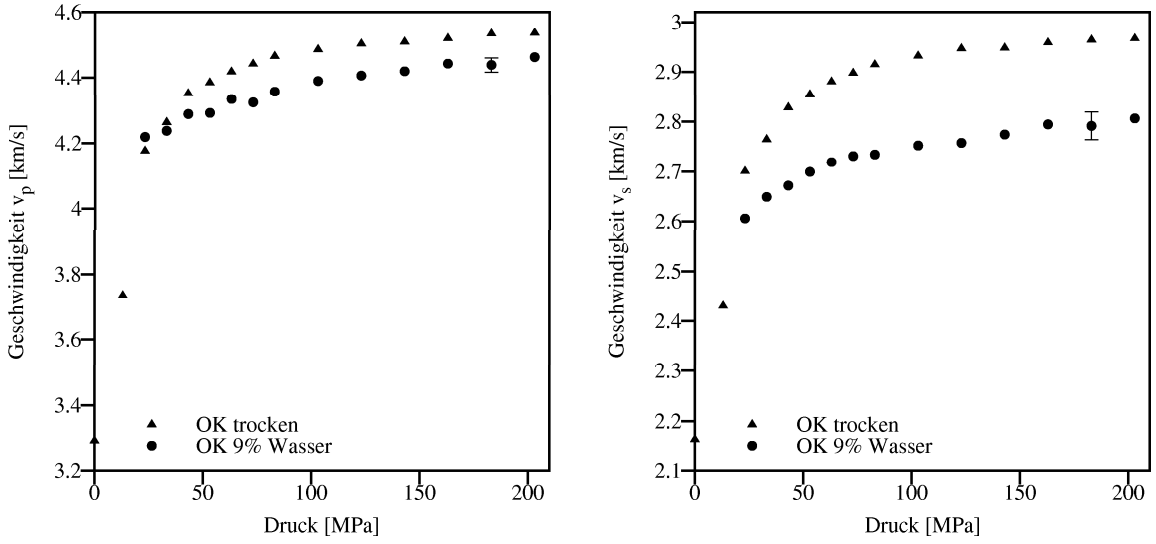

Abbildung 5.5: Obernkirchner Sandstein, Geschwindigkeiten im trockenen und mit 9% Wasser gesättigtem Gestein.

Die seismischen Attribute desselben Obernkirchner Sandsteins wurden auch bei einer Sättigung von 9% bis zu einem Druck von 203 MPa erfaßt und in der Abbildung 5.5 bis 5.6 dargestellt. Hier sind dieselben Effekte zu beobachten wie bei 31% Wassersättigung. Jedoch sind die Geschwindigkeiten der P-Wellen geringfügig, die Dämpfungen deutlich geringer. Die Attribute der S-Welle stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit denen der mit 31% Wasser gesättigten Probe überein, siehe Abbildung 5.7 und 5.6.

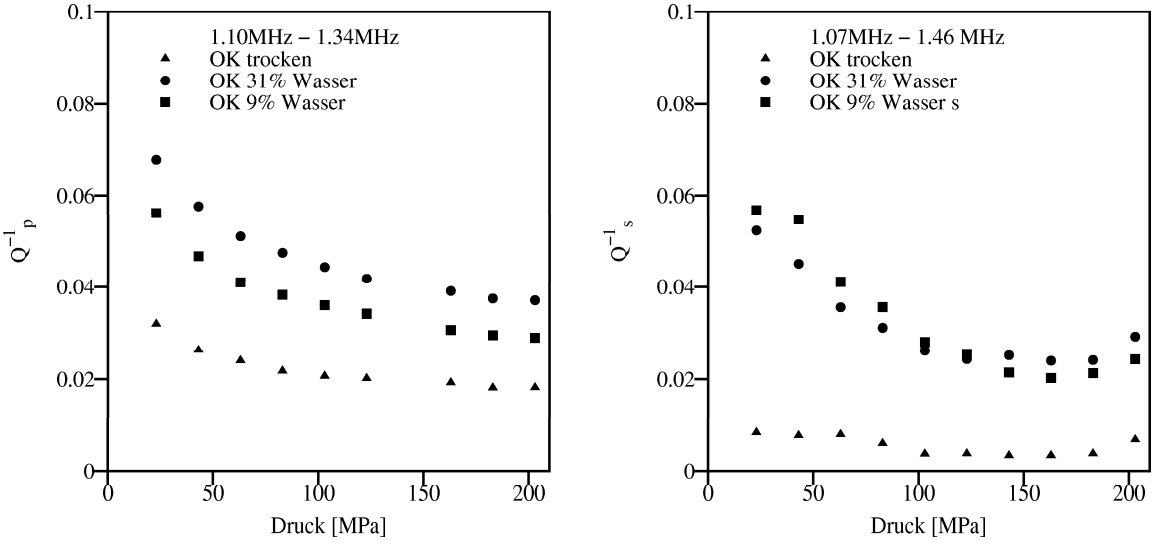

Abbildung 5.6: Obernkirchner Sandstein, Dämpfung im trockenen sowie mit 31% und 9% Wasser gesättigtem Gestein.

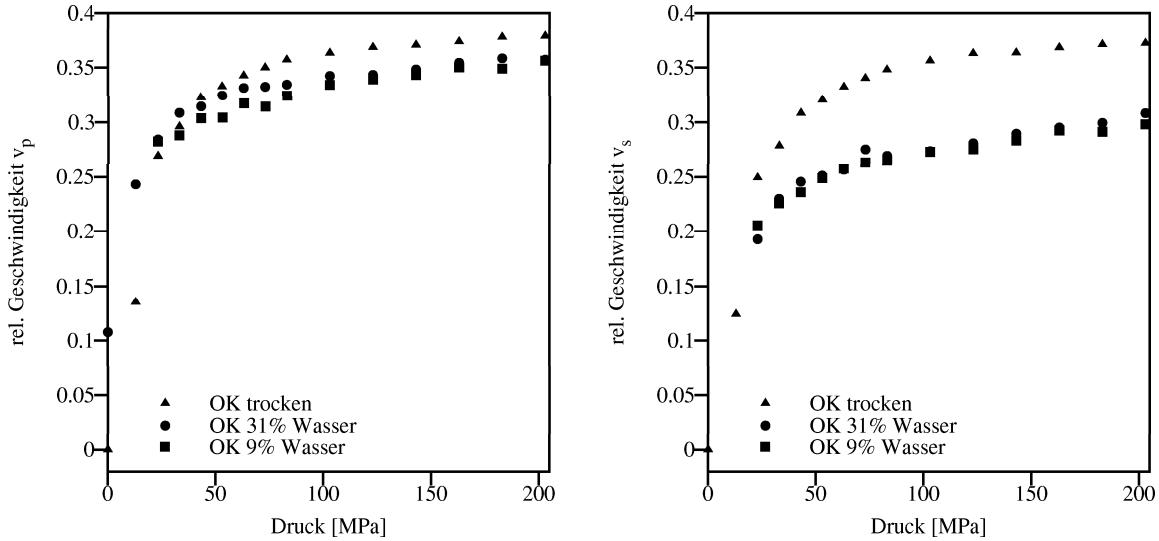

Abbildung 5.7: Relative Geschwindigkeitsänderungen der Messungen mit Wassersättigung an Obernkirchner Sandstein bezüglich der Messung an trockenem Gestein bei geringem hydrostatischem Druck.

5.5.3 66% Cyclohexan und 65% Paraffin in Obernkirchner Sandstein

Da auch bei der Messung an mit Cyclohexan und dünnflüssigem Paraffin gesättigten Probe zu erwarten war, daß bis zu einem Druck von 90 MPa die nichtlineare Erhöhung der Geschwindigkeiten abgeschlossen ist, wurde dieser Druck als Enddruck gewählt und in 5 MPa-Druckschritten bis 50 MPa und ab hier in 10 MPa-Schritten gemessen.

5.5.3.1 66% Cyclohexan in Obernkirchner Sandstein

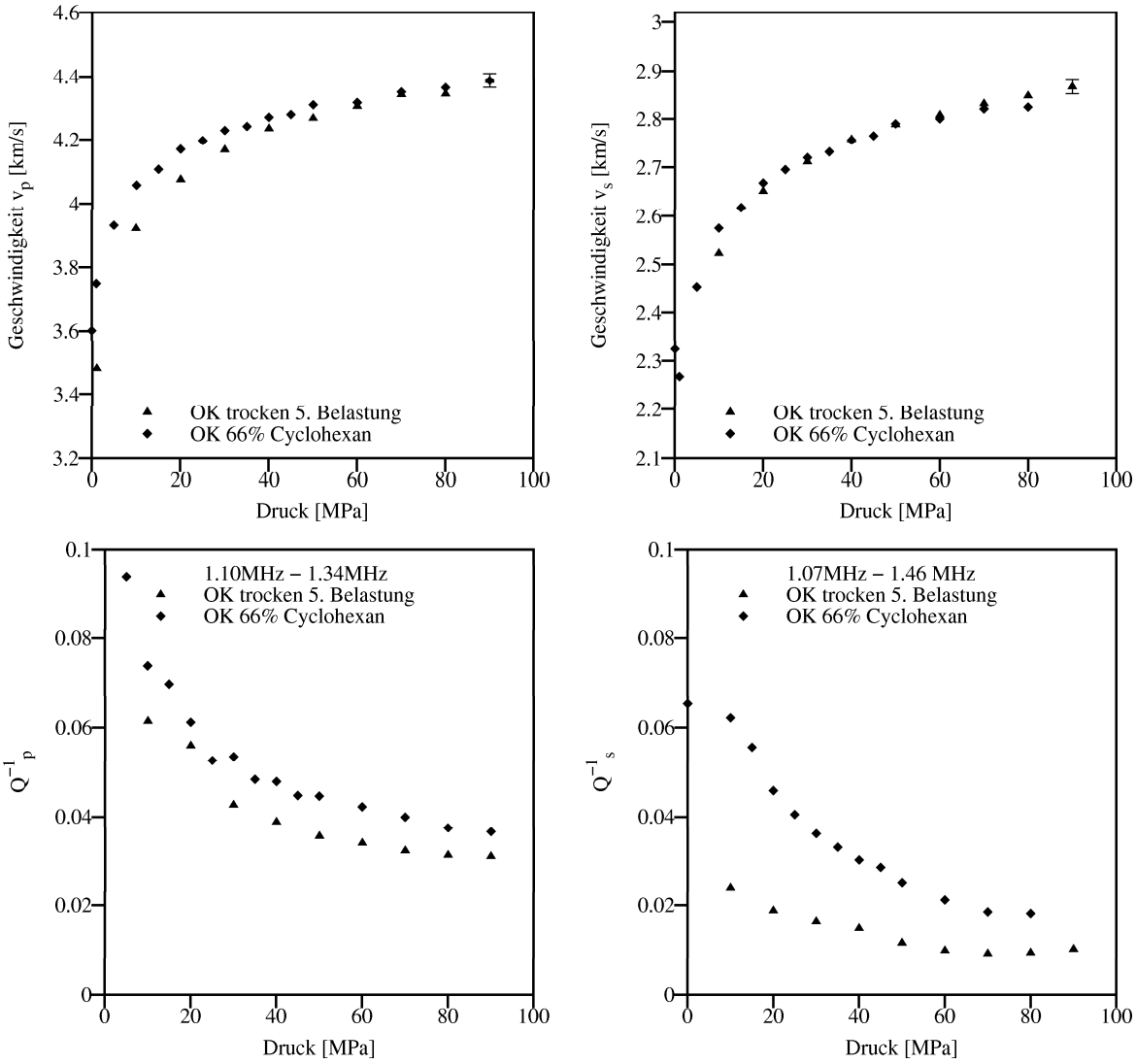

Abbildung 5.8: Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 66% Cyclohexan gesättigt.

In Abbildung 5.8 ist zu erkennen, daß ab einem Druck von 40 MPa die Geschwindigkeit linear zunimmt. Die P- bzw. S-Wellengeschwindigkeiten in der trockenen Probe liegen für Drücke unter 40 MPa bzw. 20 MPa unter den in der teilgesättigten. Ab diesen Drücken stimmen die Geschwindigkeiten in beiden Fällen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Die Dämpfungen nehmen auch beim maximalen gemessenen Druck noch ab. Die Dämpfung der P-Welle in der teilgesättigten Probe liegt um einen nahezu druckunabhängigen Betrag oberhalb der in der

trockenen Probe gemessenen. Bei der S-Welle nimmt die Zunahme der Dämpfung durch die Sättigung mit dem steigenden Druck ab.

5.5.3.2 65% Paraffin in Obernkirchner Sandstein

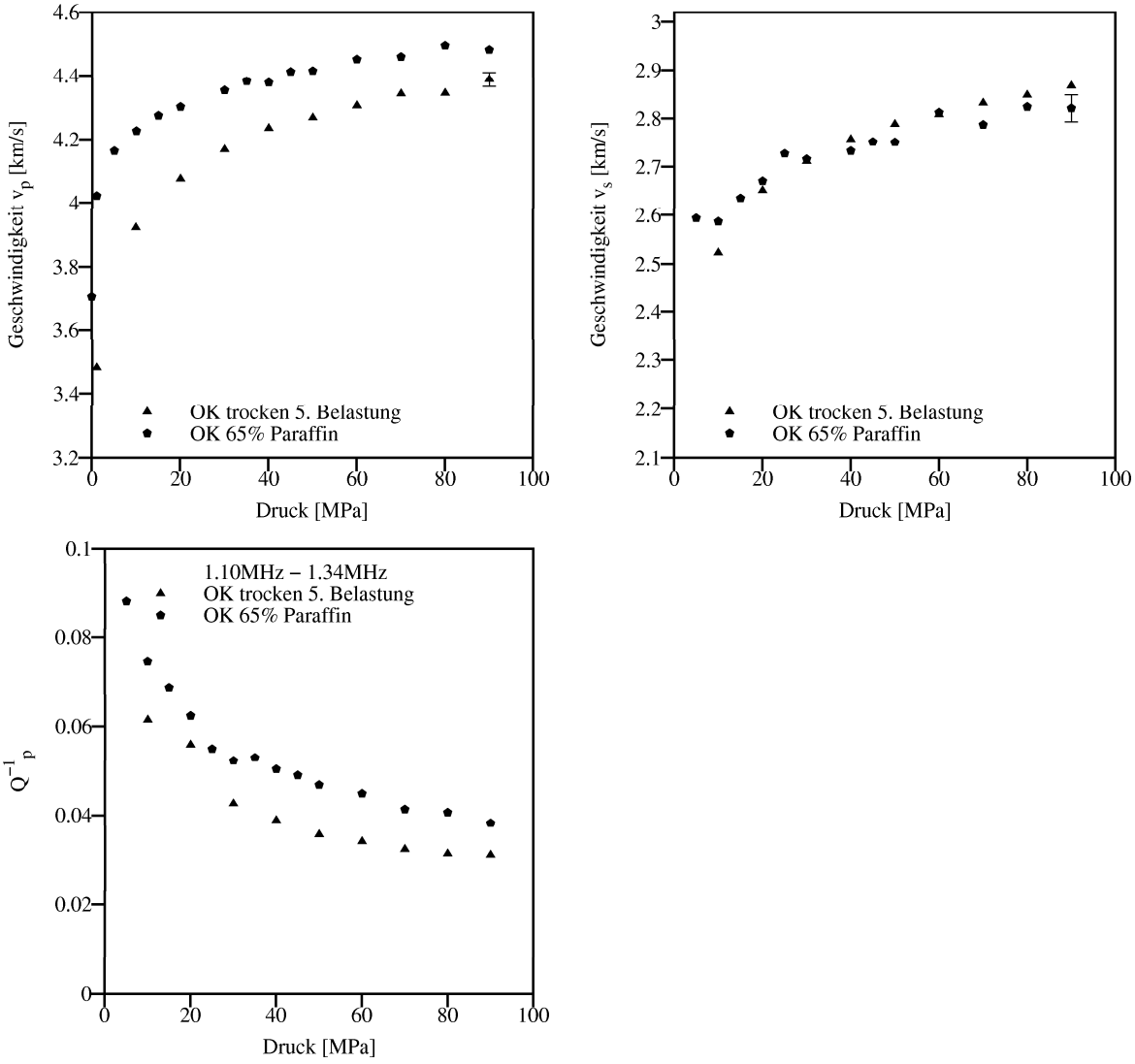

Abbildung 5.9: Obernkirchner Sandstein, trocken und mit 65% Paraffin gesättigt.

Die Messung mit dünnflüssigem Paraffin ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Die P-Wellengeschwindigkeiten liegen bei diesen Messungen für alle Drücke in der teilgesättigten Probe deutlich über denen in der trockenen Probe. Die S-Wellengeschwindigkeiten liegen auch unter Berücksichtigung des größeren Meßfehlers (siehe Abschnitt 5.3) unter den in der trockenen Probe gemessenen. Die Dämpfung der P-Welle in der mit Paraffin gesättigten Probe ist vergleichbar mit der Dämpfung, die in der mit Cyclohexan gesättigten Probe gemessen wurde. Das Signal der S-Wellen konnte aufgrund des zu geringen Signals hinsichtlich der Dämpfung nicht quantitativ ausgewertet werden. Bei der Messung war aber eine stärkere Amplitudenzunahme der S-Wellen gegenüber der P-Wellen mit dem Druck festzustellen. Dies

weist auf eine stärkere Dämpfungsabnahme bei den S-Wellen als bei den P-Wellen hin. In Abbildung 5.10 ist zu erkennen, daß die Kurvenverläufe der an mit unpolaren Fluiden gesättigtem Obernkirchner Sandstein gemessenen Geschwindigkeiten übereinstimmen.

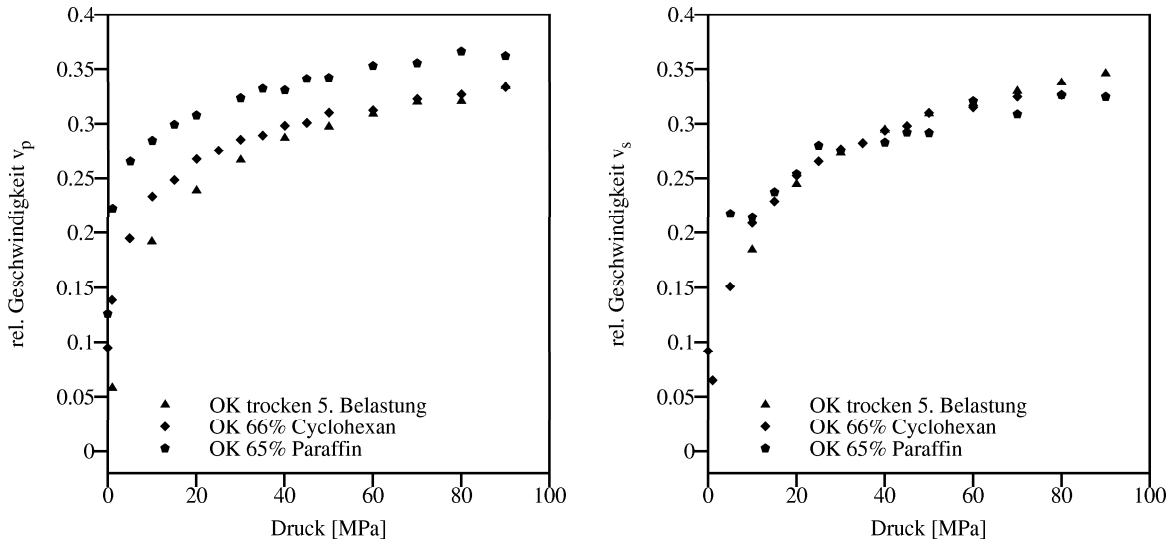

Abbildung 5.10: Wie Abbildung 5.7, für Sättigung mit den unpolaren Fluide.

5.5.4 53% Wasser in Bentheimer Sandstein

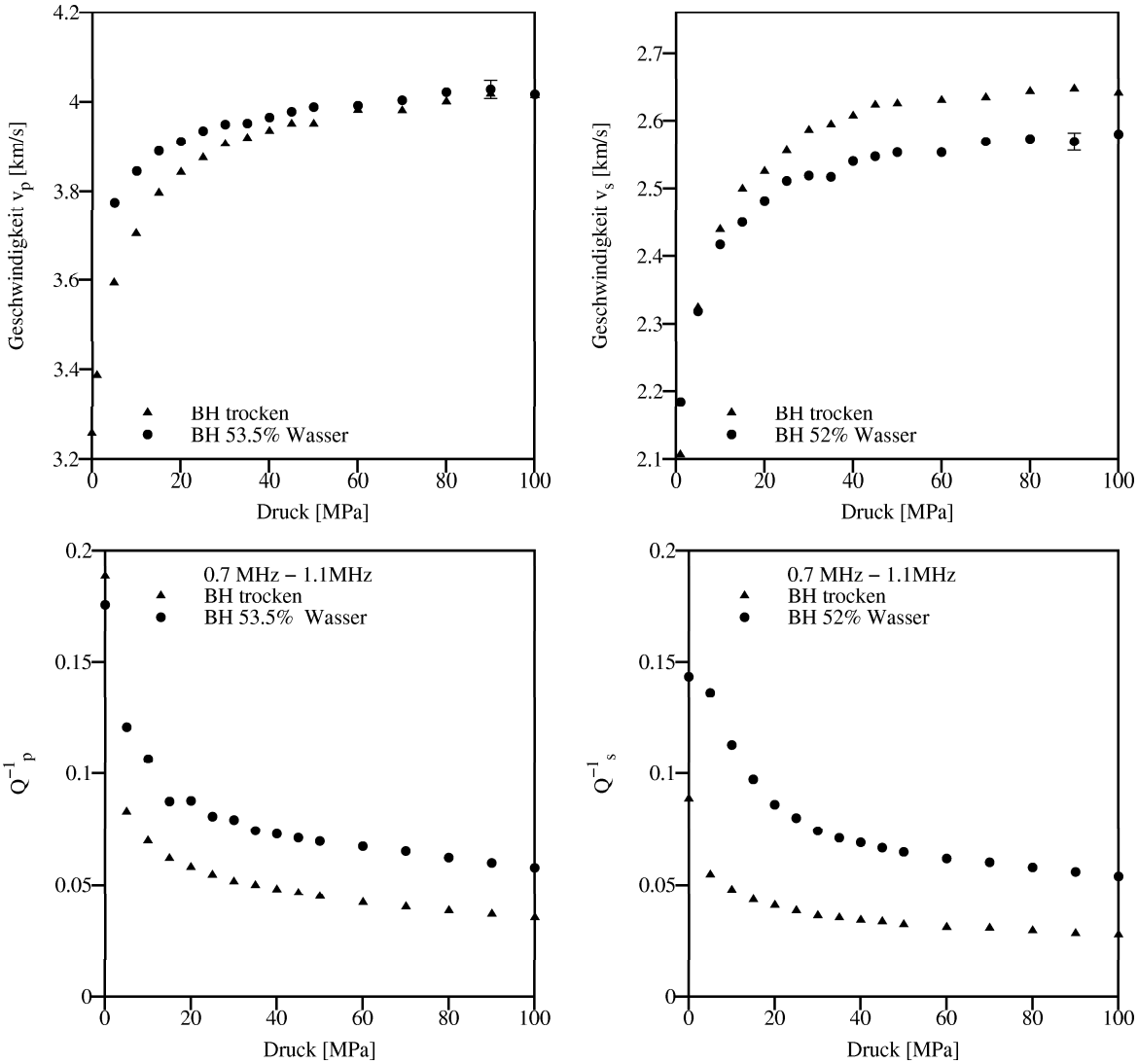

Abbildung 5.11: Bentheimer Sandstein, trocken und 53% Wasser gesättigt.

Ab einem Druck von 40 MPa stimmen die P-Wellen-Geschwindigkeiten in dem mit Wasser teilgesättigten Bentheimer Sandstein im Rahmen der Meßgenauigkeit mit denen in der trockenen Probe überein. Die S-Wellengeschwindigkeiten in der teilgesättigten Probe sind stets geringer als in der trockenen. Die Dämpfungen in der teilgesättigten Probe liegen deutlich über den in der trockenen Probe gemessenen. Für Scherwellen ist diese Zunahme im Bereich von 5 bis 50 MPa ausgeprägter.

5.5.5 73% Wasser in Harzer Grauwacke

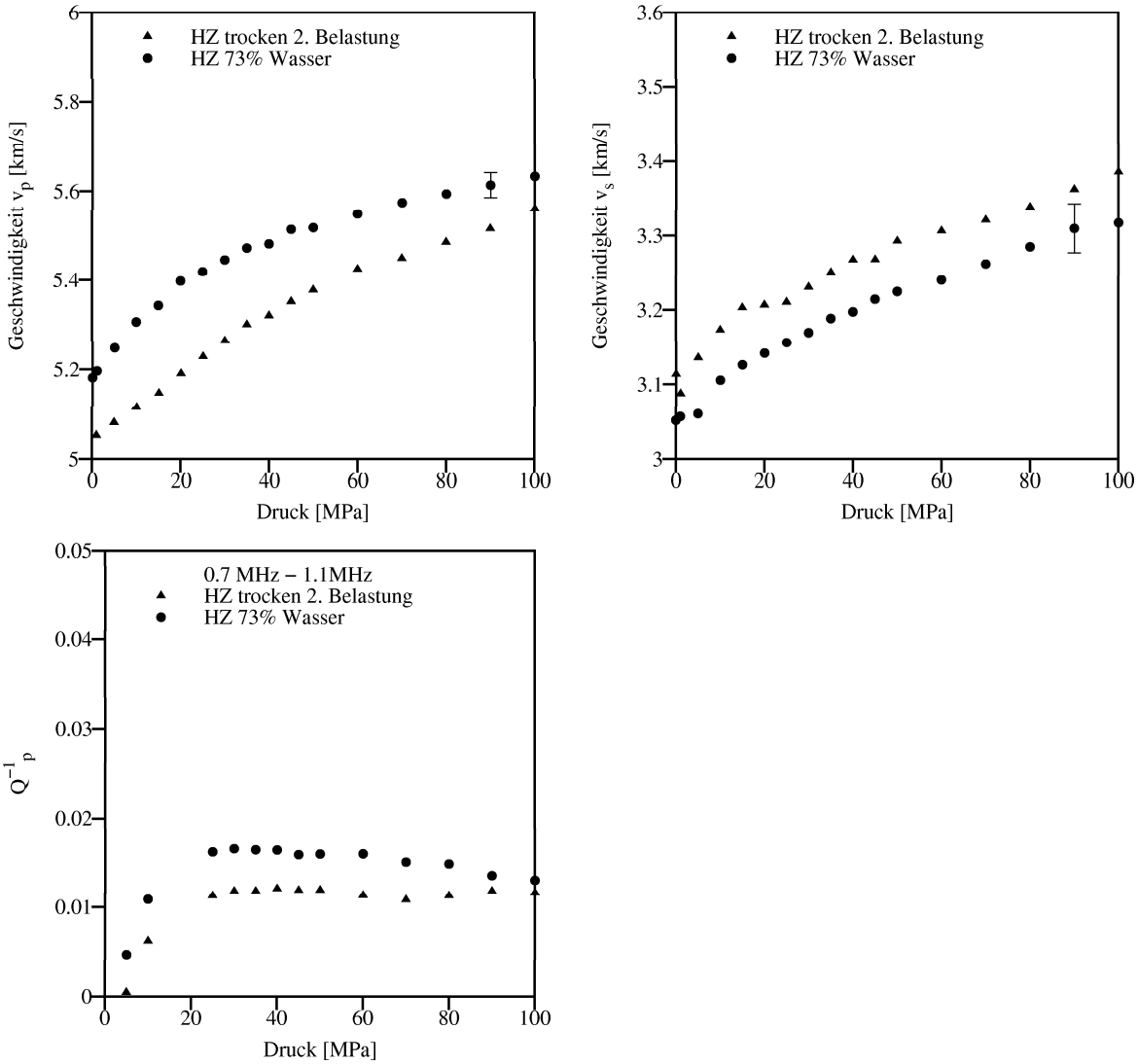

Abbildung 5.12: Harzer Grauwacke, trocken und 73% Wassersättigung.

Die Geschwindigkeiten der P-Wellen im teilgesättigten Gestein liegen im gesamten Druckbereich über den in der trockenen Probe gemessenen, wohingegen die Geschwindigkeiten der S-Wellen durch die Zugabe von Wasser verringert werden. Bei den P-Wellen wird wie bei den hochporösen Sandsteinen bis circa 40 MPa eine nichtlineare Zunahme der im teilgesättigten Gestein gemessenen Geschwindigkeiten beobachtet, die jedoch deutlich geringer ausgeprägt ist. Die geringe Dämpfung der P-Wellen wird durch die Zugabe von Wasser nur unwesentlich erhöht.

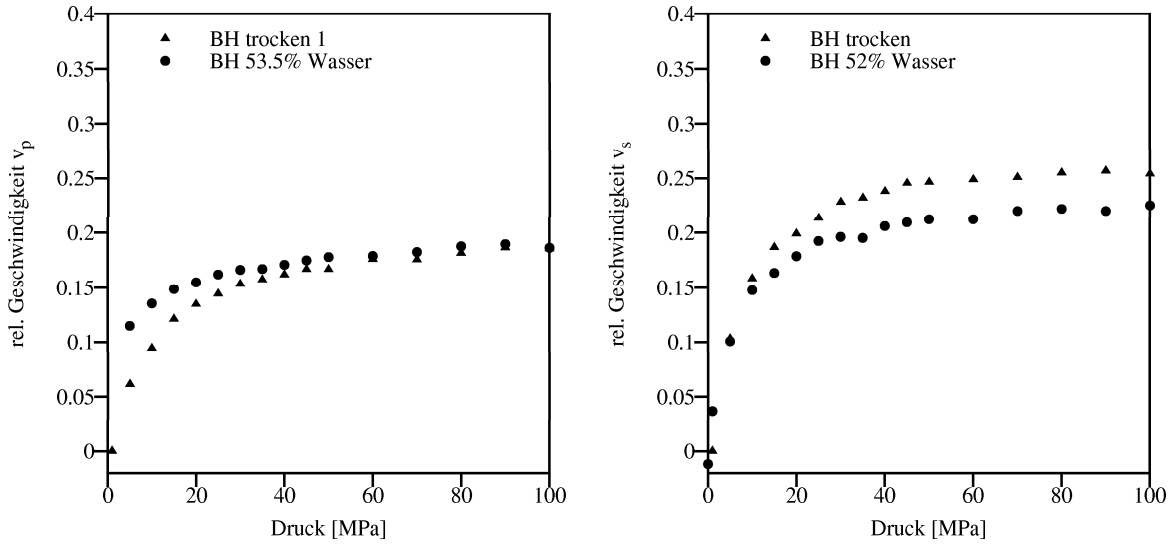

Abbildung 5.13: Wie Abbildung 5.7 für die Messungen an Bentheimer Sandstein.

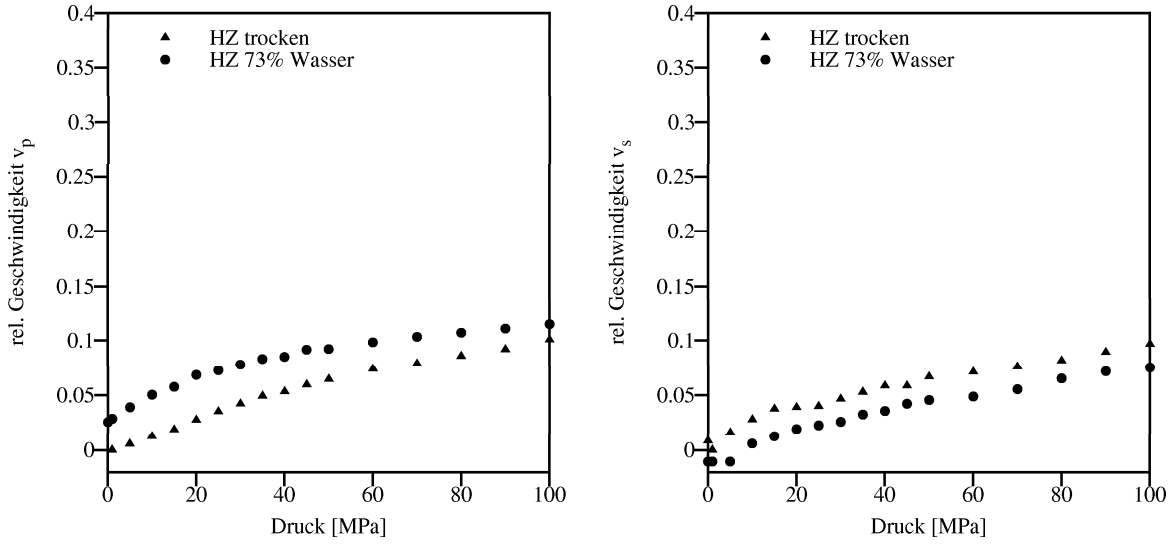

Abbildung 5.14: Wie Abbildung 5.7, für die Messungen an Harzer Grauwacke.

5.6 Die gemessenen v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse

Obgleich die v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse zur Auswertung mittels den Modellierungen in Kapitel 7 nicht herangezogen werden, werden sie an dieser Stelle vorgestellt und in Abschnitt 5.9 interpretiert.

5.6.1 Obernkirchner Sandstein

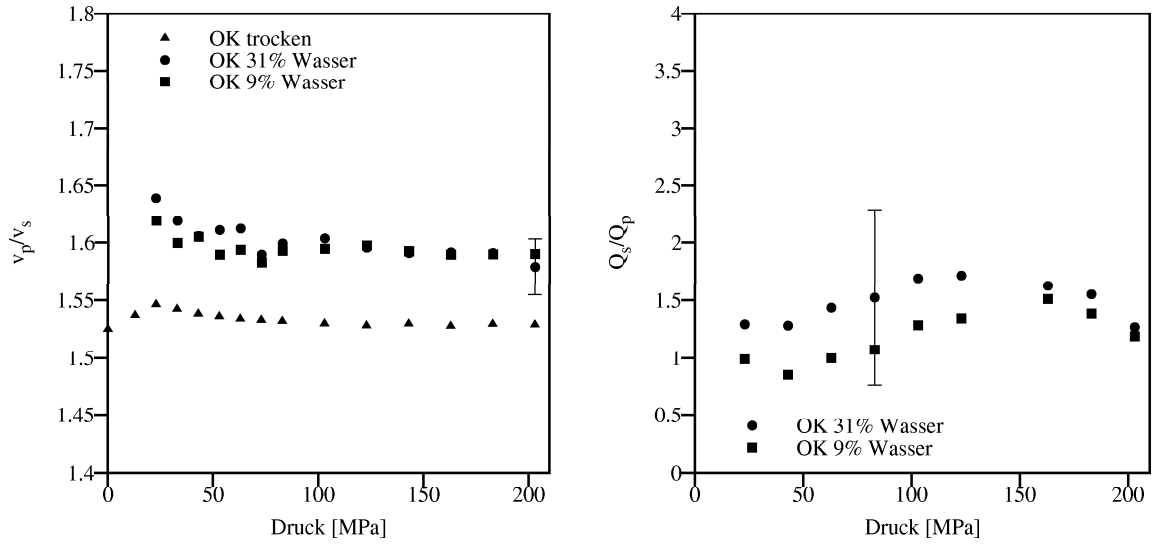

Abbildung 5.15: v_p/v_s- sowie Q_s/Q_p-Verhältnis der Messungen an trockenem und mit Wasser gesättigten Obernkirchner Sandstein. Aufgrund des grösseren Fehlers bei $1/Q_s$ sind auch die hier dargestellten Q_s/Q_p-Verhältnisse stärker fehlerbehaftet als die der anderen Messungen.

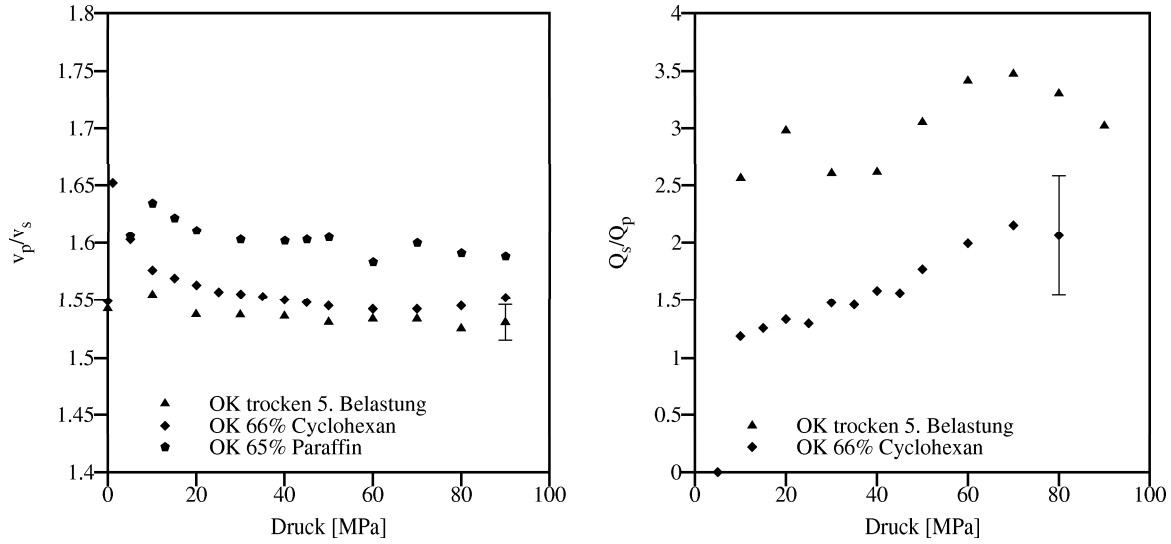

Abbildung 5.16: Wie Abbildung 5.15 für Sättigung mit den unpolaren Fluiden.

- Das v_p/v_s-Verhältnis des vakuumtrockenen OK liegt bei etwa 1,55 und ist nahezu konstant (trocken), bzw. nimmt mit dem Druck geringfügig ab (trocken 5. Belastung), siehe

Abbildungen 5.15 und 5.16.

- Das Q_s/Q_p-Verhältnis in der trockenen Probe liegt bei etwa 2,5 und steigt mit dem Druck auf 3,5 an, siehe Abbildung 5.16.
- Das v_p/v_s-Verhältnis steigt durch die Wassersättigung des Obernkirchner Sandsteins auf etwa 1,65 bei 20 MPa an, nimmt aber schnell mit dem Druck deutlich auf 1,60 ab, siehe Abbildung 5.7, d. h. das Verhältnis erhöht sich druckunabhängig um circa 0,5.
- Das Q_s/Q_p-Verhältnis liegt bei Wassersättigung des OK bei etwa 1,50 und ist im Rahmen der Meßgenauigkeit druckunabhängig.
- Das v_p/v_s-Verhältnis bei Cyclohexansättigung des OK steigt bei geringem einaxialem Druck auf etwa 1,65 an, nähert sich aber schnell mit dem Druck auf den Wert, der im trockenen Gestein gemessen wurde, siehe Abbildung 5.16.
- Das v_p/v_s-Verhältnis steigt durch die Sättigung des OK mit Paraffin bei geringem einaxialem Druck auf etwa 1,65 an, und bleibt auch bei Druckerhöhung in etwa auf diesem Wert.
- Das Q_s/Q_p-Verhältnis des mit Cyclohexan gesättigten Obernkircher Sandsteins liegt bei etwa 1 und steigt mit dem Druck auf etwa 2.

5.6.2 Bentheimer Sandstein

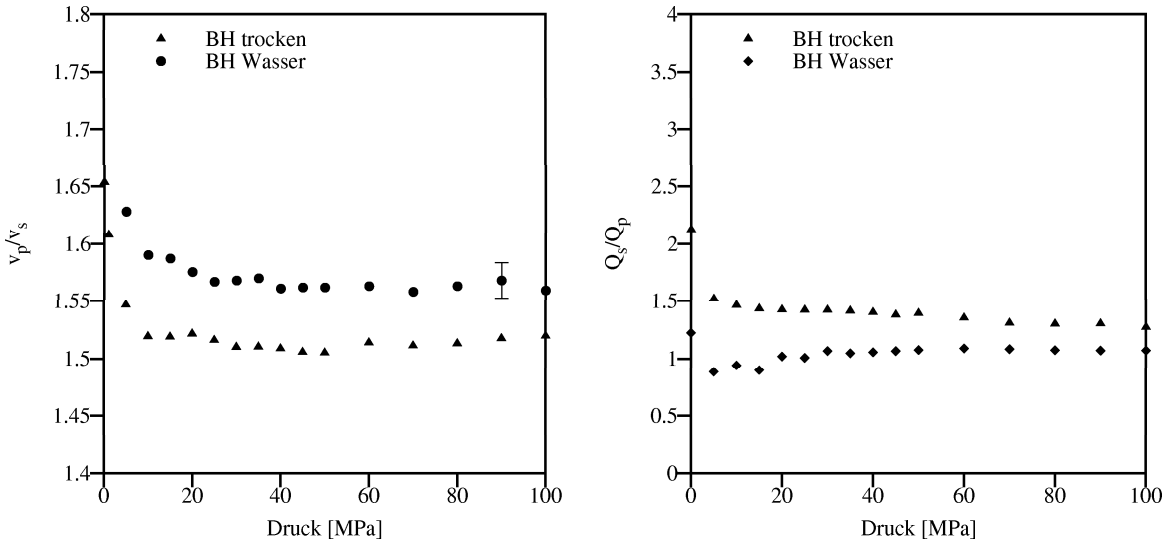

Abbildung 5.17: Wie Abbildung 5.15, für die Messungen an Bentheimer Sandstein.

- Das v_p/v_s-Verhältnis liegt bei etwa 1,55 und nimmt mit dem Druck geringfügig auf 1,50 ab, siehe Abbildung 5.17.
- Das Q_s/Q_p-Verhältnis liegt bei etwa 1,50 und nimmt mit dem Druck geringfügig ab.

- Das v_p/v_s-Verhältnis steigt im Bentheimer Sandstein durch die Wassersättigung auf etwa 1,65 an, nimmt aber schnell mit dem Druck deutlich auf 1,55 ab, siehe Abbildung 5.17.

- Das Q_s/Q_p-Verhältnis steigt in der Harzer Grauwacke durch die Wassersättigung auf etwa 2,0 und ist ab 5 MPa nahezu konstant.

5.6.3 Harzer Grauwacke

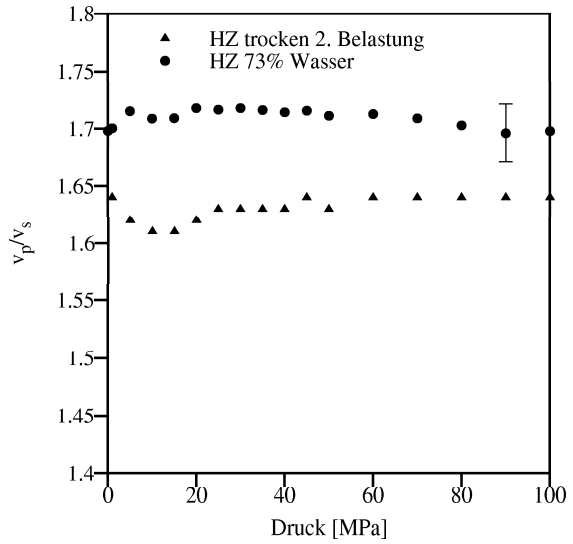

Abbildung 5.18: v_p/v_s-Verhältnis für die Messungen an trockener und mit Wasser teilgesättigter Harzer Grauwacke.

- Das v_p/v_s-Verhältnis liegt bei etwa 1,65 und bleibt nahezu konstant, siehe Abbildung 5.18.

- Das v_p/v_s-Verhältnis der Harzer Grauwacke steigt bei Wassersättigung auf etwa 1,72 an, und nimmt mit dem Druck geringfügig auf 1,70 ab, siehe Abbildung 5.18.

v_p/v_s-Verhältnis	Poissonzahl ν	v_p/v_s-Verhältnis	Poissonzahl ν
1.720	0.245	1.700	0.235
1.650	0.210	1.600	0.179
1.550	0.143	1.500	0.100

5.7 Phänomenologische Interpretation der Messungen in trockenem Gestein

Bei der bei Be- und Entlastung beobachteten Hysterese ist anzunehmen, daß sie durch Schließung von Rissen verursacht wird (vergleiche Schön, 1983). Dies bedeutet, daß bei den hochporösen Gesteinen die Rißschließung bei circa 40 - 50 MPa abgeschlossen ist. Bei der geringporösen Harzer Grauwacke, deren Porosität hauptsächlich aus Rißporosität besteht, ist demnach die Rißschließung bei maximalem Druck noch nicht abgeschlossen. Der Bereich in welchem die Hysterese beobachtet wird, stimmt bei den hochporösen Gesteinen in etwa mit dem Bereich, in dem eine nichtlineare Geschwindigkeitsänderung mit dem Druck beobachtet wird, überein. Bei der Harzer Grauwacke kann die Geschwindigkeitsänderung mit dem Druck durch zwei Geraden mit ähnlicher Steigung angenähert werden. Diese schneiden sich bei circa 30-40 MPa. Die Hysterese wird aber bis mindestens 80 MPa beobachtet. Mikrorisse im Gestein treten an Korn-Korn-Kontakten auf. Mikrorißschließung kann also auch als eine Erhöhung der an den Korn-Korn-Kontakten wirkenden Kräften angesehen werden, was aber nicht mit einer kompletten Schließung dieser Risse verbunden sein muß. Dies bedeutet aber auch, daß oberhalb dieses Druckes das Verhalten nicht nur durch die Eigenschaften der gesteinsbildenende Materialsubstanz bestimmt wird.

Die Reversibilität der Hysterese, sowohl beim mehrfach vorbelasteten Obernkirchner Sandstein als auch bei der kompakten Harzer Grauwacke, bedeutet, daß durch die Zeit zwischen den Messungen der Orginalzustand der Probe wiederhergestellt wird, d. h. durch die Belastung die Probe nicht dauerhaft verändert wird. Folglich ist anzunehmen, daß die inneren Kräfte (zum Beispiel Kohäsion), welche die Rißoberflächen bei abnehmendem Druck zusammenhalten, mit einer großen Zeitkonstanten reversibel sind.

Aus dem Vergleich der relativen Änderungen der Geschwindigkeiten bezüglich geringem hydrostatischem Druck folgt, daß beim Oberkirchner Sandstein mehr Risse durch den Druck geschlossen werden können als beim Bentheimer Sandstein. Bei der Harzer Grauwacke ist die Rißschließung als noch geringer anzunehmen.

5.8 Phänomenologische Interpretation der Messungen an teilgesättigtem Gestein

Die deutliche Veränderung der seismischen Attribute bei der Sättigung mit Wasser ist nach den Ausführungen in Kapitel 2 auf Modulreduktion (Abschnitt 2.3) und auf „local fluid flow“ Abschnitt 2.6 und 2.9 zurückzuführen. Da im Rahmen dieser Arbeit nur teilgesättigte Gesteine untersucht wurden, entspricht der effektiver Druck dem äußeren Druck, siehe auch Abschnitt 5.3. Dies bedeutet, daß die druckabhängige Veränderung der Mikrostruktur nicht durch einen erhöhten Porenwasserdruck beeinflußt wird.

5.8.1 Obernkirchner Sandstein

Im Falle des mit Wasser gesättigten Obernkirchner Sandsteins liegen bei Erhöhung des Druckes die Geschwindigkeiten, die im teilgesättigten Gestein bestimmt wurden, unter den im

trockenen Gestein bestimmten. Dies weist demnach auf eine Verringerung des Einflußes der Mikrostruktur hin. Auch die Abnahme der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen trockenem und mit unpolaren Saturanten teilgesättigtem Gestein und die Verringerung der Dämpfung $1/Q$ deuten auf eine Verringerung der Mikrorißdichte hin. Jedoch sprechen die im teilgesättigten Gestein auch bei erhöhtem Druck noch gegenüber der Trockenmessung erhöhten Dämpfungen für eine nur unvollkommene Schließung der Risse.

Bei mit unpolaren Flüssigkeiten gesättigtem Obernkirchner Sandstein fällt die Beeinflussung der Geschwindigkeiten (Modulreduktion) und Dämpfungen (Oberflächeneffekte) weg (vgl. Abschnitt 2.3). Betrachtet man insbesondere die Geschwindigkeiten der P-Wellen der mit Paraffin gesättigten Probe, so ist anzunehmen, daß über den gesamten Druckbereich von einer Modulerhöhung durch unrelaxierten „local fluid flow“ in nicht durch den Druck geschlossenen Rissen auszugehen ist. Diese Annahme wird gestärkt durch die Tatsache, daß in beiden Fällen der Sättigung mit einem unpolaren Fluid auch bei Maximaldruck noch eine Erhöhung der Dämpfung festgestellt wird.

Cyclohexan hat zwar durch seine kleineren Moleküle die Möglichkeit auch dünnere Spalte zu sättigen, zeigt aber kaum Auswirkung auf die Geschwindigkeiten. Dies ist auf den gegenüber Wasser geringeren Kompressionsmodul und die geringere Dichte zurückzuführen. Paraffin führt zu einer stärkeren Erhöhung der P-Wellengeschwindigkeiten, wogegen die S-Wellengeschwindigkeiten nahezu unbeeinflußt bleiben. Da die Dichte der beiden unpolaren Fluide nahezu gleich ist, ist der Unterschied der P-Wellengeschwindigkeiten auf das unterschiedliche Kompressionsmodul oder/und die unterschiedliche Viskosität zurückzuführen. Bei Paraffin ist aufgrund der größeren Moleküle davon auszugehen, daß nicht alle Spalte, die mit Wasser und Cyclohexan aufgesättigt werden, auch für das Paraffin erreichbar sind.

5.8.2 Bentheimer Sandstein

Auch beim Bentheimer Sandstein deuten die Geschwindigkeits- und Dämpfungsänderungen bei Druckerhöhung eine Verringerung der Mikrorißdichte an. Für eine nur unvollkommene Schließung der Risse spricht jedoch, daß bei teilgesättigtem Gestein auch bei erhöhtem Druck noch höhere Dämpfungen und P-Wellengeschwindigkeiten als im trockenen Gestein gemessen werden. Die Geschwindigkeiten der P-Wellen im mit Wasser teilgesättigten Gestein sind aber nie kleiner als die im trockenen Gestein gemessenen. Dieses kann zwei Ursachen haben: Zum einen eine geringere Modulreduktion als beim Obernkirchner Sandstein, zum anderen eine geringere Rißschließung, d. h. bei 100 MPa sind noch mehr Risse als im Obernkirchner Sandstein geöffnet, die zu einer Modulerhöhung führen.

5.8.3 Harzer Grauwacke

Da bei der Messung an Harzer Grauwacke die Geschwindigkeits- und Dämpfungsänderungen durch die Sättigung bei Druckerhöhung deutlich weniger als bei den Sandsteinen verändert werden, ist davon auszugehen, daß die Mikrorisse im Gestein, die das Ultraschallverhalten des gesättigten Gesteins bestimmen, durch den Druck deutlich weniger verändert werden.

5.9 Diskussion der v_p/v_s- und Q_s/Q_p-Verhältnisse

Die Erhöhung des v_p/v_s-Verhältnisses bei (Teil-) Sättigung wird auch von Winkler (1979, nach Bourbie et al. 1987), Teßmer (1984), Schütt (1992, an Obernkirchner und Bentheimer Sandstein) und Tao (1995) beobachtet. Die Erhöhung rührt daher, daß durch die Sättigung die P-Wellengeschwindigkeit stärker erhöht wird als die S-Wellengeschwindigkeit, bzw. wie im Fall der Harzere Grauwacke die S-Wellengeschwindigkeit sogar mit zunehmender Sättigung abnimmt. Nach den Schlußfolgerungen von Teßmer (1984, unkonsolidierte Gesteine haben größere v_p/v_s-Werte als konsolidierte) ist der Obernkirchner Sandstein etwas geringer konsolidiert als der Bentheimer Sandstein.

An Obernkirchner Sandstein beobachtet Schütt (1993) eine Abnahme des Q_s/Q_p-Verhältnisses mit der Sättigung, an Bentheimer Sandstein dagegen eine Zunahme von $Q_s/Q_p = 0,5$ im trockenen Gestein auf $Q_s/Q_p = 1$ im mittleren Sättigungsbereich. D. h. das im trockenen Bentheimer Sandstein gemessene Q_s/Q_p-Verhältnis weicht von dem von Schütt (1992) gemessenen ab. Die Abweichung könnte eventuell auf eine nicht vollständige Trocknung des Bentheimer Sandsteins im einen oder anderen Fall zurückzuführen sein: Schütt (1996, persönliche Kommunikation) hatte nicht die Möglichkeit, die Proben im Vakuumtrockenschrank zu trocknen, sondern lediglich unter Vakuum bei Raumtemperatur. Eine Abnahme des Q_s/Q_p-Verhältnisses bedeutet, daß durch die Sättigung die Dämpfung $1/Q_s$ der S-Welle stärker als die der P-Welle zunimmt.

Das druckabhängige Verhalten des v_p/v_s-Verhältnisses der Proben entspricht dem von anderen Autoren gemessenen (Tao, 1995).

Das v_p/v_s- und Q_s/Q_p- Verhältnis wird bei allen Gesteinen durch die Sättigung im wesentlichen druckunabhängig verändert. Dies bedeutet, daß auch im teilgesättigten Gestein die Veränderung der v_p/v_s-Verhältnisse hauptsächlich durch die Veränderung der Matrixeigenschaften hervorgerufen wird und nicht durch die Veränderung der „fluid“-Effekte.

5.10 Zusammenfassung der Meßergebnisse und ihrer Interpretation

5.10.1 Obernkirchner Sandstein

- Nichtlinearer Geschwindigkeitsanstieg mit dem Druck (bis zu $\approx 35\%/100\ MPa$).
- Größtenteils reversible Hysterese im Bereich bis 40 MPa.
- Die Veränderung der Geschwindigkeiten durch Sättigung ist geringer als durch Druckzunahme.
- Die P- und S-Wellengeschwindigkeiten liegen bei der mit Wasser teilgesättigten Probe unter denen der trockenen Probe, bei den S-Wellen ist dieser Effekt stärker.
- S-Wellengeschwindigkeiten stimmen bei der mit Cyclohexan teilgesättigten Probe in etwa mit den in der trockenen Probe gemessenen überein, die P-Wellengeschwindigkeiten liegen bei geringem Druck etwas darüber.
- Bei der mit Paraffin teilgesättigten Probe liegen die S-Wellengeschwindigkeiten etwas unter den in der trockenen Probe gemessenen, die P-Wellengeschwindigkeiten liegen deutlich darüber.
- Das v_p/v_s-Verhältnis steigt durch die Sättigung des Obernkirchner Sandsteins mit allen verwendeten Fluiden von etwa 1,55 auf etwa 1,65 bei 20 MPa an. Das v_p/v_s-Verhältnis nimmt bei Wasser- bzw. Cyclohexansättiung aber schnell mit zunehmendem Druck auf 1,60 bzw. 1,55 ab und bleibt bei Paraffinsättigung bei Druckerhöhung in etwa konstant.
- Die Dämpfung $1/Q$ nimmt mit dem Druck ab.
- Bei Sättigung mit Wasser steigt die P- und S-Wellendämpfung um etwa denselben Betrag und nimmt mit dem Druck ab.
- Bei Sättigung mit Cyclohexan und Paraffin steigt die P-Wellendämpfung um etwa denselben Betrag und nimmt mit dem Druck ab.
- Die S-Wellendämpfung bei Sättigung mit Cyclohexan steigt stärker und nimmt mit dem Druck ab.

5.10.2 Bentheimer Sandstein

- Nichtlinearer Geschwindigkeitsanstieg mit dem Druck (bis zu $\approx 20\%/100\ MPa$).
- Größtenteils reversible Hysterese im Bereich bis 40 MPa.
- Die Veränderung durch Sättigung ist geringer als durch Druckzunahme.
- Die P-Wellengeschwindigkeiten in der mit Wasser teilgesättigten Probe sind ab ≈ 40 MPa gleich den in der trockenen Probe gemessenen, die S-Wellengeschwindigkeiten liegen stets unter den in der trockenen Probe gemessenen.

- Das v_p/v_s-Verhältnis steigt im Bentheimer Sandstein durch die Wassersättigung von 1,55 auf etwa 1,65 an, nimmt aber schnell mit zunehmendem Druck deutlich von 1,50 auf 1,55 ab.
- Die Dämpfung $1/Q$ nimmt mit dem Druck ab.
- Bei Sättigung mit Wasser steigt die P-Wellendämpfung geringer als die S-Wellendämpfung. Die Steigerung nimmt mit dem Druck ab.

5.10.3 Harzer Grauwacke

- Näherungsweise linearer Geschwindigkeitsanstieg mit dem Druck ($\approx 10\%/100\ MPa$).
- Größtenteils reversible Hysterese über den gesamten Druckbereich (mindestens bis 100 MPa).
- Veränderung durch Sättigung immerhin 1/4 so groß wie die Änderung durch die Druckzunahme.
- Die P-Wellengeschwindigkeiten in der mit Wasser teilgesättigten Probe sind über den gesamten Druckbereich größer als in der trockenen Probe, die S-Wellengeschwindigkeiten liegen stets um einen konstanten Betrag unter den in der trockenen Probe gemessenen.
- Das v_p/v_s-Verhältnis der Harzer Grauwacke steigt bei Wassersättigung von 1,65 auf etwa 1,72 an, und nimmt mit dem Druck geringfügig auf 1,70 ab.
- Geringe nahezu druckunabhängige Dämpfung $1/Q_p$.
- Bei Sättigung mit Wasser steigt die P-Wellendämpfung unabhängig vom Druck um einen geringen Wert an.

Die phänomenologische Interpretation der unterschiedlich druckabhängigen Meßergebnisse an den trockenen (Abschnitt 5.7) und teilgesättigten (Abschnitt 5.8.1, 5.5.4 und 5.5.5) Gesteinen ergibt ein von der Mikrostruktur bestimmtes Verhalten der Gesteine:
Die Messungen an den hochporösen Gesteinen Obernkirchner Sandstein und Bentheimer Sandstein weisen auf eine deutliche aber nicht vollständige Rißschließung bis circa 40 MPa hin. Beim Bentheimer Sandstein dürfte diese etwas weniger ausgeprägt sein.
Die Messungen an der niederporösen Harzer Grauwacke lassen auf eine durch den Druck nahezu unveränderte Mikrostruktur schließen.
Bei allen Gesteinen ist davon auszugehen, daß die bei Wassersättigung auftretende Modulreduktion auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch wirksam ist. Da das v_p/v_s- und das Q_s/Q_p-Verhältnis für alle Gesteine durch Sättigung nahezu druckunabhängig verändert wird, kann nur ein Mechanismus in Frage kommen, der dies auch wiedergibt.

Um den Einfluß der Mikrostruktur zu quantifizieren, werden die modellierten Effekte im Kapitel 7 vorgestellt und in Kapitel 8 mit den phänomenologischen Interpretationen aus diesem Kapitel verglichen.

Kapitel 6

Vorarbeiten zur Modellierung

Nachdem in Kapitel 5 neben den Messungen auch die verwendeten Gesteine vorgestellt wurden, werden in diesem Kapitel alle nötigen Informationen und Vorarbeiten zu den Modellierungen der druckabhängig gewonnenen Daten zusammengestellt.

6.1 Die Modellparameter des „local-fluid-flow“-Modelles

Um die Anwendbarkeit des „local-fluid-flow“-Modelles zu rechtfertigen, ist die Kenntnis des Tongehaltes der untersuchten Gesteine von Bedeutung. Die Parameter des Modelles lassen sich aus den petrophysikalischen Größen ableiten, daher folgt in Abschnitt 6.1.3 eine kurze Zusammenfassung der Bestimmbarkeit dieser Werte.

6.1.1 Mineralogische Zusammensetzung

Von den Gesteinen Obernkirchner (OK) und Bentheimer Sandstein (BH) wurden Dünnschliffe angefertigt (Abbildungen 6.1 und 6.2). Im Schliff des Obernkirchner Sandsteins sind zum Teil sehr große Poren zu erkennen, die auf während der Schliffpräparation herausgelöste Tonmineralien schließen lassen. Aus Untersuchungen mit dem Mikroskop wurde die mineralogische Zusammensetzung der Gesteine abgeschätzt (H. Holl, pers. Mitteilung, Juni 1999 und Februar 2001). Aus der Tabelle 6.1 ist zu erkennen, daß im Obernkirchner Sandstein ein relativ geringer und im Bentheimer Sandstein ein geringer Tonanteil enthalten ist. Nach Lebedev et. al. (1996) beträgt der Quarzgehalt des Obernkirchner Sandsteines 90.56% (s. Tabelle 6.2). Nach Wulff (1995) enthält auch die Harzer Grauwacke wenig quellfähigen Ton. Somit können die verwendeten Gesteine gut mittels geometrischer Modelle angenähert werden. Beim Obernkirchern Sandstein gilt dies mit Einschränkungen, da hier nicht nur große Quarz-Körner vorhanden sind, sondern auch etwas Ton in Zwickelbereichen enthalten ist.

6.1.2 Petrophysikalische Größen

In Tabelle 6.3 sind alle relevanten petrophysikalischen Parameter unter Angabe der Quellen zusammengefaßt. Die Dichte und die Porosität wurden von Schopper und Riepe (1986) sowohl archimedisch als auch mit einem Gas-Pyknometer bestimmt, bzw. bei Wulff (1995) und den eigenen Messungen archimedisch. Aus der geringeren Porosität der archimedischen Messungen läßt sich schliessen, daß keine Vollsättigung erreicht werden konnte und ein Teil irreduziblen Gases noch in den Proben verblieb.

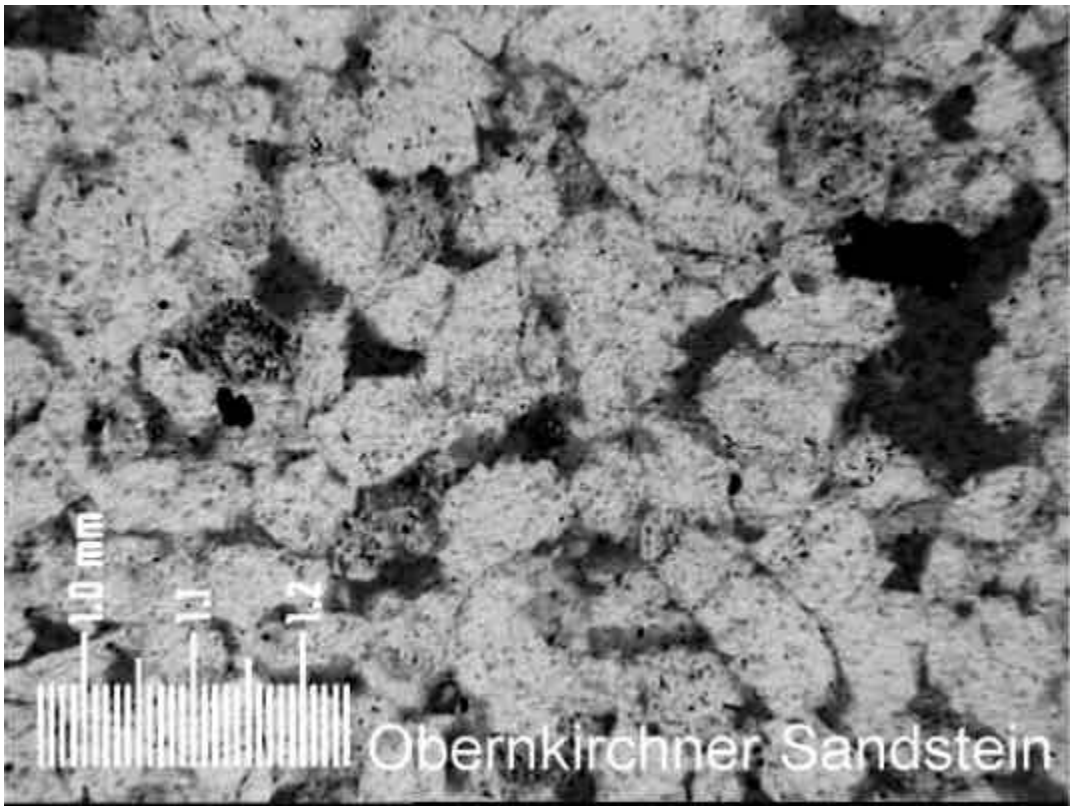

Abbildung 6.1: Schliff des Obernkirchner Sandsteins (OK8).

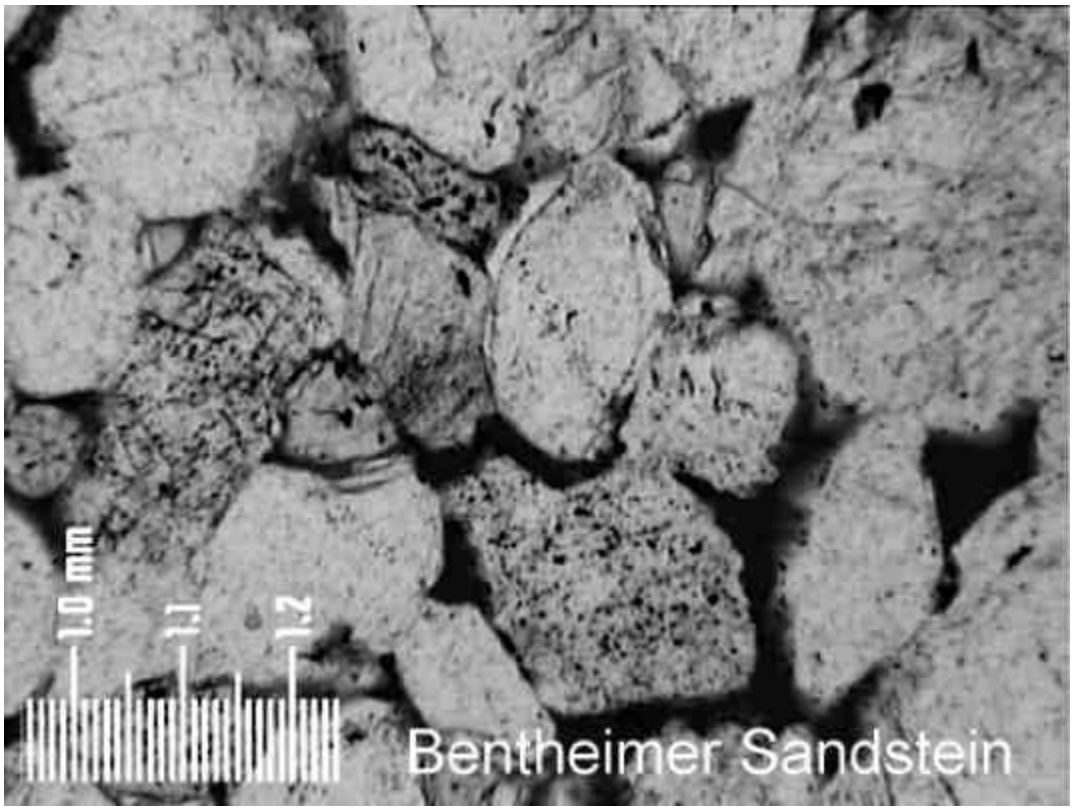

Abbildung 6.2: Schliff des Bentheimer Sandsteins (BH).

Material	OK Anteil[%]	BH Anteil[%]
Monoquarz	80-75	85-91
Polyquarze	15	5
alterierte Feldspäte	5-10	2-4
Schwerminerale	< 1	-
Glimmer	< 1	-
Quarzschiefer	-	2

Tabelle 6.1: Geschätzte mineralogische Zusammensetzung der Gesteine OK und BH nach Holl, pers. Mitteilung, 1999 und 2001.

Material	Anteil[%]
Quarze	90,56
Sphene (Titanite*,idiomorphe Kristalle)	1,42
Kaolinite (Porzellanerde*, Verwitterungsprodukt)	4,99
Muscovite (Glimmer)	2,38
Chlorite (glimmerartig)	0,11
Albite (Feltspat)	0,55

Tabelle 6.2: Mineralogische Zusammensetzung des Obernkirchner Sandsteins nach Lebedev et al. (1996). In Klammern alternative Bezeichnungen (*) bzw. Gruppenzugehörigkeit nach Stübel und Zimmer (1991).

Die Permeabilität wurde mit Stickstoff, die innere Oberfläche mit der BET-Methode unter Verwendung von Stickstoff bestimmt. Die irreduzible Haftwassersättigung wurde mit einer Verdampfungsmethode bestimmt, siehe auch Debschütz (1991). Der mittlere Korndurchmesser ist im Falle des Obernkirchner Sandsteins und der Harzer Grauwacke der Arbeit von Wulff entnommen. Hierbei ist zu bemerken, daß der Obernkirchner Sandstein gut sortiert ist, wogegen die Harzer Grauwacke ein breiteres Korngrößenspektrum aufweist. Im Falle des Bentheimer Sandsteines ist der mittlere Kornradius der Arbeit von Mörig entnommen. In Abbildung 6.3 ist die Porenradienverteilung des Obernkirchner Sandsteines nach Schopper und Riepe (1986) dargestellt. Die Porenradienverteilung des Bentheimer Sandsteins und der Harzer Grauwacke wurde von Sellmann (1990)[1] an jeweils derselben Probe sowohl mit Stickstoff (N_2) als auch mit Quecksilber (Hg) bestimmt. In den Abbildungen 6.3 und 6.4 ist die Porenradienverteilung des Bentheimer Sandsteines und in Abbildung 6.5 der Harzer Grauwacke dargestellt.

[1]Die Daten wurden von Debschütz, 2000, persönliche Komunikation, zur Verfügung gestellt.

Kenn-zeichen Gestein	Quelle	Matrix-dichte $[g/cm^3]$	Poro-sität [%]	S_{por} $[m^2/cm^3]$ $[= 1/\mu m]$	Permeabilität [Darcy] $10^{-12}m^2$	irrez. Haftwasser [%]	Mittlerer Korn-$\emptyset$ $[mm]$	Form-fak.
BH3	T. 2b	2,643	23,2	2	2,30	10	0,22	12
BH3-2	Ma	2,625	23,2					
OK2&4	T. 2a&c	2,657	18,7	14	$9{,}0\ 10^{-3}$	14,5	0,1	25
OK	Wu		17,5					
OK82	Ma	2,651	18,0					
OK83	Ma	2,652	18,2					
HZ 8	T. 2b	2,682	1,8	250±50	$20\ 10^{-9}$	100	0,005-0,3	57
HZ 8/2	Wu		1,53				0,18	
HZ 8/2	Ma	2,673	1,33					

Wu Wulff, 1995
Ma eigene Messungen (archimedisch)
T. 2 a-c Schopper und Riepe, 1986

Tabelle 6.3: Petrophysikalische Beschreibung der verwendeten Gesteine.

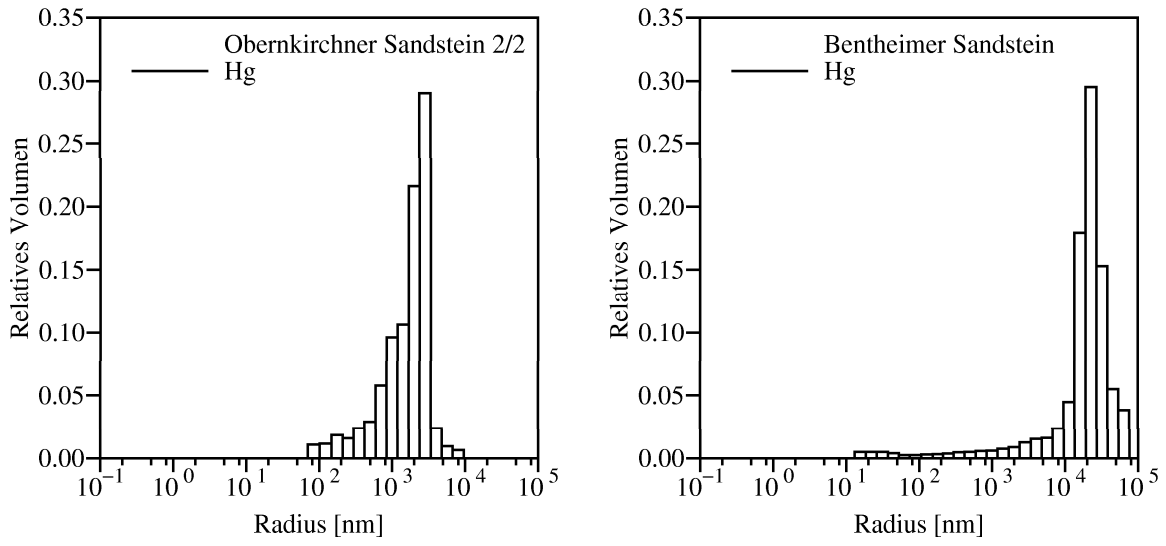

Abbildung 6.3: Mit Quecksilberinjektionsmessungen (Hg) bestimmte Porenradienverteilung des Obernkirchner Sandsteins (OK, links) nach Schopper und Riepe (1986) und des Bentheimer Sandsteines (BH, rechts) nach Sellmann (1990).

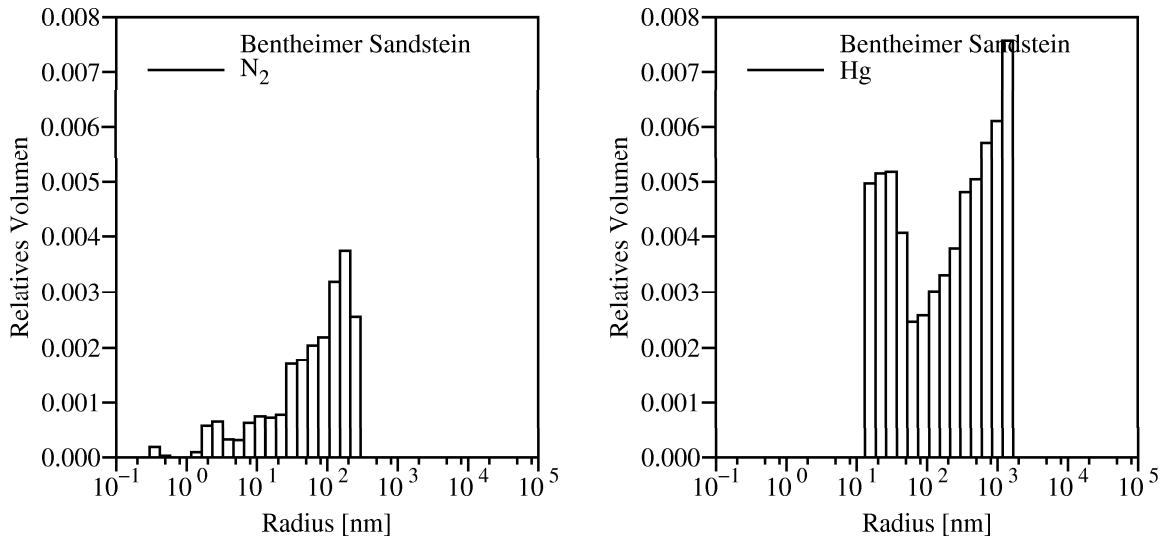

Abbildung 6.4: Mit Stickstoff bestimmte Porenradienverteilung des BH (links) nach Sellmann (1990), rechts wie Abbildung 6.3 jedoch vergrößerte Darstellung.

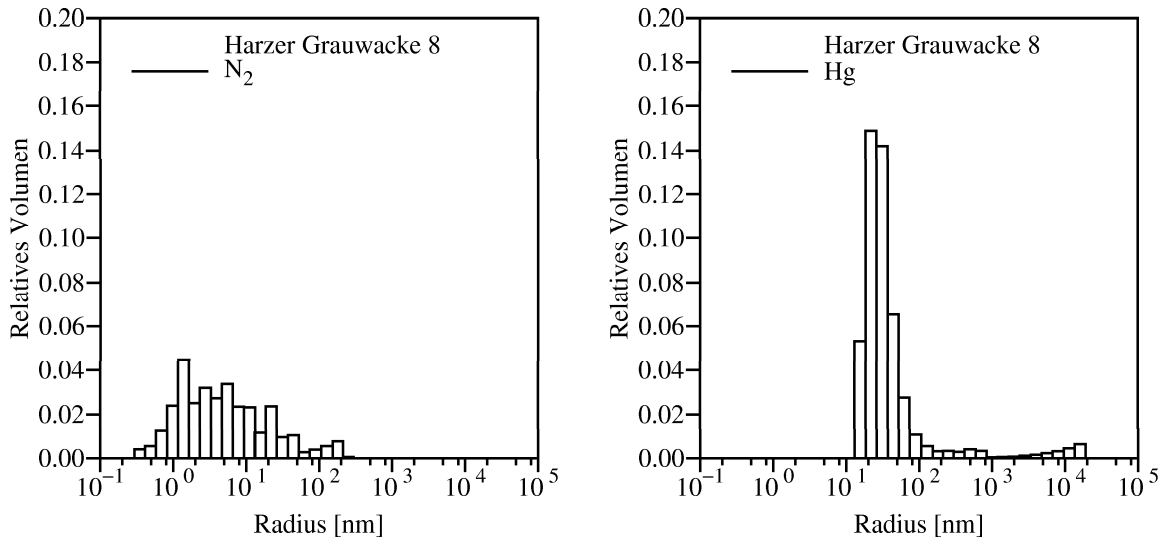

Abbildung 6.5: Wie Abbildung 6.4 für Harzer Grauwacke (HZ8).

6.1.3 Bestimmung der Modellparameter

Der mittlere Kornradius R stimmt mit der petrophysikalisch bestimmten Korngröße überein. Die halbe Spaltlänge a ist prinzipiell mikroskopisch bestimmbar und hängt mit der Korngröße zusammen. Wulff (1995) verwendete das 0,7-fache des mittleren Kornradius. Mörig (1993) verwendete die Abschätzung $a = (1 - \phi)R$

Der Torusradius b ist mit der unter Zuhilfenahme von Quecksilber bestimmten Porenradienverteilung vergleichbar. In Schopper und Riepe (1986) liegen von den Gesteinen OK und BH Messungen vor. Für den Obernkirchner Sandstein liegt das Maximum bei 2,8 μm, das gewichtetes Mittel liegt nach Wulff bei 2,1 μm. Für den Bentheimer Sandstein liegt das Maximum bei 23 μm. Das gewichtete Mittel ergibt einen Wert von 22 μm. Die Verteilungskurve des Obern-

kirchner Sandsteines ist etwas breiter als die des Bentheimer Sandsteines und zu kleineren Radien hin verschmiert. Das gewichtete Mittel der Porenradien aus Quecksilber-Messungen an Harzer Grauwacke ergibt unter Vernachlässigung der Werte für die 10 größten Porenradien: 41 nm. Der Torusradius b kann auch aus dem Formationswiderstandsfaktor und der Permeabilität abgeschätzt werden, siehe Tabelle 6.4. Für die Gesteine OK und BH ist der auf diese Weise abgeschätzte Radius etwas kleiner als der aus den Porenradien erhaltene, aber das Verhältnis der Radien der Gesteine ist auch hier etwa 1:10. Für die Harzer Grauwacke ergibt sich aus der Permeabilität ein deutlich geringerer Radius, als aus der Porenradienverteilung.

Nach Schütt (1993), Wulff (1995) und Debschütz (1995) kann die Spalthöhe h aus der inneren Oberfläche S_{Por}[2] abgeschätzt werden. Die, unter der Annahme rein spaltförmiger Poren aus der inneren Oberfläche berechneten, Spalthöhen h sind in Tabelle 6.4 zusammengefaßt. Diese Werte stellen eine obere Grenze dar, wenn sich auch runde Poren im Gestein (OK und BH) befinden und eine untere Grenze, wenn das Gestein (HZ8) mit Spalten mit rauher Oberfläche durchsetzt ist.
Die Spalthöhe h kann besser aus der mit Stickstoff-Adsorptions-Desorptionsmessungen gewonnenen Porenradienverteilung abgeschätzt werden: Nach Wulff (1995) reicht diese für OK von 16-62 nm und das gewichtete Mittel ergibt einen Radius von 37 nm.
Beim Bentheimer Sandstein ist bei der mit Stickstoff bestimmten Porenradienverteilung das Maximum lediglich durch einen Wert belegt (s. Abbildung 6.4), die größeren Poren konnten mit dieser Methode nicht erfaßt werden. Das gewichtete Mittel ergibt einen Wert von $h = 200nm$. In den mit Quecksilber bestimmten Porenradien ist zwischen 16 und 45 nm (4 Werte) ein Maximum zu erkennen ($h = 32\,nm - 90\,nm$), d. h. beim Bentheimer Sandstein kann aus den petrophysikalisch bestimmten Porenradien nicht auf eine einzelne (mittlere) Spalthöhe geschlossen werden. Bei der Harzer Grauwacke ist eine breite Verteilung der mit Stickstoff bestimmten Porenradien im Bereich von 1 nm bis 62 nm festzustellen, das gewichtete Mittel[3] ergibt $h = 32nm$.

Des weiteren hängen die Größen a, b und h des „local-fluid-flow“-Modelles über das Verhältnis der Volumina des Spaltes und des Torus zusammen. Ein Hinweis auf dieses Verhältnis liefert die Haftwassersättigung, wie auch die Ultraschallmessungen selbst: Derjenige Bereich, der eine starke Änderung der Dämpfung zeigt, entspricht dem Spaltvolumen. Dies bedeutet aber auch, daß durch Modellierungen (Abschnitt 6.2) eine der oben genannten Größen näher bestimmt werden kann.

Die Spaltdichte γ kann nicht aus den petrophysikalischen Daten bestimmt werden, sondern aus der Anpassung des Modells an die Ergebnisse der Ultraschall-Messungen.

Die Anzahl der Korn-Korn-Kontakte kann prinzipiell auch aus den Dünnschliffen bestimmt werden, führt aber nur zu einer Skalierung der Kurven und kann daher für alle Gesteine gleich gewählt werden, siehe auch Schütt (1992).

[2] innere Oberfläche bezogen auf das absolute Porenvolumen

[3] r_{mittel}= Mittel(r*Relative Sättigung)/Mittlere relative Sättigung

	OK	BH	HZ 8
Porosität	18,7	23,2	1,8
Mittlerer Korndurchmesser R $[mm]$	0,055	0,11	0,090
Mittlere halbe Spaltlänge a $[mm]$			
$a = (1 - \phi)R$ [mm]	0,045	0,084	0,088
$a = 0,7R$ [mm]	0,039	0,077	0,063
Torusradius b $[\mu m]$			
$b = \sqrt{(8 * \kappa * F)}$	1,3	15	0,003
b aus Porenradien:			
gewichtetes Mittel HG	2,1	22	0,041
Maximum der Verteilung HG	2,8	23	0,025
Spalthöhe h $[nm]$			
h aus S_{por}	140	1000	8
h aus Porenradien:			
gewichtetes Mittel N_2	75	200	32
Maximum der Verteilung N_2		180	3
HG		32-90	

Tabelle 6.4: Aus petrophysikalischen Messungen abschätzbare Parameter.

6.2 Modellierung einaxialer Messungen

Um die Startmodelle „local fluid flow“ (LFF) bzw. „global“ und „local fluid flow“ (LFF mit GFF) ohne oder mit „gas pockets“, und deren Parameter für die hydrostatischen Messungen möglichst signifikant zu wählen, wurden die Messungen von Schütt (1992) an den Gesteinen BH und OK bzw. Wulff (1995) an HZ8 mit den verschiedenen Modellen angepaßt. Die gemessene Sättigungsabhängigkeit der Geschwindigkeiten und Dämpfungen liefert hierbei zusätzliche Information, mit der die mögliche Variation der Parameter eingeschränkt wird. Hydrostatischer Druck verändert die bei der Wellenausbreitung wirksamen Mechanismen nicht, so daß die Messungen bei einem einaxialem Druck von $\approx 30MPa$ eine aussagekräftige Ergänzung zu den Messungen bei erhöhtem hydrostatischem Druck darstellen. Auf diese Weise wird auch ein besseres Verständnis für den Einfluß der Mikro- und Makrostruktur sowie der Modulreduktion (P- und S-Wellen) auf die Ultraschallwellengeschwindigkeiten erhalten.

Für die „global-fluid-flow“-Berechnungen nach Biot wurden die makroskopischen Parameter den petrophysikalischen Untersuchungen entnommen, die Strukturparameter δ und α' werden analog zu früheren Arbeiten gewählt, siehe Tabelle 6.5 auf Seite 95. Die aus den petrophysikalischen Untersuchungen gewonnenen Parameter lieferten für die „local-fluid-flow“-Berechnungen für einen Anhaltspunkt.

Die Startgeschwindigkeiten bei $S_w = 0$ wurden durch Mittelung der hier gemessenen Geschwindigkeiten erhalten. Den modellierten Dämpfungen wurden die in der trockenen Probe gemessenen Dämpfungen überlagert (s. Schütt, 1992). Bei Wasser wurde eine Modulreduktion angenommen und durch die Modellierungen deren Größe bestimmt.

Gestein, Autor		OK, Schütt	OK, Wulff	HZ, Wulff
Frequenz für P-Wellen:	f	650 $[kHz]$	$1MHz$	$1MHz$
für S-Wellen:	f	830 $[kHz]$	$1MHz$	$1MHz$
Kompressionsmodul des Gesteinmaterials	$K_s[GPa]$	38	38	38
v_s im trockenen Gestein	$v_{st}[km/s]$	2,36	2,40	3,29
v_p im trockenen Gestein	$v_{pt}[km/s]$	3,81	3,92	5,14
Dichte des Gesteinsmaterials	$\rho_s[10^3 kg/m^3]$		2,657	2,683
Porosität [%]	ϕ		17,5	1,52
Parameter des LFF		OK	OK	HZ
Mittlerer Kugelradius	R$[\mu m]$	50	55	90
Spaltlänge	a$[\mu m]$	40	38,5	63
Torusradius (Wasser/Cyclohexan)	b$[\mu m]$	1,6/2	2,1	0,035
Spalthöhe (Wasser/Cyclohexan)	h$[nm]$	50/60	72	7
Spaltdichte (Wasser/Cyclohexan)	γ	0,0033/0,011	0,011	0,001
Anzahl der Korn-Korn-Kontakte	μ	9	9	9
Parameter des GFF		OK	OK	HZ
Permeabilität	$\kappa\,[10^{-15}\,m^2]$		9	0,00002
Strukturparameter, Tortuosität	δ		$\sqrt{8}$	$\sqrt{8}$
Kopplungsparameter	α'		2	2

Tabelle 6.5: In die „local- bzw. global-fluid-flow“-Berechnungen eingehenden Parameter nach Schütt (1992) und Wulff (1995).

6.2.1 Obernkirchner Sandstein mit Wassersättigung

Bei der Modellierung der Sättigungsabhängigkeit des Obernkirchner Sandsteines wurden sowohl auf die Ergebnisse von Schütt (1992) als auch auf die von Wulff (1995) zurückgegriffen, die von ihnen verwendeten Parameter sind in Tabelle 6.5 (S. 95) zusammengefaßt. Werden die Vorhersagen der Einzelmodelle mit den Daten verglichen, wie in Abbildung 6.6 gezeigt, so ist im Falle des „global-fluid-flow“-Modelles klar zu erkennen, daß die Geschwindigkeit nur mangelhaft und die Dämpfungen überhaupt nicht angepaßt werden können. Im Falle des „local-fluid-flow“-Modelles mit Gassmann Effekt ist mit den beiden oben genannten Datensätzen eingeschränkt eine Anpassung der Daten zu erreichen. Die Modellparameter für das „local-fluid-flow“ -Modell von Wulff (1995) ergeben eine kleineres relatives Spaltvolumen S_s als die von Schütt (1992) verwendeten, die Daten sind hierdurch besser anzupassen. Die Parameter von Wulff (1995) wurden geringfügig variiert. Hier ist ersichtlich, daß mit dem „local-fluid-flow“-Modell für höhere Sättigungen die Geschwindigkeiten und die Dämpfungen geringfügig unterschätzt werden, wie auch mit dem kombinierten Modell bei Annahme eines Gas-Flüssigkeits-Gemisches. Bei Verwendung des „gas-pocket“-Modelles unter Einbeziehung beider „fluid-flow“-Arten nimmt die P-Wellengeschwindigkeiten aufgrund des verschmierten Gassmann-Effektes nach der Auffüllung der Spalten zu. Hierdurch werden die P-

Wellengeschwindigkeit und Dämpfung besser wiedergegeben (Abbildung 6.7). Die Spaltdichte γ und die Modulreduktionen wurden so gewählt, daß für den mittleren Sättigungsbereich (40-60%) alle 4 gemessenen Parameter richtig wiedergegeben werden konnten. Die Modulreduktion der S-Wellen mußte größer als die der P-Welle gewählt werden. Dies ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung des v_p/v_s-Verhältnisses, wie es auch von Mörig (1993) im seismischen Frequenzbereich beobachtet wurde, vergleiche Abschnitt 2.3.

Mit den in Tabelle 6.6 (Seite 103) aufgeführten Parametern wird für geringere und höhere Sättigungen die P-Wellendämpfung überschätzt. Bei einer Sättigung von 31%, wie sie bei dem Hochdruckversuch verwendet wurde, ist die Übereinstimmung akzeptabel.

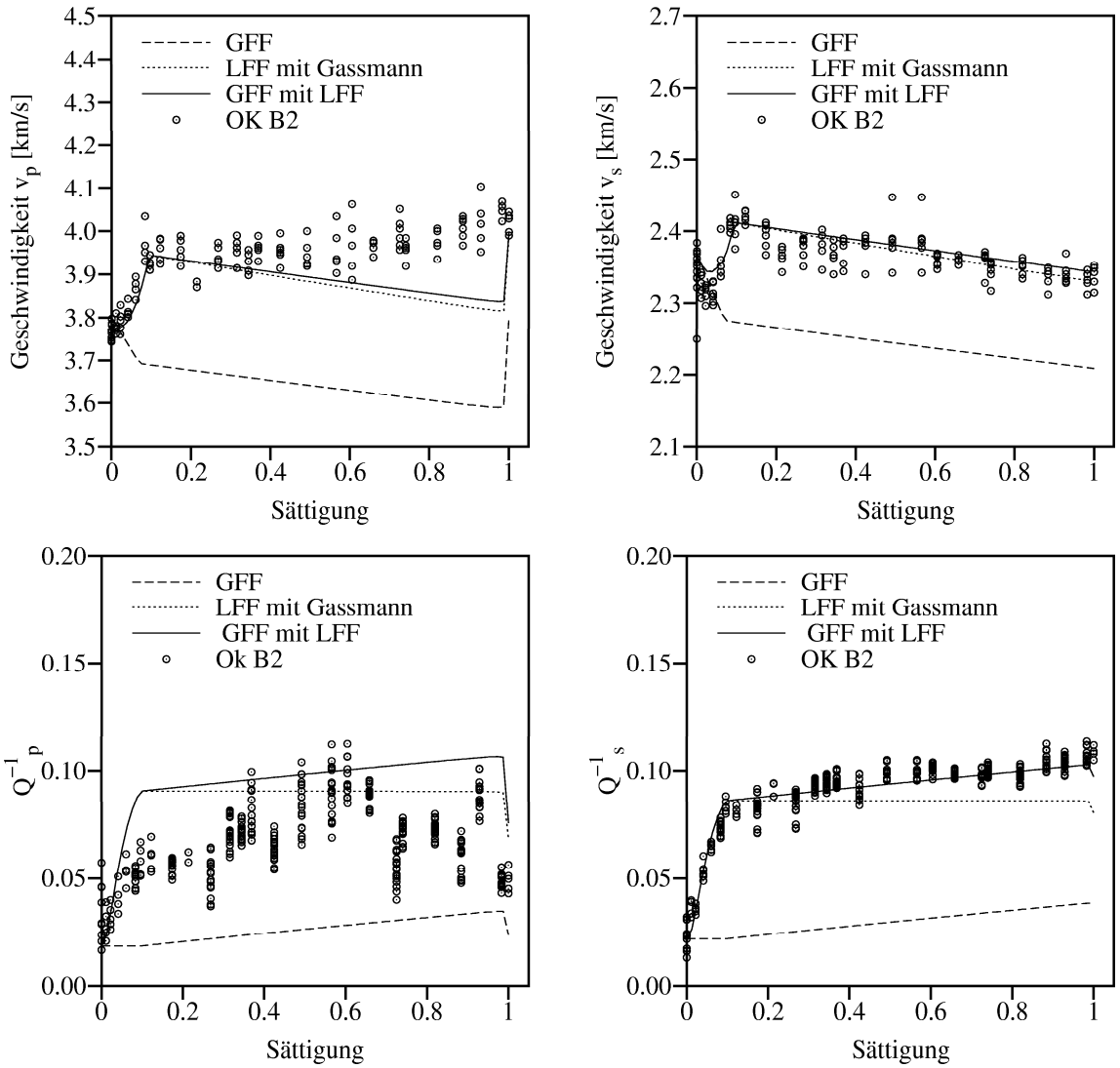

Abbildung 6.6: Modellierung der Sättigungsabhängigkeit mit Wasser des Obernkirchner Sandstein OK-B2 (Daten nach Schütt, 1992); „global fluid flow“ führt zur Unterschätzung aller Daten, „local fluid flow“ und „global local fluid flow“ geben Dämpfungen und S-Wellen-Geschwindigkeiten wieder. Die Achsenskalierung für die Geschwindigkeiten wurde so gewählt, daß das Verhältnis des maximalen Wertes zum minimalen Wert konstant ist.

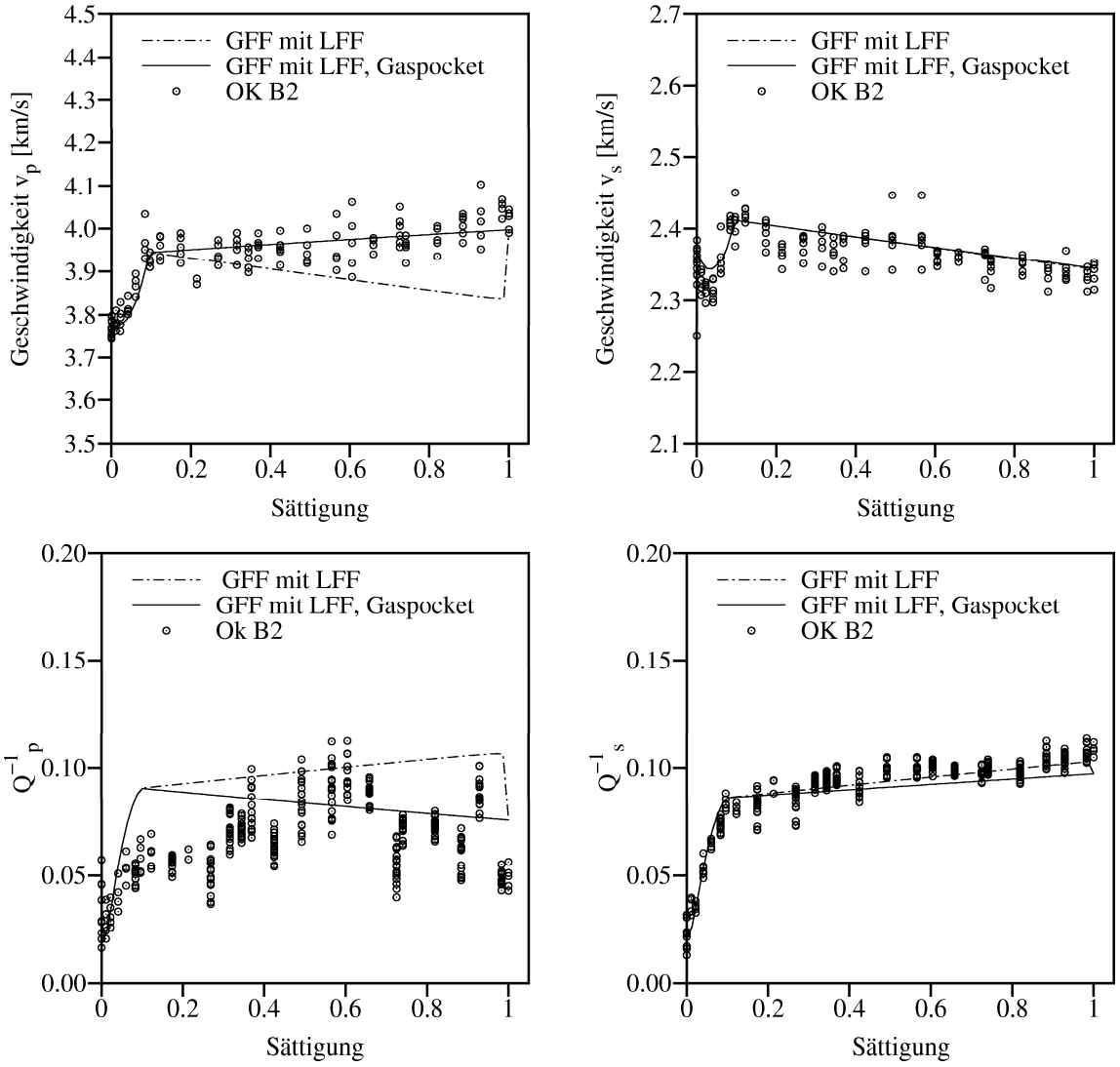

Abbildung 6.7: Wie Abbildung 6.6, jedoch Vergleich zwischen „global local fluid flow“ mit homogenem Gemisch und „global local fluid flow“ mit inhomogenem Gemisch („gas-pockets“), mit letzterem gelingt die Anpassung der Daten.

6.2.2 Obernkirchner Sandstein mit Cyclohexansättigung

An der Gesteinsoberfläche adsorbiertes Wasser führt zu einer Verringerung von für den „local fluid flow“ wirksamen Querschnitten, daher unterschied Schütt (1992) bei den Größen h, b und γ zwischen den Sättigungsfluiden Wasser und Cyclohexan.
Zur Anpassung der Messung an mit Cyclohexan gesättigtem Obernkirchner Sandstein von Schütt (1992) wurde bei den in Abbildung 6.8 gezeigten Modellierungen die Spaltdichte, die Spalthöhe und der Torusradius erhöht. Auch bei der Cyclohexan Messung wird je nach Wahl der Spaltdichte die Dämpfung der P-Welle überschätzt bzw. die der S-Welle unterschätzt. Das neue Modell, unter der Annahme von „gas-pockets“, gibt auch hier die Geschwindigkeiten und Dämpfungen besser wieder als das „local-fluid-flow“-Modell alleine, siehe Abbildung 6.9.

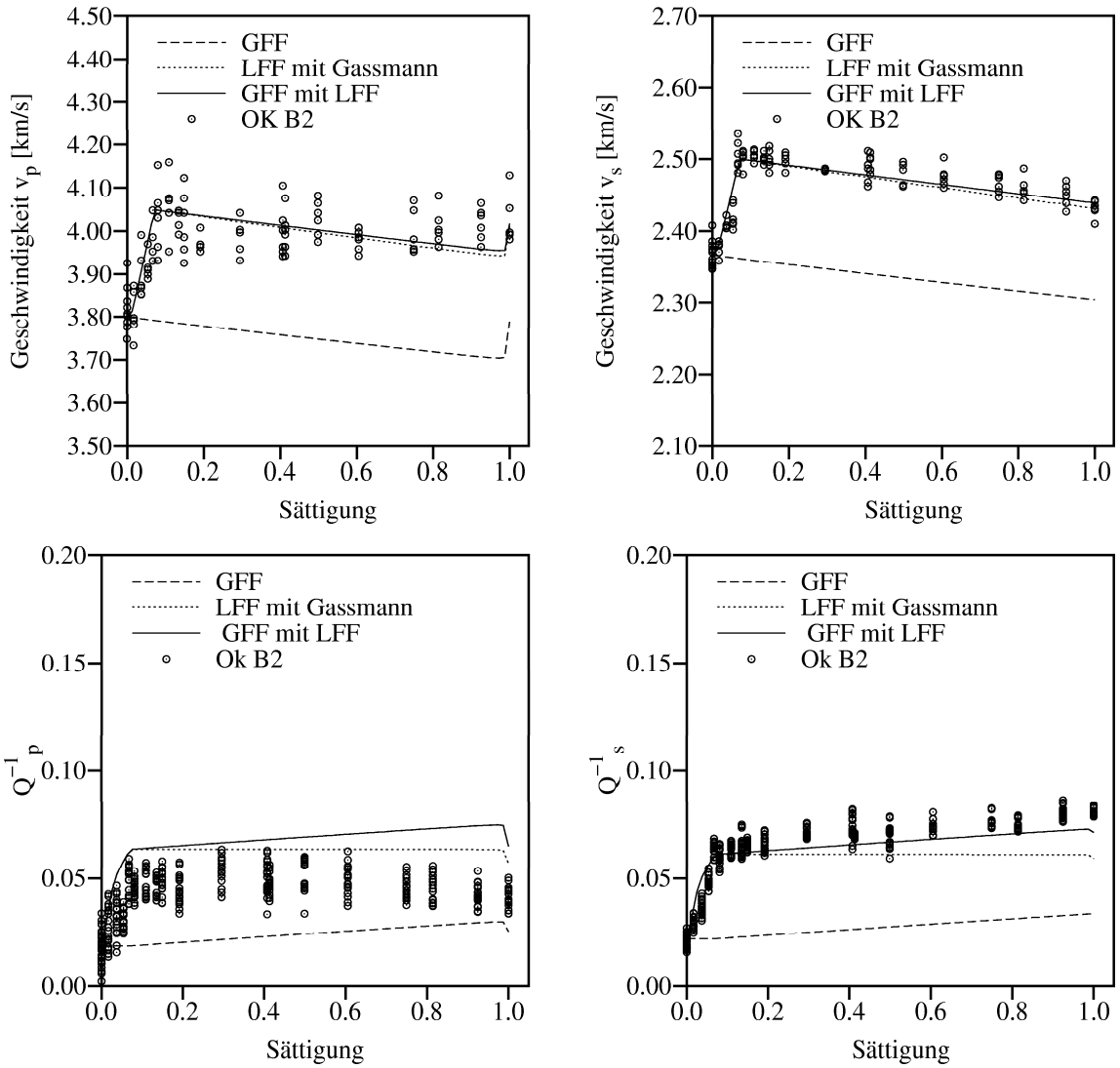

Abbildung 6.8: Modellierung der Sättigungsabhängigkeit: Cyclohexan in Obernkirchner Sandstein OK-B2 (Daten nach Schütt, 1992).

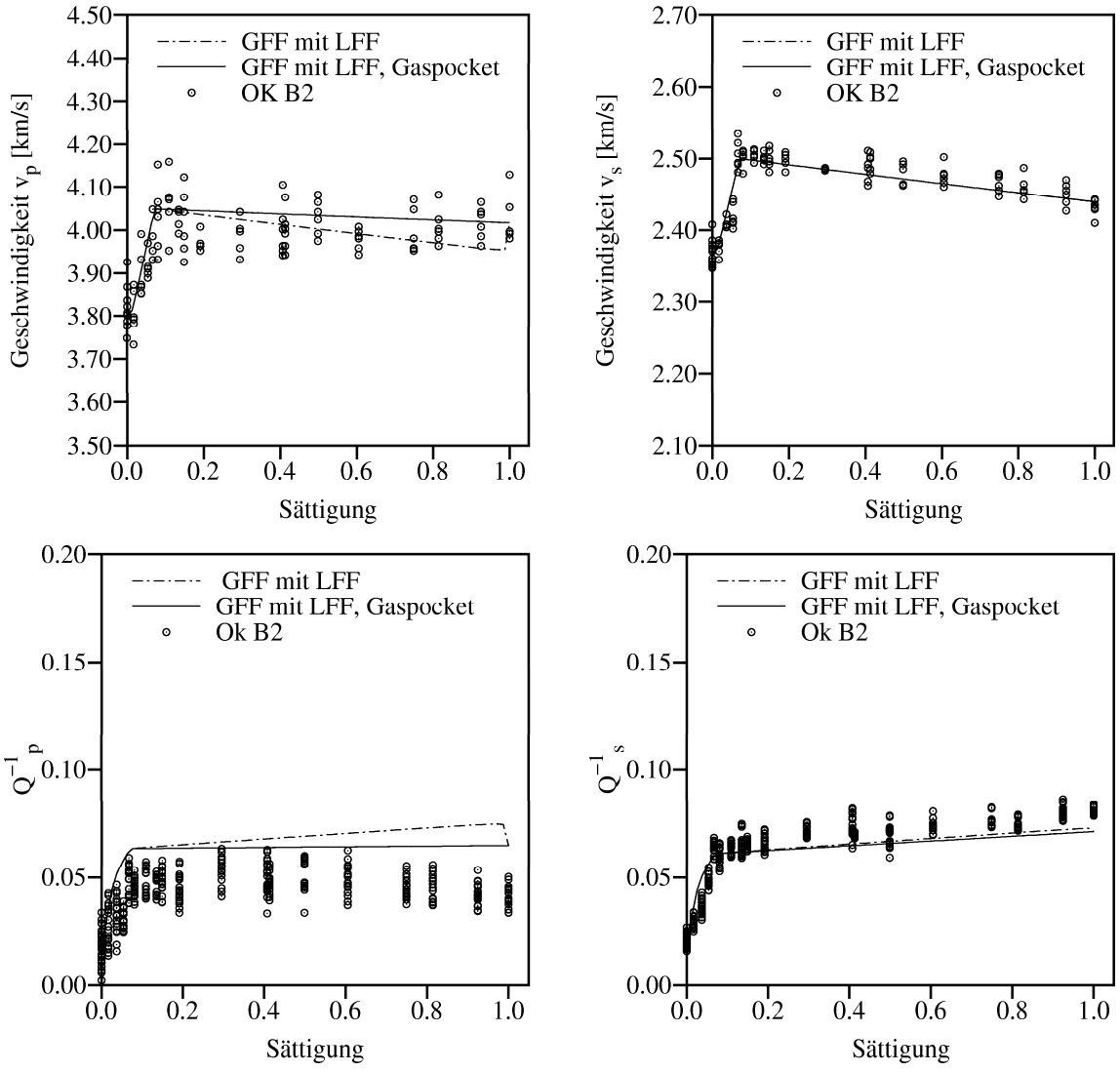

Abbildung 6.9: Wie Abbildung 6.8, jedoch Vergleich zwischen Gemisch und „gas-pockets“.

6.2.3 Bentheimer Sandstein

Für den Bentheimer Sandstein liegt die Relaxationsfrequenz des „global-fluid-flow“-Modelles bei ca. 1 kHz, also deutlich unterhalb der Meßfrequenz, d.h. bei Ultraschallmessungen ist nur eine kleine Modulerhöhung und keine Dämpfung aufgrund von „global-fluid-flow“ zu erwarten. Für das „local-fluid-flow“-Modell ist aus der Porenradienverteilung im Gegensatz zum Torusradius b keine eindeutige mittlere Spalthöhe h zu ermitteln. Wird für die Modellierungen die aus den Stickstoffmessungen ermittelte Spalthöhe h verwendet, so liegt bei $a = 77\mu m$ die Relaxationsfrequenz oberhalb der Meßfrequenz, wodurch keine signifikante Modulerhöhung durch den „local-fluid-flow“ festzustellen ist. Variiert man aber, unter Zugrundelegung der Quecksilbermessung, geringfügig die Spalthöhe, um eine Anpassung des Modelles an die Daten zu erhalten, so ergibt sich das in Abbildung 6.10 dargestellte Bild: Das relative Spaltvolumen S_s ist klein ($1.5\,10^{-3}$), wodurch es in diesem Bereich zu einem rapiden Anstieg der Geschwindigkeiten und Dämpfungen kommt. Da die Modulerniedrigung erst bei 10% Sättigung voll wirksam wird, nehmen nach der Vollsättigung des Spaltes die Geschwindigkeiten verstärkt ab, bis nur noch die dichtebedingte Abnahme wirksam ist. Auch hier nimmt bei Verwendung des „gas-pocket“ Modelles unter Einbeziehung beider „fluid-flow“-Arten die P-Wellengeschwindigkeiten aufgrund des verschmierten Gassmann-Effektes zu und die Geschwindigkeiten beider Wellen sind richtig wiedergegeben (siehe Abbildung 6.11). Die bei der S-Welle wirksame Modulreduktion mußte geringer als beim Obernkirchner Sandstein angesetzt werden.

Betrachtet man die Porenradienverteilung des Bentheimer Sandsteines, so könnte auch ein teilweises Auffüllen von Spalten verschiedener „apect-ratio“ in der Nachbarschaft von Poren mit einem geringerem Radius als oben verwendet und ein Auftreten von „gas-pockets“ bei größeren Sättigungen das Verhalten besser erklären. Jedoch die zu gering vorhergesagte Dämpfung der S-Wellen würde sich hierdurch nicht erklären lassen. Da aber die Parameter eines möglichst signifikanten und einfachen Modells für die druckabhängigen Modellierungen gesucht war, wurde auf diese Erweiterung verzichtet.

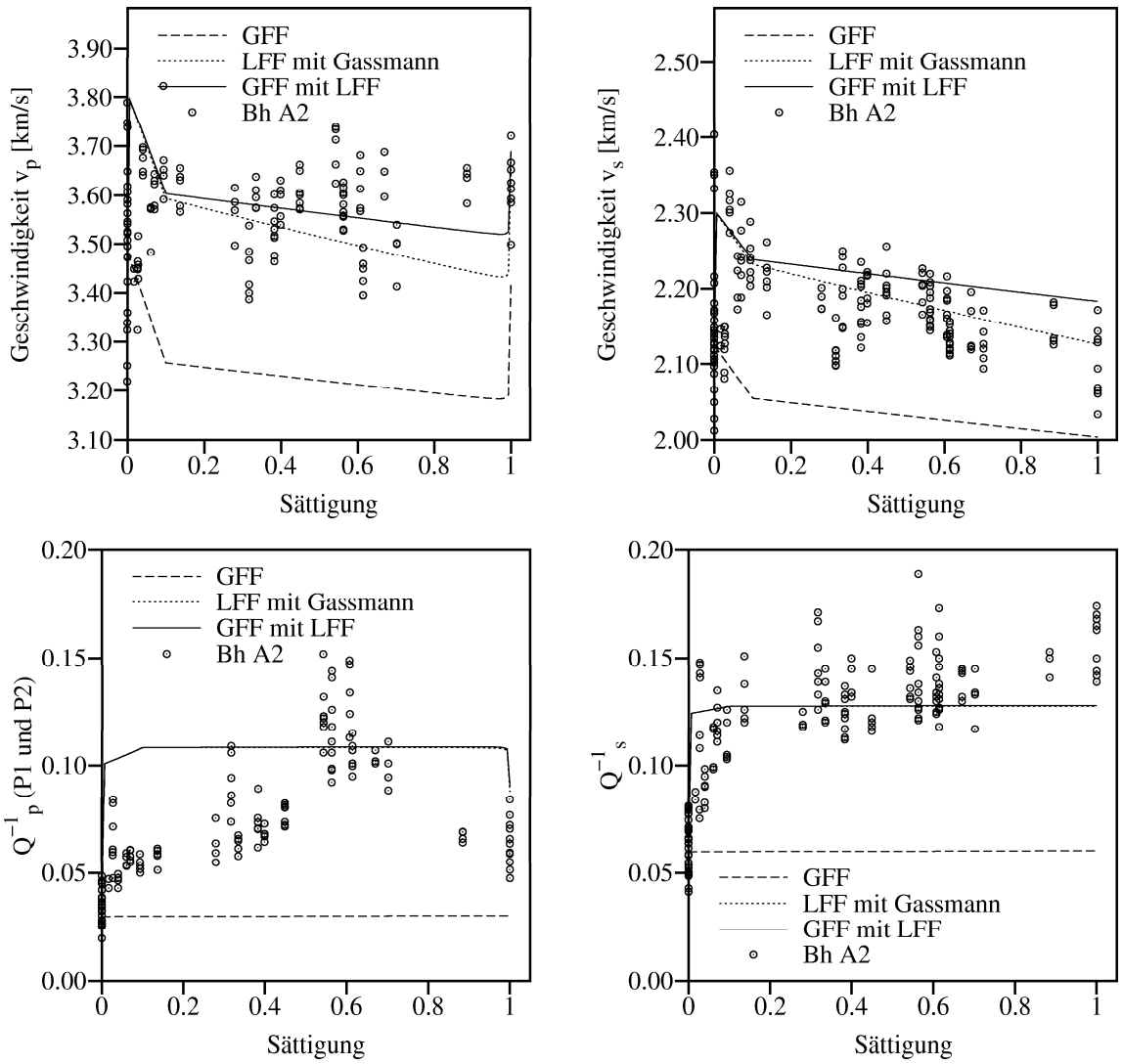

Abbildung 6.10: Modellierung der Sättigungsabhängigkeit mit Wasser des Bentheimer Sandstein (Daten nach Schütt, 1992).

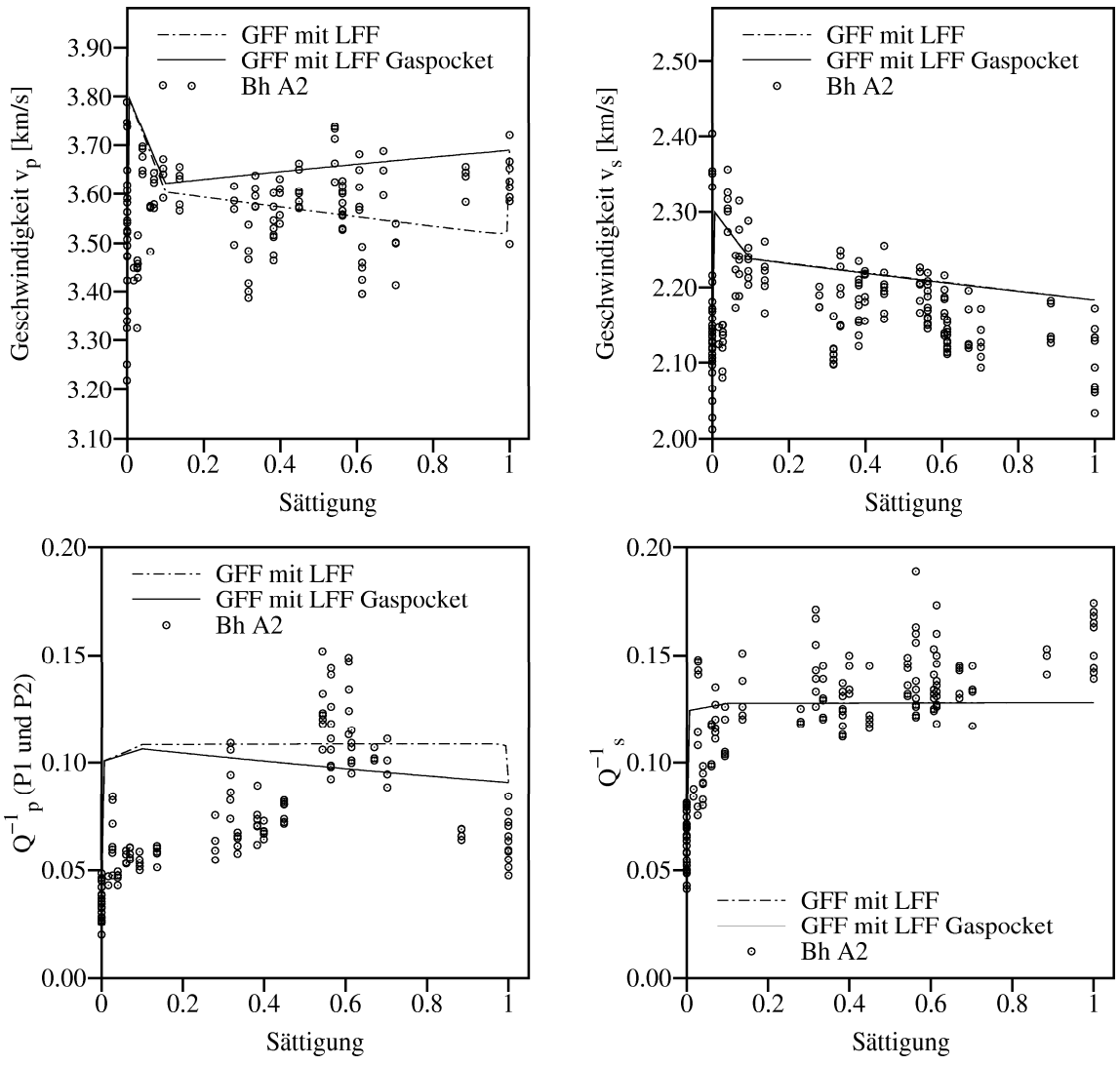

Abbildung 6.11: Wie Abbildung 6.10, jedoch Vergleich zwischen Gemisch und „gas-pockets“.

6.2.4 Harzer Grauwacke

Über die Porenradienverteilung (Quecksilber) in der Harzer Grauwacke lagen Wulff (1995) keine Informationen vor, daher schätzte sie b zu $5 * h = 35\,nm$ ab. Sie verwendete ohne Zugrundelegung der Porenradienverteilung für HZ8 eine Höhe h von 7 nm. Diese Parameter liegen in derselben Größenordnung, wie die sich aus den petrophysikalischen Untersuchungen ergebenden. Bei der Modellierung der Daten von Wulff zeigte sich, daß die beiden Daten keine signifikant anderen Ergebnisse liefern; in beiden Fällen kann mit dem „local-fluid-flow"-Modell unter Annahme eines homogenen Gas-Flüssigkeits-Gemisches in den Poren, die in diesem Fall aber sehr wenig Volumen haben, eine Anpassung der Daten erreicht werden. Aus diesem Grunde werden die Parameter von Wulff als Ausgangsmodell für die druckabhängigen Messungen verwendet. Die Modulreduktion mußte höher als beim OK-Sandstein gewählt werden. Die der Scherwellen mußte auch bei diesem Gestein als über der Modulreduktion der P-Wellen liegend angenommen werden (Tabelle 6.6). Mit Modellierungen unter Zugrundelegung des „gas-pocket"-Modelles konnten zwar die Geschwindigkeiten angepaßt werden, jedoch ergaben sich für die Dämpfung deutlich zu geringe Werte. Dies ist zum einen darin begründet, daß der „global fluid flow" für dieses Gestein vernachlässigbar ist, zum anderen sind die Poren, die im „local-fluid-flow"-Modell durch Toren angenähert werden, hier sehr klein, wodurch auch die Dämpfung durch den „local fluid flow" bei Vollsättigung nahezu verschwindet. D. h. im Fall der Harzer Grauwacke kann das Verhalten der Ultraschallwellen nicht mit einer inhomogenen Verteilung des Wassers im Gestein beschrieben werden.

Gestein	OK-B2	OK-B2	BH-A2	HZ 8
Frequenz [Hz]	10^6	10^6	10^6	10^6
$v_{pt}[km/s]$	3,8	3,8	3,48	5,14
$v_{st}[km/s]$	2,37	2,37	2,13	3,28
ρ_s	2,657	2,657	2,643	2,683
Porosität ϕ [%]	18	18	23,2	1,8
Flüssigkeit	Wasser	Cyclohexan	Wasser	Wasser
swred [%]	9	0	10	100
m_{red0p} [%]	5	0	12	15
m_{red0s} [%]	7	0	6	24
Permeabilität m^2	$9\ 10^{-15}$	$9\ 10^{-15}$	$2{,}3\ 10^{-12}$	$2\ 10^{-20}$
Kornradius [μm]	55	55	110	90
Torusradius [μm]	2	2,5	22	0,035
Spalthöhe [μm]	70	80	110	7
Spaltlänge [μm]	40	40	77	63,5
rel. Spaltvolumen S_s [%]	9,6	7,1	0,2	98
Spaltdichte	0,006	0,015	0,005	0,001

Tabelle 6.6: In die Modellierung der Sättigungsabhängigkeit eingehenden Parameter.

6.3 Berücksichtigung der Druckabhängigkeit in den „fluid-flow“-Modellen

Die Druckabhängigkeit der seismischen Attribute kann in die „fluid-flow“-Modelle durch Variation von verschiedenen Größen miteinbezogen werden. Diejenigen Parameter, die zum einen gut bestimmt werden können, bzw. im Falle des „local-fluid-flow“-Modells die Mikrostruktur beschreiben und auch eine signifikante Änderung der Geschwindigkeiten bzw. Dämpfungen zur Folge haben, werden im folgenden mit Beispielen aufgeführt. Da die Auswirkungen der Parameteränderungen auf die Scher- und Kompressionswelle gleichartig sind, sind nur die letzteren dargestellt. Für die Modellierungen ist eine Wassersättigung von 31% gewählt. Die weiteren Parameter sind Tabelle 3.1 auf Seite 40 zu entnehmen. Die Parameter der möglichen Porenfüllungen sind Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Diejenigen Parameter, die sich mit dem Druck ändern, sind bei beiden Modellen die elastischen Eigenschaften der Gesteinsmatrix und die Porosität.

6.3.1 Einfluß der Porosität

Über die Größe der Änderung der Porosität mit dem Druck gibt es keine klaren Aussagen in der Literatur (Wulff, 1995). Eine petrophysikalisch sinnvolle Erniedrigung der Porosität von 18% auf minimal 14% führt bei beiden „fluid-flow“-Arten zu einer geringfügigen Erhöhung der Geschwindigkeiten und der Dämpfung (siehe Abbildungen 6.12 und 6.15). Für die unrelaxierten Moduli ist diese Abnahme noch schwächer.

6.3.2 Einfluß der Geschwindigkeiten im trockenen Gestein

In die Modellierungen gehen die Geschwindigkeiten des trockenen Gesteins im Fall des „global fluid flow“ direkt und im Fall des „local fluid flow“ durch die Bestimmung der elastischen Parameter der Korn-Korn-Kontakte aus den seismischen Geschwindigkeiten ein.

Wie Abbildung 6.16 zu entnehmen ist, führt die Erhöhung der Geschwindigkeiten zu einer Verringerung der Wirkung des „local fluid flow“, insbesondere zu einer Verringerung der Dämpfung. Die Lage des Relaxationsminimums bleibt gleich. Für den in Abbildung 6.13 dargestellten Fall des „global fluid flow“ dagegen bleibt die Dämpfung von der Erhöhung der Geschwindigkeiten unbeeinflußt.

6.3.3 Einfluß der Permeabilität

Bei dem Modell von Biot kommt zu obigen Einflußgrößen noch die Druckabhängigkeit der Permeabilität hinzu. Messungen von Tao et al. (1995) zeigen, daß die Permeabilität von Sandsteinen sich auf unterschiedliche Weise bei Druckerhöhung verhalten kann: Bei 4 von 5 vermessenen Sandsteinen ist die Veränderung der Permeabilität vernachlässigbar. Lediglich bei dem Sandstein mit der höchsten Porosität (26%) nimmt die Permeabilität um 50% ab. In Abbildung 6.14 ist zu erkennen, daß eine Verringerung der Permeabilität eine Verschiebung der Relaxationsfrequenz zu höheren Frequenzenzen hin bewirkt. Dies bedeutet, daß für das gewählte Beispiel des Obernkirchner Sandsteines die Geschwindigkeit und die Dämpfung bei einer Meßfrequenz von 1 MHz abnehmen.

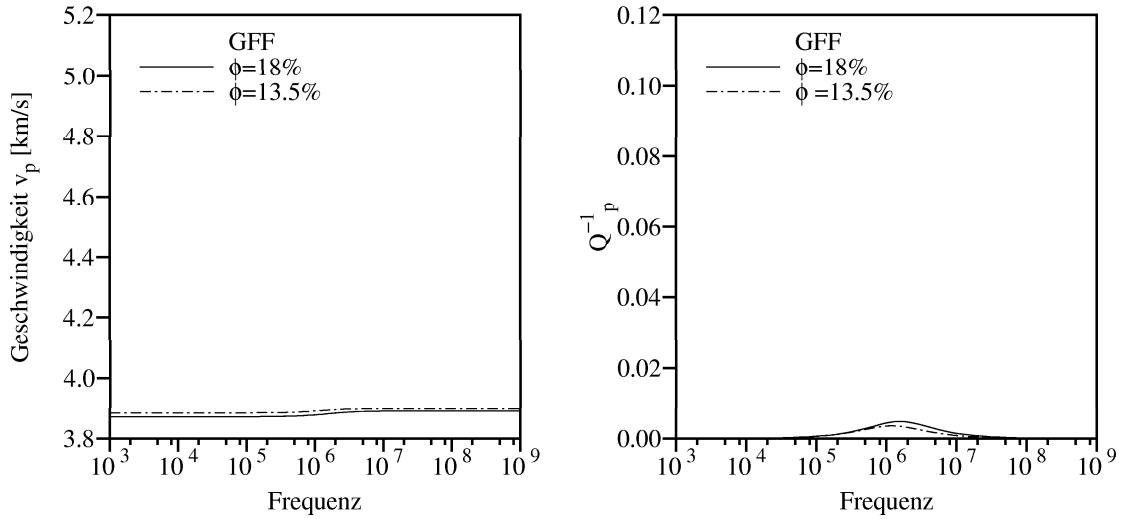

Abbildung 6.12: Der Einfluß der Porosität bei dem „global-fluid-flow“-Modell (GFF).

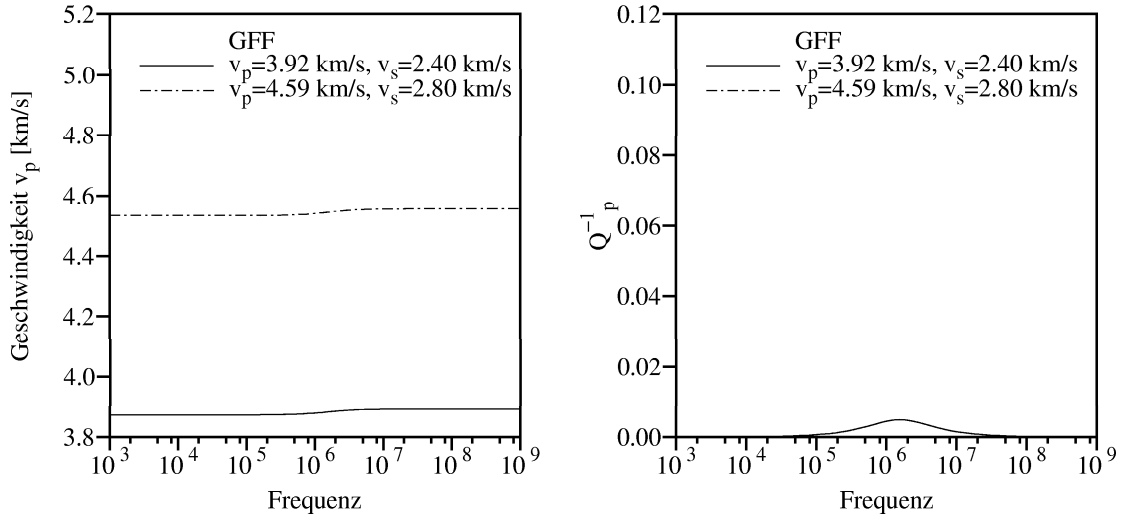

Abbildung 6.13: Wie Abbildung 6.12 für die Geschwindigkeiten des trockenen Gesteins (GFF).

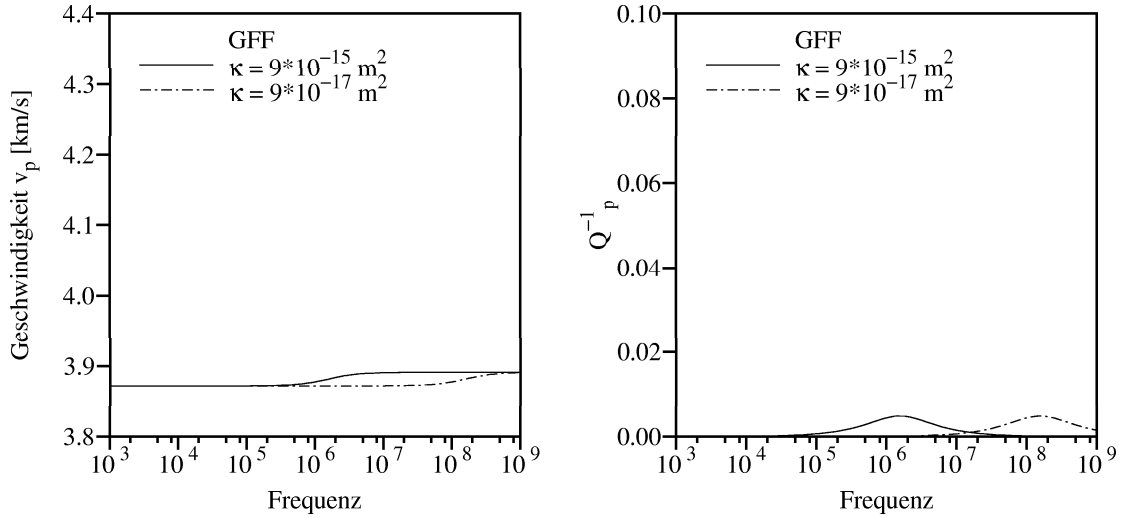

Abbildung 6.14: Wie Abbildung 6.12 für die Permeabilität (GFF).

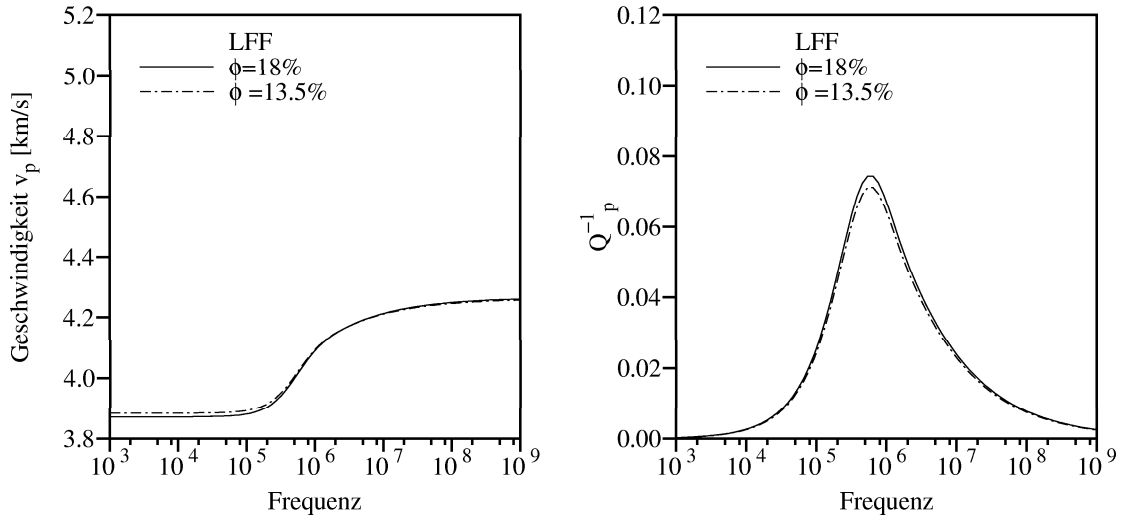

Abbildung 6.15: Einfluß der Porosität bei dem „local-fluid-flow“-Modell (LFF).

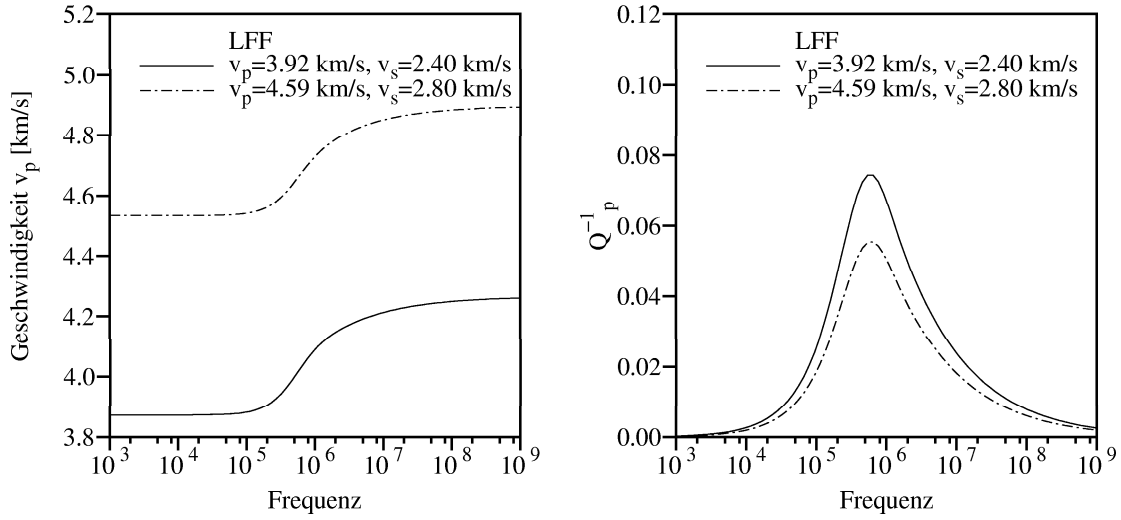

Abbildung 6.16: Wie Abbildung 6.15 für die Geschwindigkeiten des trockenen Gesteins (LFF).

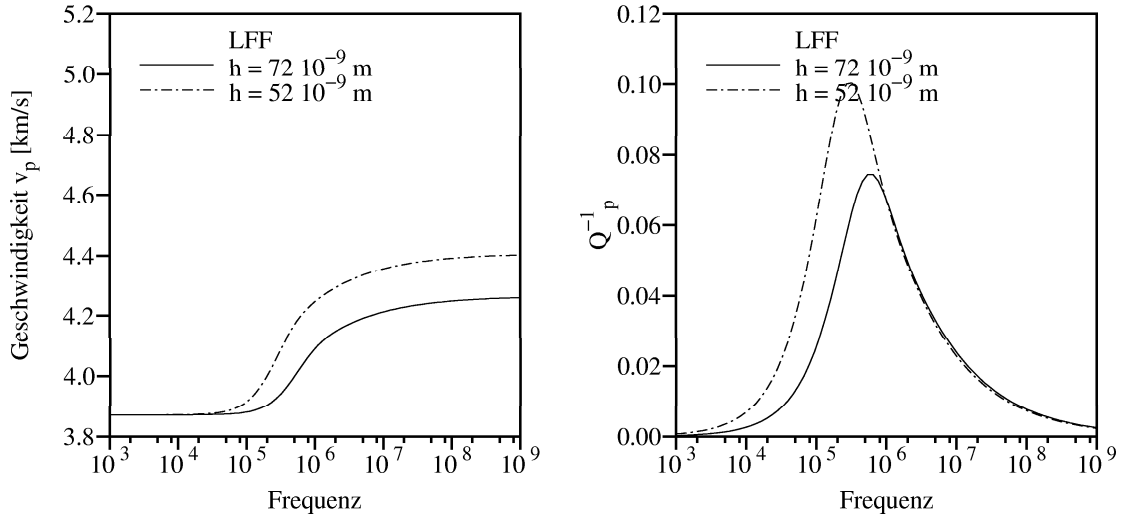

Abbildung 6.17: Wie Abbildung 6.15 für die Spalthöhe (LFF).

6.3.4 Einfluß der Spalthöhe

Bevor ein Riß bei zunehmender Belastung geschlossen wird, verringert sich seine Höhe. Auch der Einfluß dieses Parameters wurde modelliert. Abbildung 6.17 ist zu entnehmen, daß sich bei Verringerung der Spalthöhe eine Verschiebung der Relaxationsfrequenz des „local fluid flow“ zu tieferen Frequenzen hin ergibt. Gleichzeitig erhöht sich der Betrag der maximalen Dämpfung und der der unrelaxierten Geschwindigkeit. Da aber die Meßfrequenz nicht unbedingt mit der Relaxationsfrequenz übereinstimmt, kann die Verringerung der Relaxationsfrequenz dazu führen, daß die Geschwindigkeiten steigen und die Dämpfungen konstant bleiben.

6.3.5 Einfluß der Spaltdichte

Weiter ist davon auszugehen, daß sich bei Druckerhöhung im Gestein befindliche Mikrorisse schließen. Im Modell von Murphy et al. (1986) wird die Zahl der Risse pro Volumen durch den Parameter γ charakterisiert. Eine Verringerung dieser Größe verändert die Größe der Fluidwirkung, was dazu führt, daß die unrelaxierten Geschwindigkeiten ebenso wie die Dämpfung abnehmen (Abbildung 6.18).

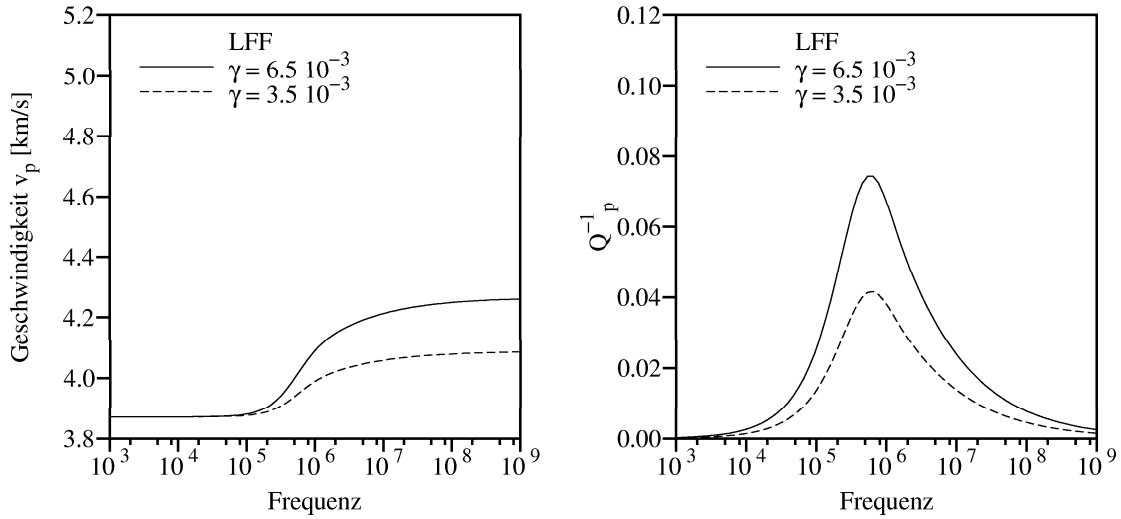

Abbildung 6.18: Der Einfluß der Spaltdichte bei dem „local-fluid-flow“-Modell (LFF).

6.4 Beschreibung der Form der Druckabhängigkeit

Wie in den Kapiteln 2.12 und 5 beschrieben wurde, ist zu vermuten, daß in den untersuchten Gesteinen auch bei erhöhtem hydrostatischem Druck noch Risse offen sind. Modellierungen von Wulff (1995) und die eigenen Modellierungen (Kapitel 7) bestätigten diese Annahme.
Mit der von Wulff (Fortran-Program, 1995) angenommenen logarithmischen Abnahme der Spaltdichte kann der druckabhängige Kurvenverlauf der Geschwindigkeiten und Dämpfungen nicht immer korrekt wiedergegeben werden. Auch trägt diese Art der Druckabhängigkeit nicht der Tatsache Rechnung, daß Risse im Gestein vorhanden sind, die nicht durch hydrostatischen Druck geschlossen werden können. Daher wurde nach einer adäquaten Art der

Beschreibung der Druckabhängigkeit gesucht. Johnston et. al., 1979, gehen von einer exponentiellen Abnahme der Rißdichte aus. Setzt man dies um in eine Abhängigkeit der Rißdichte vom hydrostatischen Druck P_c gemäß $\gamma \sim e^{P_c/P_0}$, dann ergeben sich für höhere Drücke zu geringe „fluid-flow"-Effekte, da hierbei von der Schließung aller Risse ausgegangen wird. Aus diesem Grund wird die Abhängigkeit der druckabhängigen Rißdichte γ durch folgende Funktion modelliert:

$$\begin{aligned} \gamma &= (\gamma_0 - \gamma^*)e^{-P_c/P^*} + \gamma^* \\ &= \gamma_0 e^{-P_c/P^*} + \gamma^*(1 - e^{-P_c/P^*}) \end{aligned} \tag{6.1}$$

mit

γ_0 = Rißdichte bei Normaldruck
γ^* = Anteil nichtschließbarer Risse
P^* = Druck, bei dem die Rißdichte$(\gamma_0 - \gamma^*)$ auf $1/e$ abgefallen ist.

6.5 Zusammenfassung und Diskussion der Vorarbeiten zu den Modellierungen

Die Modellierungen zeigten, daß im Falle der hochporösen Gesteine Obernkirchner Sandstein und Bentheimer Sandstein „local fluid flow" in Verbindung mit „global fluid flow" und damit dem Gassmann-Effekt unter Annahme von „gas-pockets" im Gestein in der Lage ist, das sättigungsabhängige Verhalten der Ultraschall-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen zu beschreiben. Im Fall der Harzer Grauwacke kann mit „local fluid flow" ohne Annahme von „gas-pockets" das Verhalten beschrieben werden.

Das sättigungsabhängige Verhalten der Dämpfung der S-Wellen konnte nicht gleichzeitig mit dem der P-Wellen angepaßt werden. Die möglichen Ursachen werden nach der Beschreibung der Modellierung der druckabhängigen Messungen in Abschnitt 8.4.1 diskutiert.

Bei den Modellierungen wurden jeweils mittlere Werte für die Geometrie-Parameter des "local-fluid-flow"-Modelles angenommen, obwohl bei allen Gesteinen in der Porenradienverteilungen im Bereich der kleinen Porenradien eine breite Verteilung festzustellen ist. Dies ist gerechtfertigt, da mit dieser mittleren Modellgeometrie das sättigungsabhängige Verhalten beschrieben werden kann, und für die Untersuchungen des druckabhängigen Verhaltens der Gesteine in Kapitel 7 die Zahl der variierbaren Parameter nicht unnötig erhöht werden sollte. Die Gültigkeit und Auswirkungen dieser Annahme werden in Abschnitt 8.4.2 näher betrachtet.

Die Veränderung der Geschwindigkeiten im trockenen Gestein und der wirksamen Spaltdichte γ durch den Druck haben den größten Einfluß auf die Geschwindigkeit und Dämpfungen. Eine Verringerung der Spalthöhe h bewirkt eine deutliche Erhöhung der Dämpfung, wobei aber die Geschwindigkeit im Frequenzbereich der Messungen unverändert bleibt. Die Verringerung der petrophysikalischen Größen Permeabilität und Porosität führt zu einer geringfügigen Verringerung der Geschwindigkeiten.

Kapitel 7

Modellierung der gemessenen Druckabhängigkeit

Ziel der Modellierungen war es, die Änderung der Mikrostruktur und ihren Einfluß auf Ultraschallmessungen bei erhöhtem hydrostatischem Druck näher zu untersuchen. Insbesondere war zu klären, ob im Gestein Mikrorisse vorhanden sind, die zum Beispiel von den Oberflächenrauigkeiten der Rißwände offengehalten werden, und sich auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck nicht schließen. In der Terminologie des „local-fluid-flow"-Modelles von Murphy et al. (1986) bedeutet dies, daß die Verringerung der wirksamen Spaltdichte γ und die mögliche Veränderung der Spaltgeometrie in Form der Spalthöhe h betrachtet wurde.
Der Zusammenhang zwischen den petrophysikalischen Größen Permeabilität und Porosität wurde druckunabhängig modelliert, da der zu erwartende Einfluß bei Druckänderung gering ist, siehe auch Abschnitt 6.3 und Wulff (1995). Nach den Ausführungen in Abschnitt 6.3 führt eine druckbedingte Erniedrigung der Permeabilität zu einer Verringerung der Geschwindigkeiten. Die Berücksichtigung der Änderung der Permeabilität würde dazu führen, daß der Einfluß des „local fluid flow" bei den Modellierungen stärker berücksichtigt werden müßte. Dasselbe gilt auch für die Porosität. D. h. durch die Vernachlässigung der Permeabilitäts- und Porositätsänderung wird die Rißschließung geringfügig überschätzt.

Für die druckabhängigen Modellierungen wurden die Startbedingungen, die durch die Modellierung der Messungen bei geringem einaxialem Druck (Abschnitt 6.2) gewonnen wurden, zugrunde gelegt. Die an demselben vakuumtrockenen Gestein gemessenen druckabhängigen Geschwindigkeiten gingen bei den Modellierungen zur Beschreibung der Veränderung der Matrixeigenschaften mit ein. Die bei Wasser auftretende Modulreduktion wurde unabhängig von der in Abschnitt 6.2 bestimmten gewählt. Die Spaltdichte wurde gemäß der in Abschnitt 6.4 definierten exponentiellen Druckabhängigkeit variiert. Wie bereits bei der Modellierung der einaxialen Daten in Abschnitt 6.2 wurde bei den druckabhängigen Modellierungen die Dämpfung in der trockenen Probe berücksichtigt, d. h. es wird davon ausgegangen, daß die Differenz zwischen der Dämpfung in der teilgesättigen und in der trockenen Probe auf „fluid-flow"-Effekte zurückzuführen ist.

Bei der folgenden Darstellung der Daten wurden die in Abschnitt 5.3 angegebenen Fehler für die Geschwindigkeiten und die in Abschnitt 4.7.9 angegebene Abschätzung für die Dämpfung zugrundegelegt. Auch in diesem Kapitel wurde die Achsenskalierung für die Geschwindigkeiten so gewählt, daß das Verhältnis des maximalen Wertes zum minimalen Wert konstant ist. Dieses Verhältnis wurde für alle Abbildungen identisch gewählt.

7.1 Modellierung der Meßreihen an Obernkirchner Sandstein

Zunächst sollen die Ergebnisse der Modellierungen der Messungen an Obernkirchner Sandstein (OK83) vorgestellt werden, da dieses Gestein am ehesten Modellcharakter hat. Die, bei den Modellierungen der bei geringem einaxialem Druck gewonnenen Daten (Schütt, 1992), verwendete Rißdichte γ_0 mußte für die hier vorgestellten Modellierungen erhöht werden, siehe Tabelle 7.1 auf S. 122 bzw. Tabelle 6.6 auf Seite 103. Dies bedeutet, daß die verwendete Probe bei geringem einaxialem Druck[1] stärker mit Rissen durchsetzt („gecrackt“) war. Verursacht wurde dies zum Beispiel durch eine andere Probenpräparation. Auch wurden die Messungen von Schütt (1992) bei höherem einaxialem Druck[2] durchgeführt, sodaß hierdurch Risse geschlossen wurden.

7.1.1 Obernkirchner Sandstein mit unpolaren Fluiden

Bei den unpolaren Fluiden Paraffin und Cyclohexan tritt keine Modulreduktion auf, wodurch die Anzahl der frei wählbaren Parameter und Modelle eingeschränkt wird. Die gegenüber den einaxialen Modellierungen veränderten Parameter sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt.

Bei der Anpassung der Daten in Abbildung 7.1, 7.2 und 7.3 wurde auf eine geringe Abweichung zwischen den modellierten und gemessenen Geschwindigkeiten geachtet. Die Dämpfungen wurden so angepaßt, daß sich für beide Wellenarten möglichst eine Übereinstimmung im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem Modell ergibt. Mit einem Druck $P^* = 15\ MPa$, bei dem die reduzierbare Spaltdichte auf $1/e$ abgefallen ist, konnten die Geschwindigkeiten am besten angepaßt werden.

7.1.1.1 Obernkirchner Sandstein mit 65% Paraffinsättigung

Die Modellierungen wurden zunächst mit dem „local-fluid-flow“-Modell von Murphy et al. (1986) unter der Annahme eines homogenen Gas-Flüssigkeits-Gemisches (LFF) durchgeführt. In Abbildung 7.1 ist zu erkennen, daß die gleichzeitige Anpassung beider Geschwindigkeiten nicht möglich ist: Die Scherwellen-Geschwindigkeit wird mit diesem Modell deutlich überschätzt.
Wie bei der Modellierung der einaxialen Messungen (Abschnitt 6.2) gezeigt wurde, kann das in Abschnitt 3 vorgestellte neue kombinierte Modell, das beide „fluid-flow“-Arten und den Gassman-Effekt berücksichtigt und von einer inhomogenen Gas-Flüssigkeitsverteilung im Gestein (GFF mit LFF, Gaspocket) ausgeht, das Ultraschallverhalten von teil- und vollgesättigten Sandsteinen erklären. Verwendet man dieses Modell bei der Modellierung der Messungen bei hydrostatischen Druckbedingungen, so ist auch hier eine deutlich bessere Anpassung der Daten zu erreichen, siehe Abbildung 7.2.

Beim Vergleich der Modellierungsergebnisse fällt auf, daß die Modellierung mit dem „local-fluid-flow“-Modell (LFF), Abbildung 7.1, zu einer geringeren Einschätzung der Rißschließung

[1] $\approx 3MPa$
[2] $\approx 30MPa$

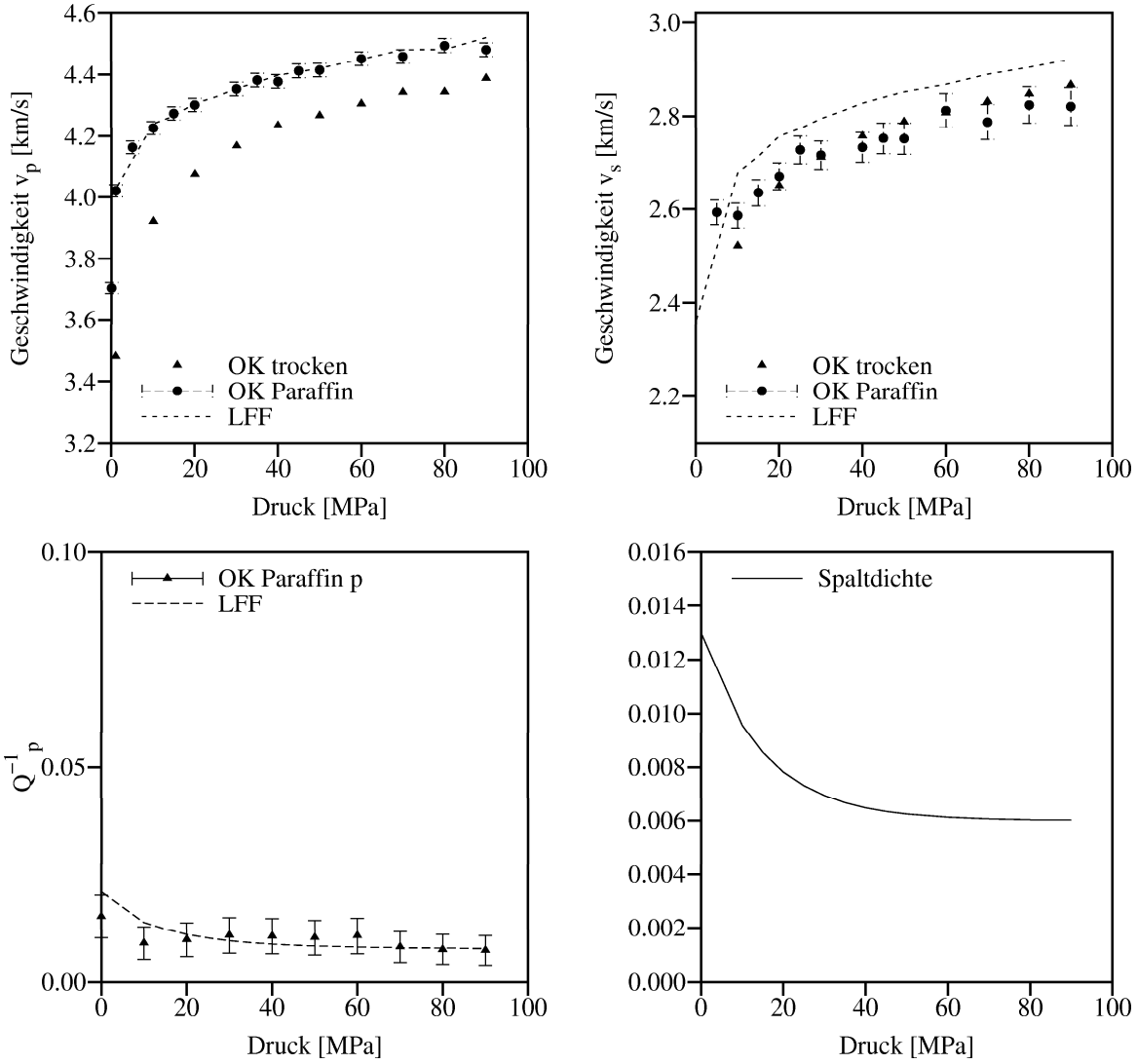

Abbildung 7.1: OK83 mit 65% Paraffinsättigung, Modellierung mit dem „local-fluid-flow"-Modell, $\gamma_0 = 0{,}013$; $\gamma^* = 0{,}006$; $P^* = 15\ MPa$. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist exemplarisch die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet.

führt. Betrachtet man die sich verändernde Rißdichte im Fall des kombinierten Modells unter Annahme einer inhomogenen Verteilung der Flüssigkeit im Gestein (GFF mit LFF Gaspocket, Abbildung 7.2), so ist festzustellen, daß hier zwar weniger, aber immer noch geöffnete Risse im Gestein vorhanden sein müssen, um die Daten erklären zu können. Die Spaltdichte fällt für Paraffin bei Annahme von „local fluid flow" um circa 50% ab, im Fall der Annahme beider „fluid flow" Arten etwas weniger als 70%.

Eine Verringerung der modellierten Spalthöhe mit dem Druck führte nicht zu einer signifikanten Verbesserung der Modellierungsergebnisse. Bei einer starken Verringerung der Spalthöhe war keine Anpassung möglich, d. h. ohne den Einfluß der Mikrostruktur sind die Daten nicht zu erklären.

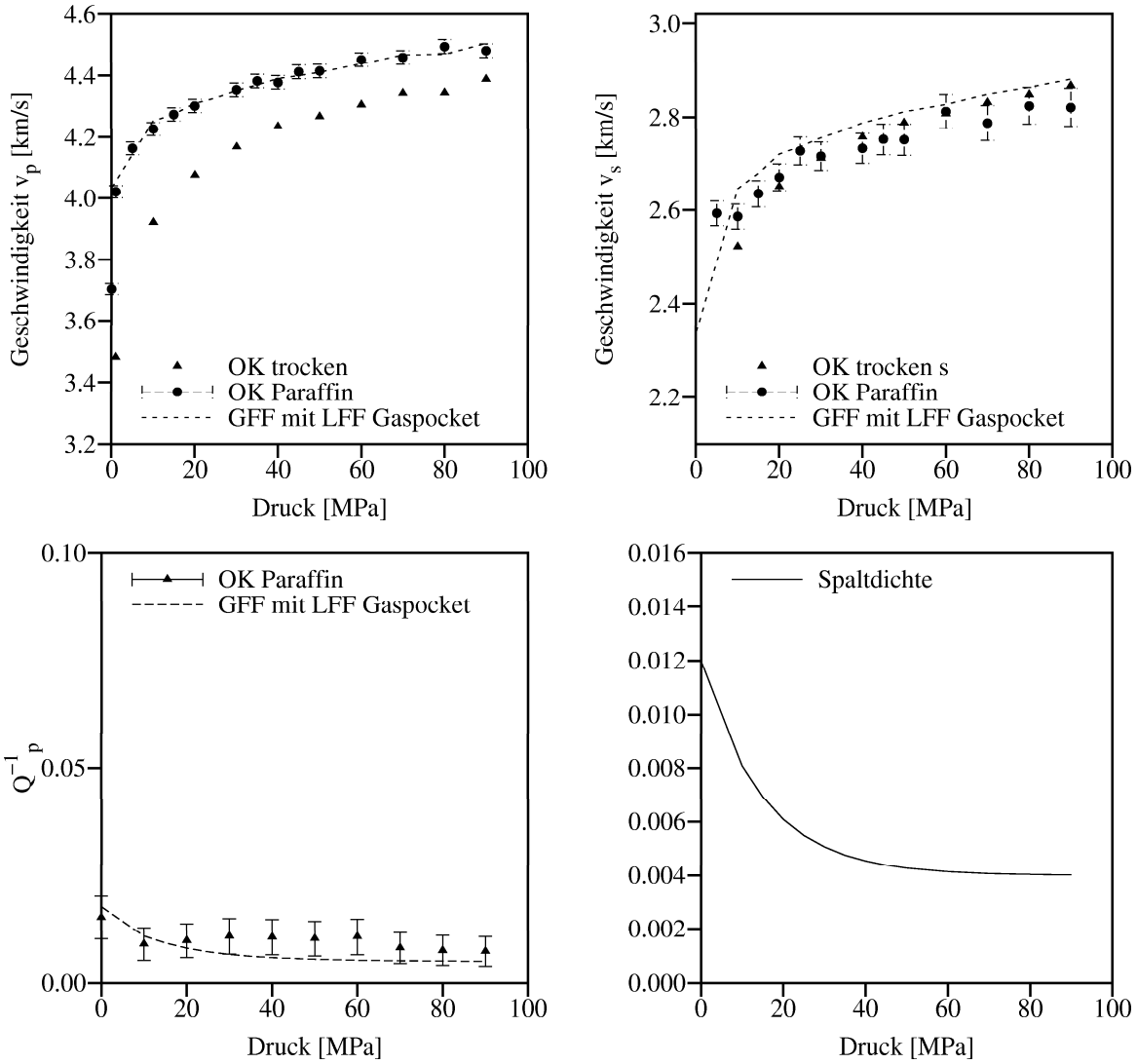

Abbildung 7.2: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 65% Paraffinsättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}012$; $\gamma^* = 0{,}004$; $P^* = 15\ MPa$. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist exemplarisch die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet.

7.1.1.2 OK83 mit 66% Cyclohexansättigung

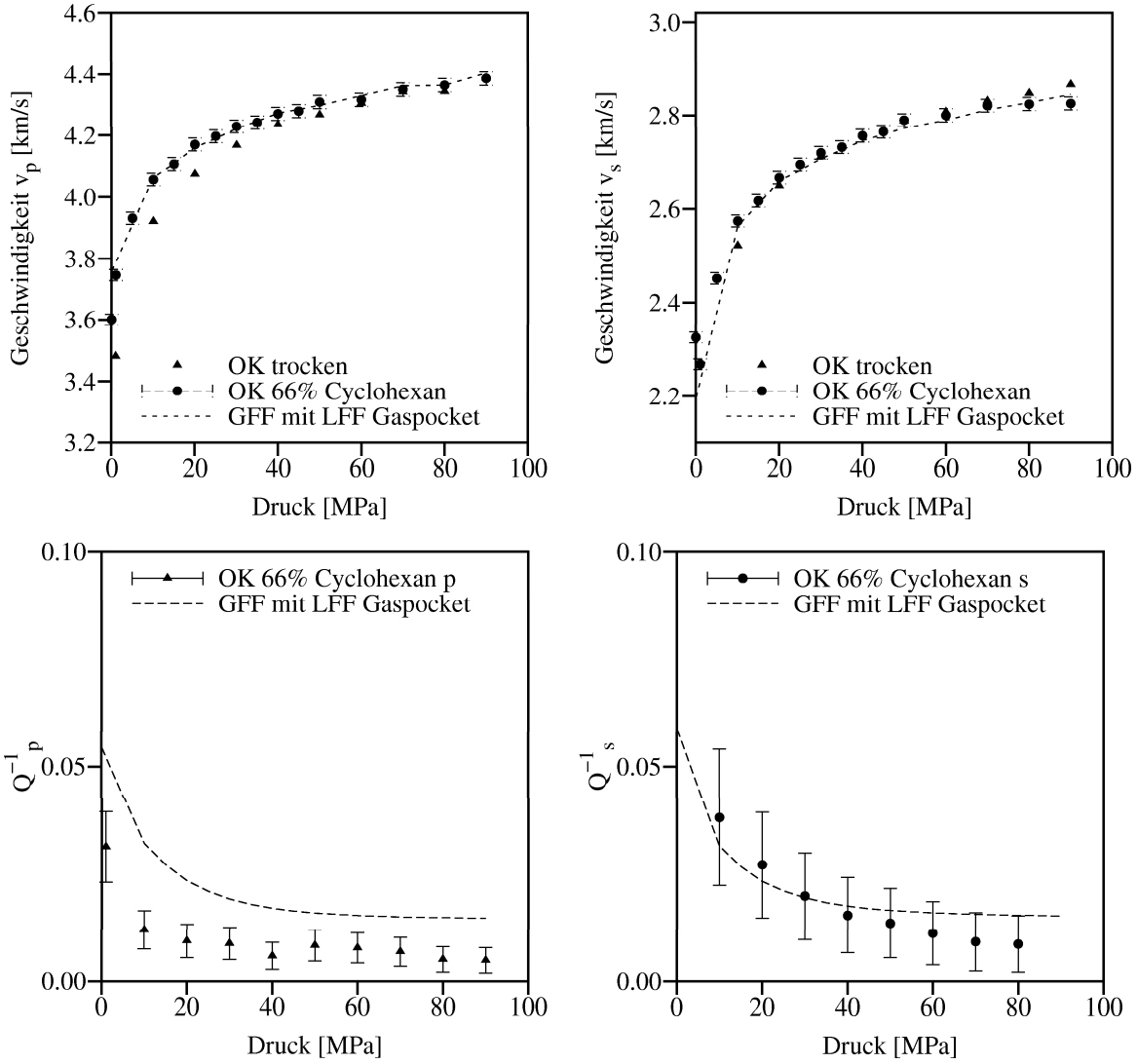

Abbildung 7.3: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 66% Cyclohexansättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}015$; $\gamma^* = 0{,}004$; $P^* = 15\ MPa$.

Die Modellierung der an mit Cyclohexan gesättigtem Obernkirchner Sandstein gewonnenen Meßergebnisse unter der Annahme beider „fluid flow"-Arten (Abbildung 7.3) ergibt wie bei den Modellierungen der an Paraffin gesättigtem Gestein eine Verringerung der Spaltdichte um circa 70%, und denselben Endwert der Spaltdichte γ^*. Allerdings war hier bei geringem Druck eine höhere Spaltdichte γ_0 zur Anpassung der Geschwindigkeiten zu wählen.
Die Modellierung mit dem „local fluid flow" Modell ergibt in etwa dieselbe Verringerung der Spaltdichte (70%) wie bei der Wirksamkeit beider „fluid-flow"-Arten. Wie bei den einaxialen Messungen wird mit beiden Modellen die Dämpfung der P-Wellen betragsmässig überschätzt und die der S-Wellen richtig abgeschätzt. Die Kurvenform der Dämpfung der P-Wellen wird richtig wiedergegeben, wohingegen die gemessene Dämpfung der S-Wellen langsamer mit dem

Druck abnimmt, als dies vom Modell vorhergesagt wird.

7.1.2 Die Druckabhängigkeit der S-Wellen-Dämpfung

Die druckabhängige Abnahme der Scherwellen-Dämpfung der Messung mit Cyclohexan konnte mit den für Abbildung 7.1, 7.2 und 7.3 verwendeten Parametern nicht wiedergegeben werden. Mit einem $P^* = 30\ MPa$ und $\gamma^* = 0$ kann diese druckabhängige Abnahme wiedergegeben werden, jedoch werden mit diesen Parametern ab einem Druck von etwa 50 MPa die Geschwindigkeiten unterschätzt, siehe Abbildung 7.4.

Da die Druckabhängigkeit der Rißschließung nicht wesentlich vom Sättigungsfluid abhängen sollte, wurde mit den Parametern der Cyclohexanmodellierung auch die Messung an mit Paraffin gesättigtem Gestein modelliert. In Abbildung 7.5 ist zu erkennen, daß hierdurch die

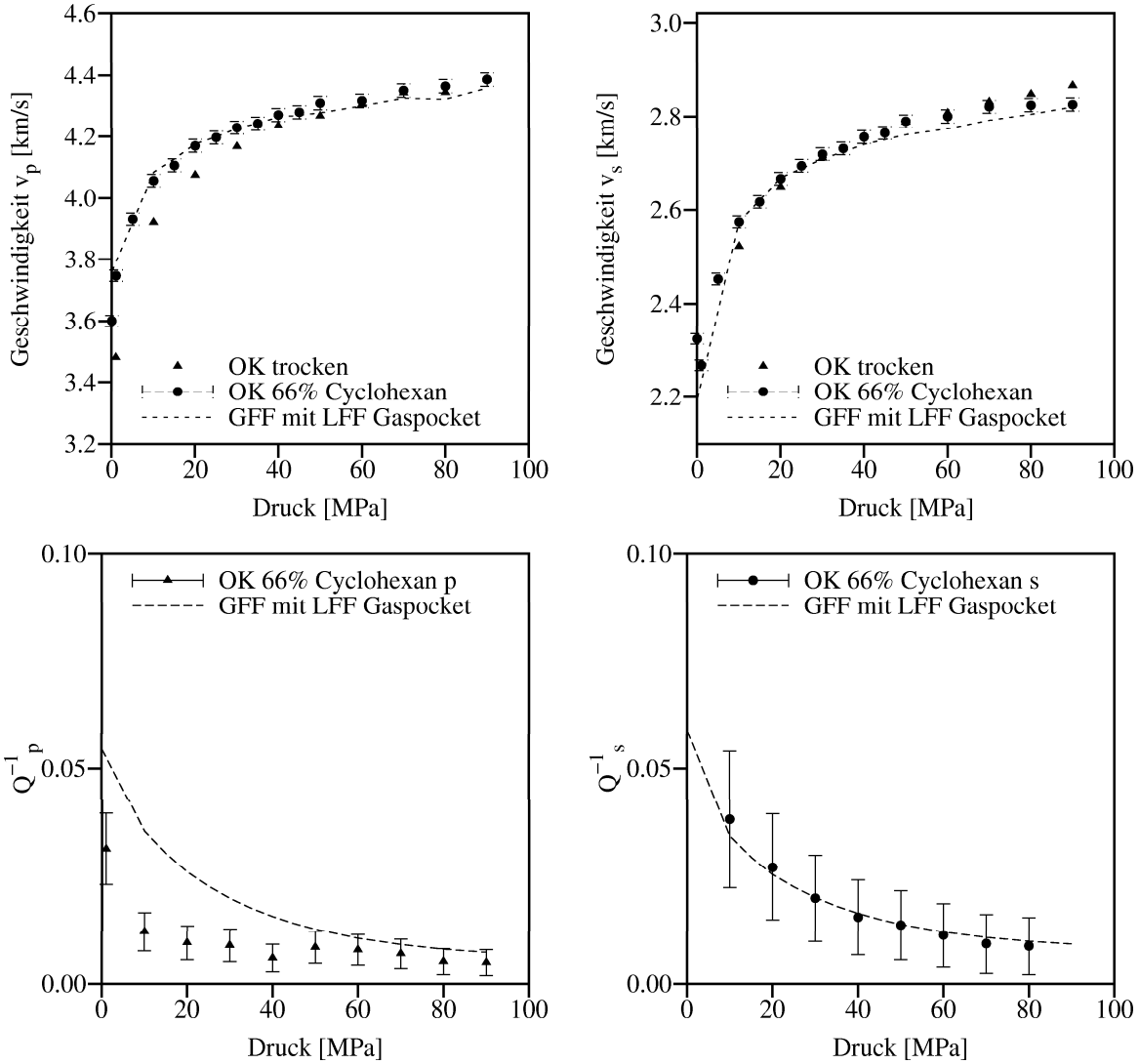

Abbildung 7.4: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 66% Cyclohexansättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, Anpassung der Scherwellendämpfung, $\gamma_0 = 0,016$, $P^* = 1000\ MPa$, $\gamma^* = 0$.

Geschwindigkeiten für höhere Drücke deutlich unterschätzt werden.

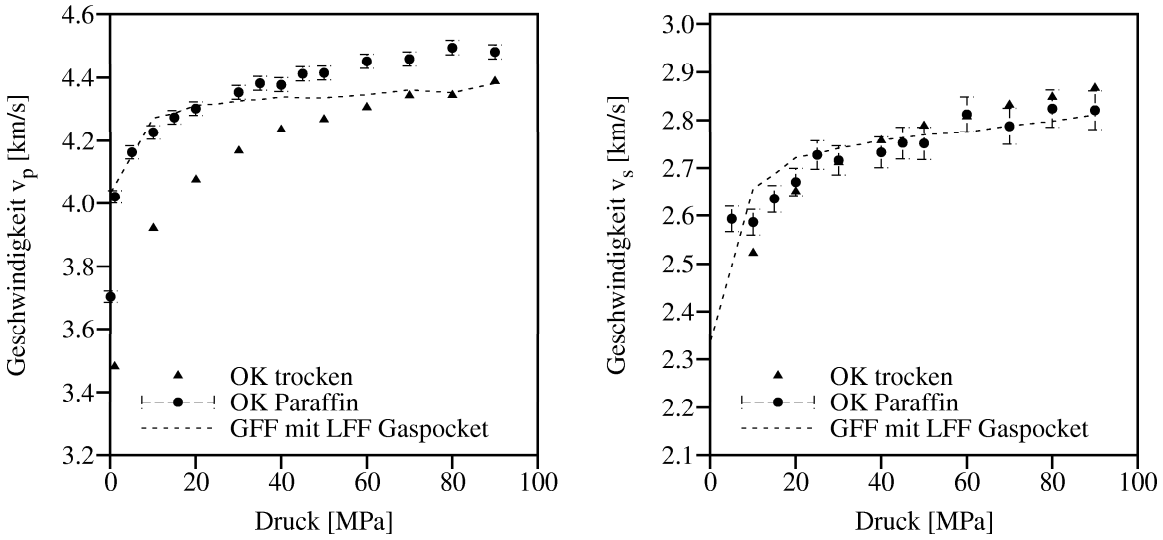

Abbildung 7.5: P- und S-Wellengeschwindigkeiten von OK83 mit 65% Paraffinsättigung. Gleiches Modell wie in Abbildung 7.4.

7.1.3 Obernkirchner Sandstein mit Wassersättigung

7.1.3.1 Obernkirchner Sandstein mit 31% Wassersättigung

Mit dem „local-fluid-flow"-Modell konnten die an mit Paraffin teilgesättigtem Obernkirchner Sandstein gewonnenen Daten nicht richtig angepaßt werden. Dagegen können die an mit Wasser teilgesättigtem Obernkirchner Sandstein gewonnenen Daten mit diesem Modell angepaßt werden (Abbildung 7.6). Dies ist möglich, da hier die modellierten Modulreduktionen variiert werden können. Hierbei ergibt sich allerdings eine geringere Modulreduktion der P-Wellen und eine höhere Modulreduktion der S-Wellen als bei den Modellierungen der einaxialen Daten mit dem kombinierten Modell unter Annahme einer inhomogenen Verteilung der Flüssigkeit (GFF mit LFF, Gaspockets).

Für die in Abbildung 7.7 dargestellten Modellierungen unter Berücksichtigung beider „fluid-flow"-Arten (GFF mit LFF, Gaspockets) konnten dagegen dieselbe Modulreduktionen für P-Wellen und eine geringfügig erhöhte Modulreduktion für S-Wellen gegenüber der Modellierung der einaxialen Daten verwendet werden. Mit beiden Modellierungen konnten die Dämpfungen bei Maximaldruck gut angepaßt werden, wohingegen die gemessenen S-Wellen-Dämpfungen langsamer mit dem Druck abnehmen, als dies vom Modell vorhergesagt wird. Da die Geschwindigkeiten im Fall des „local-fluid-flow-"Modelles durch Variation der Modulreduktion angepaßt wurden, ist auch die Spaltdichte γ^*, die nicht geschlossen werden kann, bei beiden Modellierungen nahezu identisch ($\approx 70\%$).

Bei den Modellierungen der an mit Wasser gesättigten Proben gewonnenen Daten mußte eine geringere Spaltdichte γ bei geringem wie auch bei höherem Druck gewählt werden, als bei den Modellierungen der an mit unpolaren Fluiden gesättigtem Gestein gewonnenen Daten.

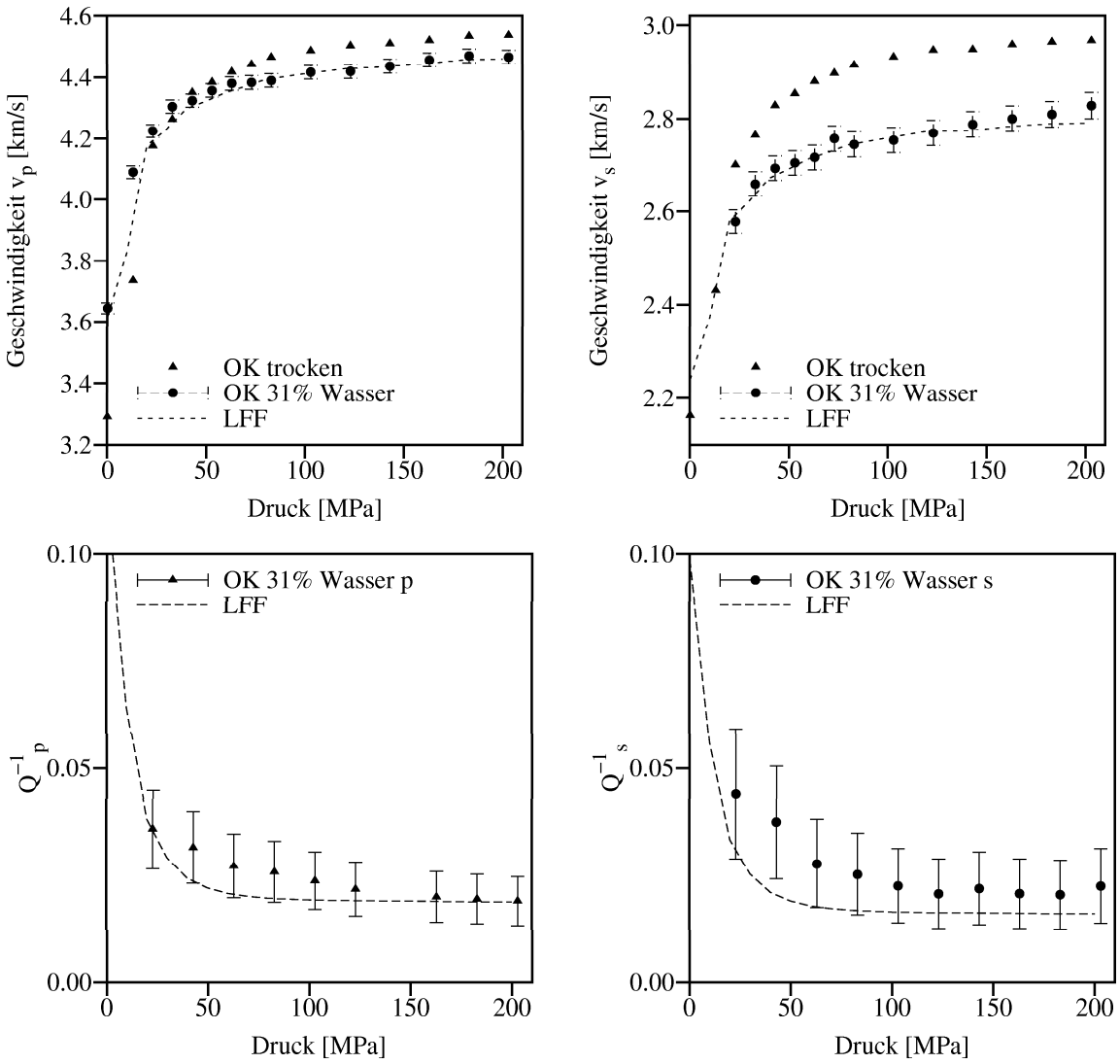

Abbildung 7.6: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83 mit 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow"-Modell, $\gamma_0 = 0{,}008$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 15\ MPa$.

Dieses wurde in dieser Weise auch bei den einaxialen Modellierungen beobachtet. Zur Erklärung hierzu siehe Abschnitt 8.3. Bei den Modellierungen in Abbildung 7.6 und 7.7 wurde die Spalthöhe und Modulreduktion druckunabhängig berechnet und der im vorigen Abschnitt 7.1.1 gewonnene Parameter $P^*= 15\ MPa$ gewählt, da von einem vom Sättigungsfluid unabhängigen Verhalten der druckabhängigen Rißschließung ausgegangen wurde. Mit diesem P^* werden aber im Bereich zwischen 10 und 100 MPa die Geschwindigkeiten der P-Welle geringfügig unterschätzt und in beiden Fällen die Kurvenform der Druckabhängigkeit nicht richtig wiedergegeben. Daher wurde in einer weiteren Modellierung P^* zu 25 MPa gewählt, siehe Abbildung 7.8. Hierdurch wird die Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten der P-Welle und S-Welle im Rahmen der Meßgenauigkeit richtig wiedergegeben.

Die Veränderung der Druckabhängigkeit der Geschwindigkeiten und Dämpfungen bei Sätti-

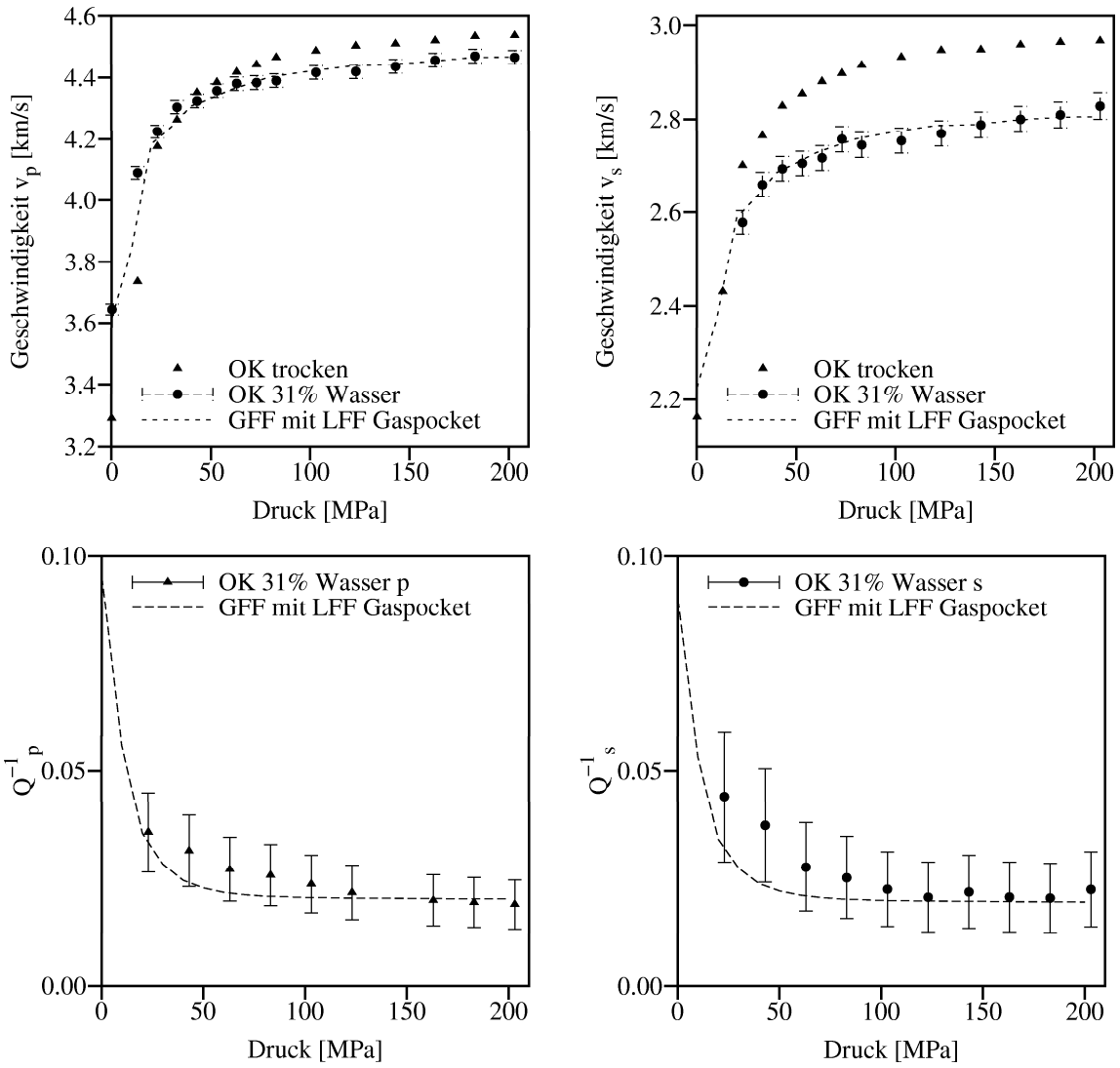

Abbildung 7.7: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 15$ MPa.

gung mit polarem Wasser gegenüber der Sättigung mit unpolaren Fluiden weist darauf hin, daß durch das Wasser die Rißschließung behindert wird, siehe Abschnitt 8.3.

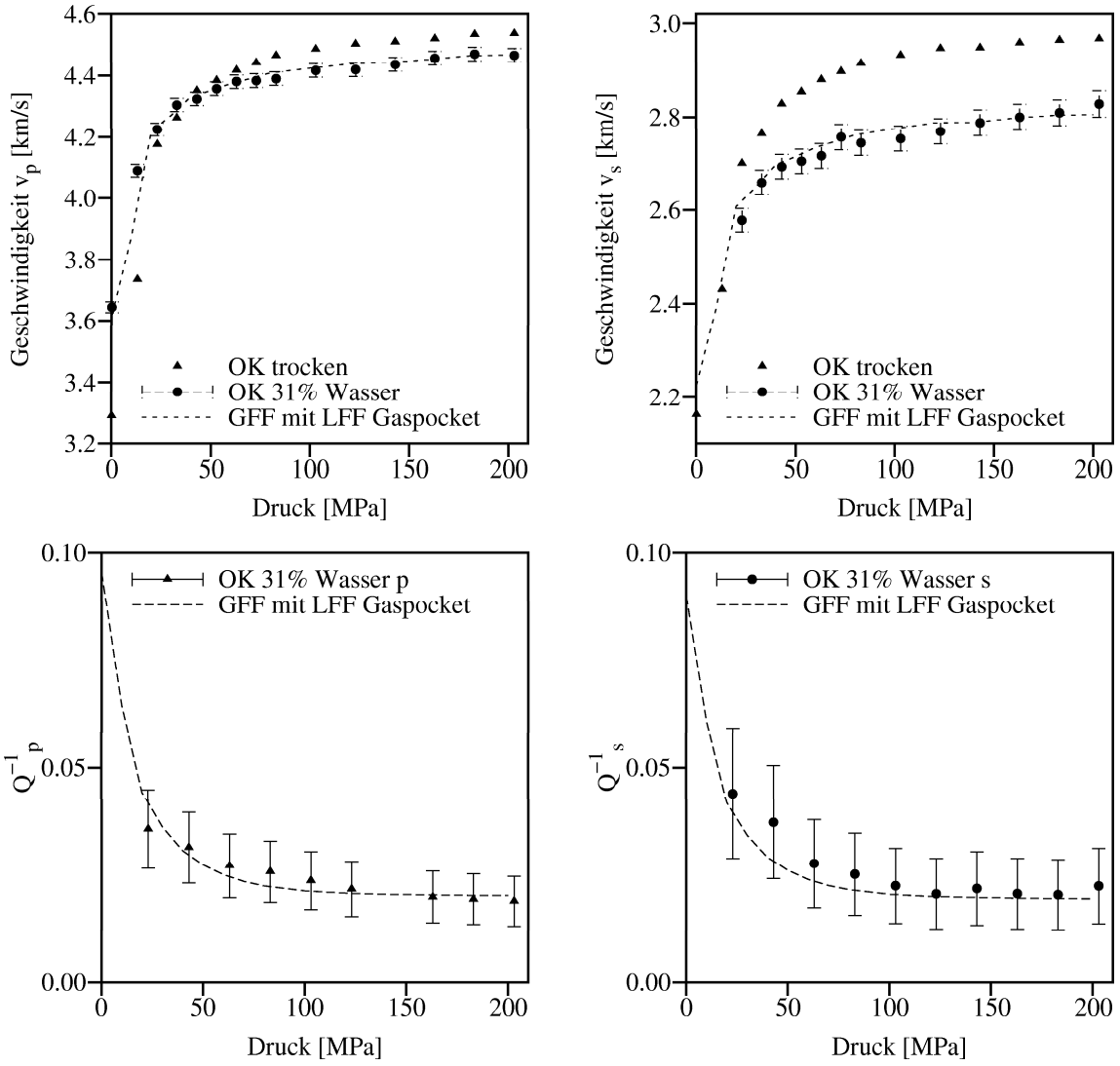

Abbildung 7.8: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, 31% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}002$; $P^* = 25$ MPa.

7.1.3.2 Obernkirchner Sandstein mit 9% Wassersättigung

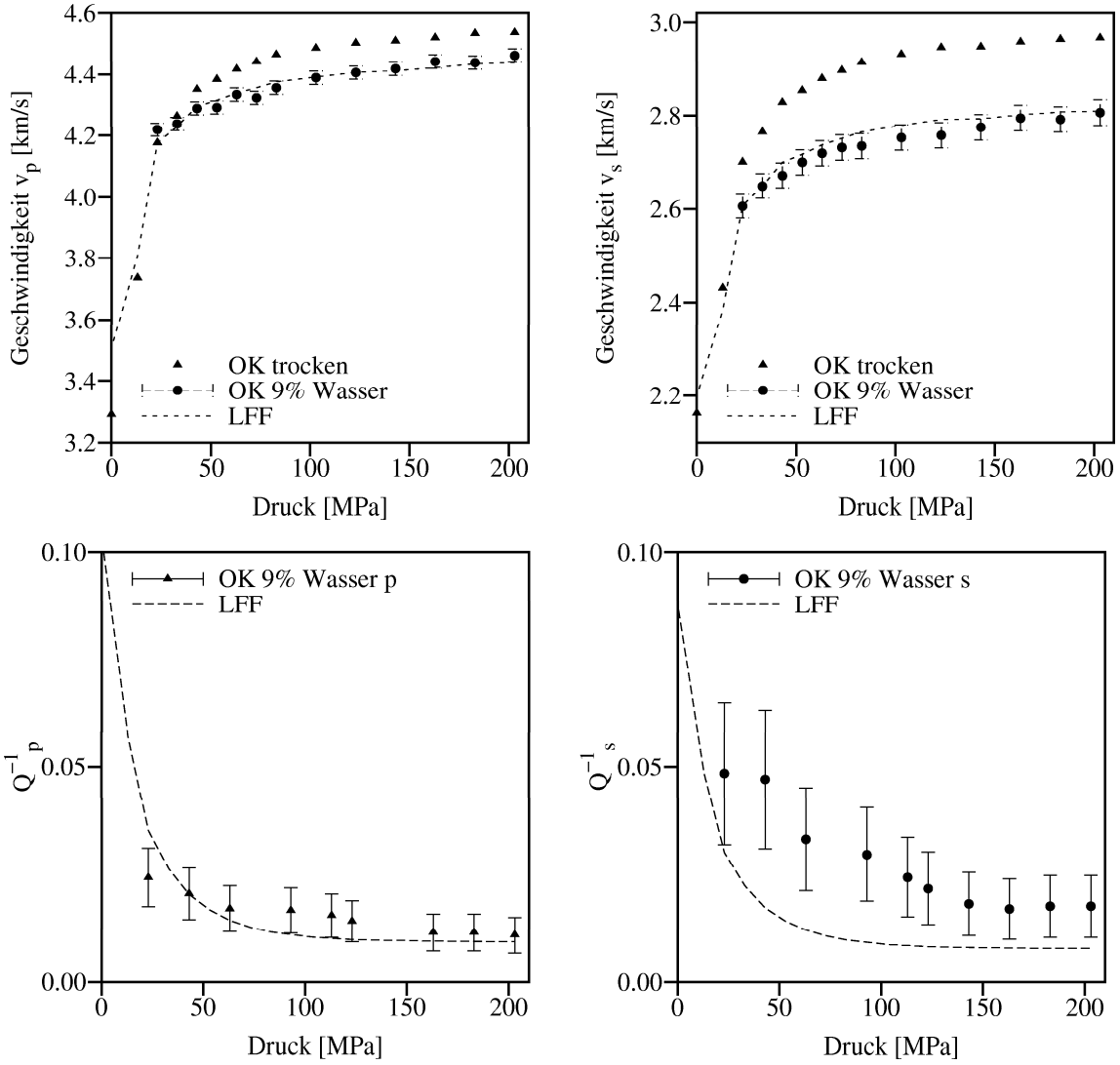

Abbildung 7.9: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von OK83, mit 9% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow"-Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}0015$; $P^* = 25\ MPa$.

Für die Modellierung der Meßreihe an mit 9% Wasser gesättigtem Obernkirchner Sandstein wurde nach der Modellvoraussetzung, daß anfänglich nur dünne Spalte gesättigt werden, nur mit dem „local-fluid-flow"-Modell gearbeitet. Wird dieselbe Endspaltdichte wie bei der Sättigung mit 31% Wasser gewählt, so ergeben sich bei den Geschwindigkeiten beider Wellen zu hohe Werte. Mit einer geringeren Endspaltdichte ($\gamma^* = 0,0015$ gegenüber $\gamma^* = 0,002$) jedoch können diese angepaßt werden.

7.1.4 BH mit 53% Wassersättigung

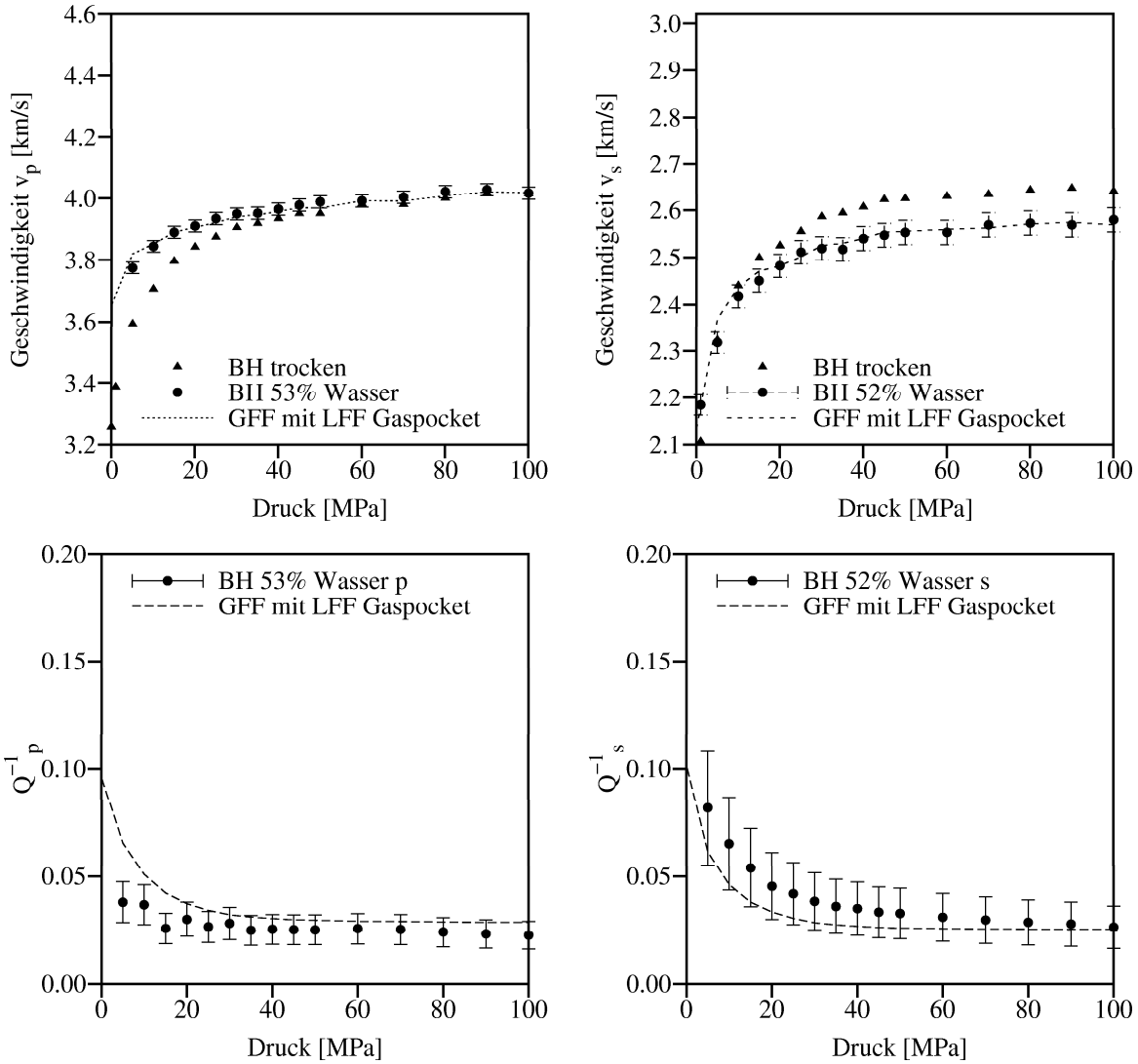

Abbildung 7.10: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von BH3-2, mit 53% Wassersättigung, Modellierungen mit dem kombinierten Modell, $\gamma_0 = 0{,}007$; $\gamma^* = 0{,}0025$; $P^* = 10\ MPa$, restliche Parameter siehe Tabelle 7.2.

Auch für den Bentheimer Sandstein (BH) wurde je eine Anpassung unter Zugrundelegung des „local-fluid-flow"-Modelles und eine unter Zugrundelegung des neuen kombinierten Modelles verbunden mit „gas-pockets" (GFF mit LFF, Gaspockets) durchgeführt. In Abbildung 7.10 dargestellt ist nur die Modellierung mit dem kombinierten Modell unter Zugrundelegung einer inhomogenen Flüssigkeitsverteilung um den Einfluß von GFF bzw. des Gassmann-Effektes zu berücksichtigen. Es ergibt sich eine Verrringerung der Rißdichte um circa 60%, siehe Tabelle 7.2. Auch hier wird die Dämpfung der P-Welle durch die Modellierungen überschätzt und die der S-Welle unterschätzt. Die langsame Abnahme der Dämpfung der S-Welle kann nicht gleichzeitig mit der Dämpfung der P-Welle angepaßt werden. Die Spalthöhe und die Modulreduktion konnten druckunabhängig gewählt werden.

7.1.5 HZ8 mit 73% Wassersättigung

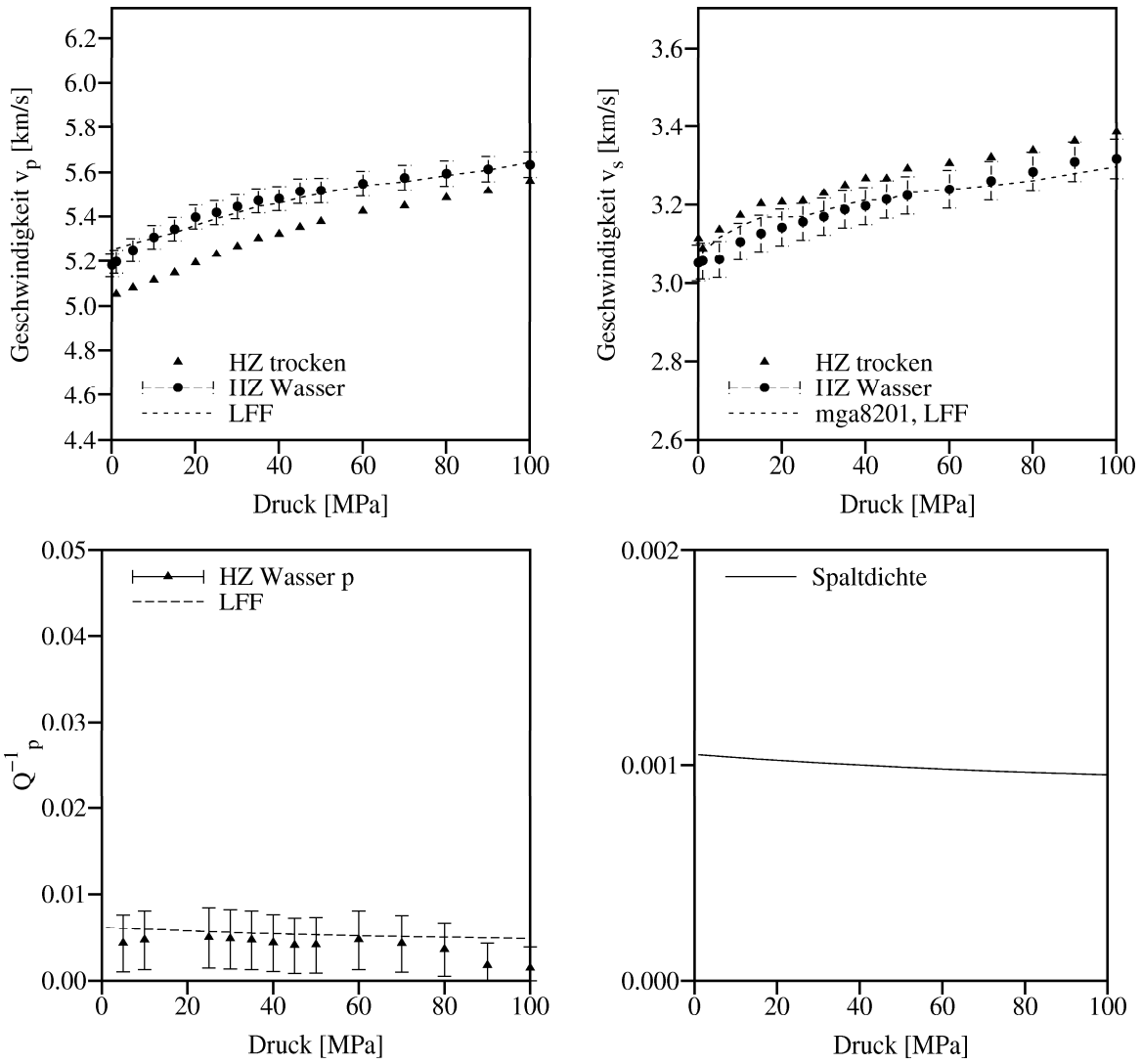

Abbildung 7.11: P- und S-Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen von HZ82 mit 73% Wassersättigung, Modellierungen mit dem „local-fluid-flow"-Modell, $\gamma_0 = 0{,}00105$; $\gamma^* = 0{,}0009$; $P^* = 30\ MPa$. restliche Parameter siehe Tabelle 7.2. Anstelle der Dämpfung der S-Wellen ist die Druckabhängigkeit der Spaltdichte abgebildet.

Wie in Abschnitt 6.2 gezeigt wurde, kann das Ultraschallverhalten bei unterschiedlichen Sättigungen von Harzer Grauwacke (HZ8) am besten mit dem „local-fluid-flow"-Modell beschrieben werden. Daher wurde auch zur Modellierung der Druckabhängigkeit auf dieses Modell zurückgegriffen. Die Tangentialfestigkeit der Korn-Korn-Kontake wurde bei den Berechnungen mit dem ursprünglich von Murphy et al. (1986) verwendeten Kugelmodell von Digby verschwindend klein, so daß auf das von Wulff (1995) verwendete Kugelmodell (mit der von ihr verwendeten Korrektur der Spaltdichten für P- bzw. S-Wellen) zurückgegriffen wurde. Die Modellierungen mit beiden Bestimmungsarten der Spaltfestigkeiten ergaben aber das selbe Ergebnis: die Spaltdichte γ ist nahezu unabhängig vom Druck, nur circa 15% der Risse

werden geschlossen, siehe Abbildung 7.11 und Tabelle 7.2. Eine Veränderung der Spalthöhe ergab keine bessere Anpassung, auch eine Verringerung der Modulreduktion ergab keine signifikante Verbesserung.

Modell Flüssigkeit	LFF Paraffin	GFF mit LFF, Gp Paraffin	LFF Cyclohexan	GFF mit LFF, Gp Cyclohexan
P^*	15	15	15	15
Spaltdichte γ_0	0,013	0,012	0,02	0,015
Spaltdichte γ^*	0,006	0,004	0,006	0,004
Rel. Abnahme [%]	54	67	70	73
Modell Flüssigkeit	LFF 30 % Wasser	GFF mit LFF, Gp 30 % Wasser	LFF 9 % Wasser	
$m_{red0}p$ [%]	4	5	5	
$m_{red0}s$ [%]	9	8	8	
P^*	15	15/25	25	
Spaltdichte γ_0	0,008	0,007	0,007	
Spaltdichte γ^*	0,002	0,002	0,0015	
Rel. Abnahme [%]	75	71	79	

Tabelle 7.1: In die druckabhängigen Berechnungen eingehenden Parameter für Obernkirchner Sandstein. Die relative Abnahme berechnet sich zu $(\gamma_0 - \gamma^*)/\gamma_0 * 100$. Zur Berechnung der Modulreduktion mit $m_{red0}p$ und $m_{red0}s$ siehe Abschnitt 2.3.

Modell Gestein	LFF BH	GFF mit LFF Gp BH	LFF HZ
Flüssigkeit	53 % Wasser	53 % Wasser	73 % Wasser
sw_{red} [%]	10	10	100
$m_{red0}p$ [%]	3	8	17
$m_{red0}s$ [%]	7	8	26
P^*	10	10	100
Spaltdichte γ_0	0,007	0,007	0,00105
Spaltdichte γ^*	0,003	0,0025	0,0009
Relative Abnahme [%]	57	64	14

Tabelle 7.2: Wie Tabelle 7.1 für Bentheimer Sandstein und Harzer Grauwacke.

7.2 Zusammenfassung der Modellierungsergebnisse

Die Ergebnisse der Modellierungen müssen unterteilt werden in einerseits prinzipielle Erkenntnisse über die Beschreibbarkeit des Ultraschallverhaltens und andererseits Erkenntnisse über das spezielle Verhalten der Gesteine unter erhöhtem hydrostatischem Druck. Prinzipiell ergab sich folgendes:

- Die bei der Modellierung der Daten unter einaxialem Druck von Schütt (1992) und Wulff (1995) gewonnenen Parameter konnten fast ohne Änderungen übernommen werden. Lediglich die Spaltdichte γ_0 mußte erhöht werden. Dies ist durch den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten, geringeren einaxialen Druck erklärbar[3].
- Die Permeabilitäts- und Porositätssänderungen mit dem Druck wurden aufgrund des geringen Einflußes nicht modelliert. Durch diese Vernachlässigung wird die Rißschließung geringfügig überschätzt.
- Bei den unpolaren Saturanden in Obernkirchner Sandstein ist nur das kombinierte Modell (LFF mit GFF, Gaspockets) in der Lage, die Meßergebnisse richtig wiederzugeben.
- Bei den polaren Saturanden ergibt nur das kombinierte Modell dieselben Werte für die Modulreduktion wie bei den einaxialen Modellierungen.
- Bei den unpolaren Saturanden führt die Modellierung der seismischen Attribute der P-Wellen mit dem „local-fluid-flow“-Modell zu einer Unterschätzung der Rißschließung gegenüber der Modellierung unter der Annahme der Wirksamkeit beider „fluid-flow“-Arten.
- Auch unter Zugrundelegung des kombinierten Modells (LFF mit GFF, Gaspockets) ergibt die Modellierung, daß sich nicht alle Risse schließen lassen.
- Eine nennenswerte Veränderung der mittleren Rißhöhe bzw. „aspect ratio“ und der Modulreduktion konnte in allen Fällen nicht nachgewiesen werden.

Neben diesen Ergebnissen kann über das unterschiedliche Gesteinsverhalten folgendes ausgesagt werden:

- Bei den mit Wasser teilgesättigten hochporösen Sandsteinen (Bentheimer und Obernkirchner) wird eine starke druckabhängige Rißschließung beobachtet.
- Ab etwa $P^* = 15\ MPa$ ist beim mit unpolaren Fluiden teilgesättigten Obernkirchner Sandstein die schließbare Rißdichte auf den $1/e$-ten Teil abgefallen.
- Beim mit Wasser teilgesättigten Obernkirchner Sandstein ist ab etwa $P^* = 25\ MPa$ die schließbare Rißdichte auf den $1/e$-ten Teil abgefallen.

[3] In den Tabellen 7.1 und 7.2 auf Seite 122 sind die den Modellierungen zugrundegelegten Modellparameter zusammengefaßt, sofern sie von denen in Tabelle 6.6 auf Seite 103 abweichen.

- Beim Obernkirchner Sandstein sind unter erhöhtem hydrostatischem Druck (100 MPA) (bei Sättigung mit polarem und unpolarem Fluid) noch etwa 30% der ursprünglichen Risse geöffnet.
- Für den Bentheimer Sandstein beträgt der Druck $P^* = 10\ MPa$. Bei diesem Gestein können circa 40 % der Risse bei Maximaldruck nicht geschlossen werden.
- Bei der mit Wasser teilgesättigten niederporösen Harzer Grauwacke führt die Druckerhöhung zu einer deutlich geringeren Schließung der um eine Größenordnung geringeren Rißdichte.
- Der Druck P^* ist bei der Harzer Grauwacke mit 100 MPa deutlich höher als bei den hochporösen Gesteinen. Hier sind noch circa 85 % der Risse bei Maximaldruck geöffnet.

Insgesamt bestätigen die Ergebnisse der Modellierungen (s. Abschnitt 7.2) bezüglich der Rißschließung die phänomenologischen Interpretationen von Abschnitt 5.10. Dies betrifft sowohl den Bereich, in dem Rißschließung vermutet wurde, als auch die Größe der Abnahme. Mit den Modellierungen konnte eindeutig gezeigt werden, daß auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch Mikrorisse geöffnet sind. Dies zeigt sich sowohl bei der Anpassung der Dämpfungen, aber insbesondere auch bei der Anpassung der Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen. Die unterschiedlichen P^* bei der Modellierung der an Obernkirchner Sandstein gewonnenen Meßreihen weisen darauf hin, daß die Verringerung der Festigkeit der Korn-Korn-Kontake durch die Sättigung mit Wasser, also die Modulreduktion, begleitet ist von einer Behinderung der Rißschließung.

Die Ergebnisse der Modellierungen werden in Kapitel 8 diskutiert und interpretiert.

Kapitel 8

Diskussion und Schlußfolgerungen

8.1 Deformation bei Druckerhöhung

Die gemessene Deformation von teilgesättigtem Obernkirchner Sandstein bei hydrostatischer Druckerhöhung (Abschnitt 4.5.4) liegt maximal in der Größenordnung des Ablesefehlers plus dem Fehler bei der Längenbestimmung der Probe der Laufzeitmessungen (circa 0,5 %, siehe Abschnitt 4.6.2). Die Veränderungen der Laufzeit durch Sättigung und Druckerhöhung liegen über diesem Fehler. Des weiteren werden nur Veränderungen der Geschwindigkeiten durch die teilweise Sättigung bzw. bei Druckerhöhung in ein und derselben Probe betrachtet. Daher kann die Veränderung der Laufzeit durch die Deformation im Rahmen dieser Arbeit als vernachlässigbar eingestuft werden.

8.2 Druckabhängigkeit der seismischen Attribute

Betrachtet man die Abhängigkeit der seismischen Attribute[1] vom Druck in den unterschiedlichen Gesteinen phänomenologisch, so ist je nach Mikrostruktur ein unterschiedliches Verhalten festzustellen. Dies gilt gleichermaßen für die an den trockenen (Abschnitt 5.4) wie für die an den teilgesättigten (Abschnitt 5.5) Gesteinsproben gewonnenen Meßergebnisse (siehe auch Abschnitt 5.7 und 5.8).

Die im Bereich bis circa 40 MPa beobachtbare Hysterese und die bis dahin nichtlineare Zunahme der Geschwindigkeiten mit dem Druck bei den (trockenen) hochporösen Gesteinen Obernkirchner Sandstein und Bentheimer Sandstein weisen auf eine deutliche Rißschließung bis zu diesem Druck hin. Beim Bentheimer Sandstein weist die geringere Geschwindigkeitszunahme auf eine etwas weniger ausgeprägte Rißschließung hin. Diese Interpretation wird gestützt durch die Tatsache, daß bei diesen Gesteinen die Dämpfungen sowohl im trockenen als auch im teilgesättigten Gestein deutlich mit steigendem Druck abnehmen. Aus der Tatsache, daß die Dämpfung im teilgesättigten Sandstein, auch bei erhöhtem Druck, über der im trockenen Sandstein gemessenen liegt, ergibt sich, daß die Rißschließung nicht vollständig ist.

Die bei der niederporösen Harzer Grauwacke über den gesamten Druckbereich hinweg beobachtbare Hysterese, die geringe, in zwei Teilbereichen lineare Geschwindigkeitsänderung, sowie die im Rahmen der Meßgenauigkeit druckunabhängige Dämpfung $1/Q$, lassen auf eine durch den Druck nahezu unveränderte Mikrostruktur schließen.

Das bei allen wassergesättigten Gesteinen druckunabhängig verringerte v_p/v_s-Verhältnis (Abschnitt 5.6) zeigt, daß die hierbei auftretende Modulbeeinflussung (Modulreduktion bzw. Ein-

[1] Geschwindigkeiten und Dämpfung

fluß des Gassmanneffektes und „fluid flow“) auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch wirksam ist.

Sowohl beim mehrfach vorbelasteten trockenen Obernkirchner Sandstein als auch bei der trockenen kompakten Harzer Grauwacke wird Reversibilität der Hysterese der Geschwindigkeiten beobachtet. Dies bedeutet, daß durch die Zeit zwischen den Messungen der Orginalzustand der Proben wiederhergestellt, die Probe also durch die Belastung nicht dauerhaft verändert wird. Folglich ist anzunehmen, daß die inneren Kräfte, welche die Rißoberflächen bei abnehmendem Druck zusammenhalten, mit einer großen Zeitkonstanten relaxieren.

8.3 Modellierungen

8.3.1 Vorarbeiten zu den Modellierungen

Da bei den Messungen unter erhöhtem hydrostatischen Druck mit einem konstanten Sättigungswert gearbeitet wurde[2], ist es notwendig, mit Modellierungen der unter geringem einaxialem Druck von Schütt (1992) gemessenen Daten die prinzipielle Modellgeometrie für die einzelnen Gesteine zu ermitteln.

Im Fall des Obernkirchner Sandsteins stammen die jeweils untersuchten Proben aus demselben Steinbruch. Da sogar eine künstliche thermische Erhöhung der mikroskopischen Rißdichte die makroskopisch bestimmbaren Parameter (Dichte, Porosität und Permeabilität) nur geringfügig beeinflußt (Wulff, 1995) kann von einer Übertragbarkeit der restlichen bei den Vorarbeiten gewonnenen Parameter für die Modellierungen der Druckabhängigkeit ausgegangen werden.

Diese Modellierungen (Abschnitt 6.2) liefern die geometrischen Größen. Außerdem ergeben sie im Falle der hochporösen Sandsteine, daß zur Beschreibung des sättigungsabhängigen Verhaltens der seismischen Attribute vier Mechanismen berücksichtigt werden müssen: Erstens der „local fluid flow“, zweitens der „global fluid flow“ und drittens insbesondere der Gassmann-Effekt unter Annahme von viertens einer inhomogenen Verteilung der Flüssigkeit im Gestein („gas-pockets“). Mit diesen kann die Zunahme der Wellengeschwindigkeiten und Dämpfungen im Bereich bis 10 % Sättigung und die weitere sättigungsbedingte Zunahme der Kompressions- bzw. Abnahme der Scherwellengeschwindigkeiten und der Verlauf der Dämpfung im oberen Sättigungsbereich richtig wiedergegeben werden.
Diese Tatsache spricht dafür, daß sich in den Sandsteinen die Flüssigkeiten inhomogen verteilen, wie dies auch schon von anderen Autoren postuliert wurde (Abschnitt 2.5). Im Fall der Harzer Grauwacke kann mit „local fluid flow“ ohne Annahme von „gas-pockets“ das Verhalten beschrieben werden. D. h. in diesem Gestein ist, wenn „fluid flow“ als einziger Dämpfungsmechanismus angenommen wird, nicht von einer wirksamen inhomogenen Verteilung des Sättigungsfluids auszugehen.

[2]Es wurde stets bei Sättigungen unterhalb von 70 % gearbeitet; daher kann davon ausgegangen werden, daß der effektive Druck dem äußeren Druck entspricht.

Zur genauen Bestimmung der Parameter des „local-fluid-flow“-Modelles (Abschnitt 6.1.3) wurden Porenradienverteilungen, Korngrößenverteilungen und Messungen bei unterschiedlichen Sättigungen unter geringem einaxialem Druck herangezogen. Zur Abschätzung können jedoch auch Größen aus leichter durchführbaren petrophysikalischen Untersuchungen, (z. B. Porosität, Permeabilität) verwendet werden. Diese sind zur Bestimmung der Parameter des „global-fluid-flow“-Modelles ohnehin nötig. Bei dieser Abschätzung sind die innere Oberfläche bzw. der Formationswiderstandsfaktor weitere Informationsquellen.

Die druckabhängige Veränderung der Geschwindigkeiten im trockenen Gestein zeigt bei den Modellierungen einen großen Einfluß auf die seismischen Attribute des teilgesättigten Gesteins (Abschnitt 6.3). Durch die Variation der wirksamen Rißdichte γ kann die Verringerung des Einflusses des „local fluid flow“ und damit der Mikrostruktur modelliert werden. Eine Verringerung der Spalthöhe h bewirkt eine deutliche Erhöhung der Dämpfung, wobei aber die Geschwindigkeiten im Frequenzbereich der Messungen unverändert bleibt. Die Verringerung der petrophysikalischen Größen Permeabilität und Porosität führt zu einer geringfügigen Verringerung der Geschwindigkeiten. Dies bedeutet, daß die Mikrostruktur und ihre Änderung das Verhalten der Ultraschallwellen bei erhöhung des Druckes am stärksten beeinflußt und somit diese Messungen als ein Werkzeug zu deren Untersuchung genutzt werden können.

8.3.2 Modellierungen der druckabhängigen Messungen

In (Kapitel 6) wurden die notwendigen Modellparameter ermittelt, siehe oben. Zur Messung unter hydrostatischem Druck wurde jedoch eine andere Probe verwendet, als bei den Messungen von Schütt (1992). Die in (Kapitel 6) erhaltene Rißdichte γ_0 mußte für die Modellierungen der Druckabhängigkeit erhöht werden (siehe Tabelle 7.1). Dies bedeutet, daß die bei den Messungen bei hydrostatischem Druck verwendete Probe bei geringem einaxialem Druck[3] stärker mit Rissen durchsetzt („gecrackt“) war. Verursacht wurde dies z. B. durch eine andere Probenpräparation. Auch waren die Messungen von Schütt (1992) bei höherem einaxialem Druck[4] durchgeführt worden, sodaß sich hierbei mehr Risse geschlossen hatten.
Diese Ergebnisse zeigen, daß die Größen des Modelles konsistente Ergebnisse liefern.

Mit der in Abschnitt 6.4 eingeführten Form der Druckabhängigkeit der Rißdichte γ:

$$\gamma = (\gamma_0 - \gamma^*)e^{-P_c/P^*} + \gamma^*$$

mit

γ_0 = Rißdichte bei Normaldruck
γ^* = Anteil nichtschließbarer Risse
P^* = Druck, bei dem die Rißdichte $(\gamma_0 - \gamma^*)$ auf $1/e$ abgefallen ist.

kann eine exponentielle Abnahme der Risse beschrieben werden, wie dies z. B. auch von Johnston et al. (1979) angenommen wurde. Weiter wird hiermit aber auch berücksichtigt, daß

[3] $\approx 3MPa$
[4] $\approx 30MPa$

im Gestein Risse vorhanden sind, die nicht durch hydrostatischen Druck geschlossen werden können.

Bei mit Wasser teilgesättigten Proben konnte durch eine Erniedrigung der Spalthöhe eine Verbesserung der Anpassung erreicht werden. Dagegen führte eine Verringerung der modellierten Spalthöhe mit dem Druck im Falle des Paraffins nicht zu einer signifikanten Verbesserung der Modellierungsergebnisse. Dies ist darin begründet, daß die Ralaxationsfrequenz des „local fluid flow“ der mit Paraffin gesättigten Risse unterhalb der Meßfrequenz liegt und deshalb durch eine Verringerung der Spalthöhe keine signifikante Erhöhung der Dämpfung erreicht werden kann.

Bei den Modellierungen der an wassergesättigten Proben gewonnenen Meßdaten mußte in allen Druckbereichen eine geringere Spaltdichte γ gewählt werden, als dies bei unpolaren Fluiden der Fall war. Dieses wurde auch bei den einaxialen Modellierungen beobachtet.
Nach Busch, Luckner und Tiemer (1993) führt die elektromolekulare Kraftwirkung zwischen der negativ geladenen Gesteinsoberfläche und dem polaren Wasser dazu, daß Wasser adsorbiert wird. Bis zu einem Abstand von circa 0,5 μm von der Gesteinsoberfläche ist hierdurch das Wasser zähflüssig, weiter entfernt hat es die Eigenschaften von freiem Wasser. Daher wurde die Verringerung des Torusradius b um die von Schütt (1992) verwendete Größe beibehalten. Die Modellierungen zeigen, daß Wasser die Mikrorisse sättigt, und daher auch weiterhin „local fluid flow“ stattfindet, allerdings bei verringerter Spalthöhe und einer veränderten Viskosität des Wassers. Da über den Betrag der Viskositätsänderung des Wassers durch die Adsorption nichts bekannt ist, wurde die Viskosität von freiem Wasser beibehalten. Eine Erhöhung der Viskosität würde einerseits zu einer Verschiebung der Relaxationsfrequenz zu niedrigen Frequenzen hin und andererseits zu einer Verringerung der Wirkung des „local fluid flow“ führen. Ersteres wurde durch die Verringerung der Spalthöhe berücksichtigt. Das zweite erklärt die geringeren Spaltdichten γ, die sich bei der Modellierung der an mit Wasser teilgesättigtem Gestein ergeben.

Die unterschiedlichen P^* bei der Modellierung der an Obernkirchner Sandstein gewonnenen Meßreihen (Abschnitt 7.1.3) weisen darauf hin, daß die Verringerung der Festigkeit der Korn-Korn-Kontakte durch die Sättigung mit Wasser (Modulreduktion) begleitet ist von einer Behinderung der Rißschließung. Eine Erklärung hierfür wäre die Tatsache, daß das Wasser chemisch an die Gesteinsoberfläche gebunden ist und sich daher durch den äußeren Druck schlechter aus den Mikrorissen herausdrücken läßt als unpolare Flüssigkeiten. Risse werden durch das Wasser über einen größeren Druckbereich hinweg offengehalten, als es bei den unpolaren Fluiden der Fall ist.

Wird dieselbe Endrißdichte der bei 9% Wassersättigung gewonnenen Daten wie bei der Sättigung mit 31% Wasser gewählt, so ergeben sich bei den Geschwindigkeiten beider Wellen zu hohe Werte. Mit einer geringeren Endrißdichte ($\gamma^* = 0,0015$ gegenüber $\gamma^* = 0,002$) können diese jedoch angepaßt werden. Dies bedeutet, daß nicht alle Risse gleichmässig aufgesättigt werden, sondern erst bei höheren Sättigungen alle Mikrorisse aufgefüllt sind. Dies entspricht auch den Beobachtungen bei einaxialem Druck.

Vergleicht man die Ergebnisse der Modellierungen der bei erhöhtem hydrostatischem Druck gewonnenen Daten mit den phänomenologischen Interpretationen, so ist festzustellen, daß sowohl der Bereich, in dem Rißschließung auftritt, als auch die Größe der Abnahme der Rißdichte übereinstimmen. Durch die Modellierungen wird eindeutig klar, daß auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch Mikrorisse geöffnet sind. Dies zeigt sich sowohl bei der Anpassung der Dämpfungen, aber insbesondere auch bei der Anpassung der Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen. Die Modellierungen ergeben auch, daß die bei Sättigung mit Wasser auftretende Modulreduktion als druckunabhängig betrachtet werden kann.

8.4 Offene Fragen

Die Modellierungen mit den „fluid-flow"-Modellen von Biot (1956) und Murphy et al. (1986) unter Annahme einer inhomogenen Verteilung des Fluids im Gestein können die Meßergebnisse im allgemeinen gut erklären, dennoch bleiben einige Fragen offen.

8.4.1 Die S-Wellendämpfung

Die Dämpfung der S-Wellen wird mit den „fluid-flow"-Modellen sowohl bei den Modellierungen der Messungen unter einaxialem Druck von Schütt (1992) als auch bei den Modellierungen der Messungen unter hydrostatischem Druck gegenüber der Dämpfung der P-Wellen unterschätzt. Dies ist bei Cyclohexansättigung und in eingeschränkter Weise bei Wassersättigung zu beobachten und muß daher andere Ursachen als den Mechanismus des gleichermaßen auf beide Wellenarten wirkenden „local fluid flow" haben. An dieser Stelle sollen die in Betracht kommenden Mechanismen aufgezählt werden.

Zur richtigen Beschreibung der Dämpfung könnte davon ausgegangen werden, daß S-Wellen stärker als vorhergesagt vom „local fluid flow" beeinflußt werden. Hiergegen spricht jedoch, daß eine erhöhte „local-fluid-flow"-Wirkung im Modell von Murphy (1986) immer mit Modulerhöhung verbunden ist, die Geschwindigkeiten im Rahmen der Meßgenauigkeit aber ohne diesen Effekt angepaßt werden können.
Eine weitere Möglichkeit wäre Reibung an Korn-Korn-Kontaken, wie es Tao (1995) beschreibt. Da der Effekt der nicht konsistent erklärbaren S-Wellendämpfungen aber auch bei unpolaren Flüssigkeiten wie Cyclohexan auftritt, bleibt die Frage zu klären, wie diese Flüssigkeit zu einer derartigen Erhöhung der Reibungsverluste führen kann. Der Einfluß der Viskosität hierbei konnte leider nicht geklärt werden, da Wasser und Cyclohexan eine ähnlich große Viskosität haben.
Desweiteren könnte ein durch die Flüssigkeit veränderter Streumechanismus wirksam sein. Um die Druckabhängigkeit der Dämpfung erklären zu können, müßte von einer Druckabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten ausgegangen werden. Diese könnte durch Verdrängung der benetzenden Flüssigkeit an den Korn-Korn-Kontakten erfolgen.

8.4.2 Frequenzabhängigkeit der Dämpfung

Bei allen Modellierungen wurden jeweils mittlere Werte für die Geometrie-Parameter des „local-fluid-flow"-Modelles angenommen, obwohl bei allen Gesteinen in der Porenradienverteilung im Bereich der kleinen Porenradien eine breite Verteilung festzustellen ist (Abschnitt 6.1.2). Gerechtfertigt ist dies dadurch, daß eine Vergrößerung der Anzahl der Porenstrukturparameter (h und b) nur weitere frei wählbare Parameter in sich birgt, aber letztlich keine weiteren Informationen hinsichtlich der Interpretierbarkeit der Daten bezüglich der Rißschließung liefert. Diese Annahme ist weiterhin durch folgendes begründet:

Bei der Auswertung der Meßdaten wird von einer konstanten Dämpfung $1/Q$ ausgegangen. Dies wird dadurch gerechtfertigt, daß der Spektrenquotient im Freqenzbereich von 0,9 bis 1,7 MHz näherungsweise linear ist (Abschnitt 4.7.8). Die Wahl der Parameter des „local-fluid-flow"-Modelles (h, b, R, a) ist bei einer einzigen Geometrie in bestimmten Grenzen möglich. Diese Parameter ergaben sich derart, daß die Relaxationsfrequenz f_c des „local fluid flow" für die Gesteine Obernkirchner Sandstein mitten im Meßbereich liegt (Kapitel 6). D. h. für diesen Bereich ergeben auch die Modellierungen eine in etwa frequenzunabhängige Dämpfung $1/Q$.

Die beobachtete Konstanz der Dämpfung könnte jedoch auch durch die Verwendung einer „aspect-ratio"[5]-Verteilung erklärt werden, wodurch die Wahl der Modellierungsfrequenz weniger eingeschränkt wäre. Desweiteren ergibt sich bei der Modellierung der Druckabhängigkeit ein konstantes Verhältnis der Spalthöhe zur Spaltlänge. Dies entspricht nicht der Erwartung, daß zunächst die Höhe eines Risses verringert wird, bevor er ganz geschlossen ist.
Diese druckunabhängige Rißgeometrie kann dadurch erklärt werden, daß das verwendete „aspect ratio" nur eine mittlere Größe ist. Dies kann so interpretiert werden, daß eine mittlere Relaxationsfrequenz f_c bei einer mittleren Meßfrequenz f zur Modellierung verwendet wurde.

Welche Auswirkungen hätten nun mehrere Risse mit unterschiedlicher „aspect ratio"?
Bei der Modellierung führen Risse, deren Spalthöhe deutlich größer als hier gewählt (h) ist, nicht zu einer Veränderung der Modellierungsergebnisse. Deren Relaxationsfrequenz liegt oberhalb der Meßfrequenz, wodurch ihre Auswirkungen also nicht meß- und modellierbar sind. Verringern sich nun alle Rißhöhen mit dem Druck, haben auch Risse mit ursprünglich grösserer Höhe einen Einfluß auf das Modellierungsergebnis. Risse mit einer ursprünglichen Höhe h führen dagegen bei Erniedrigung der Höhe zu einer Modulerhöhung mit geringerer Dämpfung. Wie sich diese kollektive Verringerung auf die Modellierungen auswirken, müßte durch weitere Untersuchungen geklärt werden.
Bei dieser Erweiterung des Modells müßte bei der Wahl der Verteilung darauf geachtet werden, daß die Frequenzabhängigkeit von $1/Q$ richtig wiedergegeben wird. Doch sind hier, durch die Genauigkeit der Meßmethode, auch experimentelle Grenzen gesetzt.

[5] Verhältnis Spalthöhe/Spaltlänge

Kapitel 9

Zusammenfassung

In Fortführung der Arbeiten von Wulff (1995) sowie Wulff und Burkhardt (1996, 1997) wurde die Veränderung der Mikrostruktur (Rißdichte, -verteilung, -größe, -geometrie, Beschaffenheit der Korn-Korn-Kontakte) von Sandsteinen bei Erhöhung des hydrostatischen Druckes untersucht. Mit diesen Untersuchungen sollte die Frage geklärt werden, ob auch unter erhöhtem Druck noch ein Einfluß der Mikrostruktur auf die seismischen Geschwindigkeiten und Dämpfungen der Kompressions- und Scherwellen erkennbar ist.

Experimentelle Arbeiten

Zunächst wurde eine druckfeste Meßzelle für Transmissionsmessungen mit P- und S- Wellen im Ultraschallbereich neu konzipiert und aufgebaut. Mit dieser wurden die Dämpfungen und die Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom hydrostatischen Druck bei Be- und Entlastung bis mindestens 90 MPa und maximal 200 MPa an verschiedenen Gesteinen bestimmt. Hierbei entsprach der effektive hydrostatische Druck dem äußeren Druck. Für die Messungen wurden drei verschiedene, möglichst tonarme Gesteine mit jeweils unterschiedlicher Mikrostruktur ausgewählt: Zwei hochporöse Sandsteine (Bentheimer und Obernkirchner Sandstein), in denen sich neben Mikrorissen auch große Poren befinden, und ein geringporöses Gestein (relativ homogene Harzer Grauwacke) mit überwiegender Rißporosität. Neben Wasser, das aufgrund seines Dipolmomentes zur Modulreduktion führt, wurden beim Obernkirchner Sandstein auch die unpolaren Fluide Cyclohexan und Paraffin, die nicht zu einer Modulreduktion führen, zur Sättigung verwendet.

Ergänzend zu diesen Messungen wurden an teil- bzw. vollgesättigtem Obernkirchner Sandstein Deformationsmessungen bis 140 MPa bzw. 200 MPa durchgeführt. Diese ergaben eine Deformation von $0,3 \pm 0,05 \frac{cm/m}{100\,MPa}$ für teilgesättigtes Gestein bzw. $0,1 \pm 0,02 \frac{cm/m}{100\,MPa}$ für vollgesättigtes Gestein. Der Einfluß der Deformation auf die Geschwindigkeitsbestimmung konnte im Rahmen dieser Arbeit unberücksichtigt bleiben.

Messungen unter hydrostatischem Druck

Bei allen trockenen Gesteinen zeigen die Geschwindigkeiten und die Dämpfung bei Be- und Entlastung eine Hysterese, die größtenteils reversibel ist. Bei den hochporösen Gesteinen (Obernkirchner und Bentheimer Sandstein) wird diese im Bereich bis circa 40 MPa, bei der niederporösen Harzer Grauwacke über den gesamten Druckbereich (bis 100 MPa) hinweg beobachtet.

Bei den hochporösen Sandsteinen, sowohl vakuumtrocken als auch teilgesättigt, nehmen die Geschwindigkeiten bis circa 40 MPa mit dem Druck nichtlinear zu; darüber steigen sie etwa proportional zum Druck. Die Geschwindigkeitszunahme beträgt im Fall des Obernkirchner Sandsteines bis zu $\approx 35\%/100\ MPa$ und im Fall des Bentheimer Sandsteines bis zu $\approx 20\%/100$ MPa. Die Dämpfung $1/Q$ verringert sich mit steigendem Druck.
Bei der Harzer Grauwacke wird eine geringe, in zwei Teilbereichen lineare Geschwindigkeitsänderung um circa $10\%/100\ MPa$ festgestellt. Die Dämpfung ist im Rahmen der Meßgenauigkeit konstant.
Durch die Teilsättigung der Gesteine mit fast allen Flüssigkeiten steigen die v_p/v_s-Verhältnisse über den gesamten Druckbereich. Dies wird verursacht durch die verstärkte Abnahme der S-Wellengeschwindigkeiten gegenüber den P-Wellengeschwindigkeiten. Im Falle des mit Cyclohexan gesättigten Obernkirchner Sandsteins steigen die v_p/v_s-Verhältnisse mit der Sättigung nicht an. Dieses abweichende Verhalten wird auf die geringere Dichte und den geringeren Kompressionsmodul dieser Flüssigkeit zurückgeführt.
Aus dem Vergleich der Geschwindigkeiten in mit unpolaren Flüssigkeiten bzw. Wasser teilgesättigtem Gestein ergibt sich, daß die bei Wasser auftretende Modulreduktion auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck wirksam ist.

Sowohl die Differenz zwischen den in trockenem und teilgesättigtem Sandstein gemessenen Geschwindigkeiten als auch die Zunahme der Dämpfungen beider Wellentypen durch die Sättigung verringert sich mit zunehmendem Druck. Selbst bei einem effektiven hydrostatischem Druck von 100 MPa ist noch eine Erhöhung der Dämpfung sowohl durch polare (Wasser) als auch durch unpolare Flüssigkeiten zu beobachten. Bei der Harzer Grauwacke dagegen bleibt die Änderung der Geschwindigkeiten bei steigendem Druck erhalten. Die Dämpfung wird nur unwesentlich und druckunabhängig durch die Sättigung erhöht.

Die phänomenologische Interpretation der Daten weist bei den hochporösen Sandsteinen auf eine Rißschließung bereits bei geringer Steigerung des Druckes hin. Das Verhalten der Geschwindigkeiten und Dämpfungen der teilgesättigten Sandsteine zeigt, daß sogar bei einem effektiven hydrostatischem Druck von 100 MPa noch offene Risse vorhanden sein müssen. Bei der Harzer Grauwacke kann auf eine deutlich geringere Rißschließung, die über den gesamten gemessenen Druckbereich hinweg erfolgt, geschlossen werden.

Theoretische Arbeiten

Für die Interpretation der Messungen wurden zwei bewährte mathematische Modelle zur Beschreibung der Ausbreitung von elastischen Wellen kombiniert. Durch dieses neue Modell wurden die zwei wesentlichen Relaxationsmechanismen verknüpft, welche in fluidgesättigten Sandsteinen wirksam sind. Damit wurde es ermöglicht, die Beeinflussung durch den Gassmann-Effekt, die Makrostruktur („global fluid flow“) und die Mikrostruktur („local fluid flow“) explizit zu beschreiben. Unter Annahme einer inhomogenen Verteilung des Porenfluids im Gestein konnten mit diesem Modell die sättigungsabhängigen Messungen an Obernkirchner und Bentheimer Sandstein von Schütt (1992) erklärt werden.

Bei den Modellierungen der druckabhängigen Messungen wurde die Geschwindigkeits- und Dämpfungsänderung im trockenen Gestein bei Druckänderung berücksichtigt. Variiert wurde hierbei die Veränderung der Rißdichte. Mit dem „local-fluid-flow"-Modell von Murphy et al. (1986) ohne Gassmann-Effekt hatte lediglich die Druckabhängigkeit der Meßergebnisse an mit polaren Flüssigkeiten gesättigtem Obernkirchner Sandstein angepaßt werden können, nicht aber die an mit unpolaren Fluiden gesättigtem Gesteinsproben. Mit dem neuen, kombinierten Modell, unter Annahme einer inhomogenen Verteilung des Fluids in dem Gestein, gelang dies in beiden Fällen.
Bei den hochporösen Sandsteinen ergab sich eine exponentielle Abnahme der Rißdichte um circa 70% bei Obernkirchner Sandstein respektive 60% bei Bentheimer Sandstein. Die restlichen 30% bzw. 40% der ursprünglichen Rißdichte sind auch unter hohem hydrostatischem Druck noch wirksam. Bei Obernkirchner Sandstein ist die schließbare Rißdichte bei einem P^* von $\approx 20\,MPa$ auf den $1/e-$ten Teil abgefallen, bei Bentheimer Sandstein ist dies schon bei $P^* \approx 10\,MPa$ der Fall. Im Gegensatz hierzu wird beim niederporösen Gestein eine deutlich geringere Veränderung der Rißdichte festgestellt ($P^* = 100\ MPa$, Abnahme um ca. 15 %).
Die Veränderung der Höhe der Risse ist in allen Fällen von untergeordneter Bedeutung. Die bei Sättigung mit Wasser auftretende Modulreduktion kann als druckunabhängig betrachtet werden.

Diskussion und Schlußfolgerungen

Ein Vergleich zwischen der bei Be- und Entlastung des trockenen Gesteins beobachteten Hysterese und den aus der Modellierung resultierenden Drücken P^* ergibt eine übereinstimmende Ermittlung der Bereiche, in der die Rißschließung vornehmlich auftritt.
Die Modellierungen der bei erhöhtem hydrostatischem Druck gewonnenen Daten und die phänomenologischen Interpretationen ergeben übereinstimmende Ergebnisse bezüglich der Größe der Rißabnahme sowie der Bereiche, in denen Rißschließung auftritt. Durch die Modellierungen wird eindeutig klar, daß auch unter erhöhtem hydrostatischem Druck noch Mikrorisse in teilgesättigtem Gestein geöffnet sind. Dies zeigt sich sowohl bei der Anpassung der Dämpfungen, als insbesondere auch bei der Anpassung der Geschwindigkeiten der P- und S-Wellen. Mit der Arbeit konnte gezeigt werden, daß Ultraschallmessungen und begleitende Modellierungen ein effektives Werkzeug zur Untersuchung der Mikrostruktur und ihrer druckabhängigen Veränderung sind.

Offene Fragen

Die Berücksichtigung einer Verteilung der Spalthöhe war im Rahmen der Modellierungen nicht notwendig, obgleich die gemessenen Porenradienverteilungen darauf hinweisen, daß die verwendete mittlere Geometrie nur eine grobe Näherung ist. Auch das druckabhängige Verhalten der Scherwellendämpfung konnte nicht vollständig erklärt werden. Hierzu sind weitere theoretische und experimentelle Arbeiten prinzipieller Natur notwendig, um die wirkenden Mechanismen noch besser zu verstehen.

ANHANG

Anhang A

Global-fluid-flow nach Biot

A.1 DGL und Dichten

Aus der potentiellen Energie W wird von Biot (1956a) mit Hilfe des Lagrange'schen Formalismus die Spannungsdehnungsbeziehung abgeleitet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_z}{\partial y} + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11} u_x + \rho_{12} U_x) + b\frac{\partial}{\partial t}(u_x - U_x) \\ \frac{\partial s}{\partial x} &= \frac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12} u_x + \rho_{22} U_x) - b\frac{\partial}{\partial t}(u_x - U_x)\,. \end{aligned} \tag{A.1}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \sigma_x,\, \tau_y,\, \tau_z,\, \text{etc.} &= \text{Spannungen im Festkörper} \\ s &= -\phi p \\ p &= \text{Wasserdruck} \\ \text{und} \qquad \rho_{12} &= -\rho_a = (1-\alpha')\phi\rho_{fg} \\ \rho_{11} &= (1-\phi)\rho_s - \rho_{12} \\ \rho_{22} &= \phi\rho_{fg} - \rho_{12} \\ \phi &= \text{Porosität} \\ \rho_s &= \text{Dichte des Matrixmaterials}\,, \end{aligned}$$

ρ_{fg} = Dichte des Flüssigkeits-Gas-Gemisches, näheres s. Abschnitt 2.8. Die Definition der Kopplungsdichte ρ_{12} stammt von Berryman, 1980. Er definiert den Faktor α' konsistent zu den Arbeiten von Biot (1965b) und Stoll (1977) zu $\alpha' = 1 - r(1 - 1/\phi)$ mit $r = 1/2$ für Kugeln. Wulff (1995) verwendet für ihre Rechnungen $\alpha' = 2$. Die entspricht mit $r = 1/2$ einer Porosität $\phi = (\frac{\alpha'-1}{r} + 1)^{-1}$ von 33%. α' kann Werte zwischen 1 und 3 annehmen.

Die Lagrange-Koordinaten wurden wie folgt gewählt:
Mittlere Verschiebung des Festkörpers $\vec{u} = (u_x, u_y, u_z)$ bzw. der Flüssigkeit $\vec{U} = (U_x, U_y, U_z)$. $\vec{U}$ wurde so definiert, daß das Produkt $\vec{U} * \vec{A_{fl}}$ dem Volumenfluß entspricht, wobei $\vec{A_{fl}}$ die flüssigkeitsgefüllte Querschnittsfläche ist.

b ist in Biot 1956a unter Zugrundelegung des Darcy'schen Gesetzes wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} b &= \frac{\eta\phi^2}{\kappa} \\ \text{mit} \quad \eta &= \text{dynamische Viskosität der Flüssigkeit} \\ \kappa &= \text{Permeabilität}\,. \end{aligned}$$

Durch diese Definition entspricht b dem Verhältnis von totaler Reibungskraft zu mittlerer Flüssigkeitsbewegung, (Biot 1956b).

Der Term mit $b\frac{\partial}{\partial t}(u_x - U_x)$ beschreibt die disipativen Vorgänge bei der Wellenausbreitung bei Poisseuille'schem Fluß. Soll die Wellenausbreitung auch für höhere Frequenzen und damit für schnellere Flüssigkeitbewegung in den Poren berechnet werden, so muß b mit dem Term $F(\zeta)$ multipliziert werden. Die Definition dieses Faktors wird in Abschnitt A.3 vorgestellt.

Mit den Materialgleichungen:

$$\begin{aligned} \sigma_x &= 2Ne_x + Ae + Q\epsilon, \quad \text{analog für } \sigma_y,\, \sigma_u \\ \tau_x &= N\gamma_x\,, \qquad\qquad\qquad \text{analog für } \tau_y,\, \tau_z, \\ s &= Qe + R\epsilon \end{aligned} \tag{A.2}$$

und den Dilatationen im Festkörper e

$$e = e_x + e_y + e_z = \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$$

und der Flüssigkeit ϵ

$$\epsilon = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z}$$

sowie

$$\gamma_x = \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y}\,, \quad \text{analog für } \gamma_y,\, \gamma_z$$

ergibt sich in Vektornotation:

$$\begin{aligned} N\vec{u} + \text{grad}\,[(A+N)e + Q\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}\vec{u} + \rho_{12}\vec{U}) + b\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{u} - \vec{U}) \\ \text{grad}\,[(Qe + R\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}\vec{u} + \rho_{22}\vec{U}) - b\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{u} - \vec{U})\,. \end{aligned} \tag{A.3}$$

Die elastischen Konstanten N, A, Q, R wurden von Biot (1956a,b) noch nicht näher mit Bedeutung belegt, sondern erst in späteren Arbeiten wie zum Beispiel Biot und Willis (1957), siehe dazu Abschnitt A.4.

Mit den Beziehungen

$$\begin{aligned} \text{div}\,\vec{u} &= e \quad \text{div}\,\vec{U} = \epsilon \\ \text{rot}\,\vec{u} &= \vec{\omega} \quad \text{rot}\,\vec{U} = \vec{\Omega} \end{aligned}$$

ergeben sich durch div (A.3) die Differential-Gleichungssysteme für die P-Welle

$$\begin{aligned} \nabla^2[Pe+Q\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}e+\rho_{12}\epsilon)+b\tfrac{\partial}{\partial t}(e-\epsilon) \\ \nabla^2[Qe+R\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}e+\rho_{22}\epsilon)-b\tfrac{\partial}{\partial t}(e-\epsilon) \\ \text{mit } P &= A+2N \end{aligned} \tag{A.4}$$

und durch rot (A.3) die der S-Welle:

$$\begin{aligned} N\nabla^2\vec{\omega} &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}\vec{\omega}+\rho_{12}\vec{\Omega})+b\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega}) \\ 0 &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}\vec{\omega}+\rho_{22}\vec{\Omega})-b\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega}-\vec{\Omega})\,. \end{aligned} \tag{A.5}$$

A.2 Lösung der Biotschen Gleichungen

Das Vorgehen bei der Lösung der Differentialgleichungen (A.4) und (A.5) wurde bereits bei der Vorstellung des neuen Modells in Kapitel 3 ausführlich beschrieben; daher wird hier nur die verkürzte Zusammenfassung gegeben.

Durch das Einsetzen eines harmonischen Ansatzes für $\vec{\omega}$ bzw. $\vec{\Omega}$ in Gleichung (A.5), Eliminierung der Konstanten und Vergleich von Real- bzw. Imaginärteil, ergibt sich die Lösung für die Scherwelle (ohne Turbulenz):

$$\begin{aligned} v_s &= \frac{V_r\sqrt{2}}{E_b} \\ 1/q_s &= 2\,\frac{E_i}{E_b} \end{aligned} \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned} \text{mit}\quad V_r &= \sqrt{\frac{N}{\rho}} \\ E_b &= E_r+\sqrt{(E_r^2+E_i^2)} \\ E_r &= \frac{1+\gamma_{22}\frac{\gamma_{11}\gamma_{22}-\gamma_{12}^2}{(\gamma_{12}+\gamma_{22})^2}\left(\frac{f}{f_c}\right)^2}{1+\left(\frac{\gamma_{22}}{\gamma_{12}+\gamma_{22}}\right)^2\left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \\ E_i &= \frac{f}{f_c}\frac{(\gamma_{22}+\gamma_{12})}{1+\left(\frac{\gamma_{22}}{\gamma_{12}+\gamma_{22}}\right)^2\left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \end{aligned}$$

mit den normierten Dichten:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_{11}+2\rho_{12}+\rho_{22} \\ \gamma_{11} &= \rho_{11}/\rho\,,\quad \gamma_{12}=\rho_{12}/\rho\,,\quad \gamma_{22}=\rho_{22}/\rho \\ \gamma_1 &= \gamma_{11}+\gamma_{12}\,,\quad \gamma_2=\gamma_{22}+\gamma_{12}\,. \end{aligned}$$

Zur Lösung der Differentialgleichung der P-Welle werden zunächst die Gleichungen (A.4) durch einen harmonischen Ansatz und Eliminierung der Konstanten mit $b = 0$ umgestellt und gelöst.

$$a_1 z^2 - a_2 z + a_3 \; = \; 0 \tag{A.7}$$

mit

$$\begin{aligned} a_1 &= \sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2 &&= \frac{(PR - Q^2)}{H^2} \\ a_2 &= \sigma_{11}\gamma_{22} + \sigma_{22}\gamma_{11} - 2\sigma_{12}\gamma_{12} &&= (P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12})/\rho H \\ a_3 &= \gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}^2 &&= (\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)/\rho^2 \\ h_2 &= \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3} \end{aligned}$$

und den Abkürzungen:

$$\sigma_{11} \;=\; P/H \quad \sigma_{12} \,=\, Q/H \quad \sigma_{22} \,=\, R/H\,.$$

Die Lösungen der Diffentialgleichung (A.7):

$$\begin{aligned} z_1 &= \frac{a_2 - h_2}{2a_1} &&= \frac{(\Delta - h_2')H}{2((PR - Q^2)\rho)} \\ z_2 &= \frac{a_2 + h_2}{2a_1} &&= \frac{(\Delta + h_2')H}{2((PR - Q^2)\rho)} \end{aligned} \tag{A.8}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \Delta &= a_2\rho H &&= (P\rho_{22} + R\rho_{11} - 2Q\rho_{12}) \\ \text{und} \quad h_2 &= h_2'(H\rho) &&= \sqrt{\Delta^2 - 4(\rho_{11}\rho_{22} - \rho_{12}^2)(PR - Q^2)}(H\rho) \end{aligned}$$

werden dazu verwendet, die Gleichungen (A.4) durch einen harmonischen Ansatz und Eliminierung der Konstanten mit $b \neq 0$ umzustellen:

$$\begin{aligned} &(z - z_1)(z - z_2) + iM(z - 1) \\ &= z^2 - z\left[(z_1 + z_2) - iM\right] + z_1 z_2 - iM \;=\; 0\,. \end{aligned} \tag{A.9}$$

Die Lösung der Differentialgleichung (A.9) und damit von (A.5, Welle mit Viskosität aber ohne Turbulenz), lautet:

$$\begin{aligned} v_p &= V_c/\Re(s_1)\,, & v_{p2} &= V_c/\Re(s_2) \\ 1/q_p &= 2\,\Im(s_1)/\Re(s_1)\,, & 1/q_{p2} &= 2\,\Im(s_2)/\Re(s_2) \end{aligned} \tag{A.10}$$

$$
\begin{aligned}
\text{mit} \quad v_c &= \sqrt{H/\rho} \\
s_1 &= \sqrt{(h_1 - \sqrt{h_3})}\,, \qquad & s_2 &= \sqrt{(h_1 + \sqrt{h_3})} \\
h_1 &= \frac{(z_1 + z_2) - i\,M}{2} & h_3 &= h_1^2 - z_1 z_2 + i\,M \\
M &= -\frac{\gamma_{12} + \gamma_{22}}{\sigma_{11}\sigma_{22} - \sigma_{12}^2} \Big/ \frac{f}{f_c}\,.
\end{aligned}
$$

A.3 Berücksichtigung der turbulenten Strömung

Die Differential-Gleichungssysteme nach Biot (1965b) mit Berücksichtigung der Turbulenz lauten für die P-Welle:

$$
\begin{aligned}
\nabla^2[Pe + Q\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11} e + \rho_{12}\epsilon) + bF(\zeta)\tfrac{\partial}{\partial t}(e - \epsilon) \\
\nabla^2[Qe + R\epsilon] &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12} e + \rho_{22}\epsilon) - bF(\zeta)\tfrac{\partial}{\partial t}(e - \epsilon)
\end{aligned}
\tag{A.11}
$$

$$
\text{mit } F(\zeta) = \text{Turbulenzfunktion.} \tag{A.12}
$$

und für die S-Welle:

$$
\begin{aligned}
N\nabla^2\vec{\omega} &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{11}\vec{\omega} + \rho_{12}\vec{\Omega}) + bF(\zeta)\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega} - \vec{\Omega}) \\
0 &= \tfrac{\partial^2}{\partial t^2}(\rho_{12}\vec{\omega} + \rho_{22}\vec{\Omega}) - bF(\zeta)\tfrac{\partial}{\partial t}(\vec{\omega} - \vec{\Omega})\,.
\end{aligned}
\tag{A.13}
$$

Die Lösungen unterscheiden sich geringfügig von den Lösungen ohne Turbulenz.

Der Übergang zwischen laminarer und turbulenter Strömung, und damit die untere Grenzfrequenz für die Gültigkeit der Theorie ohne $F(\zeta)$, berechnet sich nach Wulff (1995) zu:

$$
\begin{aligned}
f_c &= \frac{64}{\pi^2} f_t \\
\text{mit} \quad f_t &= \tfrac{\pi\eta}{4a^2\rho_f} \\
\rho_f &= \text{Dichte der Flüssigkeit} \\
a &= \text{Röhren(Poren)durchmesser} \\
&= \sqrt{\tfrac{32\eta}{\phi}} \text{ Annahme: runde Röhren, Biot (1956a)}
\end{aligned}
$$

Die Korrektur der dynamischen Viskosität für große Frequenzen f berechnet sich nach Biot (1956b):

$$
\begin{aligned}
F(\zeta) &= \frac{\zeta T(\zeta)}{4(1 + \frac{2iT(\zeta)}{\zeta})} \\
\text{mit } T(\zeta) &= \frac{ber'(\zeta) + i\,bei'(\zeta)}{ber(\zeta) + i\,bei(\zeta)}
\end{aligned}
\tag{A.14}
$$

Die Form der Poren ist in dem Parameter ζ in der im Folgenden beschriebenen Weise enthalten:

Die charakteristische Frequenz (Relaxationsfrequenz) korreliert mit der größten Relativbewegung zwischen Festkörper und Fluid und damit mit der maximaler Dämpfung (Wulff, 1995)

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{b}{2\pi\rho_2} \text{ (Biot, 1956a)} &&= \frac{\eta\phi}{\kappa\rho_f} \\ \rho_2 &= (\rho_{22}+\rho_{12}) \text{ (Biot, 1956a)} &&= \phi\rho_{gf} \text{ (Biot, 1956b)} \end{aligned} \tag{A.15}$$

Die Tortuosität (Sinuosität in Biot, 1956b) ξ , die die Parallelität der Poren zueinander angibt, kann Werte zwischen 1 und 1.5 annehmen. $\xi = 1$ bedeutet parallele Röhren, keine Kopplung. Der Parameter δ ergibt sich aus der Tortuosität ξ und aus der Form der Poren selbst . Für kreisförmige Poren gilt $\delta = \sqrt{8\xi}$ und für spaltförmige Poren $\delta = \sqrt{\frac{16}{3}\xi}$. Von Biot wird für δ ein mittlerer Wert von $\sqrt{8}$ verwendet (Biot II).
Mit dem Faktor δ kann auch ζ berechnet werden und damit auch $F(\zeta)$; d. h. der Term, der die nicht laminare Stömung berücksichtigt, ist von der Form der Poren abhängig.

Für runde Poren ergibt sich:

$$\begin{aligned} b &= \frac{\eta 8\phi\xi}{a^2} \\ \Rightarrow \quad f_c &= \frac{4\xi\nu}{\pi a^2} \end{aligned} \tag{A.16}$$

und für Spalt-förmige Poren

$$\begin{aligned} b &= \frac{\eta 16\phi\xi}{3a^2} \\ \Rightarrow \quad f_c &= \frac{8\xi\nu}{3\pi a^2} \end{aligned} \tag{A.17}$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad a &= \sqrt{\frac{8\eta}{\phi}} \\ \nu &= \eta/\rho_f \end{aligned}$$

Dies entspricht mit obiger Definition von δ der bei Wulff (1994, Fortranprogramm) verwendeten Relaxationsfrequenz f_c und Parameter ζ:

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{\delta^2\nu}{2\pi a^2} \\ \zeta &= \delta\frac{f}{f_c} \end{aligned} \tag{A.18}$$

Die Lösung der Differentialgleichung zur Beschreibung der Ausbreitung der S-Welle mit Tur-

bulenz sind mit den Lösungen ohne Turbulenz bis auf die Grössen E_r und E_i identisch:

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{\gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}^2(\gamma_{22}+e_2) + \gamma_{22}e_2 + e_1^2 + e_2^2}{(\gamma_{22}+e_2)^2 + e_1^2} \\ E_i &= \frac{e_1(\gamma_{22}+\gamma_{12})^2}{(\gamma_{22}+e_2)^2+e_1^2} = \frac{e_1\gamma_2^2}{(\gamma_{22}+e_2)^2+e_1^2} \\ \text{mit} \quad e_1 &= \frac{\gamma_2}{(f/f_c)\Re(F)} \\ e_2 &= \frac{\gamma_2}{(f/f_c)\Im(F)} \end{aligned} \tag{A.19}$$

Die Lösung der P-Welle unterscheidet sich in dem Faktor M von der Lösung ohne Turbulenz:

$$\begin{aligned} M &= \frac{h_0}{a_1} \\ \text{mit } h_0 &= \frac{\gamma_2}{(f/f_c)\Re(F)} + i\frac{\gamma_2}{(f/f_c)\Im(F)} = \frac{\gamma_2}{(f/f_c)}\left(\frac{1}{\Re(F)} + \frac{i}{\Im(F)}\right) \end{aligned} \tag{A.20}$$

A.4 Literaturvergleich der elastischen Konstanten

Biot und Willis (1957) definieren verschiedene Kompressibilitäten, die sich in der unterschiedlichen Behandlung der Probe bei der Versuchsdurchführung unterscheiden:

	κ'	$=$	$-\frac{e}{p'}$	(drained) jacked compressibility, wie Biot (1962)
mit	$-p'$	$=$	$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$	äusserer Druck p'
und	0	$=$	σ	Porenwasserdruck
	δ'	$=$	$-\frac{e}{p'}$	unjacked compressibility
mit	$-p'(1-\phi)$	$=$	$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz}$	verminderter äusserer Druck p'
und	$-\phi p'$	$=$	p	Porenwasserdruck
	δ'	$=$	$(1-\alpha)\kappa'$	unjacked compressibility, Biot (1962)
$\Rightarrow$	α	$=$	$1 - \frac{\delta'}{\kappa'}$,	$\alpha\epsilon[1,\phi]$ (auch Biot, 1962)
	c	$=$	$-\frac{\epsilon}{p'}$	fluid compressibility
	γ	$=$	$-\frac{\phi(e-\epsilon)}{p'}$	Koeffizient des Flüssigkeitsgehaltes/unjacked
	γ	$=$	$\phi\,(c-\delta')$	für $\phi =$ constant.

Mit den obigen Definitionen der Kompressibilitäten bei verschiedenen Druckbedingungen bestimmen Biot und Willis (1957) die in den Materialgesetzen verwendeten Koeffizienten zu:

$$\begin{aligned} Q &= \frac{\phi(1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})}{\gamma+\delta'-\frac{\delta'^2}{\kappa'}} \\ R &= \frac{\phi^2}{\gamma+\delta'-\frac{\delta'^2}{\kappa'}} \\ A &= \frac{\frac{\gamma}{\kappa'}+\phi^2+(1-2\phi)\left(1-\frac{\delta'}{\kappa'}\right)}{\gamma+\delta'-\frac{\delta'^2}{\kappa'}}-\frac{2}{3}N \\ H &= P+R+2Q \\ \text{mit: } N &= \text{Schermodul}. \end{aligned} \tag{A.21}$$

Mit der folgenden Zuordnung der Kompessibilitäten zu Kompressionsmodulen K_b, K_s, K_f nach Biot (1973), Kümpel (1989) und anderen

$$\begin{aligned} \kappa' &= \tfrac{1}{K_b} && \text{(drained) jacked, Matrix} \\ \delta' &= \tfrac{1}{K_s} && \text{unjacked,Matrixmaterial} \\ c &= \tfrac{1}{K_f} && \text{Flüssigkeit} \\ \gamma &= \phi\left(\tfrac{1}{K_f}-\tfrac{1}{K_s}\right). \end{aligned} \tag{A.22}$$

entspricht dies den Konstanten, wie sie von Johnson und Plona (1982) nach Mavko et. al. (1998) und von Winkler (1985) verwendet wurden:

$$\begin{aligned} N &= \text{Schermodul } \mu \\ Q &= \frac{(1-\phi-\frac{K_b}{K_s})\phi K_s}{1-\phi-\frac{K_b}{K_s}+\phi\frac{K_s}{K_f}} \\ R &= \frac{\phi^2 K_s}{1-\phi-\frac{K_b}{K_s}+\phi\frac{K_s}{K_f}} \\ P &= \frac{(1-\phi)(1-\phi-\frac{K_b}{K_s})K_s+\phi\frac{K_s}{K_f}K_b}{1-\phi-\frac{K_b}{K_s}+\phi\frac{K_s}{K_f}}+\frac{4}{3}N \\ H &= P+R+2Q \end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow H &= \frac{(1-\frac{K_b}{K_s})\phi K_s}{D}+K_b+\frac{4}{3}N \\ \text{mit } D &= 1-\phi-\frac{K_b}{K_s}+\phi\frac{K_s}{K_f}. \end{aligned} \tag{A.24}$$

Wird in Gleichung (A.24) im Zähler $\phi=\alpha$ gesetzt, ergibt $H-\frac{4}{3}N$ den Kompressionsmodul gesättigter Gesteine von Gassmann (1951).

Geertsma und Smit (1961) verwenden folgende Definition der Konstanten:

$$\begin{aligned} H &= \frac{1}{\kappa'} + \frac{(1-\frac{\delta'}{\kappa'})^2}{(+1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})\delta+\phi c_f} + \frac{4}{3}N \\ K &= \frac{(1-\frac{\delta'}{\kappa'})}{(+1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})\delta+\phi c_f} = \frac{Q+R}{\phi} \\ L &= \frac{1}{(+1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})\delta+\phi c_f} = \frac{R}{\phi^2} \\ \text{damit } R &= \frac{\phi}{(+1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})\delta+\phi c_f} \end{aligned} \tag{A.25}$$

Diese Definition ist ohne weitere Einschränkungen konsistent zu Gassmann (1951), ebenso wie die von Biot (1962) verwendeten Konstanten:

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{\gamma+\delta'-\frac{\delta'^2}{\kappa'}} = (D/K_s) \\ Q &= \phi(1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})M \\ R &= \phi^2 M \\ A &= \frac{1}{\kappa'} + (1-\phi-\frac{\delta'}{\kappa'})^2 M - \frac{2}{3}N \\ P &= A+2N \\ H &= P+R+2Q = \lambda_c + 2N = \lambda + \alpha^2 M \\ \lambda &= \text{aus jacked/drainiertem Test} \\ H &= \frac{1}{\kappa'} + (1-\frac{\delta'}{\kappa'})^2 M + \frac{4}{3}N \end{aligned} \tag{A.26}$$

Auch Kümpel (1989) zitiert den Koeffizient des effektiven Drucks:

$$\alpha = 1 - \frac{K_b}{K_s} \tag{A.27}$$

Er gibt den Geltungsbereich nach Schiffmann (1970) an zu:

$$\begin{aligned} \alpha &\epsilon [1,\phi] && \text{bzw.} \\ \alpha &= \phi && \text{wenn } V_{ges} \text{ unabhängig von p} \\ \text{mit } p &= \text{Porendruck} \end{aligned} \tag{A.28}$$

Nach Kümpel (1989) gilt:

$$P_e = P_c - \alpha p \tag{A.29}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } p &= \text{Porendruck} \\ \text{mit } P_e &= \text{effektiver Druck} \\ \text{mit } P_c &= \text{Umgebungsdruck} \end{aligned}$$

Anhang B

Ergänzungen zum experimentellen Teil

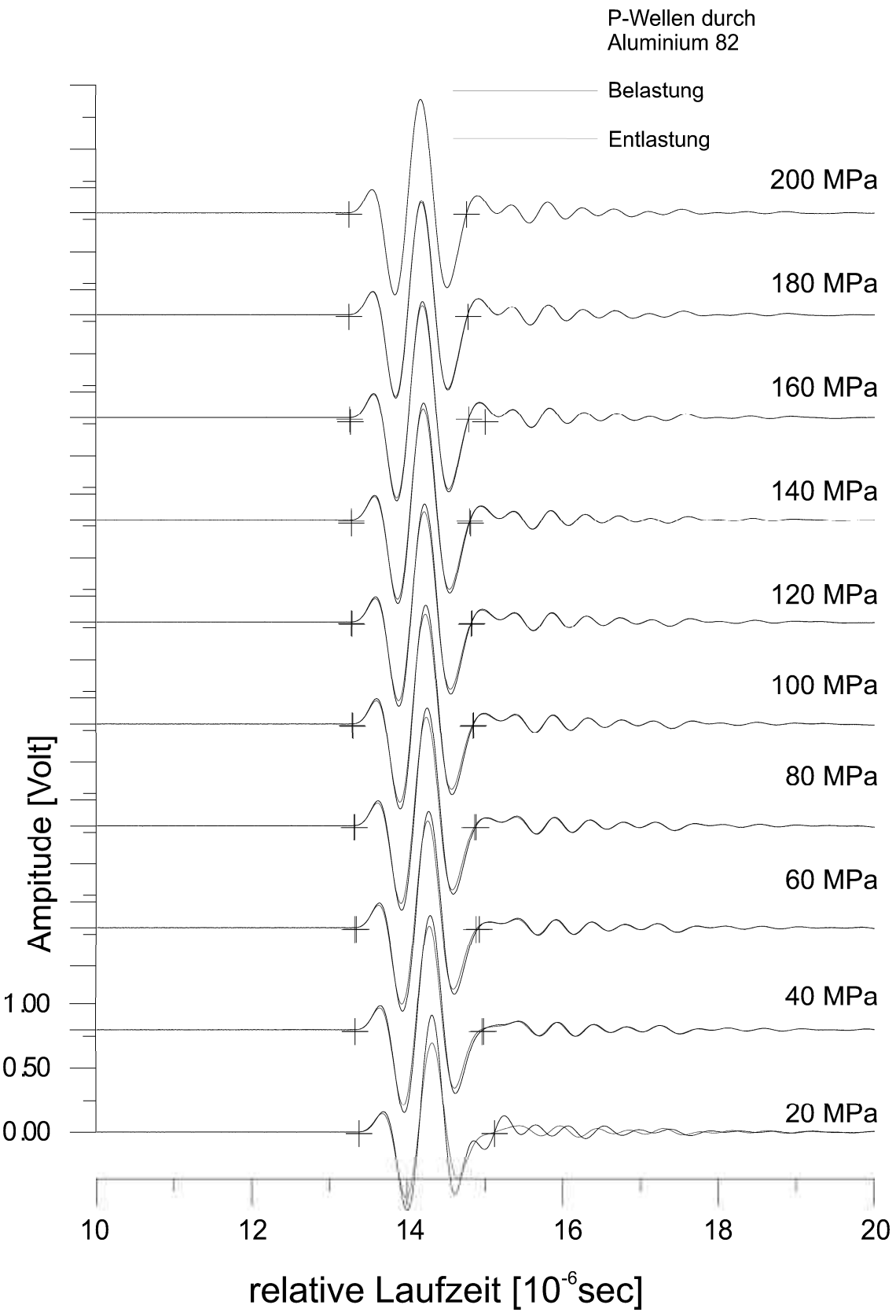

Abbildung B.1: Montage von Referenzmessungen bei veränderlichem Druck: P-Wellen, Zeitbereich.

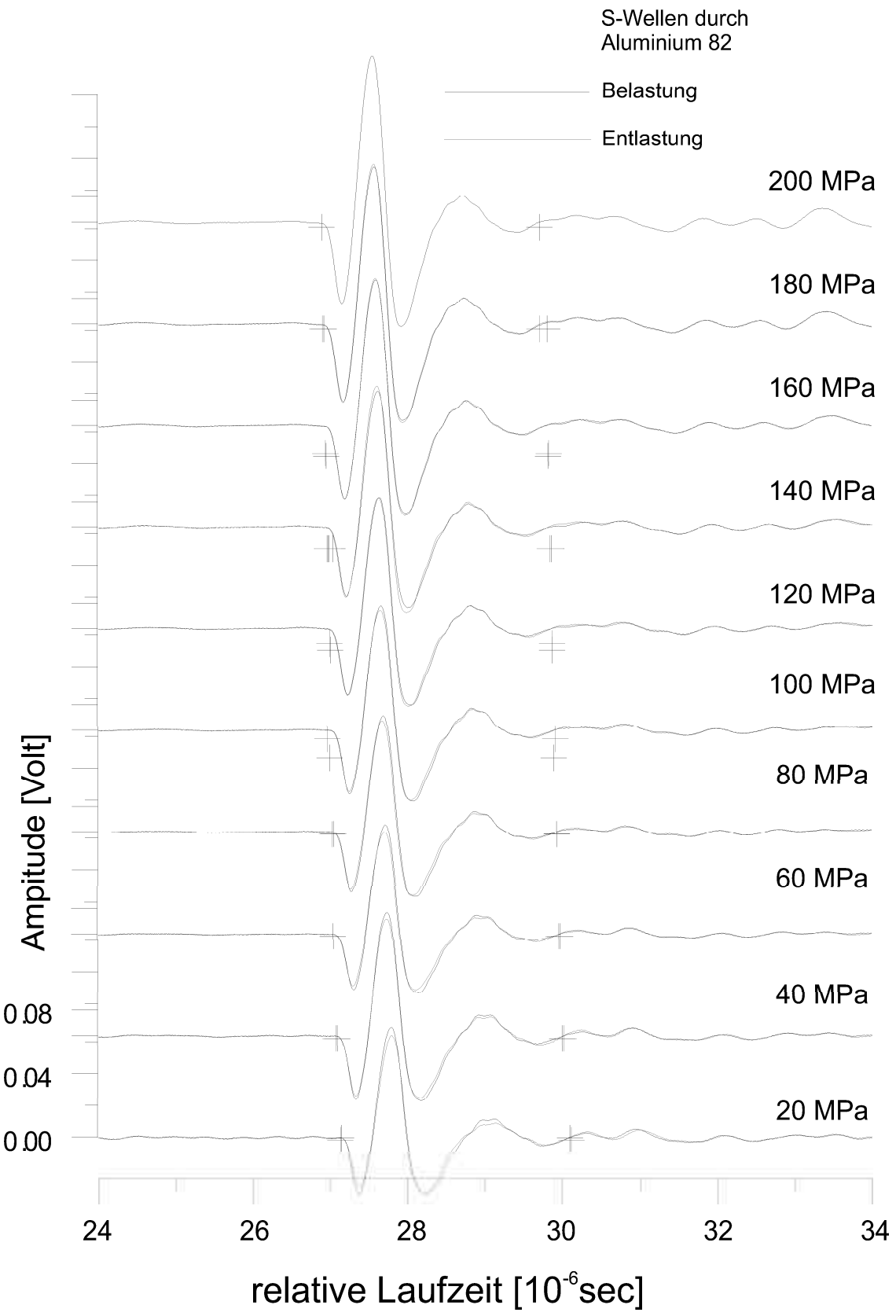

Abbildung B.2: Montage von Referenzmessungen bei veränderlichem Druck: S-Wellen, Zeitbereich.

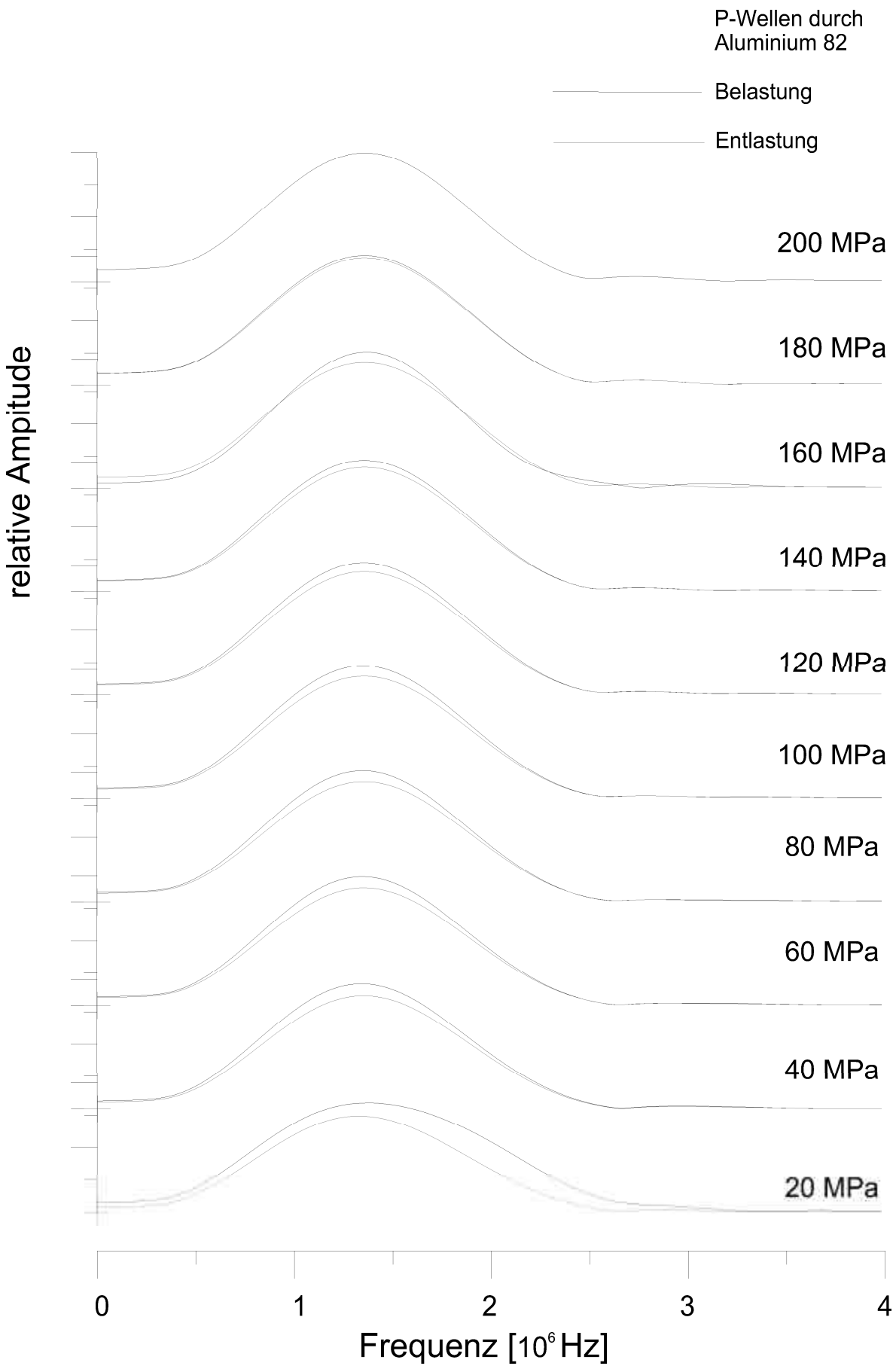

Abbildung B.3: Spektren der Referenzmessung mit P-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung.

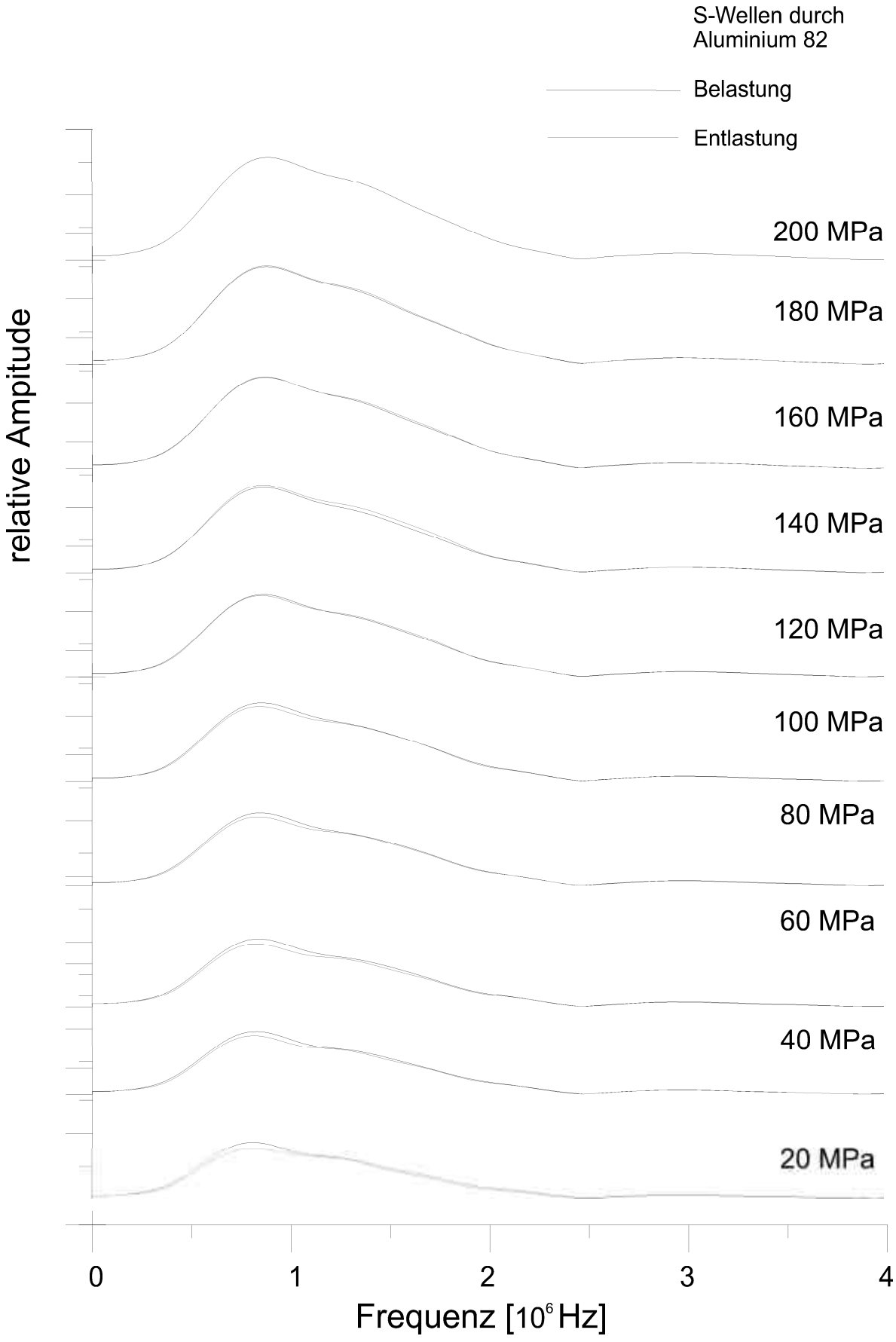

Abbildung B.4: Spektren der Referenzmessung mit S-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung.

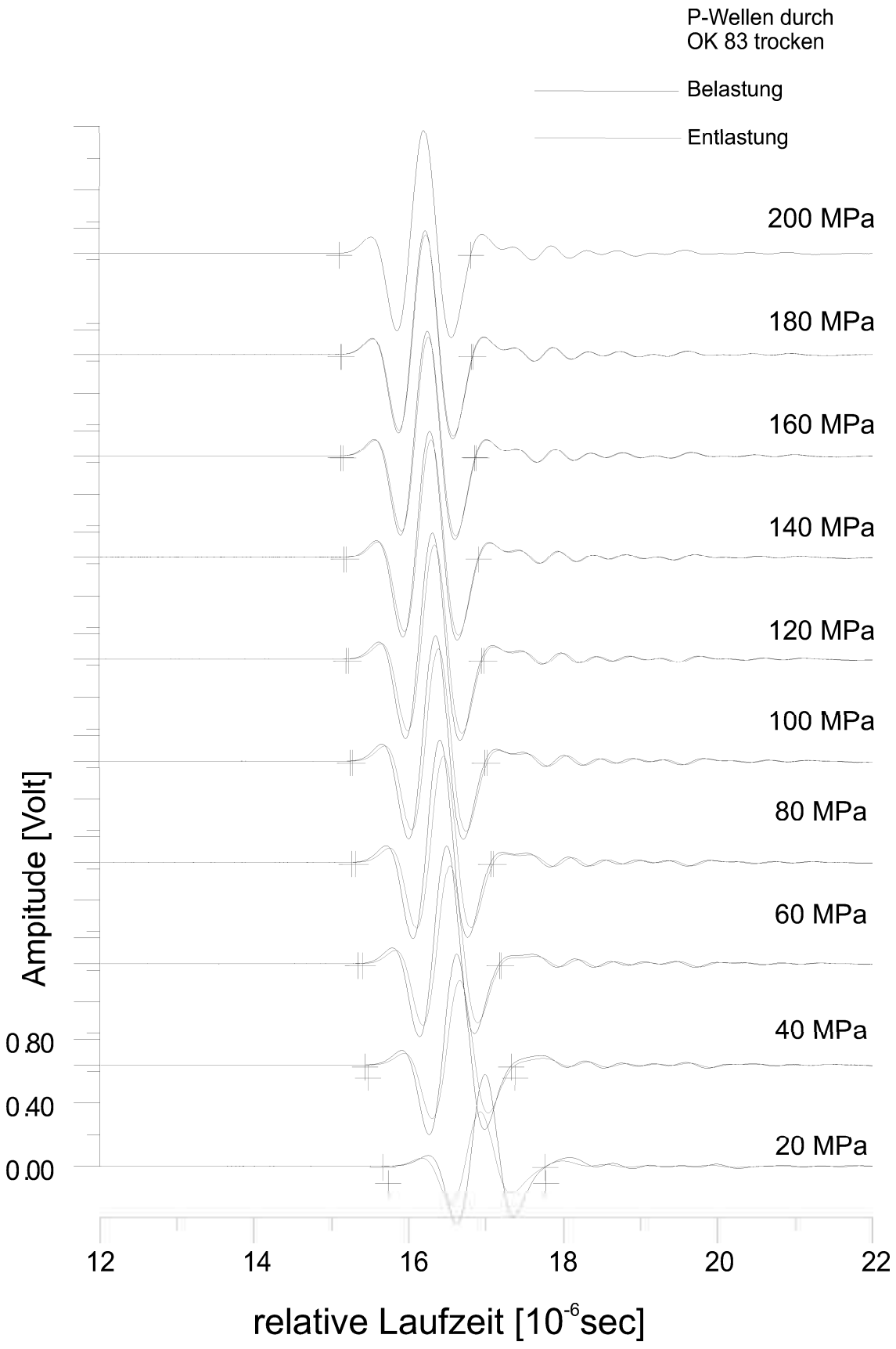

Abbildung B.5: Montage von Messungen bei veränderlichem Druck: P-Wellen, Zeitbereich.

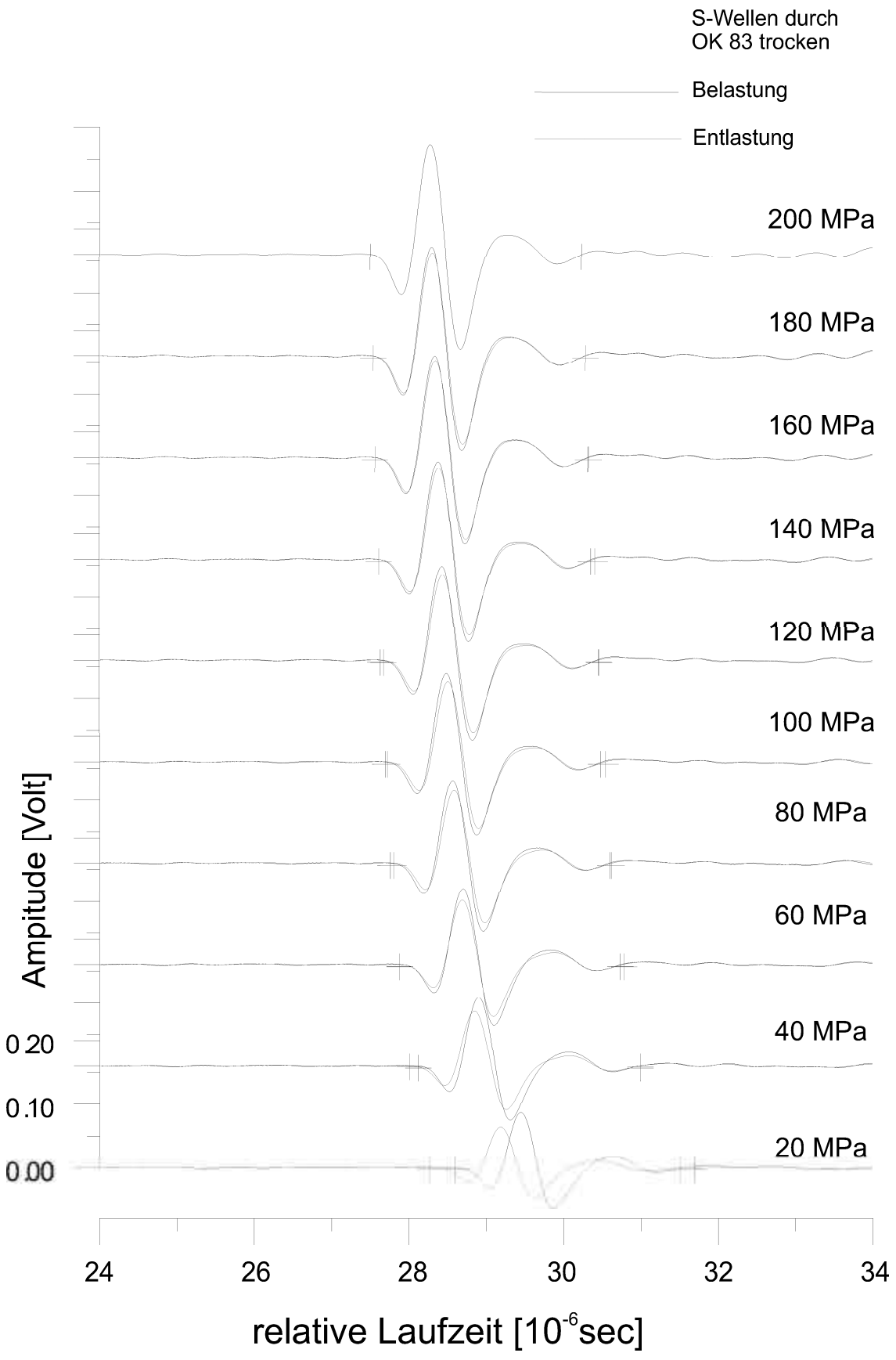

Abbildung B.6: Montage der Messungen bei veränderlichem Druck: S-Wellen, Zeitbereich.

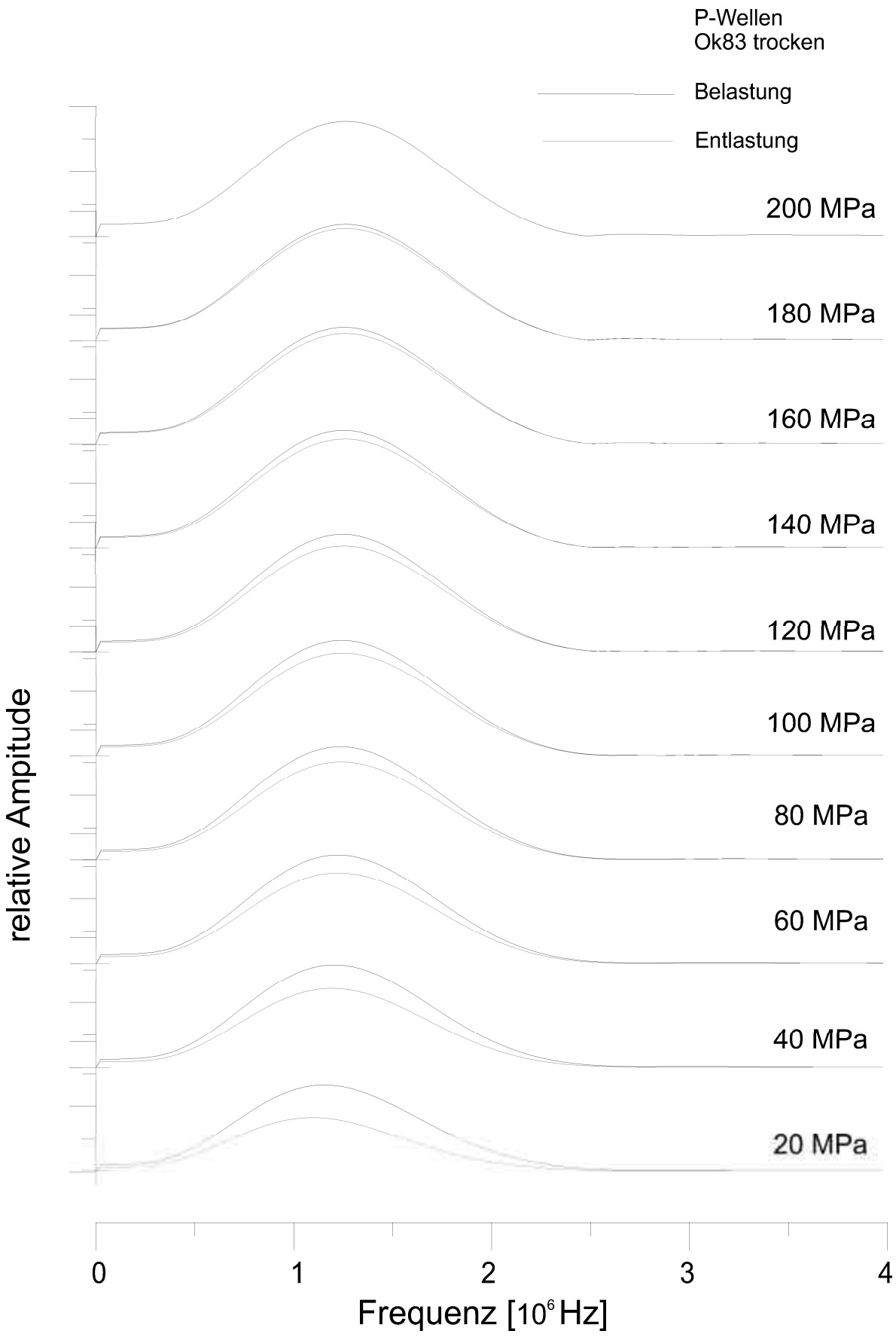

Abbildung B.7: Spektren der P-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung.

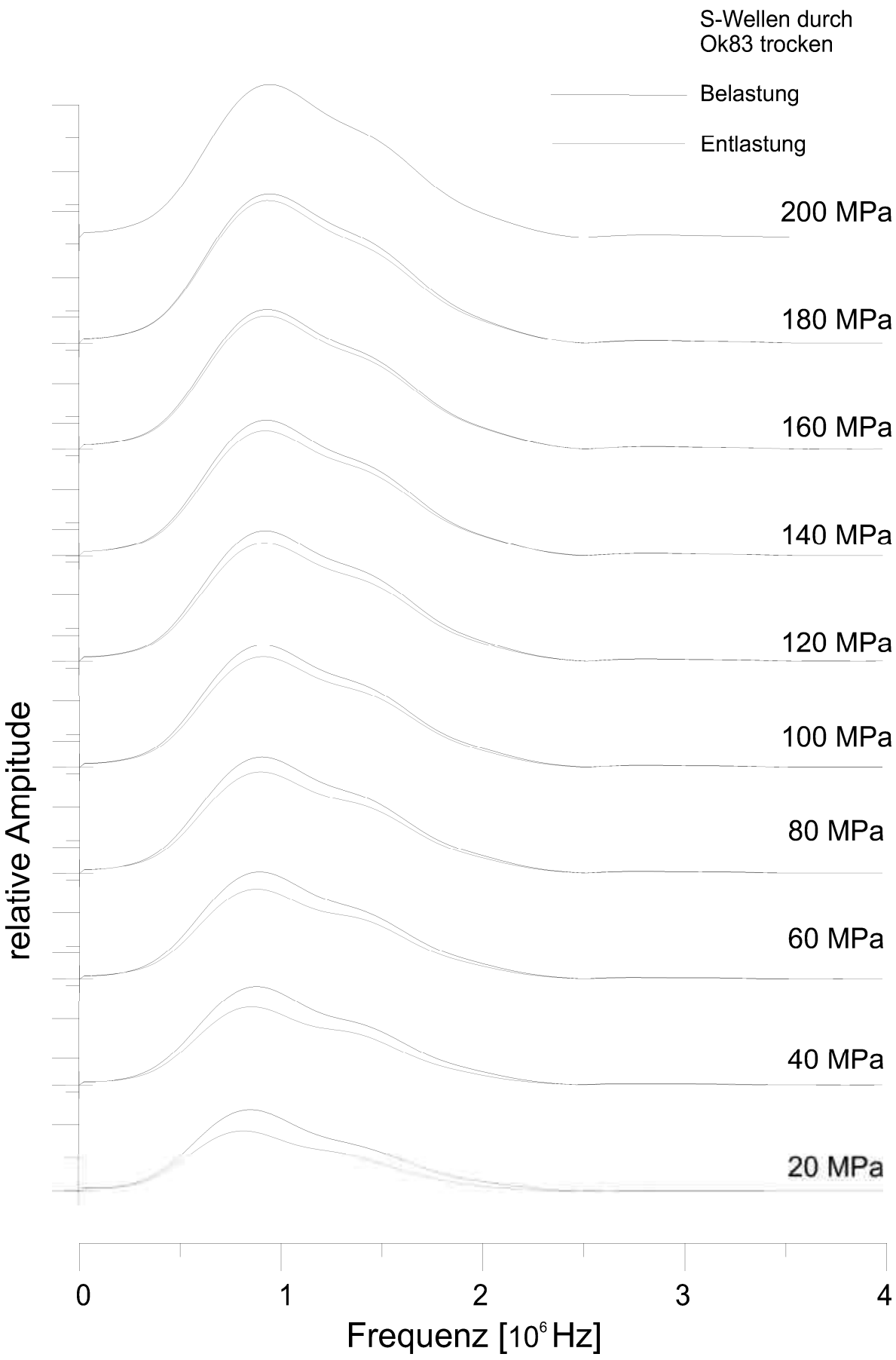

Abbildung B.8: Spektren der S-Wellen bei Belastung bzw. Entlastung.

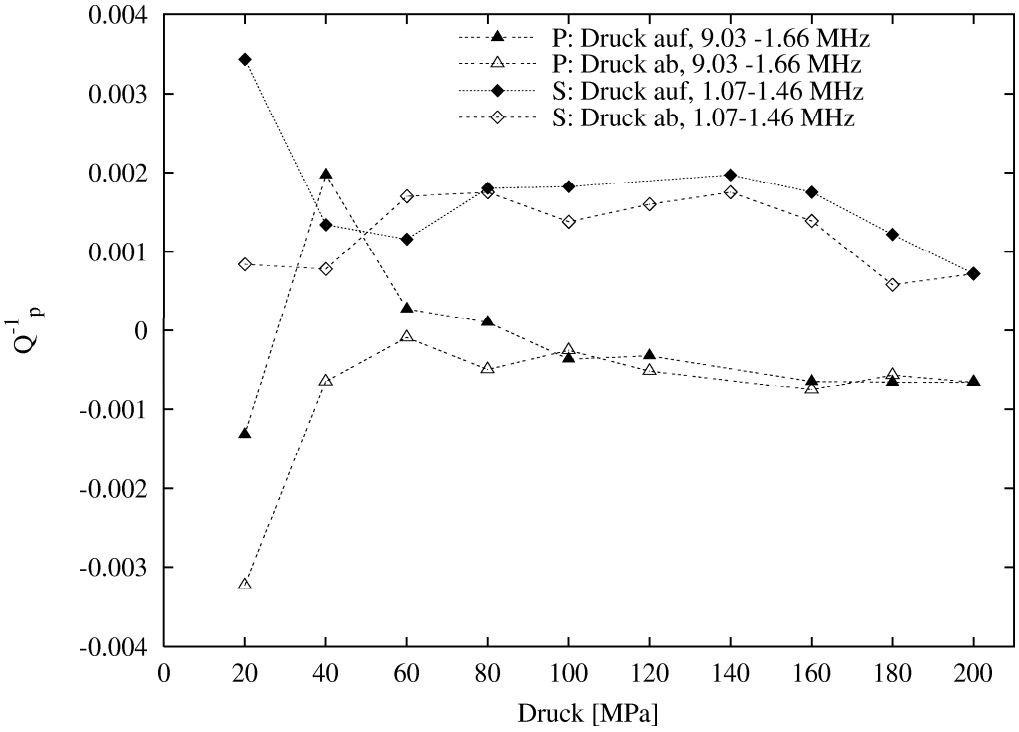

Abbildung B.9: Scheinbare Dämpfungen bei Verwendung von zwei verschiedenen Aluminiumreferenzkörpern.

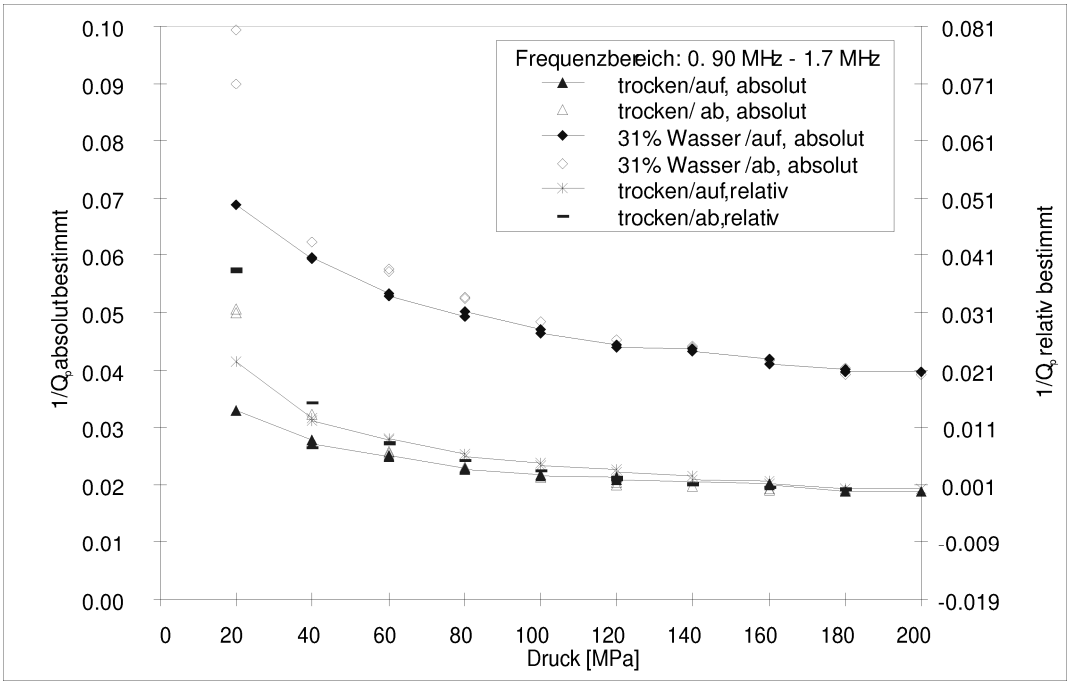

Abbildung B.10: Dämpfung $1/Q$ der P-Wellen bei Belastung. Bestimmt unter Verwendung der Messungen an Aluminium als Referenz (absolut) und der Messung bei höchstem Druck als Referenz (relativ) an trockenem Obernkirchner Sandstein.

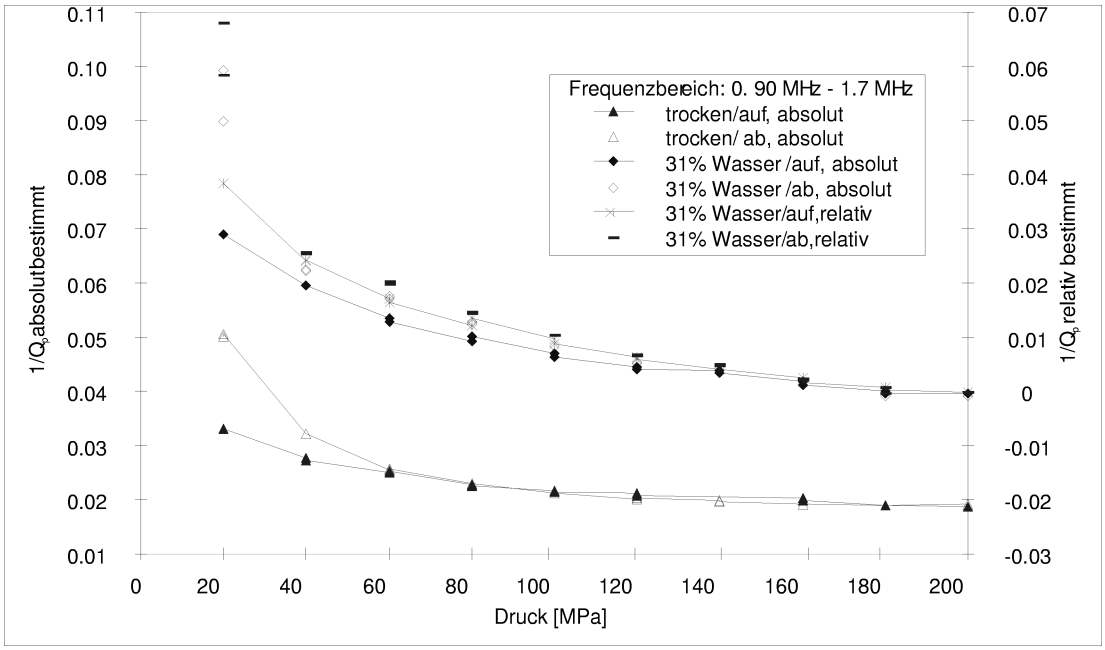

Abbildung B.11: Wie Abbildung B.10 für mit 31% Wasser teilgesättigten Sandstein.

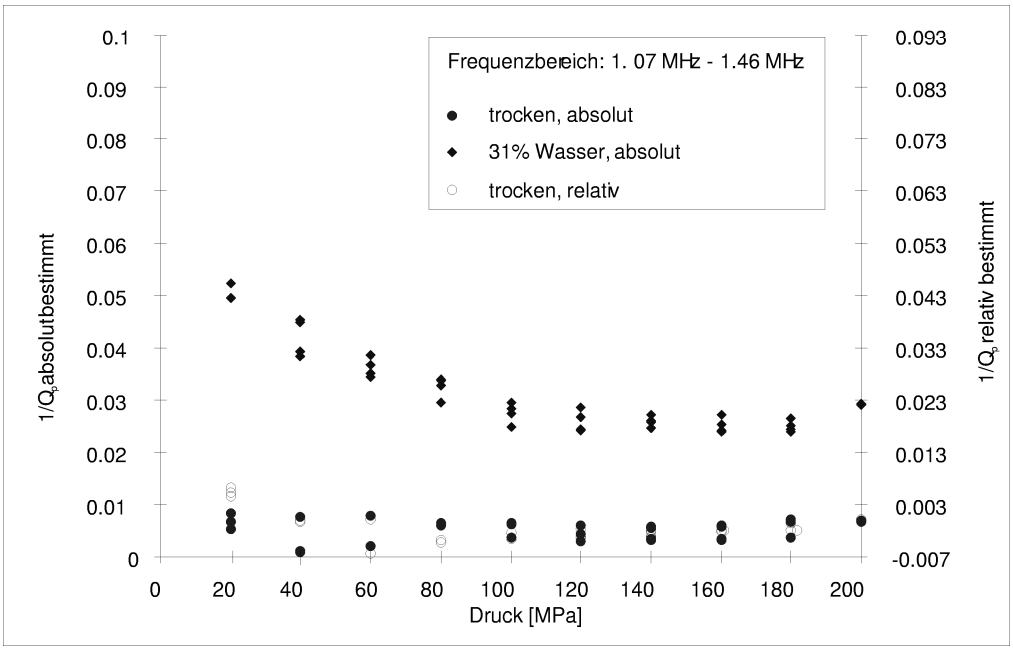

Abbildung B.12: Wie Abbildung B.10 für S-Wellen.

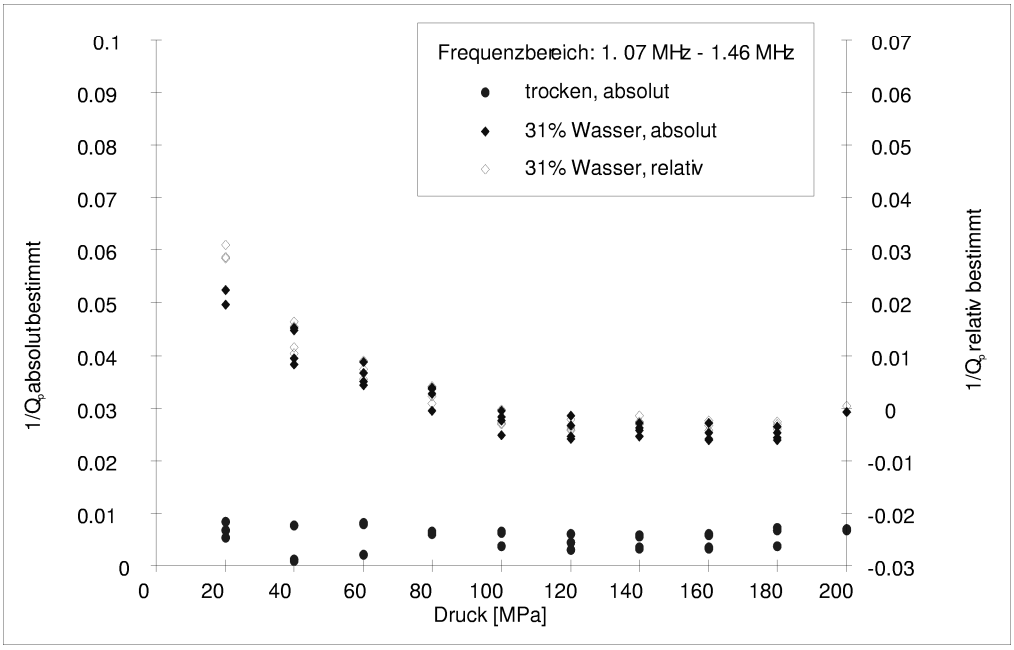

Abbildung B.13: Wie Abbildung B.11 für S-Wellen.

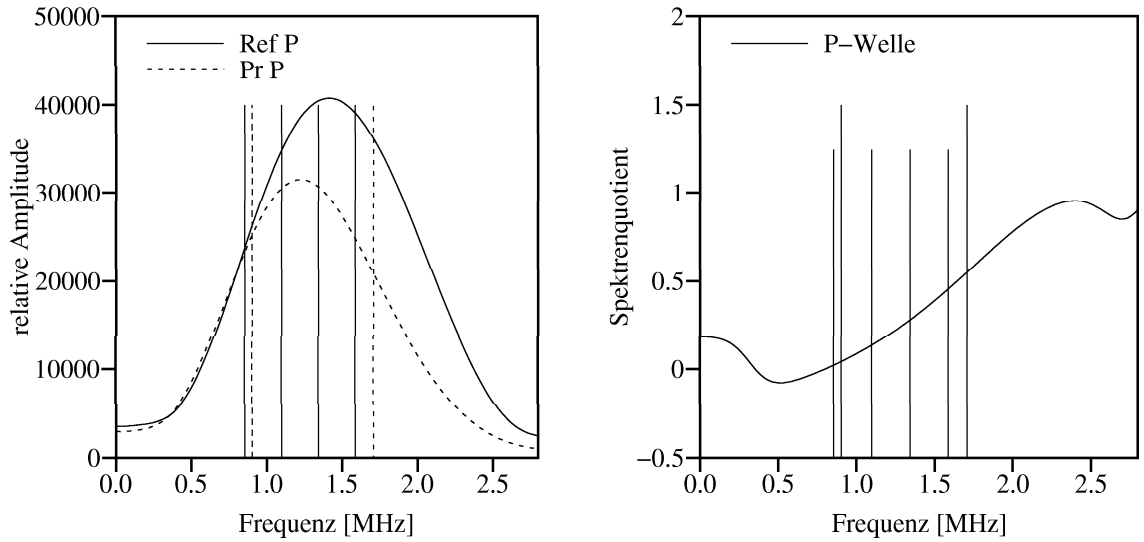

Abbildung B.14: Wie Abbildung 4.14, jedoch mit zur Auswertung in den Abbildungen 4.16, B.10, B.11 und B.16 verwendeten Frequenzfenstern.

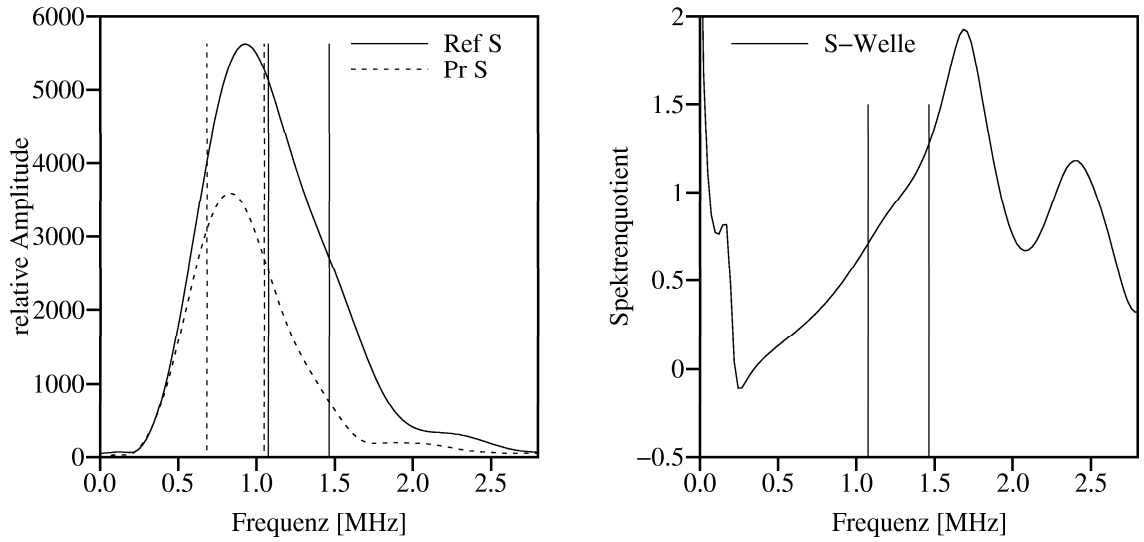

Abbildung B.15: Wie Abbildung 4.15, jedoch mit zur Auswertung in den Abbildungen 4.16, B.12 und B.13 verwendeten Frequenzfenstern.

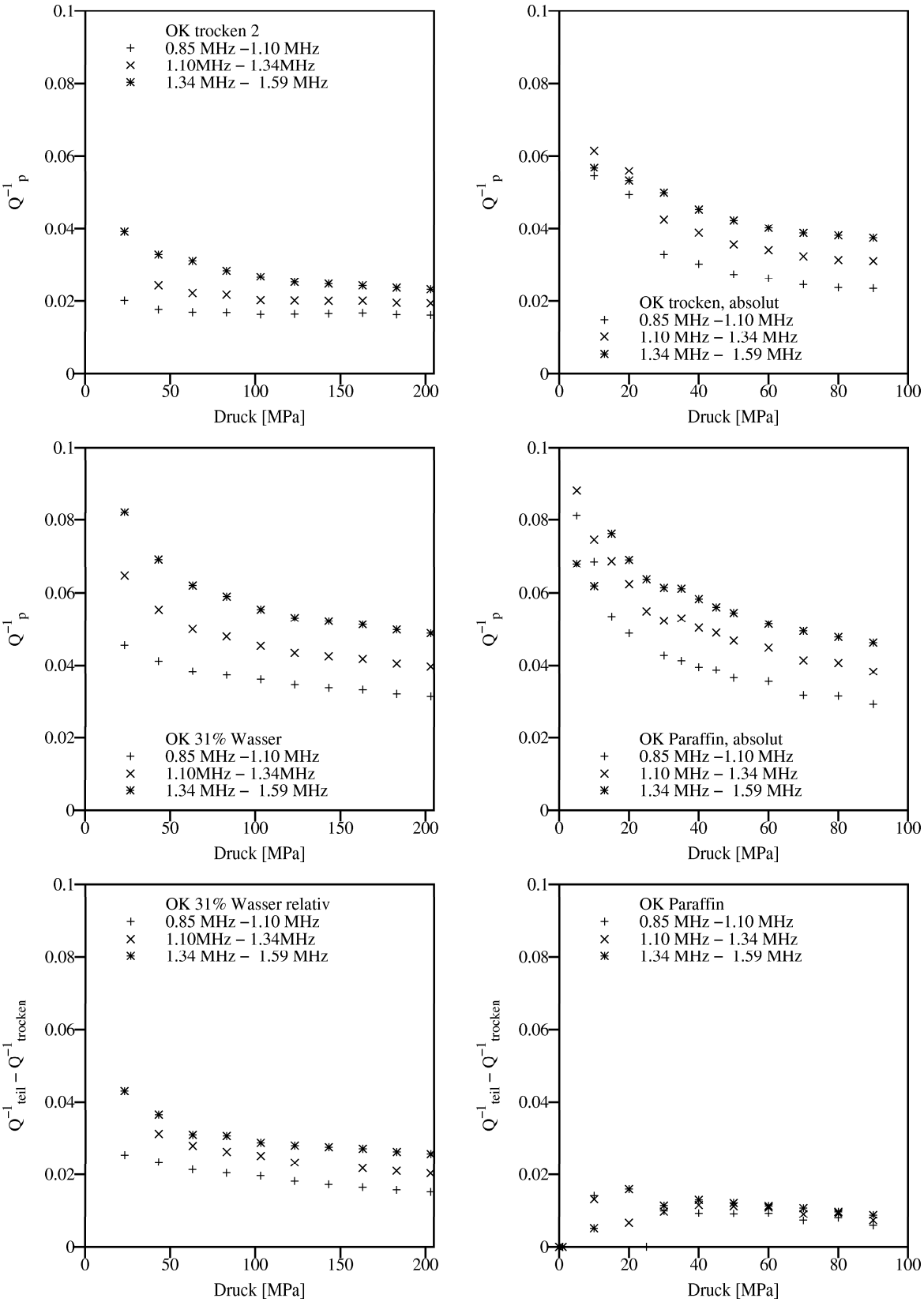

Abbildung B.16: Einfluß der Wahl des Frequenzfensters am Beispiel des Obernkirchner Sandsteins.

Literaturverzeichnis

[1] Berkhout, A. J. , 1987. Seismic Exploration - Advances in Exploration Geophysics, Vol. 1: Applied seismic wave theory, Laboratory of Seismics and Acoustics, Delft University ofTechnology, Delft, The Netherlands

[2] Berryman, James, G. 1980. Confirmation of Biot's Theory, Appl. Phys. Lett. 37, 382-384.

[3] Berryman, James, G. 1988. Seismic Wave Attenuation in Fluid-Saturated Porous Media, Pageoph, Vol. 128, No 1/2.

[4] Best, A. I. und M. S. Sams, 1997, Compressional wave velocity and attenuation in near surface sedimentary rocks, Geophys. Prosp. Vol 45, Nr.2, 327 - 344.

[5] Best, A. I., 1997, The effect on ultrasonic velocity and attenuation in near surface sedimentary rocks, Geophys. Prosp. Vol 45, Nr.2, p 345-364.

[6] Biot, M. A.,1941. General Theory of Three-Dimensional Consolidation. J. of Appl. Mech., 12, 155-164

[7] Biot, M. A., 1956. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. I. Low-Frequency Range: J. Acoust. Soc. Am., 28,168-178.

[8] Biot, M. A., 1956. Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid. II. Higher Frequency Range: J. Acoust. Soc. Am., 28,179-191.

[9] Biot, M. A. and Willis, D.G. ,1957. The Elastic Coefficients of the Theory of Consolidation, J. of Appl. Mech., 24, 594-601

[10] Biot, M. A.,1962. Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in a Porous Medium, J. of Appl. Physics., 33, 1482-1498

[11] Biot, M. A.,1973. Nonlinear and semilinear Rheology of Porous Solids, J. of Geophysical Res., 78, 4924-4937

[12] Bourbié, Thierry, Coussy, Olivier and Zinszner, Bernhardt 1987. Acoustics of porous media, Édition Technip, Paris.

[13] Burkhardt, H., Paffenholz, J. und Schütt, R., 1986. Measurements of Q on natural rock samples in different frequency ranges. In: Absorption of seismic waves, DGMK-Projekt 254, German Soc. for Petroleum Sciences and Coal Chemistry, Hamburg.

[14] Burkhardt, H. 1986. Absorption seismischer Wellen: Bestimmungsmöglichkeiten und mögliche Nutzung. In: Seismik auf neuen Wegen, 6. Mintropseminar, 1986. Deutsche Vereinigung der Erdölgeologen und Erdölingenieure e.V. (DVGI) - Fachausschuß Geophysik, Celle.

[15] Burkhardt, H., R. Mörig and R. Schütt, 1990. Experimental and theoretical investigations of seismic wave absorption mechanisms in sedimentary rocks. In: Application of Absorption of Seismic Waves in Hydrocarbon Exploration, DGMK-report 386, 141-199, German Soc. for Petroleum Sciences and Coal Chemistry, Hamburg.

[16] Burkhardt, H., R. Mörig and R. Schütt, 1992. Laboratory investigations on rock samples to establish further fundamentals for the lithological interpretation of seismic measurements. In: Evaluation of Lithologic Parameters in Hydrocarbon Reservoirs by Simultaneous Application of Compressional and Shear Waves, DGMK-report, 397, 241-279, German Soc. for Petroleum Sciences and Coal Chemistry, Hamburg.

[17] Busch, Karl-Franz, Ludwig Luckner und Klaus Tiemer, 1993. Lehrbuch der Hydrogeologie, Band 3, Geohydraulik, Gebrüder Bornträger, Berlin, Stuttgart.

[18] Cadoret, Thierry, Marion, D. and Zinszner, Bernhard, 1995. Influence of frequenzy and fluid distribution on elastic wave velocities in partially saturated limestones, J. Geophys. Res. 100, 882-894.

[19] Cadoret, Thierry, Mavko, Gary and Zinszner, Bernhard, 1998. Fluid distribution effect on sonic attenuation in partially saturated limestones, Geophysics, Vol. 63. No. 1, 154-160.

[20] Cheng, Hon Chuen and M. Nafi Toksöz, 1979. Inversion of seismic velocities for the pore aspect ratio spectrum of a rock, J. Geophys. Res. Vol. 84, No . B13, 7533-7543

[21] Debschütz, W., Schopper, J. R., 1987. Verdampfungsmessungen als Informationsquelle über Haftsättigung, innere Oberfläche und Porengrößenverteilung in Gesteinen, KTB Report, 87-2:67-87.

[22] Debschütz, Wolfgang G., 1995. Hydraulische Untersuchungen an Sediment- und Kristallingesteinen unter variablen hydro- und lithostatischen Druckbedingungen: Trennung strömungscharakterisierender Kenngrößen und Korrelation mit anderen petrophysikalischen Größen. Dissertation, Universität Clausthal, Clausthal-Zellerfeld.

[23] Domenico S. N. , 1977. Elastic properties of unconsolidated porous sand reservoirs, Geophysics, Vol. 42, No. 7, 1339 -1368

[24] Diallo, Mamadou Sanou, 2000, Acoustic waves attenuation and velocity dispersion in fluid-filles porous media: Theoretical and experimental investigations, Dissertation, Tübingen.

[25] Dutta N. C. and Odé, 1979, Attenuation and dispersion of compessional waves in fluid-filled porous rocks with partial gas saturation (White model)- Part I: Biot Theory, Geophysics, Vol. 44, No. 11, 1777-1788.

[26] Dutta N. C. and Seriff, 1979, On White's model of attenuation in rocks with partial gas saturation, Geophysics, Vol. 44, No. 11, 1806-1812.

[27] Dvorkin, J., Nolen-Hoeksema, R., and Nur, A. 1994. The Squirt-flow mechanism: macroscopic description. Geophys., 59, 428-438.

[28] Dvorkin, J. and Nur, A. 1993. Dynamic poroelasticity: A unified model with the squirt and the Biot mechanisms. Geophys., Vol. 58, 524-533.

[29] Dvorkin, Jack, Nur, Amos and Chaika, Caren, 1996. Stress sensitivity of sandstones, Geophysics, Vol 61, No 2., 444-455.

[30] Endres, A und R. J. Knight, 1997: Incorporating pore geometrie and fluid pressure communication into modelling the elastic behavior of porous rocks, Geophysics, Vol 62, No. 1, 106-117

[31] Engelhard, 1986. Determination of the attenuation of seismic waves from actual field-data, as well as considerations to fundamental questions from model- and laboratory measurments. In: Absorption of seismic waves, DGMK-Projekt 254, German Soc. for Petroleum Sciences and Coal Chemistry, Hamburg.

[32] Gassmann, F. 1951, Über die Elastizität poröser Medien. Vierteljahresschrift d. Naturf. Ges. Zürich. Jahrg. 96, Heft 1.

[33] Hatch, J.E. (Editor), 1994, Aluminium, Properties and Physical Metallurgy, American Society for Metals, Metals Park, Ohio.

[34] Hoffmann, Karl, 1987, Eine Einführung in die Technik des Messens mit Dehnmeßstreifen., Herausgeber: Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH, Darmstadt.

[35] Johnson, David Linton and Thomas J. Plona, 1982. Acoustic slow waves and consolidation transition, J. Acoust. Soc. Am. Vol. 72, No. 2.

[36] Johnston, D. H., M. N. Toksöz and A. Timur, 1979. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: II Mechanisms, Geophysics, Vol. 44, No. 4, 691-711.

[37] Johnston, D. H. und M. N. Toksöz, (Eds.), 1981. Seismic wave attenuation, Geophysics reprint series No. 2., Soc. Explor. Geophys., Tulsa.

[38] Lebedev, E.B., Ryzhenko, B.N., Dorfman, A.M., Zebrin, S.R., Sokolova, N.T., Burkhardt, H., Mörig, R. and A.-M. Wulff, 1996. Influence of fluids on the elastic properties of sandstone at high pressure and temperature. Geophys. Res. Letters, 23, 3115-3118.

[39] Kelder, O. and Smeulders, D. M. J., 1997. Observation of the Biot slow wave in water-saturated Nivelsteiner Sandstone. Geophysics, Vol. 62, No. 6, 1794-1796.

[40] King, M. S., Marsden J. R. and Dennis J.W., 2000. Biot dispersion for P- and S-wave velocities in partially and fully saturated sandstones. Geophys. Prospecting, 48, 1075-1089.

[41] Knight, Rosemary, Dvorkin, Jack and Nur, Amos, 1998. Acoustic signatures of partial saturation, Geophysics Vol. 63, No.1 132-138.

[42] Knight, Rosemary and Nolen-Hoeksema, Richard, 1990. A laboratory study of the dependence of elastic wave velocities on pore scale fluid distribution, Geophysical Research letters, Vol. 17, No. 10, 1529-1532.

[43] Küempel, H.-J 1989. Verformung in der Umgebung von Brunnen. Habilitationsschrift, Kiel.

[44] Kuster, Guy, T. und Toksöz, M. Nafi, 1974. Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media: Part I. Theoretical Formulations, Geophysics, Vol. 39, No. 5, 587-606.

[45] Mavko, Gary and Jizba, Diane, 1991. Estimating grain-scale fluid effects on velocity dispersion in rocks, Geophysics, Vol. 56, No. 12, 1940-1949.

[46] Mavko, Gary and Nolen-Hoeksema, Richard, 1993. Estimating seismic velocities at ultrasonic frequencies in partially saturated rocks, Geophysics Vol. 59, No. 2 252-258.

[47] Mavko, Gary, Mukerji, Tapan and Dvorkin, Jack, 1998. The rock physics handbook: tools for seismic analysis in pourous media. Cambridge University Press, New York.

[48] Mavko, Gary, and Mukerji, Tapan, 1998. Bounds on low-frequency seismic velocities in partially saturated rocks. Geophysics, Vol. 63, No. 3, 918-924.

[49] Merkulova, V. M., 1966. The frequency dependence of the damping of ultrasound in rock in the megacycle region. Earth Physics, No. 8, 47-60.

[50] Mörig, Rainer, 1993. Zusammenhang von seismischen und lithologischen Parametern sedimentärer Festgesteine. Dissertation, VWF, Berlin.

[51] Murphy, William F. III, 1982. Effects of partial water saturation on attenuation in Massilon sandstone and Vycor porous glass. J. Acoust. Soc. Am. **71**(6) 1458-1468.

[52] Murphy, William F. III, 1984. Acoustic measures of partial gas saturation in tight sandstones, Journal of Geophysical Research, Vol. 89, No. B13, 11 549-11 559.

[53] Murphy, William F. III, Winkler, Kenneth W. and Kleinberg, Robert L., 1986. Acoustic relaxation in sedimentary rocks: Dependence on grain contact and fluid saturation, Geophysics, Vol. 51, No. 3 757-766.

[54] Paffenholz, J., 1986. Bestimmung der Absorption natürlicher Sedimentgesteinsproben im seismischen Frequenz- und Amplitudenbereich. Dissertation, Berlin.

[55] Parra, J. O. 1997. The transversly isotropic poroelastic wave equation including the Biot and the squirt mechanisms: Theory and application. Geophysics, Vol. 62, 302-318.

[56] Prasad, Manika and Manghnani, Murli H. 1997: Effects of pore and differential pressure on compressional Wave velocity and quality factor in Berea and Michigan sandstones. Geophysics, Vol. 62, No 4., 1163-1176.

[57] Sams, M. S. J. P. Neep, M. H. Worthington, 1997. The measurement of velocity dispersion and frequency-dependent intrinsic attenuation in sedimentary rocks, Geophyics. Vol. 62, No. 5, 1456-1464.

[58] Schiffman, R. L., 1970. The Stress components of a Porous Medium J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 20, 4035-4038.

[59] Schön, J., 1983. Petrophysik, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.

[60] Schön, J., 1997. PHYSICAL PROPERTIES OF ROCKS: Fundamentals and Principles of Petrophysics, H.G.E, Vol.28, Elsevier.

[61] Schopper J.R. und L. Riepe, 1986. Experimental und theoretical petrophysical investigations on relations between the inelastic absorption in porous rocks and other petrophysical and reservoir parameters, in Burkhardt, H., J. Paffenholz und R. Schütt, Herausgeber: DGMK-Projekt 254, Absorption of seismic waves, Deutsche Gesellschaft für Mineralölwissenschaft und Kohlechemie (DGMK), Hamburg.

[62] Schütt, Rainer, 1992. Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Dämpfung und Geschwindigkeiten von Kompressions- und Scherwellen in Sedimentgesteinen bei Ultraschallfrequenzen, Dissertation, Berlin.

[63] Sellmann., C, 1990. Bestimmung der vollständigen Porenradienverteilung natürlicher Gesteine. Diplom-Arbeit, TU Clausthal.

[64] Smoltczyk, U., 1990. Studienunterlagen Bodenmechanik und Grundbau, Institut für Geotechnik, Universität Stuttgart.

[65] Stübel, Günter und Siegfried H. Zimmer, 1991. Lexikon der Minerale. Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart.

[66] Sommer, Jürgen, 1979. Der Einfluß der Bildung fluider Phasen in natürlichen Gesteinen auf das Ausbreitungsverhalten elastischer Wellen, Dissertation, TU-Clausthal.

[67] Stoll, Robert, D., 1977. Acoustic Waves in Ocean Sediments, Geophysics, Vol.42, No.4.

[68] Takeuchi,H. & Saito,M., 1972. Seismic Surface Waves. In: Methods in computational Physics, Vol. 11, Seismology: Surface Waves and Earth Oscillations (Hrsg. Bolt, B.A.), 217-295, Academic Press, New York.

[69] Tao G., King, M. S., and Nabi-Bidhendi M., 1995. Ultrasonic wave propagation in dry and brine-saturated sandstones as a function of effective stress: Laboratory measurements and modelling, Geophysical prospecting , Vol. 42. No. 3, 299-328.

[70] Teßmer, Gisa, 1984. Das Verhältnis v_p/v_s als diagnostischer Parameter in der Prospektionsseismik, Diplomarbeit, Universität Hamburg.

[71] Toksöz, M. N., D. H. Johnston and A. Timur, 1979. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: I Laboratory Measurements, Geophysics, Vol. 44, No. 4.

[72] Toksöz, M. Nafi und Johnston, David H. (Editors), 1981. Seismic Wave Attenuation, Society of Exploration Geophysics, Tusla, Oklahoma

[73] Vernik, Lev, 1996. Predicting porosity from acoustic velocities in siliciclastics: A new look, Geophysics, Vol 62, No. 1, p. 118-128.

[74] White, J. E. 1966. Static friction as a source of seismic attenuation, Geophysics, Vol. XXXI, No. 2.

[75] White, J. E. 1975. Computed seismic speeds and attenuation in rocks with partial gas saturation, Geophysics, Vol 40, No 2. P 224-232.

[76] White, J. E. 1986. Biot-Gardener theory of extensional waves in porous rods, Geophysics, Vol. 51, No. 3, 742-745.

[77] Winkler, Kenneth, W., 1985. Dispersion analysis of velocity and attenuation in Berea Sandstone, Journal of Geophysical Research, Vol. 90, No. B8, 6793-6800.

[78] Winkler, Kenneth, W. and Murphy, William F. III, 1995. Acoustic velocitiy and attenuation in porous rocks, in Rock Physics and Phase Relations, A Handbook of Physical Constants, AGU Reference Shelf 3. American Geophys. Union.

[79] Witka, Thomas, 1992. Bestimmung der Absorption von seismischen Wellen an Proben natürlicher Sedimentgesteine im akustischen Frequenzbereich. Dissertation, Berlin.

[80] Wulff, Angelika, 1995. Absorptionsmechanismen bei Ultraschallwellen in fluidhaltigen Sandsteinen unter verschiedenen Druckbedingungen. Dissertation, Berlin, Berliner Geowissenschaftl. Abhandlungen.

[81] Wulff, Angelika, M. and Burkhardt, H., 1996. The influence of local fluid flow and the microstructur on elastic and anelastic rock properties, Surveys in Geophysics **17**, 347-360.

[82] Wulff, Angelika, M. and Burkhardt, H., 1997. Mechanisms affecting ultrasonic wave propagation in fluid-containing sandstones under high hydrostatic pressure, Journal of Gephysical Research, Vol. 102, No. B2, 3043-3050.

[83] Yamamoto, Tokuo, Thomas Nye and Murat Kuru, 1995. Imaging the permeability structure of a limestone aquifer by crosswell acoustic tomography. Geophysics, Vol. 60, No. 6, P. 1634-1644.

[84] Yu, Gang, Keeva Vozoff and David W. Durney, 1993, The influence of confining pressure and water saturation on dynamic elastic properties of some Permian coals. Geophysics, Vol. 58, No. 1, P. 30-38.

Lebenslauf

Name:	Sibylle Irene Mayr
Adresse (dienstlich):	Angewandte Geophysik, TU Berlin, Sekr. ACK 2
	Ackerstraße 72 - 76, D - 13355 Berlin
e-mail:	s.mayr@tu-berlin.de
Geburtsdatum:	04.05.1965
Geburtsort:	Braunau am Inn/Österreich
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch
1971 - 1975	Besuch der Grundschule in Untermünkheim bei Schwäbisch Hall und Degerschlacht bei Reutlingen
1975 - 1985	Besuch des Evang. Heidehof-Gymnasiums Stuttgart
Juni 1985	Abschluß der Schulzeit durch Erwerb des Abiturs
Sept. 1985 - Feb. 1986	Praktikum im Entwicklungsinstitut für Gießerei und Bautechnik in Stuttgart
März 1986 - Aug. 1986	Studium der Mathematik an der Fachhochschule für Technik Stuttgart
Sept. 1986 - Nov. 1993	Studium der Physik mit den Vertiefungsfächern Geophysik und Relativitätstheorie an der Universität Stuttgart
Mai 1990 - Juli 1991	wissenschaftliche Hilfskraft im physikalischen
Nov. 1991 - Jan. 1992	Anfängerpraktikum an der Universität Stuttgart
Nov. 1992 - Dez. 1992	wissenschaftliche Hilfskraft
und Juli 1993	am Institut für Geophysik der Universität Stuttgart
Sept. 1992 - Nov. 1993	Diplomarbeit mit dem Thema: „Untersuchung des elastischen Verhaltens poröser Lockergesteine bei statischer Belastung“ am Institut für Geophysik der Universität Stuttgart
Feb. 1994 - April 1994	Aushilfstätigkeit bei der HONEYWELL AG, Stuttgart
März 1994 - Mai 1994	geprüfte wissenschaftliche Hilfskraft am Fraunhofer-Institut für Bauphysik, Stuttgart
Sept. 1994 - April 1995	wissenschaftliche Angestellte am Institut für Geotechnik, Stuttgart
Nov. 1995 - Okt. 2000	wissenschaftliche Mitarbeiterin mit Lehraufgaben am Fachgebiet Angewandte Geophysik, TU-Berlin
Seit Juli 2001	wissenschaftliche Mitarbeiterin am Fachgebiet Angewandte Geophysik, TU-Berlin