

**Quantitative Untersuchung zur Mikrorissigkeit aus
akustischen Gesteinseigenschaften am Beispiel von Steinsalz
und Anhydrit**

vorgelegt von
Diplom Geophysiker
Ulrich Zimmer
aus Plettenberg

Von der Fakultät VI – Bauingenieurwesen und Angewandte Geowissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat. -
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Gerhard Franz
Berichter: Prof. Dr. Ugur Yaramanci
Berichter: Prof. Dr. Hans Burkhardt
Berichter: Prof. Dr. Hartmut Kern

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 19.12.2000

Berlin 2001
D83

Danksagung

Bei der Erstellung der Arbeit haben mich viele Kollegen mit ihrem fachlichen Rat sowie bei der praktischen Durchführung der Experimente unterstützt.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. U. Yaramanci für die Stellung des Themas und besonders für die geduldige und fachlich sehr anregende Betreuung während der letzten Jahre. Herrn Prof. Dr. H. Burkhardt, Herrn Prof. Dr. H. Kern und Herrn Dr. Till Popp danke ich für ihre zahlreichen und überaus konstruktiven Änderungsvorschlägen, die zu einer Verbesserung der Gesamtdarstellung der Ergebnisse geführt haben. Herrn Prof. Dr. G. Franz für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) GmbH und insbesondere Dr. Brewitz, Herrn Tilmann Rothfuchs und Dr. Rüdiger Mieke danke ich für die Möglichkeit zur Benutzung der geotechnischen Versuchseinrichtungen am Standort Braunschweig. Herrn Klaus Wieczorek danke ich für zahlreiche fachliche Diskussionen, die vielen wertvollen Hinweise zum Thema Steinsalz, sowie für die Einführung in die Finite-Element-Modellierung. Bei der praktischen Durchführung der Experimente haben mich die Mitglieder der Arbeitsgruppe Geotechnik unterstützt. Insbesondere danke ich Herrn Lothar Hartwig für die Präparation zahlreicher Proben, und Herrn Jürgen Müller für die Hilfe bei der Bedienung der geotechnischen Laboreinrichtungen. Ein Großteil des Versuchsstandes wurde im Rahmen des GRS-Projektes „Bariton“ aufgebaut und ich danke dem Projektleiter, Herrn Dr. Dieter Flach, für die Möglichkeit zur Benutzung der Geräte.

Frau Marianne Schwarzianeck danke ich herzlichst für die Durchsicht des gesamten Manuskriptes. Frau Rita Krause hat die hoffentlich letzten Zeichen- und Rechtschreibfehler in den überarbeiteten Teilen ausgemerzt. Vielen Dank dafür. Frau Marianne Gresner und Herrn Prof. Dr. Gies danke ich für die Bereitstellung des Auswerteprogramms DIANA.

Zusammenfassung

1. Aus der vorhandenen Literatur lassen sich Mittelwerte für die seismischen Geschwindigkeiten dynamisch von Steinsalz und Anhydrit in intaktem Zustand ableiten.
2. Bisher gibt es auch in der Fachliteratur keine systematischen Untersuchungen zum quantitativen Zusammenhang zwischen Reißdichte, Korngröße und dynamisch elastischen Eigenschaften von Steinsalz und Anhydrit.
3. Der Wissensstand der dynamisch elastischen Eigenschaften von Hauptanhydrit beschränkt sich auf einige in-situ Werte und vereinzelte Laboruntersuchungen.
4. Die Reißbildung in Steinsalz und Anhydrit kann auch an Laborproben mit Hilfe von Schallemissionstechniken effektiv verfolgt werden.
5. Zur Vorhersage von Reißentstehung bei einaxialer Belastung sind die vorhandenen Dilatanzkriterien nur bedingt geeignet.
6. In Steinsalz ist es möglich, aufgelockerte Korngrenzen durch Einfärbung mit Rodamin-B und Ethanol zu visualisieren.
7. Die Bestimmung der Dämpfung (Q-Faktor) ist unter Laborbedingungen mit einem so großen Fehler behaftet, daß eine quantitative Auswertung oft nicht möglich ist.
8. Polarisationsabhängige Scherwelleneigenschaften können im Steinsalz mit Kornausrichtungen korreliert werden.
9. Das Modell nach Hudson kann zur quantitativen Abschätzung der Reißdichten aus den seismischen Eigenschaften auf reale Salzgesteine angewendet werden.
10. Verschiebungen der Signalfrequenz aufgrund nicht-linearer Übertragungseigenschaften konnten nicht beobachtet werden.
11. Der im Zeitbereich bestimmte nicht-lineare Anteil der seismischen Übertragungsfunktion reagiert bei kleinen Reißdichten empfindlich auf Gesteinsveränderungen. Bei höheren Reißdichten verliert er durch Interferenzen seine Aussagekraft.

Summary

1. From the existing literature average values for the seismic velocities for rocksalt and anhydrite can be derived.
2. Up to date there exists no systematic investigation on the quantitative relation between crack density, core size, and dynamic elastic properties of rocksalt and anhydrite
3. So far only a few values measured on laboratory samples and in-situ of the dynamic elastic properties of main anhydrite are published.
4. The crack propagation in rocksalt and anhydrite can be effectively monitored through acoustic emission techniques.
5. The existing models to describe dilatancy are of limited use to predict crack formation.
6. In rocksalt it is possible to visualize core boundaries through staining with Rodamin B in Ethanol.
7. The determination of attenuation (Q-factor) in the laboratory is not possible with the required resolution to allow quantitative interpretation.
8. Shear wave properties for different polarisation angles can be correlated with preferred core extensions in rocksalt.
9. The Hudson model can be applied for the quantitative determination of crack densities in natural salt rocks from their seismic properties.
10. Detuning effects due to non-linear peeterites of the seismic transfer function are not observed.
11. The non-linear part of the seismic transfer function determined in the time domain is sensitive to changes in the rock matrix at small crack densities. At higher crack densities, this parameter becomes meaningless due to signal interferences.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Genese von Salzlagerstätten sowie elastische und mechanische Eigenschaften von Salzgesteinen	11
2.1	Entstehung von Steinsalz und Anhydrit	11
2.2	Dynamisch / Statische Elastizitätsparameter	15
2.3	Steinsalz	18
2.4	Anhydrit	35
2.5	Weitere Salzgesteine	37
2.6	Bewertung der bisherigen Messungen	41
3	Eigenschaften elastischer Wellen	43
3.1	Isotrope Medien	43
3.2	Anisotrope Medien	45
3.3	P-/S-Wellendämpfung	48
3.4	Nicht-Lineare Eigenschaften	52
3.4.1	„DETUNING“-EFFEKT	52
3.4.2	VOLTERRA-REIHE	55
4	Petrophysikalische Modelle für geringporöse Gesteine	61
4.1	Das Modell nach Hudson	63
4.1.1	GESCHWINDIGKEITEN	64
4.1.2	DÄMPFUNG	67
4.1.3	ZUSAMMENFASSUNG DER MODELLAUSSAGEN	70
4.2	Direkter Vergleich der Reißprognosen von verschiedenen Modellen	75
5	Akustische Eigenschaften bei verschiedenen Reißdichten	77
5.1	Erzeugung und Erfassung verschiedener Reißdichten	78
5.1.1	DILATANZKRITERIEN	78
5.1.2	THERMISCHE BELASTUNG	79

5.1.3	EINAXIALE BELASTUNG	82
5.1.4	MESSUNG DER SCHALLEMISSIONEN	84
5.1.5	DIREKTE RIBBESTIMMUNG	86
5.2	Meß- und Auswerteverfahren zur Bestimmung der elastischen Eigenschaften	94
5.2.1	„ZONE OF INFLUENCE“	95
5.2.2	VERSUCHSAUFBAU	95
5.2.3	P-/S-WELLENGESCHWINDIGKEITEN UND -DÄMPFUNGEN	97
5.2.4	SCHERWELLEN-„SPLITTING“	100
5.3	Experimentelle Untersuchungen an Steinsalz	101
5.3.1	PROBENBESCHREIBUNG	103
5.3.2	UNBELASTETE KERNPROBEN	104
5.3.3	DRUCKABHÄNGIGKEIT	113
5.3.4	STEINSALZQUADER	122
5.3.5	LOKALE ERHITZUNG EINES STEINSALZWÜRFELS	140
5.3.6	ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN AN STEINSALZPROBEN	146
5.4	Experimentelle Untersuchungen an Anhydrit	148
5.4.1	PROBENBESCHREIBUNG	148
5.4.2	ANHYDRITPROBEN UNTER EINAXIALEM DRUCK	149
5.4.3	ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE DER UNTERSUCHUNGEN AN ANHYDRITPROBEN	162
6	Diskussion	165
7	Zusammenfassung	169
8	Anhänge	173
8.1	Das Modell nach Kuster, Toksöz	173
8.2	Das Modell nach O’Connell, Budiansky	175
8.3	Kornbilder und Häufigkeitsverteilungen von verschiedenen Steinsalzproben	177
9	Literaturverzeichnis	181
10	Lebenslauf	189

Symbolverzeichnis

E:	Elastizitätsmodul
v_p :	P-Wellengeschwindigkeit
v_s :	S-Wellengeschwindigkeit
χ :	Poissonzahl
\bar{y} :	Wellenamplitude
t:	Zeit
\bar{x} :	Ortsvektor
\bar{x}_0 :	Ortsvektor zum Ursprung
t_0 :	Nullzeit
α :	Absorptionskoeffizient
ω :	Kreisfrequenz
K:	Kompressionsmodul
μ :	Schermodul
λ, μ :	Lamé-Parameter
L:	Wellenlänge
ε :	Dehnung
σ :	Spannung
Σ :	Wellenenergie
C:	Tensor der elastischen Eigenschaften
c:	Phasengeschwindigkeit
Λ :	Dämpfungsbedingte Phasenverschiebung
\bar{u} :	Verschiebungsvektor
x_i :	Komponenten des Richtungsvektors
ρ :	Dichte
Q:	Qualitäts- (Q-) Faktor
τ :	Signallaufzeit
f:	Frequenz
\vec{k} :	Wellenvektor
A:	Ausgangsamplitude
${}_n y$:	n-te Komponente der Volterra-Reihe
h_n :	Übertragungsfunktion n-ter Ordnung (Impulsantwort)

Ξ_n :	Übertragungsfunktion n-ter Ordnung (Sprungantwort)
a_m :	Amplitude im m-ten Durchschallungsexperiment
v :	Risskonzentration ($=N/V$)
N :	Rissanzahl
V :	Referenzvolumen
a :	Rißradius
v_{P0} :	P-Wellengeschwindigkeit der Gesteinsmatrix
v_{S0} :	S-Wellengeschwindigkeit der Gesteinsmatrix
Θ :	Winkel zwischen Rißnormale und Einfallrichtung der Welle beim Hudson-Modell
v_{SV} :	Geschwindigkeit der vertikal polarisierten Scherwelle
v_{SH} :	Geschwindigkeit der horizontal polarisierten Scherwelle
Φ :	Porosität
V_{por} :	Porositätsvolumen
V_g :	Gesamtvolumen
β :	Achsenverhältnis b_3/b_1
b_i :	:Halbachsen eines Ellipsoid ($i=1,2,3$)
h :	Dicke eines scheibenförmigen Risses
\vec{n} :	Rißnormale
Q_{SH} :	Qualitätsfaktor der horizontal polarisierten Scherwelle
Q_{SV} :	Qualitätsfaktor der vertikal polarisierten Scherwelle
κ', μ' :	Kompressions-, Schermodul der Rissfüllung ($= 0$ für trockene Risse)
v_{Pm} :	P-Wellengeschwindigkeit der aufgelockerten Matrix (zufallsverteilte Risse)
v_{Sm} :	S-Wellengeschwindigkeit der aufgelockerten Matrix (zufallsverteilte Risse)
λ_m, μ_m :	Lamé-Parameter der aufgelockerten Matrix (zufallsverteilte Risse)
SC:	Elastische Parameter nach dem selbstkonsistenten Modell von O'Connell, Budiansky
T:	Zeitverschiebung
M:	Parameter zur qualitativen Beurteilung der Nichtlinearität der Übertragungsfunktion
R:	Radius der Kernproben

1 Einleitung

Zur Sicherung der weltweiten Energieversorgung liefert derzeit neben den fossilen Brennstoffen Erdgas, Erdöl und Kohle die Kernenergie einen wichtigen Beitrag. In Deutschland wird ca. 1/3 des Energiebedarfs mit Kernenergie gedeckt (*Deutsches Atomforum (Hrsg), 1995*). Bei der Kernspaltung entstehen allerdings radioaktive und wärmeproduzierende Abfallprodukte, die wegen ihrer toxischen Wirkung auf die Umwelt eine spezielle Lagerung erfordern. Neben schwach- und mittelaktivem Material stellt der hoch radioaktive, wärmeproduzierende Abfall („High-Active-Waste“ (HAW)) der Brennstoffaufbereitung hohe Anforderungen an die Endlagerung. Die Radioaktivität der Abfallstoffe stellt über lange Zeiträume eine potentielle Gefährdung der Umwelt dar und erfordert deshalb ein Konzept zur sicheren Aufbewahrung für mehrere tausend Jahre.

In Deutschland, wie auch weltweit, wird zur Zeit die Endlagerung radioaktiver und auch chemisch-toxischer Abfälle in tiefen geologischen Formationen favorisiert. Die überwiegende Anzahl der Konzepte zur Endlagerung beinhaltet den Bau untertägiger Hohlräume in einem niedrigporösen und niedrigpermeablen Gestein. In diese Hohlräume werden die Abfallgebände während der Betriebsphase des Endlagers eingelagert. Die Resthohlräume um die Abfälle werden verfüllt, um die natürliche Barrierewirkung des umgebenden Gebirges nicht zu unterlaufen. Während der Stilllegungsphase eines Endlagers werden sämtliche verbleibenden Hohlräume, einschließlich der Zugangsschächte, verfüllt.

Für die Eignung von Steinsalz als Wirtsgestein für HAW gibt es viele Argumente. Unter natürlichen Lagerungsbedingungen besitzt Steinsalz eine sehr geringe Durchlässigkeit gegenüber Gasen und Flüssigkeiten ($k_f < 10^{-20} \text{ m}^2$), eine hohe Wärmeleitfähigkeit (5.6 W/mK bei 20°C, 3 W/mK bei 200°C, *Gies et al., 1981*) sowie viskoplastische Eigenschaften, wodurch Hohlräume im Gebirge geschlossen werden können. Neben diesen günstigen physikalischen Eigenschaften ist sein häufiges Auftreten ein weiterer Grund in Deutschland, Steinsalz als mögliches Wirtsgestein intensiv zu untersuchen (*Dreyer, 1974*). In Norddeutschland kommen viele Salzlagerstätten in Form von Salzstöcken, Salzmauern oder in flacher Lagerung vor. Aufgrund der Entstehung von Salzablagerungen durch das Eindampfen von Meerwasser dominiert in vielen Salzformationen das Mineral Halit (NaCl). Zusätzlich enthält eine Salzlagerstätte wei-

tere Mineralien, wie z. B. Gips, Anhydrit und Kalisalze, deren elastischen Eigenschaften sich zum Teil erheblich voneinander unterscheiden.

Problemstellung

Risse und Auflockerungen spielen bei der Beurteilung der Dichtwirkung natürlicher und künstlicher Barrieren in einem Endlager eine große Rolle, da sie die Durchlässigkeit eines Gesteins gegenüber Gasen und Fluiden entscheidend beeinflussen können. Ein Verfahren zur quantitativen Bestimmung der Risse in situ wäre demnach zur Beurteilung des Gesteinszustandes sehr hilfreich. Risse und Auflockerungen beeinflussen die elastischen Eigenschaften von Gesteinen (z. B. *Spetzler, 1978, Sayers, 1988, Rummel, Alheid, Frohn, 1978, Moustachi, Thimus, 1997, Mörig, 1993, Huang, Chang, Yang, 1995, Popp, 1994, Young, Bostock, Hutchins, Mottahed, 1987, Jung, Ibrahim, Borns, 1991, Groenenboom, Fokkema, 1998*). Mit Hilfe elastischer Wellen lassen sich die dynamisch elastischen Eigenschaften eines Gesteins integral über eine Messstrecke zerstörungsfrei bestimmen. Zur Korrelation elastischer Eigenschaften mit der Rissdichte im Gestein existieren verschiedene Modelle, deren quantitative Anwendbarkeit auf reale Salzgesteine bisher nicht überprüft wurde. Ziel dieser Arbeit ist daher die Bestimmung der elastischen Eigenschaften von Steinsalz und Anhydrit bei verschiedenen Rissdichten, sowie die Überprüfung petrophysikalischer Modellvorstellungen hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit auf diese Salzgesteine. Im Wesentlichen wird dabei die Rissdichte des Gesteins untersucht. Obwohl eine erhöhte Rissdichte meistens eine erhöhte Permeabilität bedeutet, beeinflussen weitere Parameter, wie Durchtrennungsgrad, Rissausrichtung und Öffnungsweite der Risse, die Gesteinspermeabilität. Es ist daher nicht zu erwarten, dass allein aus einer quantitativen Bestimmung der Rissdichte so endlagerrelevante Eigenschaften wie die Gesteinspermeabilität direkt ableitbar sind. Einige Laboruntersuchungen an Steinsalzproben bei gleichzeitiger Messung der seismischen Eigenschaften sowie der Permeabilität von Steinsalz (*Popp, Kern, 1998*) zeigen, dass offenbar zumindest eine qualitative Korrelation zwischen folgenden Parametern besteht: **niedrige Ultraschallgeschwindigkeiten = Dilatanz, Auflockerung = Permeabilität**. Aber auch hier gilt, dass die Wegsamkeiten in einem Gestein aus der Interkonnektierbarkeit des Porenraums resultieren und Dilatanz, wie sie über die Ultraschallgeschwindigkeiten detektiert wird, als integrale Messgröße nur die Veränderung des Gesamtporenraums umfasst.

2 Genese von Salzlagerstätten sowie elastische und mechanische Eigenschaften von Salzgesteinen

Salzgesteine wie Steinsalz und Anhydrit sind seit geraumer Zeit Gegenstand intensiver Forschung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in den letzten ca. 50 Jahren, neben der Gewinnung von Salz als Rohstoff für die chemische Industrie und als Nahrungsmittel, andere Anwendungen für Salzlagerstätten entwickelt worden sind. Heute werden weltweit Salzformationen als Wirtsgestein für unterirdische Gasspeicher genutzt. Darüber hinaus wird die Eignung von Salzgesteinen für die Endlagerung radioaktiver und chemisch-toxischer Abfälle erforscht. Zur geophysikalischen Erkundung von Salzlagerstätten und zur kleinräumigen qualitativen Beurteilung der Gesteinsintegrität werden die elastischen Eigenschaften von Salzgesteinen verwendet.

Im Folgenden werden zunächst die wichtigsten Salzgesteine hinsichtlich ihrer Herkunft und Zusammensetzung charakterisiert. Im Mittelpunkt einer Literaturlauswertung stehen danach die seismischen Eigenschaften von Salzgesteinen, zu deren Verständnis vorab physikalische Grundlagen der dynamisch-elastischen Eigenschaften von Gesteinen kurz erläutert werden. Den Abschluß bildet eine Zusammenfassung der mechanischen Eigenschaften von Steinsalz und Anhydrit, als Ausgangspunkt für das Verständnis von Rissbildung.

2.1 Entstehung von Steinsalz und Anhydrit

Nach *Gies (1981)* kommen Salzablagerungen sowohl weltweit in nach Alter und Ausbildung sehr unterschiedlichen Formationen vor. Regionale Vergleiche sowie eine Übertragbarkeit von Befunden sind deshalb nur unter Vorbehalt und bei entsprechender Kenntnis des jeweiligen petrographischen Aufbaus möglich.

Nach *Herrmann (1981)* und *Gies (1981)* werden die Minerale und Gesteine der marinen Evaporite bei fortschreitender Wasserverdunstung aus Meerwasser in der Reihenfolge zunehmender Löslichkeit ausgeschieden. Bezogen auf den Sulfatlagerstättentyp kristallisieren zuerst die relativ schwerlöslichen Verbindungen Ca-Carbonat (Aragonit, Calcit, diagenetisch Dolomit) und Gips (diagenetisch umgewandelt zu Anhydrit). In Abhängigkeit von der Temperatur

und/oder progressiver Eindunstung kann auch primärer Anhydrit ausgeschieden werden. Es folgen Natriumchlorid (Halit -> Steinsalz) und die K_{Mg}-Verbindungen der Kalisalze (wichtige Minerale: Carnallit, Kainit, Sylvin und andere). Aus einer bis zur höchstmöglichen Konzentration eingeeengten Meerwasser-Lösung kristallisiert schließlich Bischofit. Die Gesteinsabfolge Ca-Carbonat (Kalk, Dolomit) - Gips (Anhydrit) - Steinsalz - K_{Mg}-Minerale – Bischofit entspricht einer zunehmenden Meerwasser-Konzentration durch Wasserverdunstung (progressive Phase). Relativ schnell im Verlauf des Diageneseprozesses geht dabei der Gips in Anhydrit über.

Dieser im Prinzip sich wiederholende Ausscheidungsrythmus bedingt die auch heute noch weitgehend vertikale oder laterale Abfolge der verschiedenen Salze und beeinflusst damit ganz wesentlich die Randbedingungen bei einer zusätzlich thermischen Belastung dieser Salze in einem Endlager. Die umfangreiche Liste der die Salzlagerstätten aufbauenden mineralischen Komponenten umfaßt eine ganze Reihe von Mineralen, die nur in untergeordneten Mengen oder aber unter ganz speziellen lagerstättenkundlichen Bedingungen auftreten.

Die verschiedenen Ausscheidungsserien werden vielfach zu einem salinaren Zyklus zusammengefaßt. Ein typisches Beispiel bietet der stratigraphische Aufbau der Zechstein-Evaporite in Mitteleuropa (s. Tabelle 2-1). Die Bildung dieser Salzlagerstätten erfolgte im wesentlichen in vier großen Eindampfungszyklen, dem Zechstein 1-4. Im Bereich der Norddeutschen Tiefebene sind im wesentlichen der Zechstein 2-4 mit größeren Steinsalzpartien vertreten. Neben Steinsalzen sind im Zechstein 2 („Staßfurt-Serie“) und Zechstein 3 („Leine-Serie“), wie in den anderen Zyklen auch, noch die Kaliflöze sowie Anhydrit, Dolomit und Kieserit als stratigraphisch begleitende Gesteine von Bedeutung. Während jedoch die beiden Kaliflöze der „Leine-Serie“ meist sylvenitisch-halitisch aufgebaut sind, liegt das Flöz Staßfurt (Zechstein 2) teils in carnallitischer, teils in Hartsalz-Fazies (kieseritischer Sylvin-Halit) vor (*Gies, 1981*). Einige Gesteine der marinen Evaporite sind annähernd monomineralisch zusammengesetzt (z. B. Anhydrit-CaSO₄, Steinsalz-NaCl), während die Kalisalze aus spezifischen Mineralassoziationen bestehen.

Die ursprünglich flach abgelagerten Salzformationen sind im Verlauf der weiteren Erdgeschichte tektonisch verändert worden und liegen nicht mehr in ihren ursprünglichen Lage-

rungsverhältnissen vor. Aufgrund der Überdeckung durch spezifisch schwerere Sedimente kommt es infolge des bestehenden isostatischen Ungleichgewicht bei hinreichender Mächtigkeit der Salzformation und des überlagernden Deckgebirges durch ein tektonisches Ereignis ausgelöst zu einem Salzaufstieg. Die damit verbundenen Prozesse werden unter dem Begriff Halokinese zusammengefasst und beinhalten eine mechanische Beanspruchung der Salzgesteine.

Im Gegensatz zu Silikatgesteinen können Evaporite bereits bei niedrigen Druck- und Zugbeanspruchungen verformt werden. Bei der mechanischen Beanspruchung von Halit, Sylvin, Carnallit und anderen Salzmineralen kommt es zur Deformation der Kristalle. Die unterschiedliche Verformbarkeit und Fließfähigkeit der verschiedenen Evaporitgesteine nimmt zu in der Reihenfolge Ca(Mg)-Carbonate, Salzton, Anhydrit, Steinsalz, Sylvenit, Carnallit, Bischofit. Diese unterschiedliche Verformbarkeit der Evaporite führt dazu, daß z. B. die Anhydritschichten stärker zur Kluftbildung neigen als Steinsalzhorizonte. Allerdings kann die plötzliche Auslösung von Spannungen auch in Steinsalz- und Kalisalzhorizonten zu Bruchverformungen führen. Ein Beispiel sind die während des tertiären Basaltvulkanismus entstandenen Klüfte im flach gelagerten Zechsteinsalinar des Werra-Fulda-Gebietes. In Salzdiapirstrukturen werden ebenfalls Kluftbildungen beobachtet, und zwar bevorzugt in Anhydrithorizonten, vereinzelt auch in Steinsalzschiechten (*Herrmann, 1980*). Neben bergmännischen Beobachtungen von Rissen oder Klüften in Steinsalz (*Weiß, 1980*) konnte mechanische Reißbildung in Steinsalz auch experimentell nachgewiesen werden (z. B. *Van Sambeck, Ratigan, Hansen, 1993, Winkler, 1997*).

Die sehr unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften von Steinsalz und Anhydrit werden in Kapitel 2.3 und Kapitel 2.4 ausführlicher beschrieben.

Formation	Unterabteilung	Zyklus / Serie	Horizont	Mächtigkeit / m
Trias	Buntsandstein			
Perm	Zechstein	Zechstein 6 / Friesland	Friesland-Ton	3-4.5
			Friesland-Sandstein	
		Zechstein 5 / Ohre	Oberer Grenzanhydrit	0.25
			Oberer Schluffstein	1.5-2.0
			Grenzanhydrit	0.5
			Ohre-Steinsalz	0.3-3
			Lagenanhydrit	0.1
			Salzbrockenton	5
		Zechstein 4 / Aller	Oberer Aller-Ton	3-7
			Grenzanhydrit	0.1-0.5
			Aller-Steinsalz	20-100
			Aller-Anhydrit	1
		Zechstein 3 / Leine	Unterer Aller-Ton	10-25
			Oberer Leine-Ton	3-5
			Leine-Steinsalz mit Kaliflözen Riedel und Ronnenberg	115-235
			Leine-Anhydrit (Hauptanhydrit)	20-50
			Leine-Carbonat	5-40
		Zechstein 2 / Staßfurt	Unterer Leine-Ton (Grauer Salztone)	5-15
			Oberer Staßfurt-Ton	25-30
			Oberer Staßfurt-Anhydrit	0-0.6
			Decksteinsalz	0-2
			Kaliflöz Staßfurt	15-45
			Staßfurt-Steinsalz	150-600
			Unterer Staßfurt-Anhydrit	2-3
		Zechstein 1 / Werra	Staßfurt-Carbonat/Stinkschiefer	3-7
			Oberer Werra-Anhydrit	0-2
			Oberstes Werra-Steinsalz	0-15
			Oberer Werra-Anhydrit	3-7
			Oberer Werra-Ton	8-12
			Oberes Werra-Steinsalz	35-60
Kaliflöz Thüringen	2-10			
Unteres Werra-Steinsalz	60-110			
Unterer Werra-Anhydrit	3-25			
Anhydritknotenschiefer	5-9			
Werra-Carbonat	6-20			
Unterer Werra-Ton	0-0.5			
Werra-Konglomerat	0-4			
	Rotliegendes			

Tabelle 2-1: Stratigraphische Gliederung der vor etwa 230 Millionen Jahren im Zechstein (Oberperm) Mittel- und Norddeutschlands gebildeten Evaporite (Herrman, 1981).

2.2 Dynamisch / Statische Elastizitätsparameter

Für ein ideal elastisches Material wird die Beziehung zwischen dem Spannungstensor (σ_{ij}) und Dehnungstensor (ϵ_{lm}) in verallgemeinerter Form durch das Hookesche Gesetz beschrieben (z. B. *Charlez, 1991*):

$$\sigma_{ik} = C_{iklm} \epsilon_{lm} \quad [1]$$

Der Elastizitätstensor C_{iklm} ist ein Tensor 4. Stufe mit 81 Komponenten. Ist die elastische Energie im Material unabhängig von dessen Verformungsgeschichte, sind der Spannungs- und der Dehnungstensor symmetrisch und von den 81 Komponenten sind nur 21 voneinander linear unabhängig. Eventuell vorhandene Materialsymmetrien können die Zahl dieser unabhängigen Komponenten weiter reduzieren. Im Spezialfall eines isotropischen Materials kann das elastische Verhalten durch zwei Parameter vollständig beschrieben werden. In vielen geotechnischen Anwendungen werden die Elastizitätsparameter eines Materials durch statische oder „quasistatische“ Belastung und Messung der resultierenden Deformation nach dem Hookeschen Gesetz bestimmt. Für reale Gesteine ist die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung in der Regel nicht-linear, so daß die (statischen) Elastizitätsparameter als Differenzenquotienten definiert werden müssen. Dadurch werden die Elastizitätsparameter selbst druckabhängig. Nach der klassischen Elastizitätstheorie können die Elastizitätsparameter eines Gesteins auch über die Geschwindigkeiten elastischer Wellen und der Dichte des Materials bestimmt werden (z. B. *Schön, 1996*). Die abgeleiteten Parameter werden als dynamische Elastizitätsparameter bezeichnet.

$$\boxed{E_{dyn} = \rho \cdot v_s^2 \cdot \frac{3v_p^2 - 4v_s^2}{v_p^2 - v_s^2}} \quad \boxed{\chi_{dyn} = \frac{v_p^2 - 2v_s^2}{2(v_p^2 - v_s^2)}} \quad \boxed{K_{dyn} = \rho \cdot \left(v_p^2 - \frac{4}{3} v_s^2 \right)} \quad \boxed{\mu_{dyn} = \rho \cdot v_s^2} \quad [2]$$

v_p, v_s : P-/S-Wellengeschwindigkeit

ρ : Dichte

E_{dyn} : Dynamischer Elastizitätsmodul

μ_{dyn} : Dynamischer Schermodul

χ_{dyn} : Dynamische Poissonzahl

K_{dyn} : Dynamischer Kompressionsmodul

Die Geschwindigkeiten sowohl an Laborproben als auch in situ werden zumeist aus der Laufzeit eines elastischen Impulses bestimmt. Im Labormaßstab werden zur Erzeugung und Regi-

strierung der elastischen Welle piezoelektrische Kristalle verwendet, die elektrische Signale und mechanische Schwingungen ineinander umwandeln können. Die Kristalle werden dabei mit Hilfe eines Kopplungsmittels an die Gesteinsprobe gepreßt. Die Frequenzen der so erzeugten Signale liegen normalerweise zwischen 0.5 MHz und 2.0 MHz. Andere Frequenzen sind durch die Wahl der entsprechenden Kristalle möglich. Für in-situ Anwendungen ist die Energie der so erzeugten elastischen Wellen oftmals zu gering. In Gesteinen mit geringer elastischer Dämpfung, z. B. Steinsalz, Anhydrit, Granit, und kleinen Durchschallungsentfernungen (< 20 m) kann die Energie allerdings ausreichend sein. Ein Vorteil der piezoelektrischen Kristalle gegenüber konventionellen oder pneumatischen Hammerschlägen ist die gute Reproduzierbarkeit der Signale. Dies erlaubt ein Stapeln der Signale zur Verbesserung des Signal-Rausch Verhältnisses. Dadurch kann der Nachteil kleiner Wellenenergien teilweise ausgeglichen werden. Eine genaue Beschreibung des Versuchsaufbaus für die eigenen experimentellen Untersuchungen findet sich in Kapitel 5.2.2.

Bei der statischen Messung der Elastizitätswerte werden sehr viel größere Deformationsamplituden verwendet als beim Durchgang einer elastischen Welle normalerweise im Gestein entstehen. Auf Grund der vergleichsweise großen Deformationen reagiert das Material nicht nur linear elastisch, sondern enthält auch nicht-lineare Anteile, was zu einer Verringerung des E-Moduls führt. Im allgemeinen liegen die Werte der statischen Elastizitätsparameter daher unter den dynamischen Werten (z. B. *Schön, 1996*). Für Steinsalz liegt der dynamische E-Modul zwischen 27 GPa und 37 GPa, während der statische E-Modul mit 10 GPa bis 27 GPa deutlich darunter liegt. Für Anhydrit liegen die dynamischen Werte bei 76 GPa bis 83 GPa und die statischen bei 49 GPa bis 65 GPa. Der Unterschied zwischen dynamischem und statischem E-Modul erhöht sich mit zunehmender Porosität und dem Auftreten von Rissen (*Le Ravalec, Guéguen, 1996*). Extrem groß wird der Unterschied bei Lockermaterialien. Dagegen verringert sich der Unterschied bei wachsendem hydrostatischen Druck. Statische Elastizitätsparameter können unter realen Bedingungen nur sehr punktuell in Bohrlöchern gemessen werden und weisen hohe Fehlerbereiche auf. Die dynamischen Parameter lassen sich dagegen zerstörungsfrei mit kleinen Fehlerbereichen auch für größere Gebirgsbereiche bestimmen. Es werden im weiteren überwiegend dynamische Elastizitätsparameter betrachtet, da sie zur Beurteilung des Gesteinszustandes in-situ die größere praktische Relevanz besitzen.

Gestein	Dichte / kg/m ³	Labor		In-situ		Abgeleitete Dynamische In-situ (Labor-) Elastizitätswerte			
		v _P / m/s	v _S / m/s	v _P / m/s	v _S / m/s	E _{dyn} / GPa	μ _{dyn} / GPa	K _{dyn} / GPa	χ _{dyn} / -
Steinsalz Abbildung 2-4	2170	4000	2100	4560	2603	37.5 (25.4)	14.9 (9.7)	25.9 (22.3)	0.26 (0.31)
Hauptanhydrit Abbildung 2-5	2800	5827	3290	6092	3280	78.1 (76.7)	30.1 (30.3)	63.8 (54.7)	0.30 (0.27)
Anhydrit ¹⁾⁸⁾	2938	6054	3309.	k. A.	k. A.	(82.8)	(32.1)	(64.7)	(0.29)
Basalanhydrit ²⁾	2890	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.				
Gips ¹⁾³⁾⁷⁾	2250	5450	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
Salzton ²⁾	1580	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.				
Grauer Salzton ¹⁰⁾	2623	k. A.	k. A.	3750	2178	30.3	12.4	31.0	0.24
Carnallit ²⁾	1640	3300	1800	k. A.	k. A.	(13.7)	(5.3)	(10.7)	(0.29)
Carnallit ²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁷⁾³⁾⁹⁾	1850	3300	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
Hartsalz ⁴⁾⁵⁾⁶⁾	2320	4300	2200	k. A.	k. A.	(29.7)	(11.2)	(27.9)	(0.32)
Kainit ¹⁾	2130	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.				
Kieserit ¹⁾	2570	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.				
Kieserithalit ²⁾	k.A.	4200	2300	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.	k. A.
Kieseritisches Steinsalz ²⁾	2256	4860	2767	k. A.	k. A.	(43.5)	(17.2)	(18.7)	(0.26)
Polyhalit ⁸⁾	2534	4979	2864	k. A.	k. A.	(52.0)	(20.7)	(38.1)	(0.25)
Sylvin ¹⁾²⁾⁷⁾	1960	3500	1900	k. A.	k. A.	(18.3)	(7.1)	(14.6)	(0.5)
Sylvinit ²⁾	2170	3900	2000	k. A.	k. A.	(22.9)	(8.7)	(21.4)	(0.32)

Tabelle 2-2: Mittlere Elastizitätsparameter für Salzgesteine und einige angrenzende Nebengesteine (k. A.: Keine Angaben verfügbar, (...) Laborwerte),
¹⁾Borchert, Dreyer, 1969, ²⁾Dreyer, 1974, ³⁾Popp, Kern, 1993, ⁴⁾El-Karami, 1965, ⁵⁾Rösler, 1954, ⁶⁾Neunhöfer, 1969, ⁷⁾Schön, 1996, ⁸⁾Teufel, 1981, ⁹⁾Kern, 1982, ¹⁰⁾Walter, Dittrich, 1994

Die in der Literatur veröffentlichten Werte können nach Messungen an überwiegend intaktem und gestörtem Gestein unterschieden werden. Für die Bestimmung von Reißdichten sind für jedes Gestein Referenzwerte notwendig, die die Geschwindigkeiten und Elastizitätsparameter in intaktem, rißlosen Gestein angeben. Aus diesem Grund sind in Tabelle 2-2 die Mittelwerte der Geschwindigkeitsmessungen an intaktem Gestein oder an Gesteinsproben unter erhöhtem

Druck sowie die abgeleiteten dynamischen Elastizitätsparameter angegeben. Bei diesen Werten wird zwischen In-situ- und Laborwerten unterschieden. Soweit nicht anders angegeben liegen den Laborwerten Signale mit Frequenzgehalten zwischen 0.5 MHz und 2 MHz zugrunde, während bei den In-situ Messungen normalerweise Signale mit Frequenzgehalten zwischen einem und mehreren zehner Kilohertz verwendet werden.

2.3 Steinsalz

Das mechanische Verhalten von Steinsalz ist sehr komplex. Steinsalz hat ein ausgeprägtes Zeit- und Temperaturverhalten, das zudem noch von anderen Einflüssen wie Feuchtigkeit und Druck abhängt. Im Kontinuumsbereich läßt sich dies im wesentlichen durch ein elastisch-plastisch-viskoplastisch-viskoelastisch und temperaturabhängiges Verhalten beschreiben (*Gies, 1981*). *Guericke (1997)* gibt einen Überblick über die unterschiedlichen mechanischen Eigenschaften von Steinsalz und Steinsalzgrus.

Steinsalz ist ein polykristalliner Festkörper. Die Kristallstruktur unterscheidet sich von der polykristallinen Struktur von Metallen durch eine ausgeprägte Kriechfähigkeit. Metalle besitzen innerhalb bestimmter Belastungsgrenzen ein weitgehend linear elastisches Verformungsverhalten (z. B. *Baar, 1977*). Steinsalz hingegen reagiert auch auf geringe mechanische Beanspruchungen mit irreversiblen Verzerrungen. Eine zeitlich konstante Last kann fortschreitende Verformungen verursachen. Dieses Verhalten wird mit Kriechen bezeichnet. Dabei übt die Temperatur erheblichen Einfluß auf das duktile Materialverhalten aus (z. B. *Brodsky, 1993, Hardy, Langer, 1981, Kern, 1982*). Bei Überschreitung von Belastungsgrenzen wird das Kontinuum zerstört, und es tritt letztendlich Bruch auf, was entweder ein zeitunabhängiger Deformationsbruch oder ein Kriechbruch sein kann. Diese Belastungsgrenzen hängen stark von Einflußgrößen wie Spannung, zeitliche Änderung der Spannung und Temperatur ab. Darüber hinaus sind die Korngröße, die Lage der Belastungsrichtung zur Haupteinregelungsrichtung des Gefüges sowie die mechanische Belastungsvorgeschichte bei der phänomenologischen Beschreibung zu berücksichtigen.

Gies (1981) faßt das prinzipielle Verformungsverhalten von Steinsalz zusammen. Auf kurzzeitige Belastung reagiert auch Steinsalz in einem bestimmten Bereich mit einer elastischen

Verformung, bei der Spannung und Dehnung zueinander proportional sind, und ein Elastizitätsmodul bestimmt werden kann. Daneben gibt es auch einen elastisch-plastischen Bereich, wo bei konstant bleibendem Spannungsinkrement mit höherer Belastung das Dehnungsinkrement überproportional wächst. Die Grenze zwischen beiden Bereichen bildet die Fließgrenze. Bei Entlastung von einem Spannungszustand aus, geht nur der elastische Dehnungsanteil zurück, wohingegen der plastische Teil als irreversible Verformung erhalten bleibt. Wird nach kurzer Zeit wieder belastet, so ist das Verhalten bis zum alten Spannungszustand elastisch und der Belastungszweig mit dem Entlastungszweig annähernd identisch. Erst ab Erreichen des alten Spannungszustandes reagiert das Material plastisch, folglich findet keine Materialverfestigung statt. Bei längerer Entlastung vom erreichten Spannungszustand tritt eine Materialerholung auf, was zu einer Verringerung des plastischen Verformungsanteils führt. Mit zunehmender Temperatur nimmt die Plastizität zu, was sich in einer Erniedrigung der Fließgrenze und einem geringeren Elastizitätsmodul bemerkbar macht.

Bei zeitlich konstanter Belastung erhält man quasi sofort eine plastische und elastische Dehnung, an die sich zuerst das primäre Kriechen, charakterisiert durch abnehmende Dehnungsgeschwindigkeit, und dann das sekundäre Kriechen, gekennzeichnet durch eine konstante Dehnungsgeschwindigkeit anschließen. Daran kann sich in Abhängigkeit von der Belastung und Temperatur eine Phase des tertiären Kriechens mit wachsender Dehnungsgeschwindigkeit anschließen. Ab dem Übergang von sekundärem zu tertiärem Kriechen tritt lokal eine Entfestigung auf, die schließlich zum Kriechbruch führt. Analog zum Kurzzeitverhalten führt eine kurzzeitige Entlastung mit anschließender Wiederbelastung zu keiner Störung des Kriechverhaltens. Während der Entlastungszeit geht nur der elastische Verformungsanteil zurück. Wird dagegen langfristig (mehrere Monate) entlastet, so geht noch zusätzlich ein viskoelastischer Anteil zurück, der von der Länge der Entlastungsphase abhängt. Eine nachfolgende Wiederbelastung führt zu dem prinzipiell gleichen zeitlichen Verhalten wie vor der Entlastung. Wird die Belastung oder die Temperatur erhöht, so führt dies zu ausgeprägterem Kriechverhalten, d. h. die Dehnungsgeschwindigkeiten nehmen zu.

Aus dem elastischen Verformungsanteil wurde für Steinsalz ein Elastizitätsmodul zwischen 10 GPa und 27 GPa bestimmt. Grundsätzlich ist eine Vergrößerung des Elastizitätsmoduls mit steigenden Spannungen und sinkenden Temperaturen zu beobachten. Die Querkontraktionszahl liegt zwischen 0.1 und 0.5 und ist ebenfalls vom Spannungszustand abhängig.

Wie das Elastizitätsverhalten wird auch das Bruchverhalten von Steinsalz maßgeblich durch die Art der Beanspruchung, die Belastungsgeschwindigkeit und die Beschaffenheit der Polykristalle beeinflusst. So ist die Bruchfestigkeit von der Kornfeinheit, von der Homogenität der Struktur und vom Verzerrungszustand des Kornverbandes abhängig. Vor dem Erreichen der Bruchspannung kommt es im Steinsalz zur Bildung von Mikrorissen. Diese Spannung wird als Dilatanzgrenze bezeichnet und ist definiert durch die Grenze zwischen kompressibler Verformung und Verformung infolge von Reißentstehung. Bei weiterer Belastung konzentrieren sich die Mikrorisse in einem Bereich der Probe, aus dem sich schließlich die eigentliche Bruchfläche entwickelt. Zur Beschreibung dieser Schädigungsentwicklung im Salzgestein wurden verschiedene Reißentstehungsmodelle aufgestellt (s. Kapitel 5.1.1). Aufgrund seines stark duktilen Verhaltens steht Steinsalz in den natürlichen Lagerstätten meist als ungeklüftetes Gefüge an. Klüfte können jedoch in der Nähe von Hohlräumen auftreten, in denen ein hoher Laugen- und Gasdruck wirkt. Durch das Auffahren von Hohlräumen im Steinsalz kommt es zur Ausbildung gestörter Bereiche in unmittelbarer Umgebung der Hohlräume. Diese Ausdehnung und Eigenschaften dieser Auflockerungszone sind Gegenstand mehrerer aktueller Forschungsprojekte (z B. *Wieczorek, 1999*).

Dichte

Gegenüber anderen Gesteinen zeigt Steinsalz eine mittlere Dichte von ca. 2170 kg/m³. Dieser Wert ist weitgehend unabhängig vom Druck der darüber lagernden Gesteine und der aktuellen Gesteinstemperatur (siehe Tabelle 2-3). Die Abhängigkeit der Dichte bei Drücken von mehreren Gigapascal spielt für praktische Anwendungen in der oberen Erdkruste normalerweise keine Rolle.

T / K	ρ / kg/m³	P / GPa	ρ / kg/m³
273	2168	0	2140
283	2165	1	2248
293	2163	2	2322
298	2161	3	2388
303	2160	4	2449
313	2158	5	2506
323	2155	6	2559
		7	2610
		8	2658

Tabelle 2-3: Abhängigkeit der Steinsalzdichte von Temperatur und hydrostatischem Druck (aus: *Gevantman (ed.), 1981*)

In Abbildung 2-1 sind die mittleren Dichten über viele Halitproben von verschiedenen Autoren angegeben. Danach scheint eine Dichte von 2170 kg/m^3 einen Wert darzustellen, der für viele Steinsalzproben als repräsentativ angesehen werden kann. Die auftretenden Schwankungen der gemessenen Dichte sind meistens auf die unterschiedliche Mineralzusammensetzung natürlicher Steinsalze zurückzuführen. Ein Autorenkollektiv von der Freiburger Universität bestimmte die Dichte von Steinsalzen des Teutschenthaler Sattels (flache Lagerung) zu 2170 kg/m^3 . Anhand von Proben aus dem Salzstock Mecklenburg wurde eine geringfügig kleinere Dichte von 2150 kg/m^3 bestimmt. Durch einaxiale, quasihydrostatische und hydrostatische Be- und Entlastung bis 10 GPa wurden die Steinsalzproben künstlich aufgelockert, und die Dichte verringerte sich auf ungefähr 80 % des Ausgangswertes (*Gevantman (ed), 1981*).

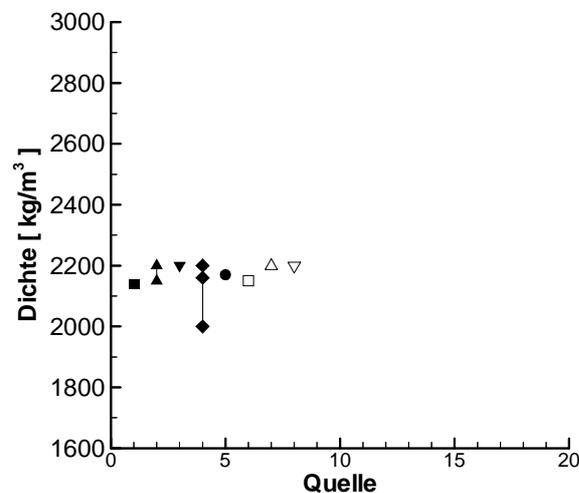


Abbildung 2-1: Steinsalzdichte von verschiedenen Autoren: (1) *Gevantman (ed), 1981*, (2) *Hunsche, Plischke, 1981*, (3) *Dreyer (1974)*, (4) *Schön (1996)*, (5)(6) *Freiburger Autorenkollektiv (1978)*, (7)(8) *Gommlich, Yaramanci (1993)*

Während die Bestimmung der Gesteinsdichte an Laborproben ein Standardverfahren darstellt, sind in-situ Messungen der Steinsalzdichte vergleichsweise selten. *Gommlich, Yaramanci (1993)* ermittelten aus γ - γ -Messungen mit einer Bohrlochsonde eine in-situ Dichte von Steinsalz (Na_2S) von $2199 \pm 6 \text{ kg/m}^3$. An Kernproben aus diesem Bereich wurde im Labor eine mittlere Dichte von $2182 \pm 10 \text{ kg/m}^3$ gemessen.

P-/S-Wellengeschwindigkeit

Die nachfolgend zitierten Meßwerte der P- und S-Wellengeschwindigkeit verschiedener Autoren sind in Abbildung 2-4 zusammenfassend dargestellt. Im Vergleich zu anderen Gesteinen streuen die Werte nur über einen kleinen Bereich. Dies liegt hauptsächlich an der geringen Porosität ($< 2\%$), dem geringen Fluidgehalt und der beschränkten Anzahl der in natürlichem Steinsalz enthaltenen Mineralien. Unterschiedliche Anteile von begleitenden Mineralien wie Anhydrit, Carnallit und Polyhalit beeinflussen die Geschwindigkeiten. Den größten Einfluß auf die Geschwindigkeiten hat jedoch die interne Struktur des Gesteins. So bewirkt ein größerer Auflockerungsgrad ein Absinken der seismischen Geschwindigkeiten. Die Spannungsfelder, die eine Auflockerung des Gesteins bewirken sind selten ungerichtet, so daß die Gesteinsauflockerung ebenfalls richtungsabhängig wird. Die seismischen Wellen weisen eine unterschiedliche Polarisations- und Ausbreitungsrichtung auf, und die gemessenen Geschwindigkeiten werden abhängig von dem relativen Winkel zwischen Polarisations- und Ausbreitungsrichtung der seismischen Wellen einerseits sowie der Orientierung der Auflockerung. Unter bestimmten Laborbedingungen wie hydrostatischem oder einaxialem Druck lassen sich a priori Aussagen über die generelle Orientierung der Auflockerung treffen. So werden sich Öffnungen mit Normalen in Druckrichtung bevorzugt schließen und Risse mit Normalen in Richtung der kleinsten Hauptspannung werden sich öffnen. Bei genügend hohen Spannungen kann es zur Bildung neuer Auflockerungen und Mikrorisse kommen. Bei der Bewertung der Geschwindigkeitswerte ist es daher notwendig, die jeweiligen Proben und Versuchsbedingungen in Betracht zu ziehen. In einigen wenigen Fällen (*Popp, Kern, 1998*) wurden neben den seismischen Geschwindigkeiten auch noch die Gefügeänderungen und die Permeabilität der Gesteinsproben bestimmt und mit den elastischen Eigenschaften korreliert.

Eines der Ziele der nachfolgenden Literaturstudie ist es, P- und S-Wellengeschwindigkeiten für intaktes Steinsalz und Anhydrit zu ermitteln, um diese Werte als Referenzwerte bei der quantitativen Auswertung aufgelockerter Proben zu verwenden. Unter diesem Gesichtspunkt erscheinen die Messungen in-situ und an Proben unter erhöhtem Druck am geeignetsten, da in diesen Fällen die meisten Risse und Korngrenzen als geschlossen angenommen werden dürfen.

Messungen an Laborproben ohne erhöhten Druck

Im Rahmen der Endlagersicherheitsforschung wurden von *Hunsche, Plischke (1981)* verschiedene Proben aus dem Salzstock Gorleben untersucht. Dabei wurde die P- und S-Wellengeschwindigkeit in zwei zueinander senkrechten Richtungen (axial, radial) an unbelasteten Bohrkernen untersucht (Tabelle 2-4). Die Werte - sowohl für Steinsalz der Staßfurt-Serie (Na2) als auch der Leine-Serie (Na3) - stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein. Die Mittelwerte in axialer (Bohr-) richtung liegen etwas höher als in radialer Richtung, was auf unterschiedliche Auflockerung während der Kerngewinnung zurückgeführt werden kann. Inwieweit diese anisotropen Eigenschaften mit Gefügeeigenschaften korrelieren, ist der Veröffentlichung nicht zu entnehmen. Da diese Messungen nicht unter erhöhtem Druck durchgeführt worden sind, beeinflußt die Gesteinsauflockerung die Geschwindigkeitsmessungen und diese Messungen sind als Referenzwerte für intaktes Steinsalz nicht geeignet.

Steinsalz	P-Wellengeschwindigkeit [m/s]		S-Wellengeschwindigkeit [m/s]	
	axial	radial	axial	radial
Na2	4373 ± 33	4224 ± 12	2517 ± 34	2438 ± 25
Na3	4382 ± 48	4256 ± 39	2500 ± 26	2467 ± 31
Na2 & Na3	4376 ± 36	4240 ± 32	2509 ± 30	2452 ± 31

Tabelle 2-4: Seismische Geschwindigkeiten von Steinsalz (Salzstock Gorleben) an Laborproben *Hunsche, Plischke (1981)*

Messungen an Laborproben unter erhöhtem Druck

Rösler (1954) untersuchte die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Druckbeanspruchung bei verschiedenen Salzgesteinen (s. Tabelle 2-5). Seine Untersuchungen an mit einer Druckmanschette gefaßten Proben und ungefaßten Proben bis maximal 17 MPa ergaben P-Wellengeschwindigkeiten zwischen 3600 m/s und 4300 m/s. In Druckrichtung gemessen steigen die Geschwindigkeiten mit zunehmendem Druck an. Die höchsten Werte werden an ungefaßten Proben bei hohen Drücken in Druckrichtung gemessen, wobei eine bleibende Erhöhung der Geschwindigkeiten bei mehreren Belastungszyklen festzustellen war. Dies ist wahrscheinlich auf das dauerhafte Schließen von Rissen und Auflockerungen aufgrund von Kriechvorgängen in der Probe zurückzuführen. Die niedrigsten Werte ergeben sich für Messungen an ungefaßten Proben quer zur Druckrichtung. Dabei verringern sich die Geschwindigkeitswerte mit zunehmendem Druck. Da diese Verringerung auch nach der Entlastung an-

hält, ist eine bleibende Schädigung des Gesteins durch Induzierung von Mikrorissen wahrscheinlich.

Meßart	Druck [MPa]	v_p [m/s]
Quer zur Druckrichtung (ungefaßte Probe)	0	3600 – 4200
	5	3600 – 3800
In Druckrichtung (gefaßte Probe)	0	3700 – 4000
	17	4100 – 4200
In Druckrichtung (ungefaßte Probe)	0	3800 – 4100
	17	4300

Tabelle 2-5: Seismische Geschwindigkeiten von Steinsalzproben bei einaxialer Belastung (*Rösler, 1954*)

Diese Werte liegen unterhalb der Ergebnisse anderer Autoren wie *Hunsche, Plischke (1981)*. Wie die Messungen quer zur Druckrichtung zeigen, wird die Probe durch die Belastung geschädigt, und es ist zu erwarten, daß auch die Geschwindigkeiten in Druckrichtung davon nicht unbeeinflusst bleiben. Aus diesem Grund können auch die Messungen von Rösler nicht zur Ermittlung eines Referenzwertes herangezogen werden.

Einen Großteil der Geschwindigkeitsmessungen an Steinsalz, die vor 1965 in der deutschen Literatur veröffentlicht wurden, faßt *El-Karami (1965)* zusammen. Darüber hinaus dokumentiert er eigene Messungen zum anisotropen Verhalten von Gesteinswürfeln aus Hartsalz, Rotcarnallit und Steinsalz unter einaxialem Druck. In unbelastetem Zustand wiesen seine Steinsalzproben eine P-Wellengeschwindigkeit von 3000 m/s und eine S-Wellengeschwindigkeit von 1600 m/s auf. Bei der Erhöhung des einaxialen Druckes auf 2.2 MPa und 4.5 MPa stellte El-Karami eine zeitabhängige Erhöhung der Geschwindigkeit in Druckrichtung fest. Nach ungefähr 200 Minuten erreichten die Geschwindigkeiten jeweils konstante Werte (s. Tabelle 2-6)

	0 MPa	2.2 MPa	4.5 MPa
P-Wellengeschwindigkeit	3000 m/s	3440 m/s	3620 m/s
S-Wellengeschwindigkeit	1600 m/s	1910 m/s	2040 m/s

Tabelle 2-6: Geschwindigkeitserhöhung von Steinsalz unter einaxialem Druck (*El-Karami, 1965*)

Neben zeitabhängigen Durchschallungen in Druckrichtung führte El-Karami druckabhängige Durchschallungen in drei verschiedenen Richtungen durch um eventuell vorhandene Anisotropien festzustellen. Die jeweiligen Start- und Endwerte sind in Tabelle 2-7 zusammengefaßt. In der Originalveröffentlichung sind die Kurven für den kompletten Druckverlauf abgebildet.

Die von El-Karami veröffentlichten Werte liegen sowohl für die P- als auch die S-Wellengeschwindigkeiten weit unter denen anderer Autoren. Selbst für aufgelockertes Steinsalz erscheinen diese Werte extrem niedrig. Sie können in jedem Fall nicht als repräsentativ für andere Messungen gelten. Auffällig sind jedoch die unterschiedlichen Meßwerte in Druckrichtung und quer zur Druckrichtung (Tabelle 2-7), die anisotrope Gesteinseigenschaften nahelegen. Diese Anisotropie wird nicht erst durch die Beaufschlagung mit einaxialem Druck erzeugt, sondern ist bereits vor der Belastung der Proben in Steinsalz, Rotcarnallitit und Hartsalz vorhanden. Obwohl die genaue Ursache der niedrigen Geschwindigkeiten aus der Originalveröffentlichung nicht geklärt werden kann, gibt diese Arbeit ein Hinweisse auf anisotrope Geschwindigkeitseigenschaften von Salzgesteinen. Für die Ermittlung eines Referenzwertes der Geschwindigkeiten für intaktes Steinsalz können diese Werte aber nicht herangezogen werden.

Deutlich höhere Werte, sowohl für die P- als auch die S-Wellengeschwindigkeiten, werden von *Gevantman (ed.) (1981)* aus den Arbeiten einiger amerikanischer Autoren zitiert. Danach steigt die P-Wellengeschwindigkeit von 4551 m/s auf 7304 m/s bei 27.0 GPa hydrostatischer Auflast an (s. Abbildung 2-2). Im Bereich niedriger Auflasten bis 100 MPa ist die Zunahme besonders deutlich (4078 m/s-4453 m/s). Die S-Wellengeschwindigkeit steigt von 2419 m/s auf 3169 m/s bei 27.0 GPa hydrostatischer Auflast an (*Gevantman (ed.), 1981*). Die Zunahme im Bereich bis 100 MPa von 2419 m/s auf 2636 m/s ist dabei überproportional groß. Im allgemeinen wird diese Zunahme im unteren Druckbereich durch das Schließen vorhandener Risse und Auflockerungen erklärt. Die lithostatischen Drücke in zugänglichen Salzlagerstätten lie-

gen normalerweise im Bereich von einigen zehner Megapascal. Die in diesen Druckbereich gemessenen Geschwindigkeiten von 4400 m/s (P-Welle) und 2600 m/s (S-Welle) wurden auch von anderen Autoren unter ähnlichen Bedingungen gemessen und geben einen Hinweis auf die Geschwindigkeiten „intakter“ Steinsalzproben.

Druck [MPa]		In Druckrichtung (1)		Quer zur Druckrichtung (2)		Quer zur Druckrichtung und senkrecht zu Richtung 2	
		v_P [m/s]	v_S [m/s]	v_P [m/s]	v_S [m/s]	v_P [m/s]	v_S [m/s]
Steinsalz	0	3780	1950	3000	1700	3150	1800
	12	4150	2150	3800	2150	3600	2100
Rotcar-nallitit	0	3200	1850	3630	1950	3700	1950
	12	3800	2100	3750	1900	3900	2150
Hartsalz	0	3400	1900	3400	2050	3500	2100
	12	4300	2350	4050	2250	3900	2300

Tabelle 2-7: Druck- und richtungsabhängige Geschwindigkeiten von Salzgesteinen (El-Karami, 1965)

Da in-situ die lithostatischen Drücke nicht den Bereich mehrerer Gigapascal erreichen, sind die angegebenen Geschwindigkeiten für die praktische Anwendung in oberflächennahen Bergwerken nur selten von Bedeutung. Allerdings belegen diese Messungen, daß auch bei hohen Drücken sich kein konstanter Geschwindigkeitswert einstellt, sondern die Geschwindigkeit weiterhin druckabhängig bleibt.

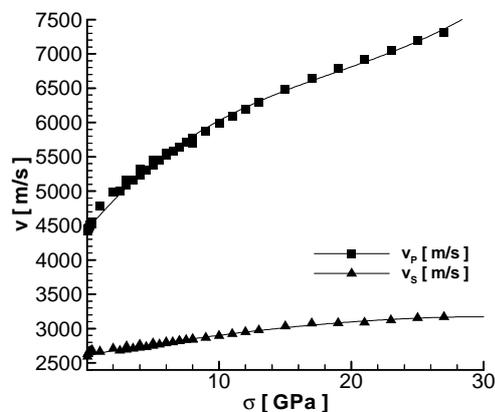


Abbildung 2-2: Seismische Geschwindigkeiten von Steinsalz unter hydrostatischem Druck (Gevantman(ed.), 1981)

Roest (1987) untersuchte den Einfluß von Temperaturen bis 250 °C und Drücken bis 27.7 MPa auf eine würfelförmige Steinsalzprobe mit 30 cm Kantenlänge. Im Ausgangszustand wurden 4500-4700 m/s für die P-Wellengeschwindigkeit bestimmt. Die Erhöhung des Druckes führte nur zu einer leichten Erhöhung der Geschwindigkeiten (4550-4750 m/s), was auf eine intakte Probe schließen läßt. Dagegen führte die Aufheizung durch ein Erhitzerelement in einer zentralen Bohrung während zwei Stunden auf 254 °C zu einer deutlichen Abnahme der Geschwindigkeiten auf 4350-4600 m/s. Bei konstanter Temperatur änderten sich diese Werte während der folgenden 8 h nicht. Durch die anschließende Abkühlung innerhalb von 1.5 h auf 53 °C sank die Geschwindigkeit um das zentrale Erhitzerelement auf 4100 m/s. Dies ist auf die Bildung von radialen Rissen zurückzuführen, die später visuell nachgewiesen wurden. Durch die folgende Verringerung des allseitigen Druckes auf 5 MPa wurde die Bildung von Rissen verstärkt, und die Geschwindigkeiten sanken auch in größerer Entfernung um das Bohrloch um 2-3 % ab. Diese Untersuchungen zeigen, daß sowohl Aufheizungen als auch Abkühlungsprozesse einen großen Effekt auf die Mikrorißbildung haben. Ähnliche Untersuchungen mit lokaler Erhitzung bis 180 °C und Messung der Schallemissionsaktivität werden im Kapitel 5.3.5 beschrieben.

Die von Roest ermittelten Geschwindigkeiten unter erhöhtem Druck von 4550 m/s bis 4750 m/s korrelieren mit dem Wert von 4600 m/s nach *Gevantman(ed.) (1981)*. Für eine Bestätigung dieses Wertes als Referenzwert ist das angegebene Geschwindigkeitsintervall allerdings zu groß. Die Untersuchungen von Roest zeigen qualitativ den Einfluß von Druck und Temperatur auf die Rißbildung in Steinsalz und die damit verbundene Änderung der seismischen Geschwindigkeiten. Insbesondere wird der starke Einfluß einer schnellen Abkühlung des Gesteins auf die Rißbildung belegt. In einem Endlager für radioaktive Abfälle ist allerdings nicht zu erwarten, daß eine vergleichbar schnelle Abkühlung des Gebirges, und damit eine ähnlich starke Rißbildung im Gestein erfolgt.

Von der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) wurden Laboruntersuchungen an Steinsalzwürfeln mit 0.5 m Kantenlänge durchgeführt, um die Veränderung der dynamisch elastischen Eigenschaften unter einaxialen Belastungen zu bestimmen. Die P-Wellengeschwindigkeiten wurden senkrecht zur Belastungsrichtung gemessen. In Abhängigkeit von der Spannung sank die P-Wellengeschwindigkeit von 4600 m/s auf 4500 m/s bei 23 MPa. Oberhalb 15 MPa nahm zusätzlich die Amplitude stark ab. Nach der Entlastung der

Probe sank die P-Wellengeschwindigkeit nochmals stark ab auf 4000 m/s. Andere Proben zeigten von Anfang an kleine P-Wellengeschwindigkeiten von 4300 m/s. Bei 15 MPa wurden an diesen Proben Geschwindigkeiten von weniger als 4000 m/s gemessen. Die hohen Anfangsgeschwindigkeit der P-Wellen legen eine sehr intakte Probe nahe. Das Absinken der Geschwindigkeit bei Belastungen ist ein Indiz für die Bildung von Mikrorissen und Auflockerungen. Das starke Absinken der Signalamplituden impliziert einen Anstieg der elastischen Dämpfung, was ebenfalls durch die Bildung von Mikrorissen ausgelöst werden kann.

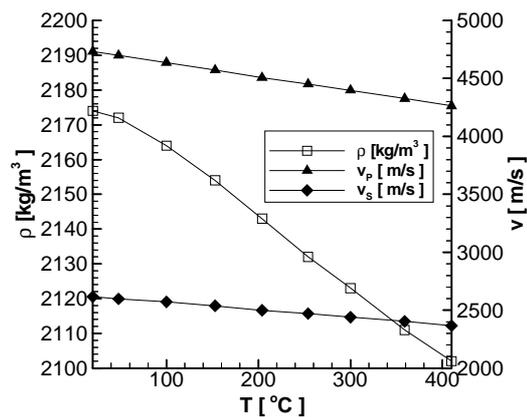


Abbildung 2-3: Temperaturabhängigkeit der Dichte, P- und S-Wellengeschwindigkeit von Steinsalz (Kern, 1982)

Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der P- und S-Wellengeschwindigkeit von Kern (1982) ergaben den in Abbildung 2-3 dargestellten Zusammenhang. Insgesamt variiert die Geschwindigkeit unter Temperatureinfluß bis 410 °C zwischen 4732 m/s und 4236 m/s, während die S-Wellengeschwindigkeit Werte zwischen 2617 m/s und 2366 m/s annimmt.

In-situ Messungen

Ein Autorenkollektiv der Freiburger Bergakademie untersuchte 1978 das Festigkeits- und Verformungsverhalten von Steinsalz. Dabei wurde in einer Salzlagerstätte mit flacher Lagerung (Teutschenthaler Sattel) in-situ eine P- Wellengeschwindigkeiten von 3590 m/s und eine S-Wellengeschwindigkeit von 1830 m/s gemessen. Dagegen liegen die Werte für den Salzstock Mecklenburg mit 4160 m/s (P-Welle) und 2320 m/s (S-Welle) deutlich höher. Die Geschwindigkeitswerte am Teutschenthaler Sattel liegen deutlich unter den Mittelwerten für Steinsalz, was auf eine ungewöhnliche Mineralzusammensetzung oder deutliche Auflockerung schließen läßt. Genauere Angaben zu diesen Meßwerten werden nicht gegeben. Diese

Messungen stellen eines der wenigen Beispiele dar, in denen die In-situ Geschwindigkeiten deutlich unter den Messungen an Laborproben liegen. Da sie nicht repräsentativ für andere in-situ Messungen angesehen werden können, werden sie bei der Ermittlung eines Referenzwertes für intaktes Steinsalz nicht berücksichtigt.

Im Rahmen der mikroseismischen Überwachung der Schachtanlage Asse um die 875-m-Sohle wurden die seismischen Geschwindigkeiten integral aus Schallemissionsmessungen über verschiedene Bereiche des Grubengebäudes bestimmt (*Yaramanci, 1991*). Die Frequenzen der dabei registrierten Signale lagen im Bereich von ca. 0.5 kHz bis ca. 10 kHz. Die dabei bestimmten P-Wellengeschwindigkeiten streuen von 4300 m/s bis 4700 m/s mit einer starken Konzentration um 4500 m/s bis 4600 m/s. Diese Werte wurden integral über einen sehr großen Gebirgsbereich von bis zu 300 m Entfernung gemessen. Sie repräsentieren überwiegend einen intakten Gebirgszustand, da Auflockerungen normalerweise lokale Effekte darstellen, die sich bei großen Durchschallungsstrecken nicht auf das Ergebnis auswirken.

Gommlich, Yaramanci (1993) sowie *Zimmer, Yaramanci (1993)* und *Zimmer (1993)* untersuchten die dynamisch elastischen Eigenschaften von (Na₂β-Staßfurt-) Steinsalz im sog. PAE-Feld auf der 750-m-Sohle der Schachtanlage Asse. In drei Bohrlöchern von je 10 m Tiefe wurden auf verschiedenen Ebenen die seismischen Geschwindigkeiten, die elastische Dämpfung sowie die Dichte in-situ und an Kernen aus diesem Bereich gemessen. Die Mittelwerte dieser Messungen sind in Tabelle 2-8 aufgelistet. Im Rahmen des sogenannten Dammbau-Projektes in der Schachtanlage Asse wurden die elastischen Parameter von (Na₂β-) Steinsalz an einer anderen Stellen der Grube ebenfalls gemessen (s. Tabelle 2-8). Des Weiteren ergaben Messungen an Laborproben des sogenannten HAW-Feldes (800-m-Sohle; Staßfurt-Steinsalz) einen dynamischen E-Modul von $E = 36.1 \pm 2.1$ GPa und eine dynamische Poissonzahl von $K_{\text{dyn}} = 0.25 \pm 0.02$.

Im Vergleich zu den Laborwerten liegen die in situ Werte signifikant höher. Die Proben wurden aus Kernmaterial der in situ Bohrungen gewonnen. Durch die während der Kernbohrung auftretenden Scherkräfte werden die Proben zusätzlich aufgelockert. Dies ist einer der Gründe für die geringeren Geschwindigkeiten in den Laborproben. Eine weitere Ursache dafür ist die höhere Frequenz der verwendeten elastischen Wellen. Während die Signalfrequenzen bei den

In-situ Untersuchungen im Bereich einiger Kilohertz lagen, wurden bei den Durchschallungen im Labor Prüfköpfe mit einer Resonanzfrequenz von 1.0 MHz verwendet. Aufgrund der höheren Frequenz und der resultierenden kleineren Wellenlänge wird das akustische Signal von kleineren Inhomogenitäten, wie z. B. Mikrorisse, als bei den in-situ Untersuchungen beeinflusst. Dies führt zu geringeren Geschwindigkeitswerten gegenüber den In-situ Werten.

In situ führte *Roest (1987)* Crosshole-Messungen in 33 verschiedenen Ebenen in zwei 10 m entfernten Bohrlöchern auf der 725-m-Sohle der Schachanlage Asse durch. Die Ergebnisse zeigen eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von 4450 m/s. Durch Polyhalitbänder und Carnallititeinschlüsse verringert sich dieser Wert lokal auf unter 4300 m/s.

Im Steinsalz der Schachanlage Asse wurden die seismischen Geschwindigkeiten von der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) in verschiedenen Abständen von mehreren Strecken gemessen (*Lüdeling, Alheid, Knecht, 1997*). Dabei wurden von verschiedenen Bohrlöchern aus tomographische Messungen, „Downhole“- und Crosshole“-Messungen sowie Messungen der Intervallgeschwindigkeit in einem Bohrloch durchgeführt. Aus den tomographischen Messungen zwischen zwei Bohrlöchern ergab sich eine P-Wellengeschwindigkeit von 4500 - 4600 m/s, und eine S-Wellengeschwindigkeit von 2500 - 2600 m/s. Auf den Frequenzgehalt des verwendeten Signals wird in diesem Bericht nicht eingegangen. Die verwendete Samplingfrequenz betrug jedoch lediglich 31 kHz. Die „Downhole“-Messungen der P-Wellengeschwindigkeit ergaben einen mittleren Wert von 4500 m/s bei Entfernungen von mehr als 0.2 m von der Strecke. In einzelnen Bohrungen wurden allerdings auch geringere Wert bis 4000 m/s gemessen. Die Messungen der Intervallgeschwindigkeiten ergaben Werte zwischen 4000 m/s und 4400 m/s für die P-Wellengeschwindigkeit und 2300-2500 m/s für die S-Wellengeschwindigkeit. In Streckennähe (< 0.2 m) sanken diese Werte jedoch auf bis zu 2500 m/s (P-Welle) und 1900 m/s (S-Welle) ab, was auf den Effekt der Auflockerungszone um Strecken zurückgeführt wird.

In Abbildung 2-4 sind die gemessenen Geschwindigkeitswerte zahlreicher Autoren an Laborproben und aus In-situ Messungen aus den letzten Jahren zusammenfassend dargestellt. Betrachtet man einen Wert von 4560 ± 20 m/s und 2603 ± 10 m/s als einen Referenzwert für intaktes Steinsalz (Asse, Staßfurt-Serie), so liegt ein Teil der gemessenen Geschwindigkeiten

unterhalb dieses Referenzwertes. Neben einem erhöhten Anteil Mikrorisse oder einem erhöhtem Auflockerungsgrad können noch andere Effekte wie z. B. Polyhalit- und Carnallitgehalte, zu einer verringerten Geschwindigkeit führen. Höhere Werte als die angegebenen Referenzwerte werden in Proben unter besonders hohem Druck erzielt.

	PAE-Feld		Dammbau-Feld	
	Labor	In-situ	Labor	In-situ
Dichte [kg/m³]	2171 ± 54	2199 ± 6	2161 ± 75	2180 ± 4
P-Wellengeschw. [m/s]	4435 ± 61	4556 ± 17	4439 ± 185	4560 ± 20
S-Wellengeschw. [m/s]	2502 ± 67	2604 ± 6	2532 ± 77	2570 ± 30
E-Modul [GPa]	34.6 ± 1.4	37.5 ± 0.2	34.9 ± 2.0	36.5 ± 0.5
Poissonzahl [-]	0.266 ± 0.019	0.258 ± 0.002	0.259 ± 0.040	0.267 ± 0.004

Tabelle 2-8: Mittelwerte der elastischen Parameter von Steinsalz der 750-m-Sohle der Schachanlage Asse (*Gomlich, Yaramanci, 1993*)

Statische Elastizitätsparameter

Statische elastische Eigenschaften von Steinsalz werden u.a. von *Pfeifle et al. (1983)* zitiert (s. Tabelle 2-9). Demnach beträgt der mittlere statische E-Modul von Steinsalz bei 24 °C 29 GPa in Abhängigkeit von der untersuchten Formation. *Dürr, Gräfe und Liedtke (1983)* geben für den statischen E-Modul einen Wert von 25 GPa und für die statische Poissonzahl einen Wert von 0.49 an.

Gesteinsart	Statischer E-Modul [GPa]	Statische Poissonzahl [-]
Richton	26.7-36.4 (Ø 31.5)	0.21 - 0.55 (Ø 0.36)
Vacherie	26.7-37.6 (Ø 31.1)	0.29 - 0.39 (Ø 0.34)
Permian Cycle 4	19.0-33.4 (Ø 26.6)	0.24 - 0.41 (Ø 0.33)
Permian Cycle 5	22.2-33.4 (Ø 29.1)	0.31 - 0.41 (Ø 0.33)
Paradox Cycle 6	21.9-32.6 (Ø 26.9)	0.17 - 0.39 (Ø 0.31)
Paradox Cycle 7	25.2-36.3 (Ø 31.0)	0.09 - 0.50 (Ø 0.36)

Tabelle 2-9: Statische E-Moduli von Steinsalz (*Pfeifle et al., 1983*)

Gies (1981) zitiert verschiedene Quellen mit statischen E-Moduli zwischen 1 GPa und 26 GPa. Er weist darauf hin, daß der Wert des statischen E-Moduls, bestimmt aus der Span-

nungs-Dehnungs-Kurve, abhängig ist vom verwendeten Auswertintervall. Danach liegt der statische E-Modul, der aus dem reversiblen Teil der Spannungs-Dehnungs-Kurve entnommen wird zwischen 14 GPa und 26 GPa. Aus eigenen Untersuchungen belegt *Gies (1981)* weiterhin eine starke Anisotropie des E-Moduls. Schichtparallel liegt der E-Modul um ca. 45 % unter dem aus bankrechten Messungen gewonnenen. Die statisch bestimmte Poissonzahl streut fast über den gesamten möglichen Bereich von 0 bis 0.5. Außerdem ist die Poissonzahl stark druckabhängig und läuft von Anfangswerten bei 0.22 mit steigender Druckspannung asymptotisch auf den Wert 0.5 zu. Die dynamisch bestimmten Poissonzahlen liegen mit 0.25 bis 0.28 in einem sehr viel kleineren Bereich und man kann davon ausgehen, daß diese Messungen nur das tatsächliche elastische Verhalten des Gesteins erfassen.

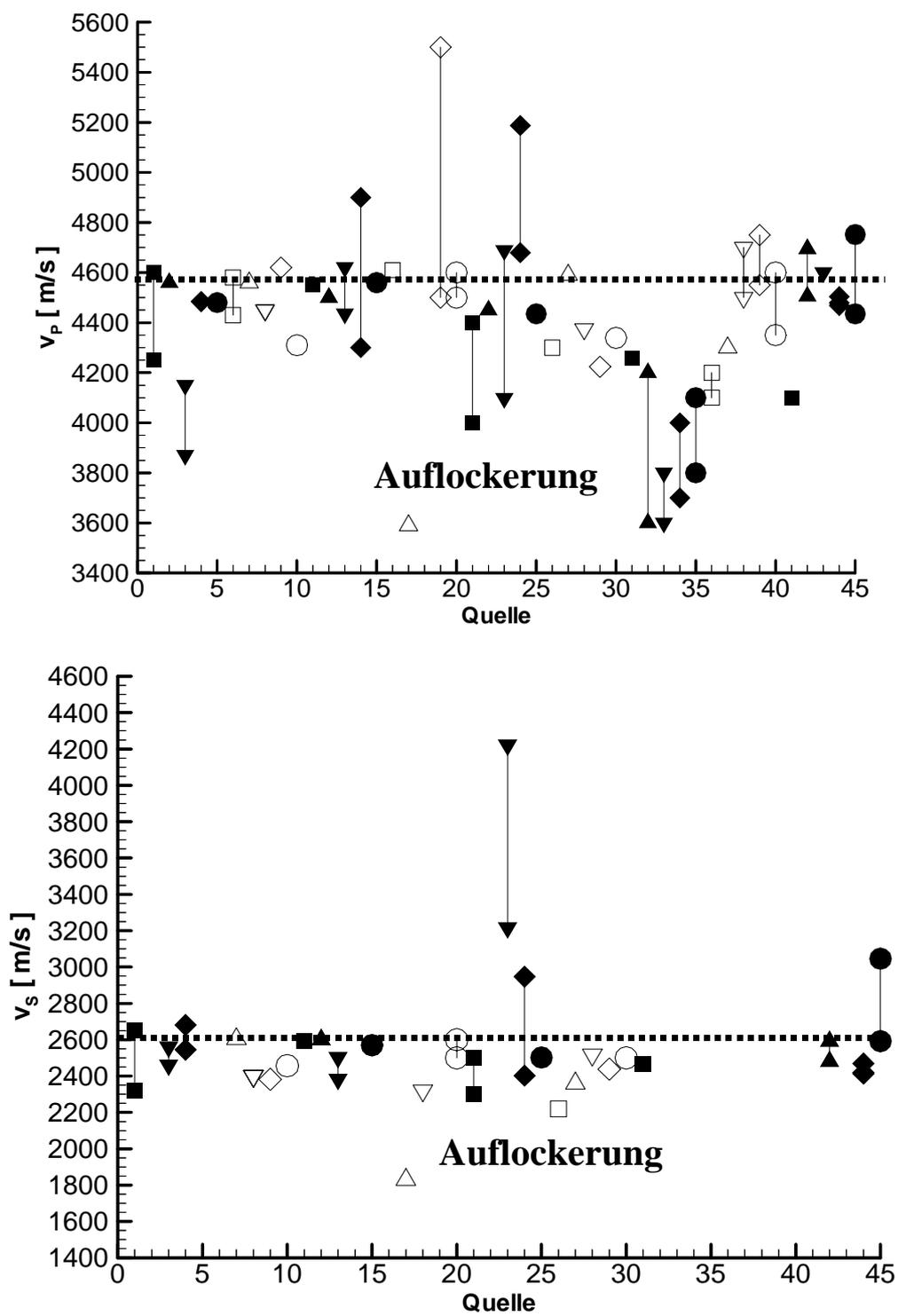


Abbildung 2-4: Seismische Geschwindigkeiten von Steinsalz (Quellenangaben s.u.)

In-situ-Werte

- 1 Asse, Na₂ + Na₃, *Flach et al., 1987*
- 2 Asse, HAW, *Hente et al, 1985*
- 3 Bleicherode, Kraja, Sondershausen, Sollstedt, Steinsalz, *Neunhöfer, 1969*
- 4 Asse-714 m, Steinsalz, *Walter, Wallmüller, 1994*
- 5 „Dry Salt“, Steinsalz, *Unterberger, 1979*
- 6 Asse-800 m, HAW, *Hente, 1992*
- 7 Asse-800 m, HAW, *Gommlich, Yaramanci, 1993*
- 8 Hope-309 m, Na₃, *Autorenkollektiv, GSF-Bericht 12/85, 1985*
- 9 Asse-800 m, Steinsalz, *Rothfuchs et al., 1985*
- 10 Asse-583 m, Na₃β, *Dürr, Meister, 1984*
- 11 Asse-800 m, Na₂, *Dürr, Meister, 1984*
- 12 Asse-400m/800m, Steinsalz, *Hente, 1992*
- 13 Asse, Steinsalz (Brine Migration), *Rothfuchs et al., 1991*
- 14 Asse-400m/800m, Steinsalz, *Stockmann et al., 1994*
- 15 Asse-875m/945m, Na₂β *Stockmann et al., 1994*
- 16 Asse, HAW, Rothfuchs, *Duijves, 1991*
- 17 Teutschenthaler Sattel-780m, Steinsalz, *Autorenkollektiv, 1978*
- 18 Salzstock Mecklenburg-480m, Steinsalz, *Autorenkollektiv, 1978*
- 19 „Zahlreiche Proben“, Steinsalz, *Borchert, Dreyer, 1969*
- 20 Asse, Na, *Lüdeling et al., 1997*
- 21 Asse (Intervallgeschw.), Na, *Lüdeling et al., 1997*
- 22 Asse, Na, *Roest, 1987*

Laborwerte

- 23 Tatum (L), Steinsalz + 1-20 % Anhydrit, *Newby, 1980*
- 24 Bayou Choctaw (L), Steinsalz + 3-7 % Anhydrit, *Newby, 1980*
- 25 Asse (L), HAW, *Gommlich, Yaramanci, 1993*
- 26 Asse (L - quer), Steinsalz, *Thorel, Ghoreychi, 1985*
- 27 Asse (L - parallel), Steinsalz, *Thorel, Ghoreychi, 1985*
- 28 Gorleben (L - axial), Na₂, *Hunsche, Plischke, 1981*
- 29 Gorleben (L - radial), Na₂, *Hunsche, Plischke, 1981*
- 30 Gorleben (L - axial), Na₃, *Hunsche, Plischke, 1981*
- 31 Gorleben (L - radial), Na₃, *Hunsche, Plischke, 1981*
- 32 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - quer, 0 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 33 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - quer, 5 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 34 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - parallel, 0 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 35 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - parallel, 0 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 36 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - parallel, 17 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 37 Kaliwerk „Marx Engels“/Unterbreizbach (L - parallel, 17 MPa), Na, *Rösler, 1954*
- 38 Asse (L), Na, *Roest, 1987*
- 39 Asse (L), Na, *Roest, 1987*
- 40 Asse (L - 2 h auf 254 C), Na, *Roest, 1987*
- 41 Asse (L - Abkühlung auf 53 C), Na, *Roest, 1987*
- 42 Asse (L), Steinsalz, *Walter, Wallmüller, 1994;*
- 43 Asse (L), Steinsalz, *Lüdeling et al., 1997*
- 44 Asse, HAW(L), *Rothfuchs, Duijves, 199*
- 45 WIPP (L), Perm-Steinsalz, *Newby, 1980*

P-/S-Wellendämpfung

Messungen der elastischen Dämpfung oder des elastischen Q-Faktors von Steinsalz, insbesondere in-situ, sind bislang sehr selten. Dies liegt vor allem an den logistischen Problemen einer amplitudengerechten Aufzeichnung interferenzfreier Signale unter den schwierigen Bedingungen eines Bergwerkes. Während der Überwachung des Bergwerkes Hope mit Hilfe eines seismischen Sensorfeldes wurde ein Qualitätsfaktor von 120 ermittelt (*Fischle, Schwioger, 1987*). Im Rahmen einer Diplomarbeit (*Zimmer, 1993*) wurde für den In-situ Qualitätsfaktor ein Wert von 125 ± 25 ermittelt, sowie der quantitative Einfluß zahlreicher numerischer Effekte auf den bestimmten Q-Faktor untersucht.

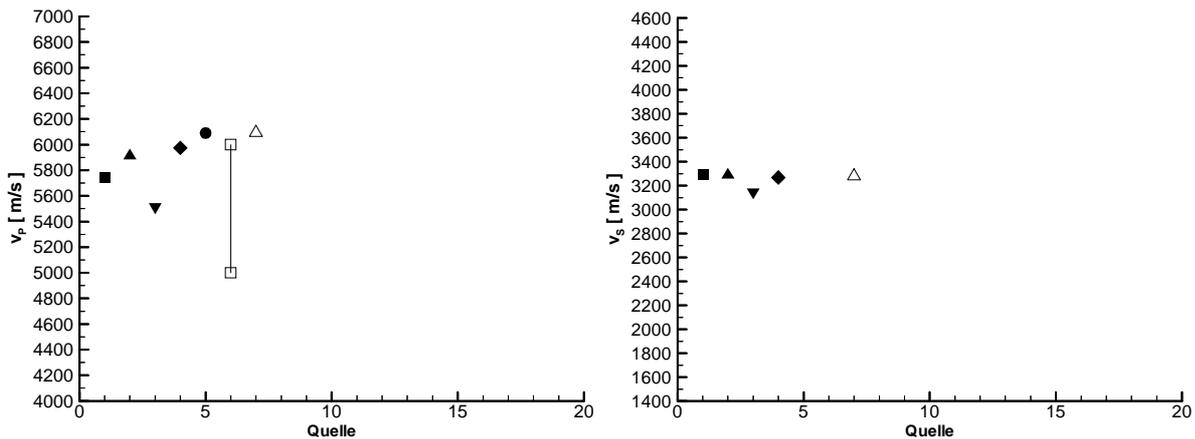
2.4 Anhydrit

Anhydrit (CaSO_4) ist neben Gips ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) das am häufigsten vorkommende Kalziumsulfid. Seine statisch elastischen Eigenschaften wurden von *Teufel (1981)* unter dreiaxialem Druck bestimmt. Danach ergibt sich für Anhydrit ein mittlerer statischer E-Modul von 75.1 GPa (72-79 GPa), eine mittlere statische Poissonzahl von 0.35 (0.31-0.39), ein mittlerer statischer Kompressionsmodul von 76.5 GPa (68-83 GPa) und ein mittlerer statischer Schermodul von 26.5 GPa (23-30 GPa). Während sich Steinsalz unter Belastung verformen und Spannungen abbauen kann, ohne Risse und Klüfte auszubilden, verformt sich Anhydrit nur elastisch und reagiert auf höhere Spannungen mit Rissbildung (z.B. *Flach, Bode, 1995*).

P-/S-Wellengeschwindigkeit

Untersuchungen der dynamisch elastischen Eigenschaften von Anhydrit sind selten und in der Literatur sind nur wenige Werte veröffentlicht. Aus diesem Grund waren seit 1993 die elastischen Eigenschaften von Hauptanhydrit (A3) unter Labor- und In-situ-Bedingungen das Thema mehrerer Forschungsprojekte des Instituts für Tieflagerung der Gesellschaft für Umwelt und Gesundheit (GSF) mbH und des Fachbereichs Endlagersicherheitsforschung der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) mbH. An Laborproben wurde eine mittlere Matrixdichte von $2930 \text{ kg/m}^3 \pm 20 \text{ kg/m}^3$ und eine Porosität kleiner als 1 % ermittelt. Unter einaxialem Druck bis 30 MPa wurde eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von $5742 \text{ m/s} \pm 219 \text{ m/s}$ und eine mittlere S-Wellengeschwindigkeit von $3291 \text{ m/s} \pm 116 \text{ m/s}$ be-

stimmt. Im Rahmen dieser Versuche wurde auch die P- und S-Wellendämpfung bei einer Signalfrequenz von 1 MHz bestimmt (Abbildung 2-5). Aufgrund der unterschiedlichen Signalqualität schwanken die Werte stark. Als Mittelwert aus 8 Proben bei jeweils 3 Druckstufen (5, 15, 30 MPa) ergibt sich ein mittlerer Q-Faktor von 8 ± 3 für die P-Welle und 13 ± 5 für die S-Welle. Diese Werte liegen deutlich unter dem anhand von in-situ Messungen bestimmten Wert von ca. 125 (für die P-Welle).



- 1 Bernburg(L)(T = 20-80° C), Hauptanhydrit (A3), *Walter, Dittrich, 1994*
- 2 Bernburg(L)(T = 20° C), Hauptanhydrit (A3), *Walter, Dittrich, 1994*
- 3 Bernburg(L)(T = 80° C), Hauptanhydrit (A3), *Walter, Dittrich, 1994*
- 4 Bernburg, Hauptanhydrit (A3), *Zimmer, Yaramanci, 1994*
- 5 *Schön, 1996*
- 6 *Weiß, 1980*
- 7 Pöthen, Hauptanhydrit (A3), *Zimmer, Yaramanci, 1994*
- 8 Kehmstedt 101/105, Hauptanhydrit, *Kamlot, 1991*
- 9 Kehmstedt 1201/612, Hauptanhydrit, *Kamlot, 1991*

Abbildung 2-5: Seismische Geschwindigkeiten von Hauptanhydrit

Neben Versuchen unter einaxialem Druck wurden auch Messungen bei Gesteinstemperaturen bis 80 °C durchgeführt (*Zimmer, Walter, Yaramanci, 1994*). Zwar zeigen die Messungen eine deutliche Abnahme der Geschwindigkeiten bei steigender Temperatur, doch können diese Effekte nicht auf Gefügeänderungen wie Auflockerung oder Mikrorißbildung zurückgeführt werden, da die Messungen während der Abkühlung der Proben durchgeführt wurden und es sich demnach um reversible Änderungen der elastischen Eigenschaften der Proben handelt. Um welche Effekte es sich dabei handelt, ist nicht näher untersucht worden. Bei einer Signalfrequenz von 500 kHz wurde für 20 °C eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von $5912 \text{ m/s} \pm 158 \text{ m/s}$ und eine mittlere S-Wellengeschwindigkeit von $3289 \text{ m/s} \pm 40 \text{ m/s}$ be-

stimmt. Für 80 °C warme Proben sanken diese Werte auf 5515 m/s ± 163 m/s und 3146 m/s ± 66 m/s ab.

In situ wurden die seismischen Geschwindigkeiten „crosshole“ an 10 m tiefen Bohrlöchern gemessen (*Zimmer, Yaramanci, 1994*). Dabei ergab sich eine mittlere P-Wellengeschwindigkeit von 6092 m/s ± 34 m/s und eine mittlere S-Wellengeschwindigkeit von 3280 m/s ± 62 m/s.

2.5 Weitere Salzgesteine

Für andere Salzgesteine neben Steinsalz sind nur vergleichsweise wenig Werte über die mechanischen, statischen und dynamischen Eigenschaften veröffentlicht.

Teufel (1981) untersuchte die statischen mechanischen Eigenschaften von **Polyhalit** bei triaxialer Kompression. Er ermittelte einen mittleren E-Modul von 55.3 GPa (52-59 GPa), eine mittlere Poissonzahl von 0.36 (0.31-0.42), einen mittleren Kompressionsmodul von 54.3 GPa (47-62 GPa) und einen mittleren statischen Schermodul von 18.8 GPa (17-22 GPa). Für die P-Wellengeschwindigkeit gibt *Schön (1996)* einen Wert von 5300 m/s an.

Für **Sylvinit** gibt *Schön (1996)* eine P-Wellengeschwindigkeit von 4110 m/s an. *Borchert, Dreyer (1969)* ermittelten P-Wellengeschwindigkeiten zwischen 3800 m/s und 3900 m/s.

Die Untersuchungen der P-Wellengeschwindigkeit von **Carnallit** von *El-Karami (1965)* sind in Tabelle 2-7 zusammengefaßt. Neben Steinsalz und Hartsalz untersuchte *Rösler (1954)* auch die dynamisch elastischen Eigenschaften von Carnallit unter einaxialer Druckbelastung. (s. Tabelle 2-10).

Schön (1996) gibt für Carnallit eine P-Wellengeschwindigkeit von 3660 m/s an. *Popp, Kern (1993)* untersuchten die Temperaturabhängigkeit der P- und S-Wellengeschwindigkeit an Carnallitproben der Schachtanlagen Hattorf, Gorleben und Asse. Bei 20 °C zeigten die Carnallitproben P-Wellengeschwindigkeiten von 3900 m/s bis 4400 m/s und S-Wellenge-

schwindigkeiten zwischen 2000 m/s und 2450 m/s. Die Poissonzahl schwankt stark und liegt, abhängig von der Probe, bei ungefähr 0.275 und 0.325. Bei Temperaturerhöhung bis 120 °C verringerten sich die Geschwindigkeiten auf 3750 m/s bis 4250 m/s (P-Welle) und 1800 m/s bis 2350 m/s (S-Welle). Die Geschwindigkeiterniedrigung erwies sich bei Abkühlung der Proben als reversibel. Durch die Temperaturerhöhung wurde die P-Wellengeschwindigkeit stärker beeinflusst als die S-Wellengeschwindigkeit.

Salzgestein	P-Wellengeschwindigkeit [m/s]	
	in Druckrichtung	Quer
Carnallitit (mit Druckmanschette)	3000 - 3300 m/s (0 MPa) 3800 m/s (20 MPa)	3000 - 3300 m/s (0 MPa) 3000 m/s (20 MPa)
Carnallitit (ohne Druckmanschette)	3100-3700 m/s (0 MPa) 3500 m/s (15 MPa)	3700 m/s (0 MPa) 3500 m/s (1.3 MPa)

Tabelle 2-10: P-Wellengeschwindigkeit von Carnallitit unter einaxialem Druck (Rösler, 1954)

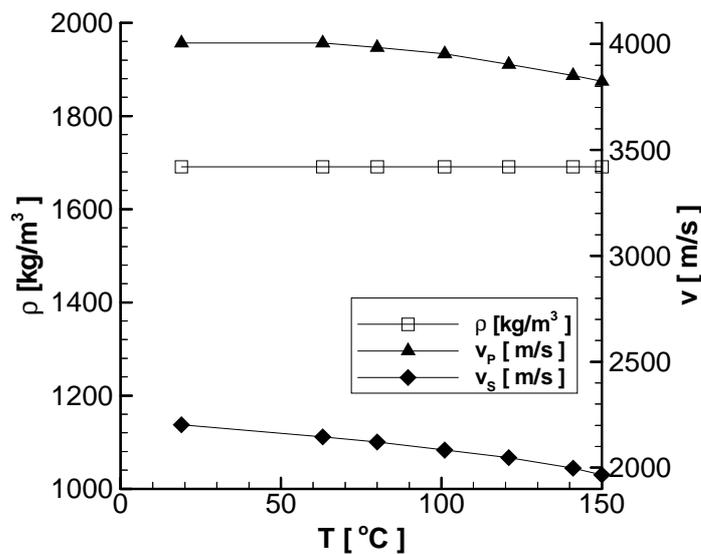


Abbildung 2-6: Temperaturabhängigkeit der Dichte, P- und S-Wellengeschwindigkeit von Carnallitit (Kern, 1982)

Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit von Kern (1982), Kern, Popp, Takeshita (1992) zeigten ein Absinken der P-Wellengeschwindigkeiten von 4005 m/s bei 20 °C auf 3824 m/s bei 150 °C. Im gleichen Temperaturbereich sank die S-Wellengeschwindigkeit von 2203 m/s auf 1966 m/s (s. Abbildung 2-6). Der mittlere statische E-Modul von Carnallitit wird von

Pfeifle et al. (1983) mit 29.8 GPa (24.5-35.5 GPa) und die mittlere statische Poissonzahl mit 0.36 (0.32-0.46) angegeben.

Hartsalz ist eine Sammelbezeichnung für Kalisalzgesteine mit Halit, Sylvin und einem bis mehreren Sulfatmineralen als hauptsächlichen Gemengeteilen. Die Untersuchungen von *El-Karami (1965)* zur P-Wellengeschwindigkeit in Hartsalz sind in Tabelle 2-7 zusammengefaßt. In seinen Untersuchungen zur Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Druckbeanspruchung verwendete *Rösler (1954)* auch Hartsalzproben mit Porositäten zwischen 5 % und 10 %. Bei einaxialer Druckbeanspruchung ermittelte er quer zur Druckrichtung P-Wellengeschwindigkeiten von 3700 m/s bei 0 MPa Belastung. Durch mehrmalige Be- und Entlastung bis maximal 12 MPa verringerte sich die P-Wellengeschwindigkeit bei 0 MPa Belastung auf 3000 m/s. Bei einer anderen Hartsalzprobe betrug die Ausgangsgeschwindigkeit 4350 m/s und sank durch Belastung bis auf 3900 m/s ab. Irreversible Mikrorißbildung und allgemeine Auflockerung ist die wahrscheinlichste Ursache für diese dauerhafte Veränderung der elastischen Eigenschaften. In Druckrichtung erhöhte sich die ursprüngliche Geschwindigkeit von 4200 m/s auf bis zu 4450 m/s bei einaxialen Druckbeanspruchungen von maximal 12 MPa. Für Drücke ab 5 MPa wurden, unabhängig vom Belastungszyklus, Geschwindigkeiten um 4400 m/s gemessen. Leider beschränkten sich die Untersuchungen von *Rösler (1954)* auf die P-Wellengeschwindigkeiten. *Neunhöfer (1969)* gibt für Hartsalz eine P-Wellengeschwindigkeit von 4500 m/s und eine S-Wellengeschwindigkeit von 2800 m/s an.

Gips ($\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) ist mineralogisch zwar dem Anhydrit (CaSO_4) sehr ähnlich, die Festigkeitswerte unterscheiden sich zwischen den beiden Gesteinen aber deutlich. Die Dichte von Gips liegt bei ca. 2314 kg/m^3 . Gegenüber kurzzeitigen Belastungen, wie sie bei der Ausbreitung elastischer Wellen wirken, sind die Unterschiede zum Anhydrit nicht groß. *Schön (1996)* gibt die mittlere P-Wellengeschwindigkeit von Gips mit 5800 m/s (5750-5810 m/s) an. Die Werte von *Borchert, Dreyer (1969)* liegen mit 5400-5500 m/s ein wenig darunter.

Nach *Popp, Kern (1993)* beträgt die P-Wellengeschwindigkeit von Gips bei 20 °C 4750 m/s bis 5000 m/s und die S-Wellengeschwindigkeit 2500 m/s. Bei einer Temperaturerhöhung bis 110 °C nehmen die Geschwindigkeiten leicht ab. Die Poissonzahl liegt bei 0.325. Bei weiterer Temperaturerhöhung wird das im Gips gebundene Wasser freigesetzt. Der Poreninnendruck

steigt dadurch deutlich an, und die Geschwindigkeit verringert sich auf bis zu 3000 m/s (P-Welle) und 1600 m/s (S-Welle). Die Poissonzahl verringert sich auf bis zu 0.20. Durch die Temperaturerhöhung wird die P-Wellengeschwindigkeit stärker beeinflusst als die S-Wellengeschwindigkeit.

Steinsalzgranulat (Halit-Versatz) wird als Material zum Verfüllen von Strecken und Bohrlöchern in Salzbergwerken verwendet. Ausführlich untersucht wurde das thermomechanische Verhalten von Steinsalzgranulat im Rahmen der Forschung für ein Endlager für radioaktive Abfälle in tiefen geologischen Formationen. *Breidenich (1993)* faßt die Ergebnisse zahlreicher Forschungsprojekte, die das GSF-Forschungszentrum für Umwelt und Gesundheit mbH im Auftrag der Bundesregierung durchgeführt hat, zusammen. Danach ergeben sich aus den experimentellen Untersuchungen folgende Resultate:

- **Steinsalzgranulat** besitzt, ebenso wie kompaktes Steinsalz, ein ausgeprägtes elastisch-viskoplastisches Materialverhalten. Der elastische Anteil ist reversibel, der viskoplastische irreversibel. Das viskoplastische Fließverhalten der einzelnen Granulatkörner führt unter äußerer Belastung zu einer makroskopisch feststellbaren Kompaktion, die bei Beibehaltung der äußeren Belastung erst dann zum Stillstand kommt, wenn in dem Granulat keine Poren mehr vorhanden sind.
- Die zur Beschreibung des reversiblen Materialverhaltens erforderlichen Materialparameter (Elastizitätsmodul, Kompressionsmodul) besitzen wesentlich kleinere Werte als die des kompakten Steinsalzes. Der Elastizitätsmodul und der Kompressionsmodul nehmen mit der Kompaktion zu, das Material wird steifer. Die Querkontraktionszahl von Steinsalzgranulat entspricht näherungsweise der von kompaktem Steinsalz ($\nu = 0.27$).
- Befinden sich die Granulatkörner in einer lockeren Anordnung, dann führt eine aufgeprägte Druckbelastung innerhalb von Minuten bzw. Sekunden zu einer bleibenden Kurzzeitkompaktion. Bei konstanter Druckbelastung erfährt eine Materialprobe aus Steinsalzgranulat eine mit der Zeit langsam zunehmende Kompaktion (Kriechkompaktion).

Breidenich (1993) gibt eine explizite Formel für den Kompressionsmodul von Steinsalzgranulat an. Ein explizites Stoffgesetz zur Beschreibung des thermomechanischen Verhaltens von Steinsalzgranulat findet sich bei *Hein (1991)*.

2.6 Bewertung der bisherigen Messungen

Wie diese kurze Zusammenfassung der dynamisch und statisch elastischen Eigenschaften von Steinsalz und Anhydrit zeigt, sind diese beiden Gesteine, obwohl sie in unmittelbarer Nachbarschaft voneinander vorkommen, sehr unterschiedlich. Während sich Steinsalz unter Belastung verformen und Spannungen abbauen kann, ohne Risse und Klüfte auszubilden, verformt sich Anhydrit nur elastisch und reagiert auf höhere Spannungen mit Rissbildung. Diese Risse erhöhen die Permeabilität des Gesteins drastisch und stellen potentielle Pfade für Fluide und Gase dar. Im schlimmsten Fall („Störfallszenario“) bilden sich durch den geklüfteten Anhydrit Wegsamkeiten in einer Steinsalzlagerstätte aus, die ungesättigtes Grundwasser tief in eine Steinsalzlagerstätte eindringen lassen. Durch die zwangsläufige Anlösung des Steinsalzes werden neue Wegsamkeiten geschaffen, was letztendlich zu einem Wasserzutritt ins eigentliche Endlager und zu einer Mobilisierung der Radionuklide führt. Die natürliche Barrierewirkung der von Natur aus extrem niedrig permeablen Gesteine bricht dann zusammen.

Wie schon aus den vorgestellten Messungen ersichtlich ist, stellt die Messung der seismischen Geschwindigkeiten an Laborprobe und in-situ eine sehr effektive Methode zur qualitativen Beurteilung des Gesteinszustandes dar. Allerdings konzentrieren sich die vorhandenen Untersuchungen auf Steinsalz als das eigentliche Wirtsgestein. Oftmals beschränken sich diese Experimente auf eine qualitative Beschreibung der Effekte von Druck, Aufheizung und Materialkriechen auf die seismischen Geschwindigkeiten. Nur selten werden die petrophysikalischen Ursachen dieser Veränderungen verifiziert oder quantifiziert. Untersuchungen zur direkten quantitativen Korrelation endlagerrelevanter Eigenschaften wie Permeabilität mit seismischen Eigenschaften (*Popp, Kern, 1998*) sind bislang Einzelfälle. Teilweise liegt dies an den größeren experimentellen Anforderungen an solche Untersuchungen. Der Erfolg solcher Korrelationen belegt aber, daß die quantitative Auswertung seismischer Eigenschaften mehr Potential besitzt als bisher verwendet wird. Da eine rein theoretische Korrelation zwischen den einzelnen Parametern aufgrund vereinfachenden Modellannahmen mit Unsicherheiten behaftet ist,

stellen kombinierte explizite Messungen, z. B. von Geschwindigkeit und Permeabilität, eine wichtige Ergänzung dar. Eine weitere Lücke der bisherigen Untersuchungen an Steinsalz ist die weitestgehende Vernachlässigung anisotroper Gesteinseigenschaften. Sobald z. B. die enthaltenen Gesteinskörner in eine Richtungen gestreckt sind, werden die Gesteinseigenschaften richtungsabhängig. Solche Anisotropien werden auch durch enthaltene Risse mit einer Vorzugsrichtung im Gestein erzeugt. Bis auf wenige Ausnahmen (*El-Karami, 1964, Gies, 1981*) wird Steinsalz als isotropes Medium betrachtet, was so pauschal nicht für alle Lagerungsverhältnisse gilt.

Geotechnische und geophysikalische Untersuchungen an Anhydrit sind sehr viel seltener durchgeführt worden als an Steinsalz. Dementsprechend wenig ist über die Korrelation seismischer mit petrophysikalischen Eigenschaften bekannt. Die vorhandenen Untersuchungen beschränken sich ausschließlich auf die qualitative Beschreibung von Effekten ohne petrophysikalische Korrelationen herzustellen. Die nachfolgend vorgestellten Untersuchungen liefern einen Beitrag zu quantitativeren Beschreibung von Anhydrit.

3 Eigenschaften elastischer Wellen

Zur Durchschallung von Gesteinen werden elastische Wellen verwendet, die in natürlichen Gesteinen gedämpft werden. Die Amplitude (\bar{y}) einer solchen gedämpften ebenen Welle mit der Kreisfrequenz ω kann in Abhängigkeit vom Zeitpunkt (t) und dem Beobachtungspunkt (\bar{x}) in einem homogenen isotropen Medium beschrieben werden durch:

$$\bar{y}(\bar{x}, t) = \bar{y}(\bar{x}_0, t_0) \cdot \exp(-\alpha(\omega)\bar{x}) \exp\left(i\left[\omega t - \omega \frac{\bar{x}}{c} + \Theta\right]\right) \quad [3]$$

Dabei gibt c die Phasengeschwindigkeit der Welle in Ausbreitungsrichtung, α den Absorptionsfaktor des Gesteins in Ausbreitungsrichtung und Θ die Phasenverschiebung aufgrund der dämpfungsbedingten Dispersion an. Die einzelnen Parameter dieser Welle sind von den elastischen Eigenschaften des durchlaufenen Mediums abhängig.

Für kleine elastische Deformationen gilt das Hookesche Gesetz in der verallgemeinerten Form:

$$\sigma_{jk} = C_{jkmn} \epsilon_{mn} \quad j, k, m, n = 1, 2, 3 \quad [4]$$

Dabei bezeichnet $\{\sigma_{jk}\}$ den Spannungstensor, $\{\epsilon_{mn}\}$ den Deformationstensor und $\{C_{jkmn}\}$ den Tensor der elastischen Konstanten. Es wird die Einsteinsche Summenkonvention verwendet.

3.1 Isotrope Medien

In einem isotropen Medium genügen zwei Konstanten zur vollständigen Beschreibung des elastischen Verhaltens. Verwendet werden dazu die Lamé-Konstanten (λ , μ), der Elastizitätsmodul (E), die Poissonzahl (χ), der Schermodul (μ) oder der Kompressionsmodul (K). In einem isotropen Medium lassen sich aus jeweils zwei dieser Parameter die anderen Parameter ableiten (z. B. *Mavko, Mukerji, Dvorkin, 1998*). In einem solchen Medium wird die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung z. B. beschrieben durch:

$$\sigma_{jk} = \lambda \cdot \varepsilon_{jk} \delta_{jk} + 2\mu \cdot \varepsilon_{jk} \quad [5]$$

Daraus ergibt sich die Bewegungsgleichung:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} u_i + \mu \frac{\partial^2}{\partial x_k \partial x_k} u_i \quad i = 1, 2, 3 \quad [6]$$

wobei ρ die Materialdichte, u_i die Komponenten des Verschiebungsvektors und x_i die verschiedenen Richtungen bezeichnen (*Militzer, Weber, 1987*). Durch Zerlegung des Verschiebungsvektors \vec{u} in einen rotationsfreien Vektor $\vec{u}^{(1)}$ und einen divergenzfreien Vektor $\vec{u}^{(2)}$ erhält man die beiden Wellengleichungen:

$$\Delta \vec{u}^{(1)} - \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}^{(1)} = 0 \quad [7]$$

$$\Delta \vec{u}^{(2)} - \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{u}^{(2)} = 0 \quad [8]$$

Die Lösungen dieser Wellengleichungen stellen zwei Arten der elastischen Raumwellen in festen Körpern dar. Die Wellen $\vec{u}^{(1)}$ sind Kompressionswellen, die Wellen $\vec{u}^{(2)}$ sind Scherwellen. Aus den Wellengleichungen ergeben sich für die Geschwindigkeiten beider Wellen:

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{für die Kompressionswelle,} \quad [9]$$

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad \text{für die Scherwelle.} \quad [10]$$

3.2 Anisotrope Medien

In anisotropen Medien sind die elastischen Eigenschaften richtungsabhängig. Je nach Anzahl der Symmetrieebenen unterscheidet man zwischen verschiedenen Systemen, die zur vollständigen Beschreibung eine unterschiedliche Anzahl Elastizitätskonstanten benötigen (s. Tabelle 3-1).

Symmetrieeigenschaften der ursprünglichen Rißverteilung	Angewandeter Druck	Orientierung des angewendeten Druckes	Symmetrieeigenschaften der induzierten Geschwindigkeitsanisotropie	Anzahl der Elastizitätskonstanten
Regellos	Hydrostatisch		Isotrop	2
	Einaxial		Axial	5
	Triaxial		Orthorombisch	9
Axial	Hydrostatisch		Axial	5
	Einaxial	Parallel zur Symmetrieachse	Axial	5
	Einaxial	Senkrecht zur Symmetrieachse	Orthorombisch	9
	Einaxial	Geneigt	Monoklin	13
	Triaxial	Parallel zur Symmetrieachse	Orthorombisch	9
	Triaxial	Geneigt	Monoklin	13
Orthorombisch	Hydrostatisch		Orthorombisch	9
	Einaxial	Parallel zur Symmetrieachse	Orthorombisch	9
	Einaxial	Geneigt in der Symmetrieebene	Monoklin	13
	Einaxial	Geneigt	Triklin	21
	Triaxial	Parallel zur Symmetrieachse	Orthorombisch	9
	Triaxial	Geneigt in der Symmetrieebene	Monoklin	13
	Triaxial	Geneigt	Triklin	21

Tabelle 3-1: Abhängigkeit der Symmetrie der induzierten Geschwindigkeitsanisotropie von der ursprünglichen Rißverteilung und dem angewendeten Druck

Die Wellenausbreitung in einem anisotropen Medium ist grundsätzlich verschieden zur Ausbreitung in einem isotropen Medium. Eine Einführung in einige der Effekte gibt *Crampin (1984)*, *Crampin und Lovell (1991)* und *Mavko, Mukerji, Dvorkin (1998)*. Unter In-situ-

Bedingungen sind in intaktem Steinsalz und Anhydrit bisher noch keine polarisationsabhängigen Scherwelleneigenschaften beobachtet worden. Wie in anderen Gesteinen besteht aber die Möglichkeit, durch gerichtete Spannungsfelder eine Anisotropie dem Gestein aufzuprägen (z. B. *Crampin, Leary, 1993, Thomsen, 1986*). In einem isotropen Gestein mit zufallsverteilten Rissen schließen sich unter allseitigem (hydrostatischen) Druck die Risse gleichmäßig und das Material bleibt isotrop. Neue Risse können nicht gebildet werden. Ist die Spannung dagegen in verschiedenen Richtungen unterschiedlich groß, dann schließen sich die Risse nicht mehr gleichmäßig. Die Risse mit Normalen in Richtung des maximalen Drucks schließen sich bevorzugt, und erhöhen die elastischen Moduli in dieser Richtung. Sind die Spannungsdifferenzen zwischen unterschiedlichen Richtungen groß genug, können darüber hinaus neue Risse entstehen oder bestehende Risse und Korngrenzen aufgelockert werden. Makroskopisch bewirkt dies eine Abhängigkeit der Eigenschaften elastischer Wellen von dem Winkel zwischen Polarisationsrichtung und Reißausrichtung. Anhand von Laborproben ist diese spannungsinduzierte Anisotropie von zahlreichen Autoren nachgewiesen worden (*Nur, Simmons, 1969, Lockner, Walsh, Byerlee, 1977, Zamora, Poirier, 1990, Sayers, Van Munster, King, 1990, Yin, 1992, Cruts et al., 1995*). Eine Faustregel dabei ist, daß die Welleneigenschaften dann am empfindlichsten auf Risse reagieren, wenn ihre Ausbreitungsrichtung oder ihre Polarisationsrichtung senkrecht zur Reißnormalen liegt.

Sowohl die Geschwindigkeiten als auch die Dämpfungen elastischer Wellen sind in rißbehafteten Medien abhängig von dem relativen Winkel zwischen der Partikelbewegung und eventuell vorhandenen Symmetrieachsen. Für P-Wellen liegt die Partikelbewegung in der Ausbreitungsrichtung. Zur Feststellung eventueller Winkelabhängigkeiten müßte daher die Position der gesamten Durchschallungsstrecke verändert werden. Da S-Wellen dagegen eine Partikelbewegung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung verursachen, kann die Polarisationsrichtung durch Drehung der Prüfköpfe variiert werden. Nachdem von Sende- und Empfangsprüfkopf für S-Wellen die Schwingrichtungen festgestellt worden waren, wurden die Proben mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen durchschallt. Dabei wurden Sende- und Empfangsprüfkopf gleichmäßig gedreht.

Zeigt die Probe Reiß- oder Kornausrichtungen in einer bestimmten Richtung (Transversal Isotropie), dann wird die einfallende S-Welle in zwei senkrecht zueinander polarisierten Wellen aufgespalten („Scherwellen-splitting“, s. Abbildung 3-1). Eine der Komponenten (SV) ist

parallel zur Rißnormalen polarisiert, während die andere Welle (SH) senkrecht zur Rißnormalen polarisiert wird. Beide Wellen besitzen unterschiedliche Geschwindigkeiten. In rißbehafteten Medien zeigt die parallel zu den Rissen polarisierte Welle die größere Geschwindigkeit. Nach dem Modell von Hudson stimmt sie mit der Scherwellengeschwindigkeit der intakten Matrix überein. Unter einaxialer Belastung schließen sich Risse mit Normalen in Druckrichtung, während Rißflächen mit Normalen senkrecht zur Druckrichtung verstärkt werden oder neu entstehen. Ist die Probe darüber hinaus noch asymmetrisch, können sich Risse mit einer speziellen Vorzugsrichtung entwickeln. Dadurch werden die elastischen Eigenschaften der Probe anisotrop und eine elastische Scherwelle spaltet sich beim Durchgang durch ein solches Medium in zwei unterschiedlich polarisierte Scherwellen auf. Diese Aufspaltung bewirkt, daß sich am Empfangsprüfkopf die Signale von zwei unterschiedlich polarisierten Wellen überlagern, und normalerweise liegt keine der Polarisationsrichtungen in der Empfangsrichtung des Prüfkopfes. Lediglich für den Fall, daß die Polarisationsrichtung des Sendeprüfkopfes parallel oder senkrecht zur Rißausrichtung liegt, findet keine Aufspaltung in zwei Wellentypen statt. Der Empfangsprüfkopf registriert eine reine SH- oder SV-Welle. Für diesen Fall kann die maximal gemessene Geschwindigkeit und der maximale Q-Faktor mit der Rißrichtung korreliert werden, während die minimale Geschwindigkeit und der minimale Q-Faktor bei einer Polarisationsrichtung senkrecht zur Rißausrichtung auftreten sollte.

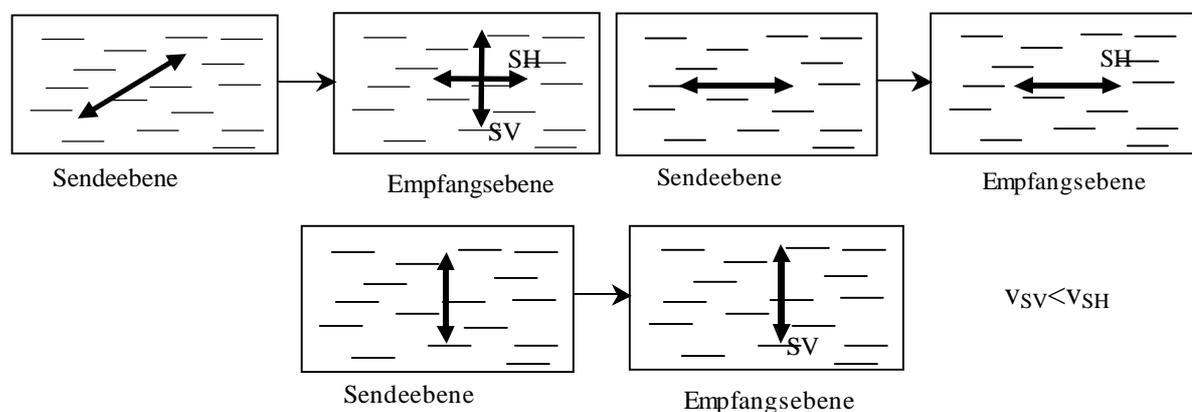


Abbildung 3-1: Partikelbewegung der Scherwelle in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung

Im Labor kann die Polarisationsrichtung des Scherwellensignals explizit variiert werden. In situ ist das nur mit sehr viel Aufwand möglich. Deshalb werden bei solchen Anwendungen lediglich zwei aufeinander senkrecht stehende Komponenten des Scherwellensignals gemessen. Anschließend werden die Einzelkomponenten rechnerisch so gedreht, daß die unter-

schiedlichen Spuren jeweils nur Signalenergie eines Scherwellentyps (parallel, senkrecht) enthalten. Eine Scherwelle mit einer Polarisationsrichtung, weder senkrecht noch parallel zur Rißausrichtung, spaltet sich beim Durchgang durch ein ribehaftetes Medium in zwei senkrecht zueinander polarisierten Scherwellen. Diese Polarisationsrichtungen liegen senkrecht und parallel zur Rißausrichtung. Die grere Geschwindigkeit ergibt sich für die parallel zu den Rissen polarisierten Welle.

3.3 P-/S-Wellendämpfung

Als Dämpfung einer elastischen Welle wird im allgemeinsten Fall die Abnahme der Amplitude mit zunehmendem Laufweg bezeichnet. Diese Amplitudenabnahme ist unter anderem auf Effekte, wie den geometrischen Ausbreitungsverlust und Reflexionen zurückzuführen. Im hier untersuchten speziellen Fall wird mit Dämpfung die Amplitudenabnahme aufgrund der nicht-elastischen Eigenschaften des Gesteins bezeichnet. Dies bedeutet, daß beim Durchgang einer Welle ein Teil ihrer Energie, z. B. in Form von Wärme, dem Gestein zugeführt wird und der Welle verloren geht. Mit Hilfe dieses Energieverlustes kann die Dämpfung durch die Einführung des Qualitäts- (Q-) Faktors quantitativ beschrieben werden (z. B. *Buttkus, 1991*):

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta E}{E} \quad [11]$$

Q : Qualitätsfaktor

ΔE : Energieverlust/Periode

E : Energie der Schwingung

Der Qualitäts- oder Q-Faktor ist ein dimensionsloses Maß für die Schwingfhigkeit eines Systems. Der reziproke Wert ist ein Maß für die Dämpfung. Da die Energie einer Schwingung proportional zum Quadrat der Amplitude ist, folgt für den Q-Faktor ($Q \gg 1$) unter Verwendung der Wellenlänge L

$$Q = 2\pi \frac{E(|\bar{x}_0|)}{E(|\bar{x}_0|) - E(|\bar{x}_0| + L)} \approx \frac{2\pi}{1 - \exp(-2\alpha(\omega)L)} \approx \frac{2\pi}{1 - (1 - 2\alpha(\omega)L)} = \frac{\pi}{\alpha(\omega)L} \quad [12]$$

Mit der Beziehung $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{L}$ wird daraus

$$Q \approx \frac{\omega}{2\alpha(\omega) \cdot c(\omega)} \quad \Leftrightarrow \quad \alpha(\omega) \approx \frac{\omega}{2Q(\omega) \cdot c(\omega)} \quad [13]$$

Sowohl Untersuchungen im niederfrequenten (*Anderson, Hart, 1978, Knopoff, 1984*) als auch im hochfrequenten (*Johnston, 1979, Blair, 1990, Toksöz et al., 1979*) Bereich legen ein Gesetz der Form $\alpha(\omega) \sim \omega$ nahe. Dies bedeutet, daß der Term $Q(\omega) \cdot c(\omega) = \text{const.}$ sein muß. Wird die dämpfungsbedingte Dispersion vernachlässigt (*Duren, Trantham, 1997*), so folgt daraus $Q = \text{const.}$ Eine Übersicht über die Literatur zu anderen Frequenzabhängigkeiten des Dämpfungskoeffizienten gibt *Kjartsson (1979)*.

Mit Hilfe der von *Futterman (1962)* bestimmten dämpfungsbedingten Dispersionsrelation kann die elastische Welle nach Gleichung [3] im Frequenzbereich geschrieben werden als:

$$Y(\omega, \tau) = \frac{y_0}{|\bar{x} - \bar{x}_0|} \cdot \exp \left[-\frac{\omega}{2Q} \tau + i \left\{ \omega \tau \left(1 - \frac{1}{\pi Q} \ln \frac{|\omega|}{\omega_0} \right) \right\} \right] \quad [14]$$

mit $y_0 = |\bar{y}(\bar{x}, t_0)|$, $Q = \text{const.}$ und der Laufzeit $\tau = \frac{|\bar{x} - \bar{x}_0|}{c(\omega_0)}$. ω_0 stellt eine beliebig kleine, aber

feste positive Referenzfrequenz dar, unterhalb der per Definition die dämpfungsbedingte Dispersion verschwindet. Diese Überlegungen gelten prinzipiell für alle Frequenzbereiche. Die Bandbreite der Untersuchungen von Q-Faktoren von elastischen Wellen reicht von einigen Megahertz bei Laboruntersuchungen, über den Bereich der akustischen (einige Kilohertz) (*Lovell, Hornby, 1990*) und seismischen (10-200 Hz) bis hin zu den tieffrequenten Raum- und Oberflächenwellen der Seismologie. Am unteren Ende der Frequenzachse stehen Erdeigen-schwingungen (*Deschamps, 1977*) und Erdzeiten. Im Extremfall erreicht die Periodendauer wie beim Chandler Wobble viele Monate.

Spektrenquotient

Das Spektrenquotientenverfahren ist das wahrscheinlich am häufigsten eingesetzte Verfahren bei der Dämpfungsbestimmung (z. B. *Petzold, 1977*). Es ist bei mittleren bis hohen Dämpfungen unempfindlich gegenüber subjektiven Auswerteparametern wie Signallänge und Auswertebereich. Eine Zusammenfassung und Beurteilung anderer Verfahren findet man bei *Meißner, Theilen (1986)*, *Meißner (1990)*.

Durch die Registrierung eines ungedämpften (Y_1) und eines gedämpften (Y_2) Signals ist es möglich, auch ohne explizite Kenntnis des Quellsignals und der Ankopplungseffekte den Qualitätsfaktor zu ermitteln. Wird die Experimentkonfiguration so gewählt, daß diese Effekte bei der Messung der beiden Signale als konstant betrachtet werden können, ergibt sich durch Quotientenbildung:

$$\frac{Y_2(\omega, \tau_2)}{Y_1(\omega, \tau_1)} = \frac{|\bar{x}_1 - \bar{x}_0|}{|\bar{x}_2 - \bar{x}_0|} \cdot \exp\left[\frac{\omega}{2} \cdot \left(\frac{\tau_1}{Q_1} - \frac{\tau_2}{Q_2}\right)\right] \cdot \exp\left[i\omega\left(\tau_2 - \tau_1 - \frac{\tau_2}{\pi Q_2} + \frac{\tau_1}{\pi Q_1}\right) \ln \frac{|\omega|}{\omega_0}\right] \quad [15]$$

Das Referenzsignal Y_1 wird entweder durch die Messung an einem Aluminiumkörper gleicher Probenabmessungen oder durch Messung bei direkt aufeinander gesetzten Prüfköpfen ermittelt. In erster Näherung kann Aluminium als ein nicht dämpfendes Medium mit $Q_1 = Q_{\text{Alu}} \gg Q_2$ betrachtet werden.

$$\frac{Y_2(\omega, \tau_2)}{Y_1(\omega, \tau_1)} = \frac{|\bar{x}_1 - \bar{x}_0|}{|\bar{x}_2 - \bar{x}_0|} \cdot \exp\left[-\frac{\omega \cdot \tau_2}{2Q_2} + i\left\{\omega \cdot \Delta\tau - \frac{\omega \cdot \tau_2}{\pi Q_2} \ln \frac{|\omega|}{\omega_0}\right\}\right] \quad [16]$$

$\Delta\tau$: Laufzeitdifferenz von Meß- und Referenzsignal ($\tau_2 - \tau_1$)

Der Qualitätsfaktor Q kann sowohl aus dem Amplituden- als auch dem Phasenspektrum des Spektrenquotienten ermittelt werden. Da das Phasenspektrum an realen Daten in der Regel mit großen Schwankungen behaftet ist, wird unter dem Spektrenquotientenverfahren nur die Betrachtung der Amplituden verstanden.

$$\ln \left| \frac{Y_2(\omega, \tau_2)}{Y_1(\omega, \tau_1)} \right| = \ln \left| \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_0}{\bar{x}_2 - \bar{x}_0} \right| - \frac{\omega}{2} \cdot \frac{\tau_2}{Q_2} = \ln \left| \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_0}{\bar{x}_2 - \bar{x}_0} \right| - \frac{\pi \cdot \tau_2}{Q_2} \cdot f \quad \text{mit } f: \text{Frequenz} \quad [17]$$

Wird der Spektrenquotienten $\left(\ln \left| \frac{Y_2(\omega, \tau_2)}{Y_1(\omega, \tau_1)} \right| \right)$ gegen die Frequenz (f) aufgetragen, so lässt sich aus der Steigung $\left(\frac{\pi \cdot \tau_2}{Q_2} \right)$ der Q-Faktor berechnen.

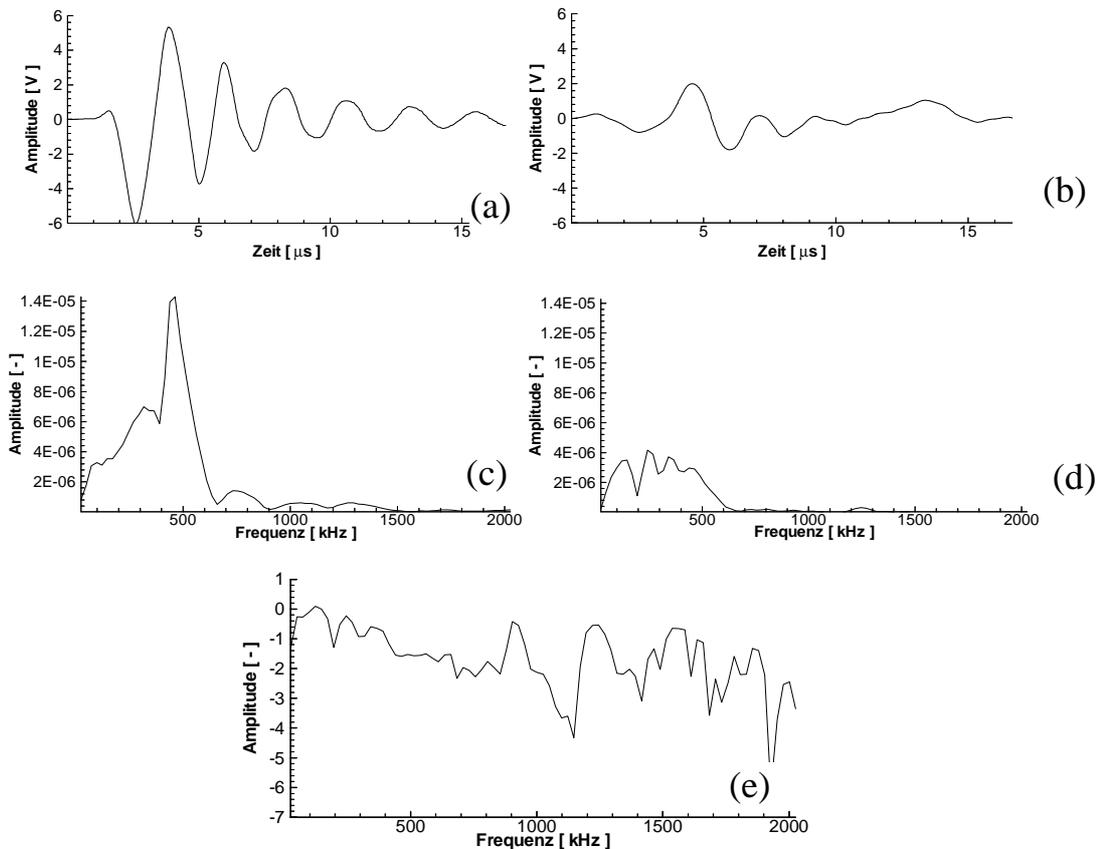


Abbildung 3-2: Typische Beispiele für ein ungedämpftes (a) und gedämpftes (b) Signal sowie die dazugehörigen Spektren (c, d) und dem resultierenden Spektrenquotienten (e)

Typische Beispiele für die gemessenen ungedämpften und gedämpften Signale sowie die dazugehörigen Spektren und der resultierende Spektrenquotient sind in Abbildung 3-2 dargestellt. Wie daraus ersichtlich ist, weisen die Spektren auswertbare Amplituden in einem Frequenzbereich von 200 kHz bis 800 kHz auf. In diesem Bereich kann der Spektrenquotienten

durch eine Gerade approximiert und aus der Steigung und Signallaufzeit ein Q-Faktor gemäß Gleichung [17] berechnet werden.

3.4 Nicht-Lineare Eigenschaften

Normalerweise wird lediglich die lineare Approximation der seismische Übertragungsfunktion betrachtet. Unter bestimmten Bedingungen können jedoch die Anteile höherer Ordnung zur Auswertung herangezogen werden. Ein Kriterium zur Relevanz nicht-linearer Anteile der seismischen Übertragungsfunktion ist das Verhältnis zwischen Partikel- und Phasengeschwindigkeit, der Nichtlinearitätsparameter (χ). Ein kleiner Nichtlinearitätsparameter ist eine notwendige aber nicht ausreichende Bedingung für die Gültigkeit der linearen Approximation im allgemeinen Fall. Kleine Effekte können sich im Lauf der Zeit oder während langer Laufwege aufsummieren. Solche Effekte hängen stark von der Dispersion der Welle ab (*Billings, Fakhouri, 1980, Marsi, Caughey, 1979*).

3.4.1 „Detuning“-Effekt

Ein nicht-linearer Prozeß wird bestimmt durch Modellgleichungen wie z. B.:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{L}u = -\psi u \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (\text{„Hertz-Gleichung“}) \quad [18]$$

wobei \mathbf{L} einen linearen Operator darstellt, der die Dispersionsbeziehung für lineare Wellen angibt (z. B. *Kneubühl, 1995*). Für den Fall $L = c_0 \partial/\partial x$ ergibt sich als Lösung für den linearen Fall ($\psi=0$) eine Welle, ohne Dispersion und mit einer Geschwindigkeit von c_0 . Unter der Annahme, daß die Dispersionsbeziehung bekannt ist, wird im folgenden $\omega(\mathbf{k}) = \omega_{\mathbf{k}}$ gesetzt. Zur Zeit $t = 0$ wird eine Störung der Form $u(x,0) = \psi \cdot a \cdot \exp(ikx) + c.c.$ angenommen. Das Symbol $c.c.$ steht hier und im weiteren für den komplex konjugierten Term davor. Mit dieser Ausgangsgleichung werden Lösungen der Modellgleichungen in der Form:

$u = \psi u_1 + \psi^2 u_2 + \psi^3 u_3 + \dots$ gesucht. Wird dieser Ansatz in die Modellgleichung eingesetzt und die Terme nach der Ordnung in ψ sortiert, ergibt sich für den linearen Term:

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \mathbf{L}u_1 = 0 \quad [19]$$

Unter der Annahme, daß bei $t=0$, $u_1(x,0) = a \cdot \exp(ikx) + c.c.$ gilt, ist die Lösung dieser Gleichung

$$u_1(x,t) = a \exp[i(kx - \omega_k t)] + c.c. \quad [20]$$

Für die zweite Ordnung in ψ ergibt sich durch Gleichsetzung der entsprechenden Terme und der Anfangsbedingung $u_2(x,0) = 0$ die inhomogene Gleichung

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + \mathbf{L}u_2 = -u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = -ika^2 \exp[2i(kx - \omega_k t)] + c.c. \quad [21]$$

Falls die rechte Seite dieser Gleichung nicht Lösung der homogenen Gleichung ist, dann gilt:

$$2\omega_k \neq \omega_{2k} = \omega(2k) \quad [22]$$

Für die Lösung ergibt sich unter diesen Bedingungen:

$$u_2(x,t) = \frac{ka^2}{2\omega_k - \omega_{2k}} \left\{ \exp[2i(kx - \omega_k t)] - \exp[i(2kx - \omega_{2k} t)] \right\} + c.c. \quad [23]$$

Falls die Differenz $\Delta\omega = 2\omega_k - \omega_{2k}$ („Detuning“-Effekt) groß ist, bleibt der Anteil u_2 klein zu allen Zeiten. Das Zeitintervall $\tau_i = \pi/\Delta\omega = \pi/(2\omega_k - \omega_{2k})$ gibt die Zeit an, die die zweite Harmonische benötigt, um ihr Maximum zu erreichen. Sie wird bezeichnet als Charakteristische Überlagerungszeit. Je größer die Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ ist, desto kleiner ist die cha-

rakteristische Überlagerungszeit τ_i . Für ein nicht-lineares Medium wäre aufgrund des „Detuning“-Effektes die Abspaltung eines weiteren Peaks vom Hauptpeak zu erwarten.

Um den „Detuning“-Effekt qualitativ nachzuweisen, wurden drei Proben mit sehr unterschiedlichen Materialparametern (Stahl, Anhydrit, Steinsalz) durchschallt. Das verwendete Signal bestand aus jeweils zwei sinusförmigen Signalen mit unterschiedlichen Frequenzen, die additiv überlagert wurden. Die Spektren der registrierten Signale sind in Abbildung 3-3 dargestellt. Die Verstärkungsfaktoren waren bei den unterschiedlichen Proben verschieden, so daß die Amplitudenwerte quantitativ nicht direkt miteinander verglichen werden können.

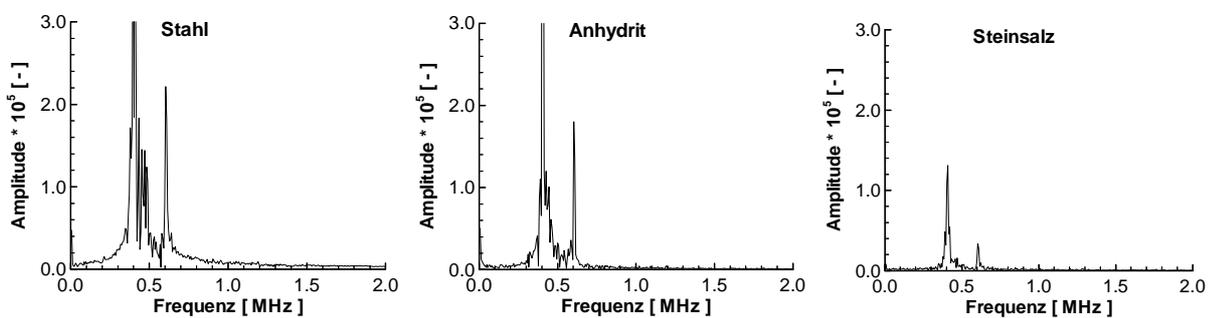


Abbildung 3-3: Amplitudenspektren für Eingangssignale aus zwei sinusförmigen Schwingungen mit den Frequenzen (400 kHz und 600 kHz)

Die Stahlprobe kann bei diesem Versuch als das Medium angesehen werden, bei dem die lineare Näherung am besten erfüllt ist. Die Anhydrit- und Steinsalzprobe sollten aufgrund ihrer zunehmenden Rißdichte zunehmend nicht-lineare Effekte zeigen (*Liu, 1989*).

Verglichen mit den anderen beiden Proben zeigt die Stahlprobe das differenzierteste Amplitudenspektrum. Wie bei den anderen Proben konzentriert sich die Signalenergie bei den Frequenzen 400 kHz und 600 kHz. Die Hauptträgerfrequenz des Eingangssignals von 400 kHz weist nur die höhere Signalenergie auf. Anhydrit gehört zu den Gesteinen mit hoher Elastizität und geringer Dämpfung. Im Vergleich zur Stahlprobe konzentriert sich die Signalenergie noch stärker bei den Frequenzen 400 kHz und 600 kHz. Steinsalz weist zwar auch nur eine geringe Dämpfung im Vergleich zu anderen natürlichen Gesteinen auf, trotzdem ist die Dämpfung höher als bei Anhydrit und Stahl. Dies drückt sich in den Amplitudenspektren durch einen geringeren Anteil höherer Frequenzen aus. Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Stahl- und

Anhydritprobe konzentriert sich die Signalenergie hauptsächlich bei 400 kHz. Dies ist auch auf die höhere Dämpfung von Steinsalz gegenüber Stahl und Anhydrit zurückzuführen.

Obwohl die Verteilung der Signalenergie bei allen Proben unterschiedlich ist, läßt sich mit der erreichten Auflösung keine „Entmischung“ der Hauptpeaks feststellen. Dies gilt neben den dargestellten Ergebnissen auch für zahlreiche andere gemessene Frequenzkombinationen. Aus diesem Grund wird zur Untersuchung der nichtlinearen Effekte im weiteren nicht mehr auf die „Detuning“-Methode zurückgegriffen.

3.4.2 Volterra-Reihe

Nach diesem Verfahren, das von Kollegen an der Pariser école polytechnique entwickelt wurde (*Liu, 1989*), wird zur Erfassung des nicht-linearen Anteils der Übertragungsfunktion das Ausgangssignal, z. B. einer Durchschallung, in Komponenten verschiedener Ordnung zerlegt.

$$y(t) = y_1(t) + y_2(t) + \dots + y_n(t) \quad [24]$$

Jede dieser Komponenten ist definiert durch das Funktional

$$y_n(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} h_n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) \prod_{k=1}^n x(t - \tau_k) d\tau_k \quad [25]$$

Eine solche Reihe wird als Voltterraserie bezeichnet und spielt in der Elektronik und Nachrichtentechnik eine wichtige Rolle. Die Komponente erster Ordnung beschreibt die lineare Faltung

$$y_1(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h_1(\tau) x(t - \tau) d\tau, \quad [26]$$

wobei $x(t)$ das Eingangssignal und $h_1(t)$ die Impulsantwort erster Ordnung darstellt, die das Verhalten eines linearen Systems beschreibt. Die anderen Komponenten benötigen mehr als

einen Zeitparameter und eine mehrdimensionale Signalanalyse ist notwendig. Für die nicht-lineare Komponente zweiter Ordnung gilt:

$${}_2 y(t_1, t_2) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h_2(\tau_1, \tau_2) x(t_1 - \tau_1) x(t_2 - \tau_2) d\tau_1 d\tau_2, \quad [27]$$

wobei τ_1, τ_2 zwei Zeitparameter sind und $h_2(\tau_1, \tau_2)$ die zweite Ordnung der Übertragungsfunktion bezeichnet. Wählt man als Eingangssignal einen einzelnen Impuls der Form

$$x(t) = A\delta(t-T), \quad [28]$$

wobei $\delta(t-T)$ einen Deltaimpuls zum Zeitpunkt T beschreibt, erhält man durch Einsetzen in Gleichung [25]:

$$y(t) = \sum_{i=1}^n {}_i y(t) = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} h_i(t_1, t_2, \dots, t_i) \prod_{k=1}^i A\delta(t-T-t_k) dt_k \quad [29]$$

$$= \sum_{i=1}^n A^i h_i(t-T) \quad [30]$$

Verwendet man statt der Impulsfunktion die Heaviside Sprungfunktion $H(t)$, so ergibt sich:

$$y(t) = \sum_{i=1}^n {}_i y(t) = \sum_{i=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} h_i(t_1, t_2, \dots, t_i) \prod_{k=1}^i AH(t-T-t_k) dt_k \quad [31]$$

$$= \sum_{i=1}^n A^i \int_{-\infty}^{t-T} \dots \int_{-\infty}^{t-T} h_i(t_1, t_2, \dots, t_i) \prod_{k=1}^i dt_k \quad [32]$$

$$= \sum_{i=1}^n A^i \cdot \Xi_i(t-T) \quad [33]$$

Obwohl die Funktionen $\Xi_i(t)$ die Integrale der Übertragungsfunktionen verschiedener Ordnung beschreiben, sind die Ordnungen größer als zwei dieser Funktion ein Maß für die Nichtlinearität des Systems. Für den qualitativen Nachweis der Nichtlinearität kann daher auch eine Sprungfunktion verwendet werden.

Aus m Impulsen mit unterschiedlichen Amplituden A_m ergibt sich nach dieser Formel

$${}_m y(t) = \sum_{i=1}^n A_m^i \Xi_i(t-T) \quad [34]$$

Als Matrix geschrieben lautet diese Gleichung

$$\{y\} = [A]\{\Xi\} \quad [35]$$

mit

$$\{y\} = ({}_1y(t), {}_2y(t), \dots, {}_m y(t))^T \quad [36]$$

$$\{\Xi\} = (\Xi_1(t-T), \Xi_2(t-T), \dots, \Xi_n(t-T))^T \quad [37]$$

$$[A] = \begin{bmatrix} A_1^1 & A_1^2 & \dots & A_1^n \\ A_2^1 & A_2^2 & \dots & A_2^n \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_m^1 & A_m^2 & \dots & A_m^n \end{bmatrix} \quad [38]$$

oder

$$\{\Xi\} = [A]^{-1}\{y\} \quad [39]$$

Diese Gleichung beschreibt die Sprungantwort verschiedener Ordnung mit nur einem Zeitparameter. Die maximale Ordnung i der Übertragungsfunktion $\Xi(t)$, die aus dieser Gleichung bestimmt werden kann, ist identisch mit der Anzahl der mit verschiedenen Amplituden durchgeführten Experimente m . Um z. B. die Übertragungsfunktion $\Xi(t)$ bis in die dritte Ordnung

bestimmen zu können, sind drei Durchschallungen mit drei unterschiedlich hohen Signalamplituden notwendig. Aus Gleichung [39] lassen sich die Komponenten $\Xi_1(t)$, $\Xi_2(t,t)$, $\Xi_3(t,t,t)$ berechnen. Angewendet wurde dieses Verfahren im Labor bei der Durchschallung eines Zementquaders bei verschiedenen Drücken (Luong, pers. Comm.). Zur Auswertung wurden verschiedene Komponenten des Vektors $\{\Xi\}$ bestimmt und das Verhältnis zwischen nichtlinearem und linearem Anteil der Übertragungsfunktion bei den verschiedenen Auflastdrücken berechnet. Die entstehende Kurve zeigt bei einem bestimmten Druck σ einen deutlichen Knick. Dieser Knick wird als ein Anzeichen für vermehrt auftretende Mikrorisse im Zementblock gedeutet. Aber auch schon bei kleineren Drücken ändert sich das Verhältnis zwischen nichtlinearem und linearem Anteil der Übertragungsfunktion, so daß prinzipiell aus der Kenntnis dieses Verhältnisses auf den herrschenden Druck geschlossen werden kann. Inwieweit dies allerdings für Salzgesteine gilt, die eine erheblich andere Struktur als Zement aufweisen, wird untersucht.

Zur Bestimmung des nicht-linearen Anteils in Abhängigkeit von einem Zeitparameter werden Durchschallungen mit drei verschiedenen Signalamplituden (1 V, 5 V, 10 V) durchgeführt. Daraus ergeben sich folgende Koeffizientenmatrizen:

$$[A] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 5 & 25 & 125 \\ 10 & 100 & 1000 \end{bmatrix} \Rightarrow [A]^{-1} = \begin{bmatrix} 1.3889 & -0.1 & 0.011 \\ -0.467 & 0.11 & -0.0133 \\ 0.0278 & -0.01 & 0.0022 \end{bmatrix} \quad [40]$$

Für die einzelnen Anteile der Übertragungsfunktion ergibt sich daraus explizit:

$$\Xi_1(t) = 1.3889 \cdot y_1(t) - 0.1 \cdot y_2(t) + 0.0111 \cdot y_3(t) \quad \text{Linearer Anteil} \quad [41]$$

$$\Xi_2(t) = -0.4167 \cdot y_1(t) + 0.11 \cdot y_2(t) - 0.0133 \cdot y_3(t) \quad \text{Nichtlin. Anteil 1. Ordnung} \quad [42]$$

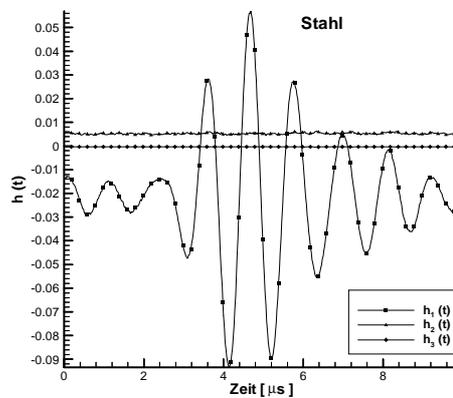
$$\Xi_3(t) = -0.0278 \cdot y_1(t) - 0.01 \cdot y_2(t) + 0.0022 \cdot y_3(t) \quad \text{Nichtlin. Anteil 2. Ordnung} \quad [43]$$

Die Spuren $y_1(t)$, $y_2(t)$ und $y_3(t)$ bezeichnen die registrierten Spuren bei Eingangsamplituden 1 V, 5 V und 10 V. Aufgrund der größeren Koeffizienten bestimmt im wesentlichen die Spur $y_1(t)$, das Übertragungssignal bei 1 V Eingangsamplitude, das Ergebnis. Dem entsprechend ist bei den Messungen darauf zu achten, daß insbesondere bei kleinen Eingangsamplituden ein störungsfreies Signal registriert wird. Um ein zeitunabhängiges Maß für den nicht-linearen

Anteil zu bekommen, wird die Summe der Quadrate gebildet und die Anteile höherer Ordnung in Relation zum linearen Anteil gesetzt:

$$M = \frac{\sum_t \Xi_2^2(t) + \Xi_3^2(t)}{\sum_t \Xi_1^2(t)} \quad [44]$$

In Abbildung 3-4 sind die Anteile der seismischen Übertragungsfunktion für eine Durchschalung einer Stahlprobe mit P-Wellen dargestellt. Der lineare Anteil $\Xi_1(t)$ überwiegt deutlich.



$M \approx 0.047$

Abbildung 3-4: Linearer und nicht-linearer Anteil der seismischen Übertragungsfunktion für P-Wellen einer Stahlprobe

4 Petrophysikalische Modelle für geringporöse Gesteine

Zur Abschätzung der elastischen Eigenschaften von Gesteinen wurden bereits viele verschiedene petrophysikalische Modelle entwickelt. Eine aktuelle Zusammenstellung und einen Überblick über die Anwendbarkeit, Annahmen und Aussagekraft der verschiedenen Modelle geben *Mavko, Mukerji, Dvorkin (1998)*. In allen Modellen werden gewisse vereinfachende Annahmen über den Gesteinsaufbau getroffen, die eine Berechnung der Elastizitätsmoduli ermöglichen. Diese Vereinfachungen bestimmen den Anwendungsbereich der einzelnen Modelle. So eignen sich die Modelle nach *Voigt (1928)*, *Reuss (1929)* und *Hill (1952)* sowie *Hashin, Shtrikman (1962)* lediglich für eine grobe Abschätzung der elastischen Eigenschaften der Gesteinsmatrix aus deren Mineralzusammensetzung; der Einfluß von Poren und Porenfüllungen läßt sich damit nicht berücksichtigen. Bei der Interpretation von Sonic-Logs wird häufig die Zeit-Mittel-Gleichung (*Wyllie, 1956*) zur Abschätzung der Porosität aus der P-Wellengeschwindigkeit benutzt. Dies ist nur zulässig, wenn die P-Wellengeschwindigkeit der Porenfüllung mindestens 15 % der P-Wellengeschwindigkeit der Gesteinsmatrix beträgt. Bei den hier betrachteten niedrigporösen Gesteinen mit zumeist trockenen Poren/Rissen ist diese Annahme nicht erfüllt und das Modell nach *Wyllie* nicht anwendbar.

Einen breiten Anwendungsbereich für fluidgesättigte Gesteine mit mittlerer und hoher Porosität haben die Modelle nach *Gassmann (1951)* und *Biot (1956)*. Eine Voraussetzung für deren Anwendung ist das Fehlen von Rißporosität, da Risse aufgrund ihrer Geometrie schon bei geringem Porenvolumen einen starken Effekt auf die elastischen Eigenschaften haben. Insbesondere für niedrigporöse Gesteine eignen sich die Modelle, die ein Gestein aus einer homogenen Matrix mit schwachverteilten Einschlüssen aufbauen. Nach *Kuster, Toksöz (1974)* (s. Anhang A) lassen sich für ein solches Gestein für fluidgesättigte als auch trockene Poren die Elastizitätsmoduli berechnen. Die Poren werden als Ellipsoide mit einem wählbaren Achsenverhältnis angenommen, was auch die Modellierung von Rissen mit sehr kleinem Achsenverhältnis ermöglicht. Um auch Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Einschlüssen bzw. Poren zu berücksichtigen, wurden die selbstkonsistenten Modelle nach *O'Connell, Budiansky (1974)*, *Hill (1965)*, *Wu (1966)* und *Korringa et al. (1979)* entwickelt (s. Anhang B). Davon ist nur das Modell von *Korringa et al. (1979)* in der Lage, ein trockenes Gestein mit beliebiger Porenform zu modellieren. Speziell für Rißporosität bei niedrigporösen Gesteinen wurde ein Modell von *Hudson (1981)* entwickelt. Dieses Modell erscheint für die hier betrachteten Ge-

steine als das geeignetste. Eine Übersicht über die meisten Modelle geben Wang, Nur (1992) und Tabelle 4-1.

Modellname	Modellart	Anwendungsbereich	Bemerkungen
Voigt-Reuss-Hill Modell	Statisch	Abschätzung der Elastizitätsmoduli der Gesteinsmatrix aus der Mineralzusammensetzung	Schnelle, grobe Abschätzung
Hashin-Shtrikman	Statisch	Berechnung der oberen und unteren Grenze der Elastizitätsmoduli der Gesteinsmatrix	Der Mittelwert aus beiden Grenzwerten ergibt eine grobe Abschätzung der Moduli
Zeit-Mittel-Gleichung	Dynamisch	Berechnung von v_p in flüssigkeitsgesättigten Gesteinen oder Berechnung der Porosität	P-Wellengeschwindigkeit in der Flüssigkeit muß mindestens 15 % der P-Wellengeschwindigkeit in der Matrix betragen. Grobe Abschätzung. Funktioniert akzeptabel bei reinen Sandsteinen mittlerer Porosität. Gilt nicht bei Rißporosität, Gasfüllung oder Lockermaterialien
Gassmann-Gleichung	Dynamisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli in fluidgesättigten Gesteinen	Geschwindigkeiten der trockenen Gesteine müssen bekannt sein. Darf nicht angewendet werden im Falle hochviskoser Porenfüllungen bzw. bei Rißporosität
Biot Theorie	Dynamisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli von fluidgesättigten Gesteinen	s. Gassmann-Gleichung
Kuster-Toksöz Modell	Dynamisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli von trockenen und fluidgesättigten Gesteinen	Porengeometrie muß bekannt sein. Keine Verbindung und Wechselwirkung zwischen den Poren. Anwendbar nur für niedrigporöse Gesteine.
Hills selbstkonsistentes Modell	Statisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli der Gesteinsmatrix	Zwei-Komponenten-Material. Kugelförmige Einschlüsse.
Wus selbstkonsistentes Modell	Statisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli der Gesteinsmatrix und fluidgesättigter Gesteine	Sphäroidale Einschlüsse (Kugel, Nadel, Diskus)
Korringas Modell	Statisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli von trockenen Gesteinen	Beliebige Einschlußform
O'Connell-Budiansky selbstkonsistentes Modell	Statisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli von trockenen Gesteinen	Kreisförmige-Rißgeometrie
Hudsons Modell	Dynamisch	Berechnung von Elastizitätsmoduli mit rißförmigen Einschlüssen.	Berechnung von Q-Faktoren und Anisotropieeinflüssen möglich

Tabelle 4-1: Zusammenfassung petrophysikalischer Modellvorstellungen (nach Wang, Nur, 1992). Die in dieser Arbeit näher untersuchten Modelle sind grau hinterlegt.

4.1 Das Modell nach Hudson

Da Risse aufgrund ihrer besonderen Geometrie die elastischen Eigenschaften anders beeinflussen als z. B. kugelförmige Porengeometrien, sind in rißbehafteten Gesteinen besondere Modelle zur Verknüpfung der elastischen Eigenschaften mit den Porositätsparametern erforderlich. Sowohl das Modell nach *Kuster, Toksöz (1974)* als auch das Modell von *Hudson (1981, 1988, 1990)* eignen sich zur Bestimmung der elastischen Eigenschaften in Gesteinen mit Rissen. Im Hudson-Modell läßt sich darüber hinaus eine Vorzugsrichtung bei der Rißverteilung berücksichtigen. Das Hudson-Modell wurde erfolgreich zur Modellierung von Geschwindigkeitsverteilungen an künstlichen Kernen mit bekannter Rißgeometrie und -dichte eingesetzt (*Rathore et al., 1991, Ass'ad et al., 1992*). Allerdings ist es auf Gesteine mit kleinen Rißdichten beschränkt. *Hudson (1981)* entwickelte ein Modell zur Vorhersage der seismischen Geschwindigkeiten und elastischen Dämpfung in Gesteinen mit Rissen. Diese Risse können trocken, fluidgesättigt oder mit einem elastischen Material gefüllt sein.

Als Grundidee werden die Verschiebungsdiskontinuitäten an einem Riß benutzt, um die Veränderung des elastischen Tensors aufgrund dieser Risse zu berechnen. Die Verschiebungsdiskontinuitäten ergeben sich beim Einfallen einer ebenen Welle auf einen Riß. Ist die Wellenlänge deutlich größer als jede Dimension des Risses, so können Diffraktionen vernachlässigt und das Gestein als ein quasihomogenes Medium mit effektiven Eigenschaften betrachtet werden. Die Risse werden dabei als Ellipsoide mit den Halbachsen b_1 , b_2 und b_3 modelliert (s. Abbildung 4-1). Angenommen werden Risse mit rundem Querschnitt ($b_1 = b_2$), Rißradius ($b_1 = a$) und kleinem Achsenverhältnis ($\beta = b_3/b_1 \ll 1$). Die Rißkonzentration ($v = N/V$) bezeichnet die Anzahl der Risse (N) pro Volumen (V). Nach Untersuchungen von *O'Connell, Budiansky (1974)* scheint die Erweiterung des Modells auf Risse mit elliptischem Querschnitt die Ergebnisse nicht sehr zu beeinflussen, während sich die Komplexizität des mathematischen Modells drastisch erhöht. Des Weiteren beschränkt sich das Modell auf geringe Rißdichten, so dass Wechselwirkungen der elastischen Felder an den Rissen untereinander vernachlässigt werden können:

$$va^3 \ll 1.$$

[45]

Durch diese Näherung können die verschiedenen seismischen Geschwindigkeiten sowie die elastischen Dämpfungen berechnet werden (Peacock, Hudson, 1990).

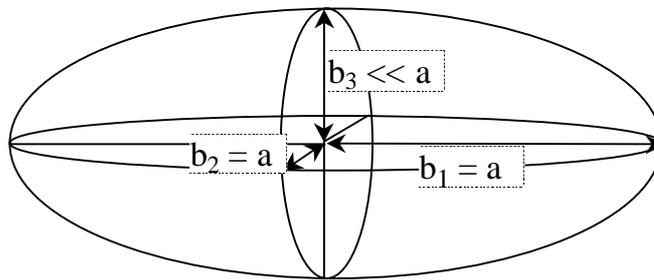


Abbildung 4-1: Bezeichnung der Achsen bei ellipsoidförmigen Einschlüssen

4.1.1 Geschwindigkeiten

Sind die Risse nicht zufallsverteilt, sondern weisen eine Vorzugsrichtung auf, dann hängen die Geschwindigkeiten vom Einfallswinkel der Welle (Θ), bezogen auf die Rißnormale, ab (s. Abbildung 4-2). In diesem Fall lassen sich zwei unterschiedlich polarisierte S-Wellen (SH, SV) beobachten. Besteht das Gestein nur aus einer homogenen Matrix, einer Rißdichte von (νa^3) und parallelen Rißflächen (Transversal-Isotropie), so lassen sich die seismischen Phasengeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Einfallswinkel (Θ) der elastischen Welle nach

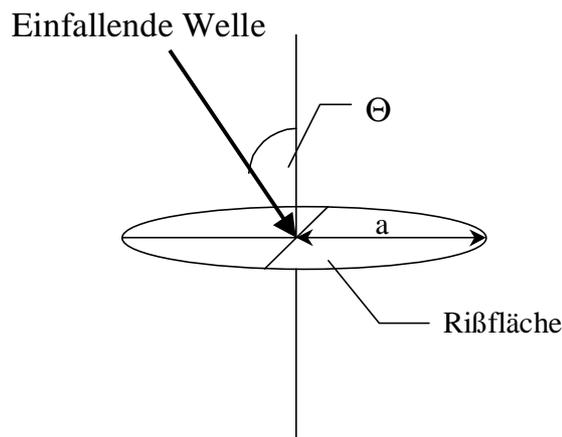


Abbildung 4-2: Definition des Einfallswinkels (Θ) und des Rissradius (a) nach dem Modell von Hudson

Gleichung [46]-[48] berechnen.

Kompressionswelle:

$$v_p^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = (v_{p0})^2 \left[1 - \frac{4}{3} (va^3) \left\{ \frac{(\lambda + 2\mu \cos^2 \Theta)^2}{\mu(\lambda + \mu)} + \frac{16\mu}{3\lambda + 4\mu} \sin^2 \Theta \cos^2 \Theta \right\} \right] \quad [46]$$

SV-Welle:

$$v_{sv}^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = (v_{s0})^2 \left[1 - \frac{16}{3} (va^3) \left\{ \frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \cos^2 \Theta \sin^2 \Theta + \frac{\lambda + 2\mu}{3\lambda + 4\mu} (\cos^2 \Theta - \sin^2 \Theta)^2 \right\} \right] \quad [47]$$

SH-Welle:

$$v_{sh}^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = (v_{s0})^2 \left[1 - \frac{16}{3} (va^3) \left(\frac{\lambda + 2\mu}{3\lambda + 4\mu} \right) \cos^2 \Theta \right] \quad [48]$$

Der Winkel Θ gibt darin den Winkel zwischen der Durchschallungsrichtung und der Rißnormalen an. Der Index SV und SH kennzeichnen die Scherwelle, deren Polarisationsvektor parallel und senkrecht zur Rissnormale verläuft. Eine Erweiterung des Modells auf Rißverteilungen mit mehr als einer Vorzugsrichtung ist möglich (*Hudson, 1981*). Weitere Formeln für die Geschwindigkeiten im Falle fluidgesättigter Risse, und Rissen, die mit einem elastischen Material gefüllt sind, werden von *Hudson (1981)* angegeben.

Sind die Risse nicht ausgerichtet sondern zufallsverteilt, so gelten die Formeln, die in Tabelle 4-2 zusammengefaßt sind.

P-Welle	S-Welle
$v_p^2 = v_{p0}^2 \cdot \left[1 - (va^3) \left\{ \frac{4}{27} \frac{(3v_{p0}^2 - 4v_{s0}^2)^2}{v_{s0}^2(v_{p0}^2 - v_{s0}^2)} + \frac{14}{15} \frac{(9v_{p0}^2 - 8v_{s0}^2)v_{s0}^2}{(3v_{p0}^2 + 2v_{s0}^2)(v_{p0}^2 - v_{s0}^2)} \right\} \right]$	$v_s^2 = v_{s0}^2 \cdot \left[1 - (va^3) \left\{ \frac{16}{45} \frac{v_{p0}^2(9v_{p0}^2 - 8v_{s0}^2)}{(3v_{p0}^2 - 2v_{s0}^2)(v_{p0}^2 - v_{s0}^2)} \right\} \right]$
$\Rightarrow v_p^2 = v_{p0}^2 \left[1 - (va^3) \cdot \{D_{P(l)}\} \right]$	$\Rightarrow v_s^2 = v_{s0}^2 \left[1 - (va^3) \cdot \{D_{S(l)}\} \right]$

Tabelle 4-2: P- und S-Wellengeschwindigkeit nach dem Modell von *Hudson (1981)* bei zufallsverteilter Rißdichte

Zufallsverteilte Risse werden dann angenommen, wenn das Gestein allgemein aufgelockert wurde. Solche Auflockerungen ergeben sich durch Spannungsfelder ohne besondere Vorzugsrichtung, z. B. allgemeine Erwärmung. In Abbildung 4-3 sind die Modellvorhersagen nach Hudson für Steinsalz mit zufallsverteilten trockenen Rissen dargestellt. Als Eingangsparameter wurden aufgrund der bisherigen Messungen an Steinsalz folgende Mittelwerte aufgrund der veröffentlichten Literaturwerte gewählt:

$$\rho = 2170 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}, v_{p0} = 4560 \frac{\text{m}}{\text{s}}, v_{s0} = 2603 \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

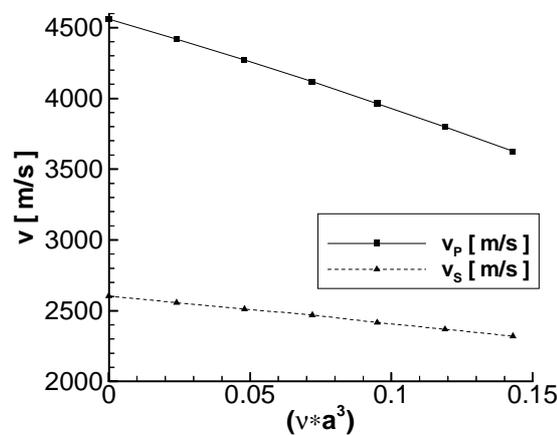


Abbildung 4-3: Modellvorhersagen nach Hudson für Steinsalz mit zufallsverteilten Rissen

Mit zunehmender Rißdichte ($v \cdot a^3$) nehmen die Geschwindigkeiten ab. Diese Rißdichten sind nicht identisch mit der Volumenporosität ($\Phi = V_{\text{por}}/V_g$), wie sie bei dem Modell nach *Kuster, Toksöz (1974)* verwendet werden. Bei Kenntnis der Rißgeometrie und des Achsenverhältnisses (β) können jedoch beide Parameter ineinander umgerechnet werden. Für N ellipsoidförmige Poren mit den Halbachsen $b_1 = a, b_2 = a, b_3$ gilt:

$$\Phi = \frac{V_{\text{por}}}{V_g} = \frac{1}{V_g} \cdot N \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot b_1 \cdot b_2 \cdot b_3 = \frac{N}{V_g} \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a^2 \cdot b_3 = v \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot a^3 \cdot \beta = (v \cdot a^3) \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \beta \quad [49]$$

Für scheibenförmige Risse mit Radius a und Dicke h gilt:

$$\Phi = \frac{V_{\text{por}}}{V_g} = \frac{1}{V_g} \cdot N \cdot \pi \cdot a^2 \cdot \frac{h}{2} = \frac{N}{V_g} \cdot \pi \cdot a^3 \cdot \beta = (v \cdot a^3) \cdot \pi \cdot \beta \quad [50]$$

Für ein Achsenverhältnis von $\beta = 0.1$ und eine Rißdichte von $(v \cdot a^3) = 0.1$ ergibt sich z. B. eine Porosität von ungefähr 3 %. Bei zufallsverteilten Rissen sinkt die P-Wellengeschwindigkeit um 10 % auf 4000 m/s und die S-Wellengeschwindigkeit um 8 % auf 2400 m/s. Mikrorisse können ein sehr viel kleineres Achsenverhältnis als 0.1 aufweisen. Sinkt das Achsenverhältnis z. B. auf 10^{-3} , verringert sich bei gleichbleibender Rißdichte von 0.1 rein rechnerisch die zugehörige Porosität auf 0.03 %. Für eine Rißdichte von 11.9 % sind die verschiedenen Geschwindigkeiten winkelabhängig in Abbildung 4-4 dargestellt. Der Grad der Winkelabhängigkeit steigt mit zunehmender Rißdichte.

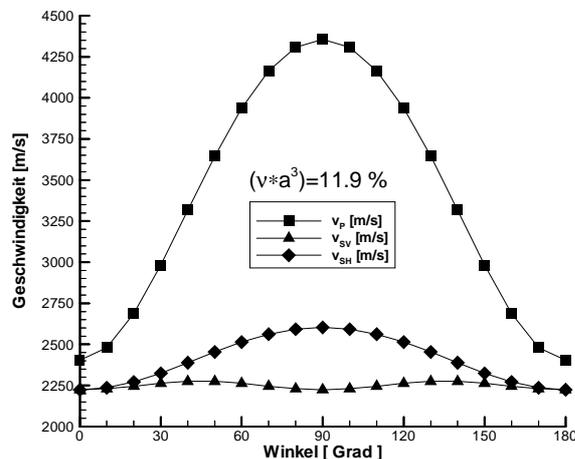


Abbildung 4-4: Richtungsabhängige Geschwindigkeiten nach *Hudson (1990)* bei ausgerichteten Rissen

4.1.2 Dämpfung

Hudson (1981) gibt die Dämpfung der elastischen Wellen für ein Material mit ausgerichteten oder zufallsverteilten Rissen an. Die Dämpfung der elastischen Wellen ergibt sich aus der Streuung der Wellenenergie an den Rissen. Die Risse können mit einem beliebigen elastischen Material gefüllt sein.

$$Q^{-1} = \frac{2v\alpha}{\omega} \quad v = v_p, v_s \quad [51]$$

Bilden die Rißnormalen mit der Durchschallungsrichtung einen Winkel Θ , berechnet sich der Q-Faktor für die parallel zu den Rissen polarisierte Scherwelle (SH-Welle) aus

$$Q_{SH}^{-1} = \left(va^3 \left(\frac{\omega a}{v_{s0}} \right)^3 \frac{(\bar{U}_{11})^2 \cos^2 \Theta \left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right)}{15\pi} \right) \quad [52]$$

Ähnliche Ausdrücke ergeben sich für den Q-Faktor für die vertikal polarisierte (SV-) Scherwelle und die Kompressionswelle (P-Welle) unter Verwendung von:

$$\alpha_{SV} = \frac{\omega}{v_{s0}} \left(va^3 \left(\frac{\omega \cdot a}{v_{s0}} \right)^3 \frac{1}{30 \cdot \pi} \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{11})^2 \cos^2 2\Theta + \left(2 + \frac{15}{4} \frac{v_{s0}}{v_{p0}} - 10 \frac{v_{s0}^3}{v_{p0}^3} + 8 \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{33})^2 \sin^2 2\Theta \right] \right) \quad [53]$$

$$\alpha_p = \frac{\omega}{v_{s0}} \left(va^3 \left(\frac{\omega \cdot a}{v_{s0}} \right)^3 \frac{1}{30 \cdot \pi} \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{11})^2 \sin^2 2\Theta + \left(2 + \frac{15}{4} \frac{v_{s0}}{v_{p0}} - 10 \frac{v_{s0}^3}{v_{p0}^3} + 8 \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{33})^2 \left(\frac{v_{p0}^2}{v_{s0}^2} - 2 \sin^2 \Theta \right)^2 \right] \right) \quad [54]$$

Im allgemeinen Fall bildet die Polarisationsrichtung der Scherwelle einen Winkel (ϑ) mit den Rißnormalen. Unter Einbeziehung dieses Winkels (ϑ) gilt dann

$$\alpha_s = \frac{\omega}{v_{s0}} \left(va^3 \left(\frac{\omega \cdot a}{v_{s0}} \right)^3 \frac{1}{30 \cdot \pi} \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{11})^2 (\cos^2 \Theta \cos^2 \vartheta + \cos^2 2\Theta \sin^2 \vartheta) + \left(2 + \frac{15}{4} \frac{v_{s0}}{v_{p0}} - 10 \frac{v_{s0}^3}{v_{p0}^3} + 8 \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{33})^2 \sin^2 2\Theta \sin^2 \vartheta \right] \right) \quad [55]$$

mit

$$\bar{U}_{11}(0) = \frac{16}{3} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{3\lambda + 4\mu} \right) \left(1 + \frac{4}{\pi} \left(\frac{\mu'}{\beta\mu} \right) \left(\frac{\lambda + 2\mu}{3\lambda + 4\mu} \right) \right)^{-1} \quad [56]$$

$$\bar{U}_{33}(0) = \frac{4}{3} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \left(1 + \frac{1}{\pi} \frac{[\kappa' + (4/3)\mu']}{\beta\mu} \left(\frac{\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu} \right) \right) \right)^{-1} \quad [57]$$

λ, μ : Lamé-Parameter der Matrix

κ', μ' : Kompressions-, Schermodul der Porenfüllung (= 0 für trockene Risse)

Sind dagegen die Rißnormalen zufällig verteilt, wie es z. B. bei einer allgemeinen Auflockerung der Probe zu erwarten ist, so bilden sich keine separaten SV- und SH-Wellen aus. Für die Dämpfung von S- und P-Welle gelten im Hudson-Modell die Beziehungen:

$$\alpha_s = \frac{\omega}{v_{s0}} (va^3) \cdot a^3 \left\{ \left(\frac{\omega}{v_{s0}} \right)^3 \frac{1}{75 \cdot \pi} \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{11})^2 + \frac{1}{3} \left(2 + \frac{15}{4} \frac{v_{s0}}{v_{p0}} - 10 \frac{v_{s0}^3}{v_{p0}^3} + 8 \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{33})^2 \right] \right\} \quad [58]$$

$$\Rightarrow \boxed{\frac{1}{Q_s} = 2 \cdot (v \cdot a^3) \cdot a^3 \cdot \{D_{S(2)}\}} \quad [59]$$

$$\alpha_p = \frac{\omega}{v_{s0}} (va^3) \cdot a^3 \left\{ \left(\frac{\omega}{v_{p0}} \right)^3 \frac{4}{15^2 \cdot \pi} \left[\left(\frac{3}{2} + \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) (\bar{U}_{11})^2 + \frac{1}{2} \left(2 + \frac{15}{4} \frac{v_{s0}}{v_{p0}} - 10 \frac{v_{s0}^3}{v_{p0}^3} + 8 \frac{v_{s0}^5}{v_{p0}^5} \right) \frac{v_{p0}^4}{v_{s0}^4} \left(\frac{15}{4} - 10 \frac{v_{s0}^2}{v_{p0}^2} + 8 \frac{v_{s0}^4}{v_{p0}^4} \right) (\bar{U}_{33})^2 \right] \right\} \Rightarrow$$

$$\boxed{\frac{1}{Q_p} = 2 \cdot (v \cdot a^3) \cdot a^3 \cdot \{D_{P(2)}\}} \quad [61]$$

Sowohl für den Fall ausgerichteter Risse als auch für den Fall zufallsverteilter Risse, ist nach diesem Modell die Dämpfung eine lineare Funktion in der Rißdichte (va^3) sowie der dritten Potenz des Rißradius (a^3) und der Frequenz (ω^3). Demnach wird durch geringe Änderung des Rißradius der Dämpfungswert stark beeinflusst. Zwar wurden keine expliziten Untersuchungen zur Abhängigkeit des Q-Faktors vom Frequenzgehalt der verwendeten Welle durchgeführt, doch ergaben die Labormessungen im Vergleich zu den In-situ Messungen deutlich kleinere Q-Faktoren bei höheren Signalfrequenzen. Die Abhängigkeit des Q-Faktors von der dritten Potenz der Frequenz ist ein Anzeichen dafür, daß Rayleigh Streuung als Dämpfungsmechanismus verwendet wird. Nach Schön (1996) gilt dies für Frequenzen, bei denen die Wellenlänge des Signals in derselben Größenordnung liegt wie die Inhomogenitäten der durchschall-

ten Probe. Bei intakten Steinsalzproben ($v_P = 4560$ m/s, $v_S = 2603$ m/s) liegen die Wellenlängen der im Labor verwendeten Signale ($f = 0.5$ MHz) bei $L_P \approx 9.1$ mm und $L_S \approx 5.2$ mm. Falls die Korngrößen der verwendeten Proben in diesem Bereich liegen, kann, insbesondere in trockenen Proben, Rayleigh Streuung als Dämpfungsmechanismus angenommen werden und das Modell nach Hudson prinzipiell verwendet werden (s. Kap. 5.3.2).

Da bei Durchschallungsexperimenten die verwendeten Signale zumeist nur Energie in einem schmalen Frequenzband beinhalten, kann der Q-Faktor bei praktischen Messungen als frequenzunabhängig über die Bandbreite des verwendeten Signals angesehen werden. Weitere Kommentare zu diesem Modell, insbesondere der Dämpfung in gefüllten Rissen, finden sich bei *Peacock, Hudson (1990)*.

4.1.3 Zusammenfassung der Modellaussagen

Besteht das Gestein aus einer kompakten Matrix, deren elastischen Eigenschaften bekannt sind und einer (unbekannten) Anzahl ausgerichteter Risse, treten aufgrund der elastischen Anisotropie zwei unterschiedlich polarisierte Scherwellen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten auf. Um diese Geschwindigkeiten zu separieren, muß an der Empfangsposition die dreidimensionale Partikelbewegung registriert, oder mehrere Experimente mit unterschiedlich polarisierten Scherwellen durchgeführt werden. Im Spezialfall $\Theta = 0^\circ$ liegen die Reißnormalen parallel zur Durchschallungsrichtung, und es tritt ein Aufspalten der Scherwellen nicht auf. Aus der P- und S-Wellengeschwindigkeit kann die Reißdichte bestimmt werden. Falls $\Theta \neq 90^\circ$ tritt Scherwellensplitting auf. Die maximale S-Wellengeschwindigkeit ist dann identisch mit der S-Wellengeschwindigkeit in der Matrix. Aus der minimalen S-Wellengeschwindigkeit kann auf die Reißdichte geschlossen werden (s. Abbildung 4-5).

In manchen Fällen kann die Porenstruktur der Probe beschrieben werden durch eine aufgelockerte Matrix mit zufallsverteilten Rissen und Rissen, die eine Vorzugsrichtung aufweisen. Ist dann der Winkel (Θ) zwischen den Reißnormalen und der Durchschallungsrichtung bekannt, so kann der Grad der Auflockerung sowie die Reißdichte der ausgerichteten Risse aus der Messung der P- und S-Wellengeschwindigkeit bestimmt werden. Für die Spezialfälle $\Theta = 90^\circ$ und

$\Theta = 0^\circ$ sind nachfolgend die expliziten Formeln angegeben. Lediglich für den Fall $\Theta = 90^\circ$ kann die Matrixgeschwindigkeit (v_{Sm}) direkt als die maximale S-Wellengeschwindigkeit bestimmt werden. Für alle anderen Fälle kann die mittlere S-Wellengeschwindigkeit als eine Abschätzung für die S-Wellengeschwindigkeit in der Matrix verwendet werden.

Spezialfall: $\Theta = 90^\circ$

$$\begin{aligned}
 v_{SH} &= v_{S(\max)} = v_{Sm} \\
 v_{SV} &= v_{S(\min)} \\
 v_P &= v_{Pm}
 \end{aligned}
 \quad
 \boxed{
 \left(v \cdot a^3 \right)_{\Delta S} = \frac{3}{16} \frac{3v_{Pm}^2 - 2v_{Sm}^2}{v_{Pm}^2} \left(v_{SH}^2 - v_{SV}^2 \right)
 }
 \quad [62]$$

Bilden die Reißnormalen und die Durchschallungsrichtung einen Winkel von 90° , dann ist die Scherwellengeschwindigkeit abhängig von der Polarisationsrichtung. Die maximale Scherwellengeschwindigkeit ($v_{S(\max)}$) ist identisch mit der Scherwellengeschwindigkeit der aufgelockerten Matrix (v_{Sm}). Da diese Scherwelle der horizontal polarisierten (SH-) Welle entspricht, ist der zugehörige Polarisationswinkel senkrecht zu den Reißnormalen, und die Ausrichtung der Risse kann daraus abgeleitet werden. Die minimale Scherwellengeschwindigkeit ($v_{S(\min)}$) entspricht in diesem Modell der SV-Welle. Aus dem Unterschied zwischen minimaler und maximaler Scherwellengeschwindigkeit kann auf den Anteil der gerichteten Risse geschlossen werden. Für den Spezialfall $\Theta = 90^\circ$ liegt die Schwingrichtung der P-Welle senkrecht zu den Reißnormalen. Wie die SH-Welle wird in diesem Fall die P-Wellengeschwindigkeit nur von den Eigenschaften der Matrix bestimmt.

Für den Spezialfall $\Theta = 0^\circ$ liegt die Durchschallungsrichtung parallel zu den Reißnormalen. In diesem Fall ist die Scherwellengeschwindigkeit unabhängig von ihrer Polarisationsrichtung. Unterschiedliche S-Wellengeschwindigkeiten bilden sich nicht aus. Unter Verwendung einer Referenzgeschwindigkeit für intaktes Gestein (v_s, v_p) läßt sich aus der P- und S-Wellengeschwindigkeit (v_{Sm}, v_{Pm}) eine Reißdichte ableiten:

$$\left(v \cdot a^3 \right)_P = \frac{3 \mu_m (\lambda_m + \mu_m)}{4 (\lambda_m + 2\mu_m)^2} \left[1 - \frac{v_P^2}{v_{Pm}^2} \right] = \frac{3 v_{Sm}^2 (v_{Pm}^2 - v_{Sm}^2)}{4 v_{Pm}^4} \left[1 - \frac{v_P^2}{v_{Pm}^2} \right] \quad [63]$$

$$\left(v \cdot a^3 \right)_S = \frac{3}{16} \frac{3\lambda_m + 4\mu_m}{\lambda_m + 2\mu_m} \left[1 - \frac{v_S^2}{v_{Sm}^2} \right] = \frac{3}{16} \frac{3 \cdot v_{Pm}^2 - 2 \cdot v_{Sm}^2}{v_{Pm}^2} \left[1 - \frac{v_S^2}{v_{Sm}^2} \right] \quad [64]$$

Im allgemeineren Fall ($\Theta \neq 90^\circ$) muß die SH- und SV-Geschwindigkeit durch eine Analyse der dreidimensionalen Partikelbewegung oder einer expliziten Variation der Polarisationsrichtung bei der Durchschallung bestimmt werden.

Die Geschwindigkeit einer homogenen Matrix ist unabhängig von der Polarisationsrichtung der einfallenden S-Welle. Durch eine allgemeine Auflockerung und durch im Gestein enthaltene ausgerichtete Risse wird die S-Wellengeschwindigkeit unterschiedlich beeinflusst (s. Abbildung 4-5).

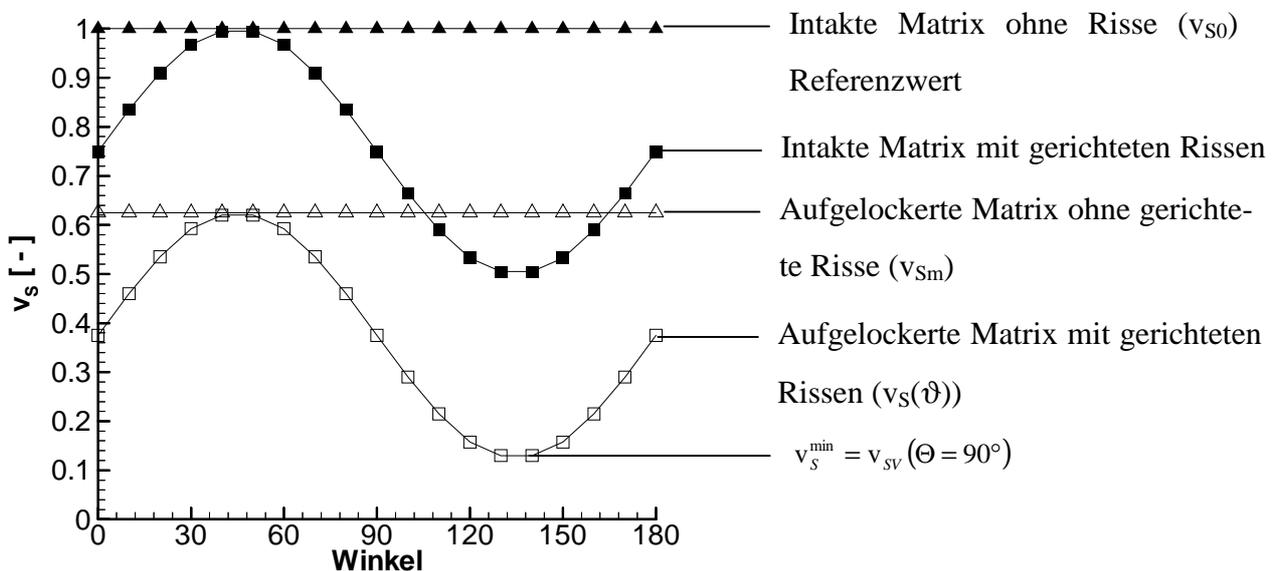


Abbildung 4-5: Prinzipielle Abhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeit von Auflockerungen und gerichteten Rissen in Abhängigkeit von ihrer Polarisationsrichtung bezogen auf einen Ausgangswinkel von 45° zwischen Polarisationsrichtung und Rißnormale

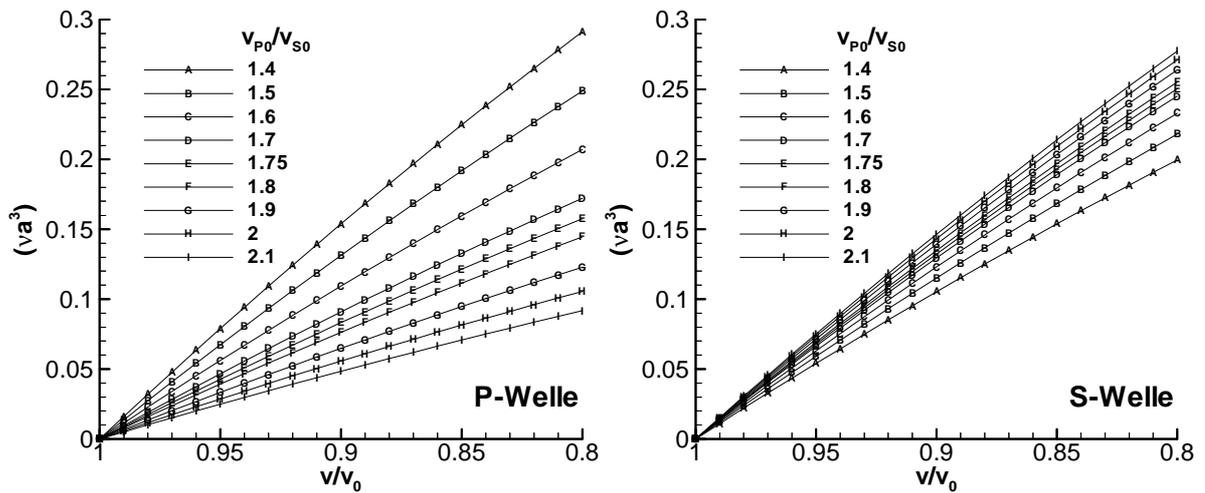


Abbildung 4-6: Zufallsverteilte Rißdichte in Abhängigkeit von der relativen Geschwindigkeitsänderung und dem Verhältnis der Referenzwerte

Der Geschwindigkeitswert für die intakte Matrix dient als Referenzwert zur Bestimmung der Rißdichte nach dem Hudson-Modell. Eine Verringerung der S-Wellengeschwindigkeit, die unabhängig von der Polarisationsrichtung ist, kann als allgemeine Auflockerung der Matrix oder als Einfluß zufallsverteilter Risse gedeutet werden. Nach dem Modell von Hudson kann die entsprechende „Rißdichte“ aus dem Referenzwert (v_{P0} , v_{S0}) und dem aktuellen Geschwindigkeitswert (v_{Pm} , v_{Sm}) sowohl für die P- als auch S-Welle nach folgenden Formeln berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 (v \cdot a^3)_{v_{Pm}} &= \frac{1}{D_{P1}} \cdot \left[1 - \left(\frac{v_{Pm}}{v_{P0}} \right)^2 \right] & D_{P1} &= \frac{4}{27} \cdot \frac{\left[3 \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 4 \right]^2}{\left[\left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 1 \right]} + \frac{4}{15} \cdot \frac{\left[9 \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 8 \right]}{\left[3 \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 + 2 \right] \left[\left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 1 \right]} & [65]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (v \cdot a^3)_{v_S} &= \frac{1}{D_{S1}} \cdot \left[1 - \left(\frac{v_S^{\max}}{v_{S0}} \right)^2 \right] & D_{S1} &= \frac{16}{45} \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 \cdot \frac{\left[9 \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 8 \right]}{\left[3 \cdot \left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 2 \right] \left[\left(\frac{v_{P0}}{v_{S0}} \right)^2 - 1 \right]} & [66]
 \end{aligned}$$

Im Idealfall stimmen beide berechneten Rißdichten überein. Die Zusammenhänge sind in Abbildung 4-6 als Nomogramme dargestellt. Mit Hilfe dieser Beziehungen lassen sich die gemessenen Geschwindigkeiten schnell in die entsprechenden Rißdichten umrechnen.

Aus der Änderung der Q-Faktoren lassen sich ebenfalls Änderungen der Rißdichte ableiten. Für trockene Risse wird der Q-Faktor nur durch die Rißdichte und Rißgeometrie, aber nicht durch die Bedingungen im Riß beeinflusst. Für zwei verschiedene Zustände (0) und (1) ergibt sich als Quotient der dazugehörigen Q-Faktoren

$$\frac{Q_{S1}}{Q_{S0}} = \frac{2 \cdot (v \cdot a^3)_0 \cdot a_0^3 \cdot \{D_S\}}{2 \cdot (v \cdot a^3)_1 \cdot a_1^3 \cdot \{D_S\}} \quad [67]$$

Unter der Annahme, daß der mittlere Rißradius (a) konstant ist, gilt:

$$\boxed{(v \cdot a^3)_1 = \frac{Q_{S0}}{Q_{S1}} \cdot (v \cdot a^3)_0} \quad [68]$$

Die Q-Faktoren verhalten sich umgekehrt proportional zu den Rißdichten. Allerdings kann in der Praxis bei realen Gesteinen nicht unbedingt davon ausgegangen werden, daß der Rißradius konstant ist und sich nur die Anzahl der Risse pro Volumen ändert. Nach dem Modell von Hudson ist die Dämpfung proportional zur dritten Potenz des Rißradius. Schon geringe Änderungen des Rißradius beeinflussen daher den Q-Faktor stark. Sind neben den Geschwindigkeiten die elastischen Dämpfungen bekannt, so kann unter Verwendung der aus den Geschwindigkeiten abgeleiteten Rißdichte der Rißradius abgeschätzt werden.

$$a = \sqrt[3]{\frac{1}{Q_S \cdot (v \cdot a^3) \cdot D_{S(2)}}} \quad a = \sqrt[3]{\frac{1}{Q_P \cdot (v \cdot a^3) \cdot D_{P(2)}}} \quad [69]$$

In der Praxis läßt sich der Q-Faktor im Vergleich zur Geschwindigkeit nur mit einem hohen Fehler bestimmen. Insbesondere bei Materialien mit geringer Dämpfung, wie z. B. Steinsalz und Anhydrit, ist der Fehlerbereich besonders groß. Eine weitere Schwierigkeit bei der Be-

stimmung des Q-Faktors stellen Signalinterferenzen dar, die die Amplitudeninformation verfälschen.

4.2 Direkter Vergleich der Rißprognosen von verschiedenen Modellen

Alle drei hier untersuchten Modelle haben als eine gemeinsame Voraussetzung die Beschränkung auf kleine Riß- oder Einschlußdichten. Bei den Modellen von Kuster, Toksöz und Hudson wird die Streuung der elastischen Welle an den Einschlässen und Rissen als Ursache der Geschwindigkeitserniedrigung mit steigender Einschlußdichte benutzt. Das Modell von O'Connell, Budiansky dagegen verwendet die Spannungsverteilung an einem Einzelriß und ermittelt daraus die Spannungsverteilung in einem effektiven Medium, das eine zufallsverteilte Anzahl dieser Risse enthält. In allen drei Modellen müssen die Einschlässe/Risse so gleichmäßig verteilt sein, daß das Gestein als ein homogenes effektives Medium betrachtet werden kann. Die sich daraus ergebende Geschwindigkeitserniedrigung der P- und S-Wellen in Abhängigkeit von der Rißdichte sind in Abbildung 4-7 dargestellt.

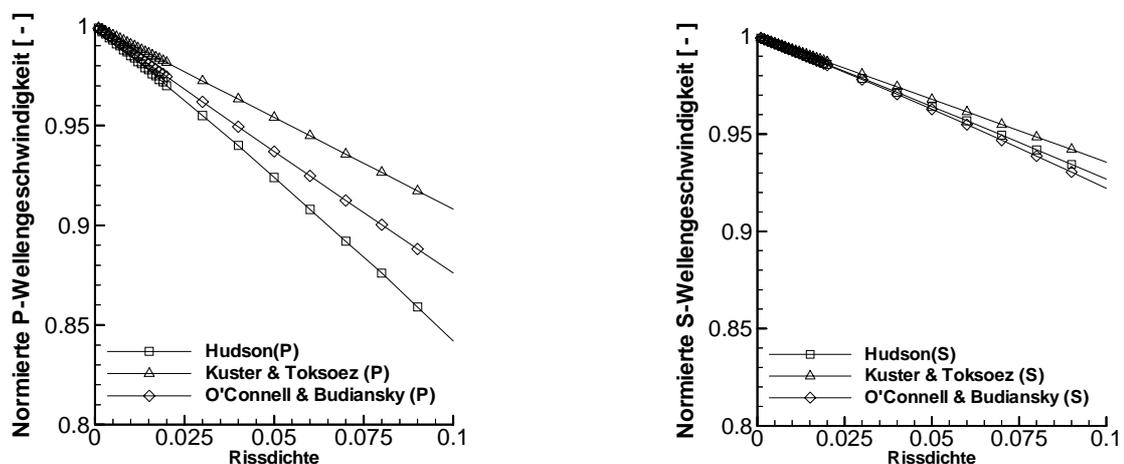


Abbildung 4-7: Normierte P- und S-Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Rißdichte nach verschiedenen Modellen

Für alle Modelle erniedrigen sich die Geschwindigkeiten mit steigender Rißdichte. Quantitativ unterscheiden sich die verschiedenen Prognosen für die P-Wellen. Die Abhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit von der Rißdichte ist dagegen nahezu für alle drei Modelle gleich. Für eine gegebene Rißdichte gibt das Modell nach Kuster, Toksöz jeweils die höchste Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit nach O'Connell, Budiansky liegt für die P-Wellen etwas über

der Prognose nach Hudson und bei den S-Wellen leicht unter der Prognose nach Hudson. Diese Unterschiede sind darauf zurückzuführen, daß bei der Herleitung der Werte für das Modell nach O'Connell, Budiansky eine Näherung zur Berechnung des Poissonverhältnisses benutzt wurde. Gegenüber den anderen beiden hier vorgestellten Modellen zeichnet sich das Modell nach Hudson durch seine Berücksichtigung orientierter Risse aus. Während die Modelle von Kuster, Toksöz und O'Connell, Budiansky nur zufällig verteilte Risse in einer isotropen Matrix annehmen, kann das Hudson-Modell zusätzlich orientierte Risse und damit unterschiedliche Welleneigenschaften in Abhängigkeit von Einfallswinkel und Polarisationswinkel relativ zu den Rißnormalen berücksichtigen.

An vielen Stellen eines untertägigen Grubengebäudes, z. B. Pfeiler, Streckensäume, herrschen keine ungerichteten Spannungen, sondern vielmehr unterschiedliche Spannungen in verschiedene Richtungen. Sind die Deviatorspannungen groß genug, um Risse zu erzeugen, dann bilden sich bevorzugt Risse mit Normalen in Richtung der kleinsten Hauptspannung. Ähnliche Spannungsverhältnisse werden bei Laborexperimenten mit Kernen unter einaxialem Druck erzeugt. In solchen Situationen kann nicht von einer zufälligen Verteilung der Rißnormalen auf alle mögliche Richtungen ausgegangen werden. Eine solch bevorzugte Ausrichtung der Risse kann aber mit den Modellen nach Kuster, Toksöz und O'Connell, Budiansky nicht modelliert werden. Darüber hinaus liefert nur das Modell nach Hudson einen Wert für die elastische Dämpfung in Abhängigkeit von der Rißdichte, Rißorientierung und Rißfüllung.

5 Akustische Eigenschaften bei verschiedenen Rißdichten

Zur Überprüfung der Modellvorstellungen nach Kuster, Toksöz und Hudson für Salzgesteine ist es notwendig, Proben mit definierten Rißdichten herzustellen. Anhand künstlicher Proben wurde die generelle Gültigkeit der Modellvorstellungen bereits nachgewiesen (*Rathore et al., 1991, Ass'ad et al., 1992*). Natürliche Gesteine weisen jedoch nicht den einfachen Aufbau der Modelle und künstlichen Proben auf. Eine natürliche Gesteinsprobe wird unter bestimmten Umständen zwar vermehrt Risse mit einer Vorzugsrichtung enthalten, aber daneben werden Größe, Geometrie, Ausrichtung und Verteilung anderer Risse und Poren variieren. Zur Abschätzung der Anwendbarkeit der petrophysikalischen Modelle auf Salzgesteine wird daher untersucht, inwieweit der tatsächliche Gesteinsaufbau mit Hilfe dieser Modelle simuliert werden kann und wie sich zwangsläufig entstehende Abstraktionen auf das Interpretationsergebnis auswirken. Schwerpunktmäßig werden dabei Steinsalzproben experimentell untersucht.

In Kapitel 5.1 wird zunächst auf die theoretischen und praktischen Aspekte bei der Erzeugung verschiedener Rißdichten in Gesteinsproben eingegangen. Mit Hilfe von FE-Modellierungen können für thermische und mechanische Belastungen die Spannungen in der Probe berechnet, und über Dilatanzkriterien mit einer möglichen Rißbildung korreliert werden. Die tatsächliche Rißbildung sowie die Auswirkungen der Risse auf die elastischen Eigenschaften der Probe, kann mit der FE-Modellierung nicht erfaßt werden. Begleitend zu den Belastungen wird die Bildung von Mikrorissen durch die Registrierung von Schallemissionen überwacht. Diese Messungen ermöglichen eine Ortung der Risse bei ihrer Entstehung, woraus die Rißverteilung abgeschätzt werden kann. Diese indirekte Methode der Rißdichtenbestimmung kann aber eine direkte optische Bestimmung der Rißdichte nicht ersetzen, da die genauen Experimentparameter wie Gerätetotzeiten, Verstärkungen und Sensorpositionen das Ergebnis erheblich beeinflussen. Deshalb werden nach den zerstörungsfreien seismischen Untersuchungen die Risse mit einem Kontrastmittel eingefärbt und die Rißdichten direkt ausgezählt (s. Kapitel 5.1.5). Bevor die Ergebnisse der Messungen an den einzelnen Salzgesteinsproben dargestellt werden, werden die verwendeten Meß- und Auswerteverfahren zusammenfassend beschrieben.

5.1 Erzeugung und Erfassung verschiedener Rißdichten

Grundsätzlich sind zur Erzeugung von Mikrorissen Deviatorspannungen erforderlich, die die lokale Scherfestigkeit überschreiten. Diese Spannungen können durch mechanische Auflast oder lokale Temperaturunterschiede im Gestein erzeugt werden. Bei mehrfachen Lastwechseln oder kleinen Spannungen, die zu keiner Rißbildung führen, kann es im Material zu einer allgemeinen Auflockerung entlang der Korngrenzen kommen. Diese Auflockerung führt ebenfalls zu einer Erhöhung der Permeabilität und zu einer Veränderung der elastischen Eigenschaften. Gegenüber Rissen, die sich nur in Zonen bestimmter Spannungskonzentrationen bilden können, umfaßt die Auflockerung einen größeren Bereich. Beispielsweise können in einer Gesteinsprobe durch lokale Aufheizung Risse um das Erhitzelement erzeugt werden oder andererseits durch eine allseitige Erwärmung und Abkühlung der Probe eine allgemeine Auflockerung erreicht werden.

5.1.1 Dilatanzkriterien

Risse entstehen dort, wo die lokalen Spannungen die Festigkeitsgrenzen überschreiten. Quantitativ wird dieser Zusammenhang durch die Angabe von Dilatanzkriterien angegeben. Für Steinsalz existieren von verschiedenen Autoren unterschiedliche Dilatanzkriterien (Abbildung 5-1):

$$\text{Spiers et al. (1988):} \quad \sqrt{J_2} [\text{MPa}] \geq 0.83 \cdot \sigma_m [\text{MPa}] + 1.9 \text{MPa} \quad [70]$$

$$\text{Ratigan et al. (1991):} \quad \sqrt{J_2} [\text{MPa}] \geq 0.81 \cdot \sigma_m [\text{MPa}] \quad [71]$$

$$\text{Hunsche (1992):} \quad \tau_{oct} [\text{MPa}] \geq 0.86 \cdot \sigma_m [\text{MPa}] - 0.0168 \left[\frac{1}{\text{MPa}} \right] \cdot \sigma_m^2 [\text{MPa}^2] \quad [72]$$

$$\text{mit } \sqrt{J_2} = \tau_{oct} \cdot \sqrt{\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{1}{6} \cdot [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]}; \quad \sigma_m = \frac{1}{3} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

σ_1 , σ_2 , σ_3 bezeichnen die lokalen Hauptspannungen, τ_{oct} die Octaederspannung, σ_m die Octaedernormalspannung. Ermittelt wurden diese Kriterien durch kurzzeitige Belastungsversuche. Effekte wie Auflockerung oder Materialermüdung werden in diesen Dilatanzkriterien

nicht berücksichtigt. Durch die Bildung von Mikrorissen werden die elastischen Eigenschaften der Gesteine verändert. Dies wird in den angegebenen Dilatanzkriterien nicht explizit berücksichtigt. Aus der Vielzahl der vorhandenen Dilatanzkriterien ist aber ersichtlich, daß das anzuwendende Bruchkriterium empfindlich von der genauen Art der untersuchten Steinsalzprobe sowie den Versuchsbedingungen abhängt. Zwar unterscheiden sich die einzelnen Dilatanzkriterien für hydrostatische Spannungen kleiner als 15 MPa nur wenig voneinander, aber unter bestimmten Spannungsbedingungen können sich diese Unterschiede deutlich bemerkbar machen. Steinsalz wird im Rahmen der Forschung für ein Endlager für radioaktive und chemisch-toxische Abfälle gründlich untersucht. Für andere Salzgesteine wie Anhydrit, Sylvinit oder Carnallit sind derzeit keine Dilatanzkriterien bekannt. Eine ausführlichere Diskussion des Dilatanzkriteriums nach Hunsche für Steinsalz gibt *Glabisch (1997)*.

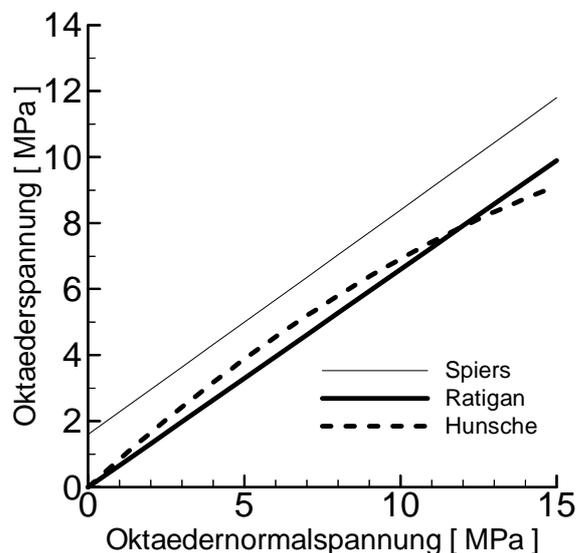


Abbildung 5-1: Verschiedene Dilatanzkriterien für Steinsalz

5.1.2 Thermische Belastung

Lokale Spannungen können in einem Gestein durch Temperaturunterschiede erzeugt werden. Nach den verschiedenen Dilatanzkriterien sind zur Erzeugung von Rissen möglichst hohe Deviatorspannungen (τ) erforderlich. Durch eine gleichmäßige, allseitige Aufheizung einer Laborprobe, wie es in einem Ofen der Fall wäre, würden nur kleine Deviatorspannungen im

Gestein erzeugt werden. Wird dagegen die Probe durch ein Erhitzelement lokal aufgeheizt, so können sich, abhängig von der Temperatur, genügend große Spannungen einstellen.

Mit Hilfe des Finite-Element-Programms ANSYS (*Swanson-Analysis-Systems, 1992*) können sowohl thermische als auch mechanische Belastungen modelliert und die resultierenden Spannungen berechnet werden. Unter Verwendung der verschiedenen Dilatanzkriterien lassen sich die Bereiche möglicher Rißbildung abgrenzen. Mit zunehmender Aufheizdauer ändern sich diese Bereiche. Eine Veränderung der Wärmeleitfähigkeit aufgrund von Mikrorißbildung läßt sich in diesen Berechnungen allerdings nicht berücksichtigen. Als Eingangsparameter für die Modellierung von Steinsalzproben wurden nach *Breidenich (1993)* folgende Werte benutzt:

Elastizitätsmodul:	24 GPa
Dichte:	2170 kg/m ³
Poissonzahl:	0.27
Wärmeausdehnungskoeffizient:	$4.2 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$
Wärmeleitfähigkeit:	$4.5 \frac{W}{m \cdot K}$

Der Wert der Wärmeleitfähigkeit liegt am unteren Ende des Bereichs den *Schön (1996)* für Steinsalz angibt. Eine höhere Wärmeleitfähigkeit würde die berechneten Spannungen verringern, da sich geringere Temperaturgradienten im Material ausbilden.

Für einen Steinsalzwürfel mit einem zentralen Erhitzelement kann das FE-Modell wegen der Symmetrieeigenschaften des Würfels auf ein Achtelelement zurückgeführt werden. Dies verringert den Rechenaufwand erheblich. Die zeitabhängige Temperaturverteilung ist in Abbildung 5-2 für verschiedene Zeitpunkte dargestellt. Danach hat sich bereits nach einer Stunde Heizdauer die Temperatur in der Hälfte des Würfels deutlich erhöht.

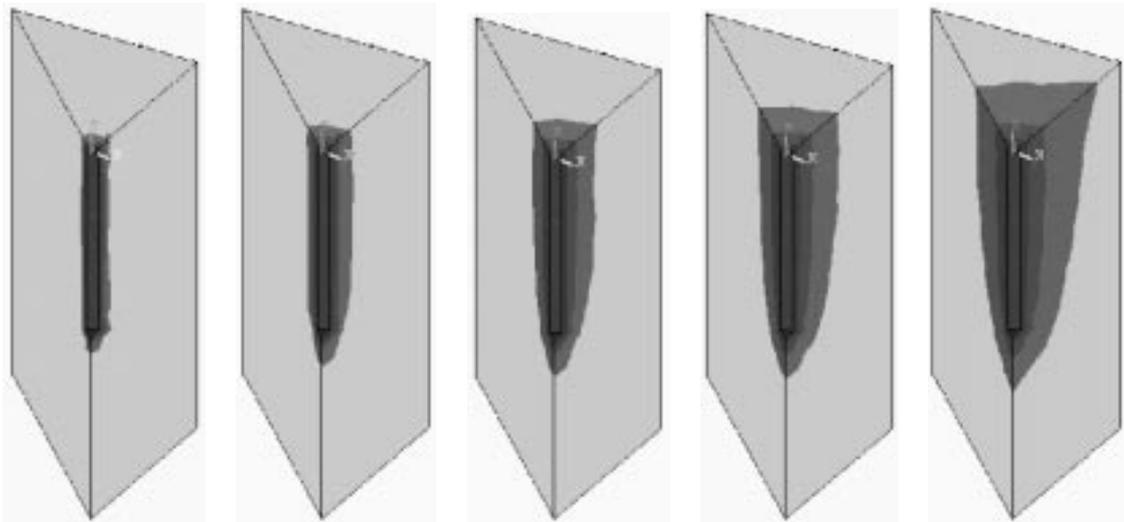


Abbildung 5-2: Temperaturverteilung in einem Steinsalzwürfel nach 1, 5, 15, 30 und 60 Minuten bei zentraler Erhitzung mit 100 °C. Die Graustufen entsprechen 20 °C (hell), 40 °C, 60 °C, 80 °C und 100 °C (schwarz).

Aufgrund der temperaturabhängigen Ausdehnung des Steinsalzes implizieren Temperaturunterschiede Spannungen im Gestein. Aus diesen Spannungen kann berechnet werden, ob die Dilatanzkriterien erfüllt sind. In Abbildung 5-3 ist die räumliche Verteilung des Dilatanzkriteriums nach Spiers dargestellt. Helles Grau bezeichnet Bereiche, in denen das Dilatanzkriterium nicht erfüllt ist; in Bereichen mit dunklem Grau ist das Dilatanzkriterium erfüllt. Am Anfang werden die äußeren Bereiche des Würfels von der Aufheizung nicht erfaßt, und es können sich keine Deviatorspannungen aufbauen. Daher ist das Dilatanzkriterium nicht erfüllt. Etwas näher am zentralen Erhitzerelement wird das Gestein bereits nach einer Minute von der Aufheizung beeinflusst. Das Dilatanzkriterium ist erfüllt und Rißbildung ist wahrscheinlich. In unmittelbarer Nähe des Erhitzerelementes ist das Gestein bereits aufgeheizt. Deshalb verringern sich die Deviatorspannungen, und das Dilatanzkriterium ist nicht mehr erfüllt. Allerdings ergeben die unterschiedlichen Dilatanzkriterien nach Spiers, Ratigan und Hunsche sehr unterschiedliche Ergebnisse. In diesem speziellen Fall des Steinsalzwürfels sind die Kriterien nach Hunsche und Ratigan schon zu Beginn der Aufheizung überall im Würfel erfüllt. Die Ergebnisse hängen so deutlich von dem angewendeten Dilatanzkriterium ab, weil die induzierten Spannungen klein sind. Darüber hinaus wird die Veränderung der Wärmeleitfähigkeit und der elastischen Eigenschaften durch Mikrorißbildung nicht berücksichtigt. Aus diesen Gründen ist bestenfalls eine halbquantitative Interpretation der Ergebnisse möglich.

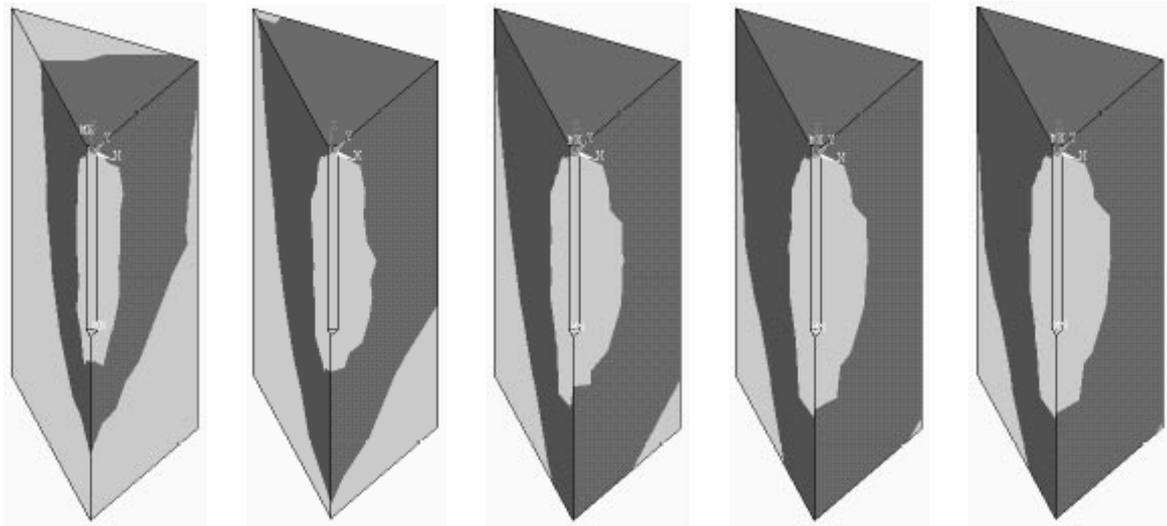


Abbildung 5-3: Dilatanzkriterium nach Spiers aufgrund der Temperaturverteilung in Abbildung 5-2

Aufgrund der FE-Modellierung lassen sich folgende Erwartungen an das Experiment knüpfen:

- In der Umgebung des Erhitzer setzt die Mikrorißbildung innerhalb weniger Sekunden / Minuten nach Aufheizbeginn ein.
- Mit zunehmender Aufheizdauer verlagert sich der Bereich der Mikrorißbildung vom Erhitzer weg.

5.1.3 Einaxiale Belastung

Durch einaxiale Belastungen von Bohrkernen können Spannungen erzeugt werden, die zur Bildung von Mikrorissen ausreichen (*Passaris, 1986*). Bei der Belastung steht eine Stirnfläche des Bohrkerns auf einer beweglichen Platte, während die andere Stirnfläche fixiert ist. Über die bewegliche Platte kann die Probe belastet werden. Die Reibung zwischen den Stirnflächen und den Geräteplatten sorgt darüber hinaus für laterale Spannungen. Die Spannungsverteilung in der Probe wurde mit dem FEM-Programm ANSYS modelliert. Abbildung 5-4 zeigt die Verformungen eines Steinsalzkerne unter einem einaxialen Druck von 10 MPa. Als Eingangparameter wurde für den E-Modul 24 GPa und für die Poissonzahl 0.27 gewählt.

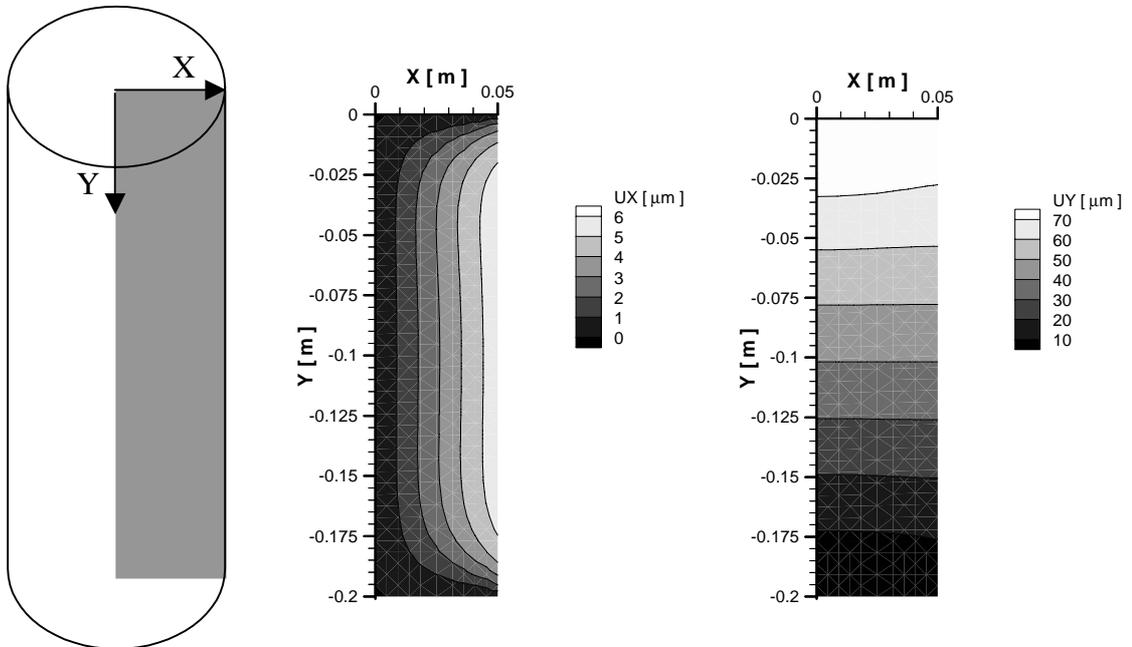


Abbildung 5-4: FE-Modellierung der Verformungen eines Steinsalzkerne unter einaxialer Belastung von 10 MPa

Die FE-Berechnungen an dem Steinsalzkerne erfolgte an einem achsensymmetrischen (Y-Achse) Modell. Die Ergebnisse zeigen eine maximale Verformung der Probe senkrecht zur Druckrichtung (X-Richtung) von ca. 6 μm . In Druckrichtung (Y-Richtung) beträgt die maximale Verformung etwas mehr als 70 μm .



Abbildung 5-5: Dilatanzkriterien nach Spiers, Hunsche und Ratigan am Bohrkern unter einaxialer Belastung (dunkelgrau: Kriterium erfüllt - Rißbildung)

In Abbildung 5-5 ist die Verteilung der verschiedenen Dilatanzkriterien für die modellierte Spannung dargestellt. Übereinstimmend prognostizieren alle Kriterien eine Rißbildung im Großteil der Probe. Lediglich im Bereich der Endflächen bilden sich kleine Bereiche aus, in denen die Dilatanzkriterien nicht erfüllt sind. Allerdings wurde bei der Modellierung davon ausgegangen, daß die Endflächenreibung laterale Bewegungen verhindert. In der Praxis muß dies nicht so uneingeschränkt gelten. Eine Rißbildung wäre dann in allen Probenbereichen möglich.

Aufgrund der einaxialen Belastung in Richtung der Y-Achse ist zu erwarten, daß Risse mit Normalen in Y-Richtung bevorzugt geschlossen werden und die Normalen von neu entstehenden Risse senkrecht zur Y-Achse liegen. Aufgrund der Rotationssymmetrie sollten sich die Normalen dieser neu entstehenden Risse gleichmäßig auf alle Richtungen senkrecht zur Y-Achse verteilen. Da dies eine isotrope Probe voraussetzt, kann sich diese Rissverteilung unter dem Einfluß anisotroper Eigenschaften von Steinsalz (*Gies, 1981*) ndern, und bestimmte Richtungen bevorzugen. Solche Vorzugsrichtungen sind dann aus der Verteilung der Korn-
grenzen erkennbar. Inwieweit sie die Polarisationsabhängigkeit der Scherwelleneigenschaften beeinflussen, wird durch spezielle Durchschallungen untersucht (s. Kapitel 5.3).

5.1.4 Messung der Schallemissionen

Zur Überwachung der Rißbildung während des Versuches wurden versuchsbegleitend Schallemissionsmessungen durchgeführt. Bei der Entstehung eines Risses werden elastische Wellen im umgebenden Gestein erzeugt, die mit Hilfe geeigneter Sensoren an der Oberfläche des Gesteins registriert werden können (u.a. *Zang, 1993a, 1993b, Zang, Berckhemer, Linert, 1996, Zang, Wagner, Dresen, 1996, Zang, Lienert, Zinke, 1996, Manthei, Eisenblätter, 1989*). Unter Verwendung mehrerer Sensoren kann der Ort der Rientstehung abgeschätzt werden. Mit Hilfe dieser Registrierungen läßt sich überprüfen, ob die Bereiche und Zeitpunkte der Rientstehung mit den Vorhersagen aufgrund der FE-Modellierungen und Dilatanzkriterien übereinstimmen.

Zur Registrierung der Schallemissionen wurden mehrere Sensoren auf die Oberfläche der Probe geklebt. Die piezoelektrischen Sensoren waren unkalibriert und wiesen eine Resonanz-

frequenz um 0.5 MHz auf. Aufgrund der gerätetechnischen Beschränkung der Registrierkanäle konnten maximal 5 Sensoren gleichzeitig verwendet werden. Die Signale der Sensoren wurden über einen Verstärker auf einen Transientenrekorder geleitet. Überschritt das Signal an einem der Kanäle die Triggerschwelle, so wurde das Signal für alle Kanäle aufgezeichnet. Dabei betrug die Samplingfrequenz 2 MHz, die Aufzeichnungslänge 512 μ s und die Amplitudenauflösung 12 bit.

Der Transfer der Daten vom Transientenrekorder zum Aufzeichnungsrechner erfolgte über eine IEEE-Schnittstelle. Diese Übertragung war relativ langsam und verursachte nach einem Ereignis eine Gerätetotzeit von ungefähr einer Sekunde. Bei Belastungsbedingungen nahe der Bruchgrenze und stark elastischen Gesteinen, wie in Anhydrit, können mehrere zehner Schallemissionen pro Sekunde auftreten. Bei der Abschätzung der Rißdichte aufgrund der registrierten Ereignisse handelt es sich daher um eine untere Grenze. Die tatsächliche Rißdichte kann deutlich darüber liegen.

Zur Ortung der Schallemissionen wurden die Einsatzzeiten der Ereignisse an den einzelnen Sensoren bestimmt. Über die Differenz der Laufzeiten kann der Ursprung der elastischen Wellen abgeschätzt werden. Eine genauere Beschreibung des Verfahrens und der verwendeten Software gibt *Yaramanci (1991)*. Weitere Herdparameter, wie die Rißgröße, konnten nicht bestimmt werden, da die Sensoren nicht kalibriert waren und die genauen Ankopplungsbedingungen der Sensoren nicht explizit bestimmt wurden.

Die Genauigkeit der Ortung ist abhängig von der relativen Position des Ereignisses zu den Sensoren. Bei einer vorgegebenen Anzahl von Sensoren läßt sich diese Ortungscharakteristik in geringem Maße durch die Verteilung der Sensoren beeinflussen. Abbildung 5-6 zeigt die räumliche Verteilung des Ortungsfehlers in einem Steinsalzwürfel mit 0.3 m Kantenlänge bei der Verwendung von 6 Sensoren, die asymmetrisch um den Würfel verteilt sind. Bei einer Ablesegenauigkeit der Einsatzzeiten von 1.0 μ s liegt die durchschnittliche Ortungsgenauigkeit bei dieser Sensorverteilung bei ungefähr 10 cm und besser. Bezogen auf die Gesamtgröße der Probe ist diese Ungenauigkeit nicht vernachlässigbar. Eine räumlich unterschiedliche Rißdichte läßt sich bei diesen Ungenauigkeiten nicht mehr sinnvoll angeben. Die Schallemissionsmessungen dienen daher hauptsächlich zur Überprüfung der Dilatanzkriterien.

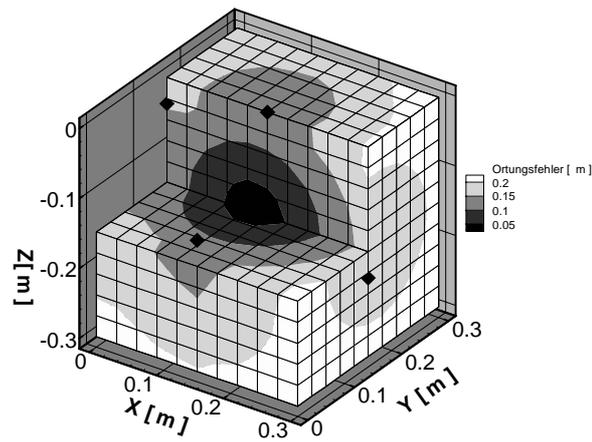


Abbildung 5-6: Ortungsfehler bei 6 asymmetrisch verteilten Sensoren (◇)

5.1.5 Direkte Rißbestimmung

Die Rißdichte definiert *Hudson (1981)* gemäß (s. Kapitel 4.1):

$$(\nu \cdot a^3) = \frac{N}{V} \cdot a^3 \quad [73]$$

ν : Rißdichtenzahl

N : Rißanzahl im Referenzvolumen

V : Referenzvolumen

a : Rißradius

Zur Bestimmung der Rißdichte müssen diese Parameter, zumindest als Mittelwerte einer Probe, bestimmt werden. Im Gegensatz zu den meisten anderen Gesteinen ist Steinsalz in gewissem Maße durchsichtig. Korngrenzen und Risse sind relativ einfach zu erkennen. Aufgrund der Lichtdurchlässigkeit ist die Abbildung der Risse in einer bestimmten Ebene aber manchmal problematisch.

Versuchsaufbau

Zur optischen Erfassung der Risse muß die Probe eingefärbt werden. Dazu ist eine Farbstofflösung erforderlich, die das Gestein nicht anlost und darüber hinaus dünnflüssig genug

ist, um bei kleinen Druckgradienten in die Risse eindringen zu können. Nach mehreren Tests erwies sich der Farbstoff Rodamin-B gelöst in Ethanol als geeignet. Eingefärbt wurde die Probe unter einer Vakuumlöcke (s. Abbildung 5-7). Der Farbstoff wurde über eine Schlauchleitung in eine zentrale Bohrung in die Probe eingebracht. Durch das angelegte Vakuum wurde zwischen der zentralen Bohrung mit dem Farbstoff und dem Kernmantel der Probe ein Druckgradient von ungefähr 0.1 MPa erzeugt. Aufgrund dieses Druckgradienten und der herrschenden Kapillarkräfte wanderte der Farbstoff durch die Probe.

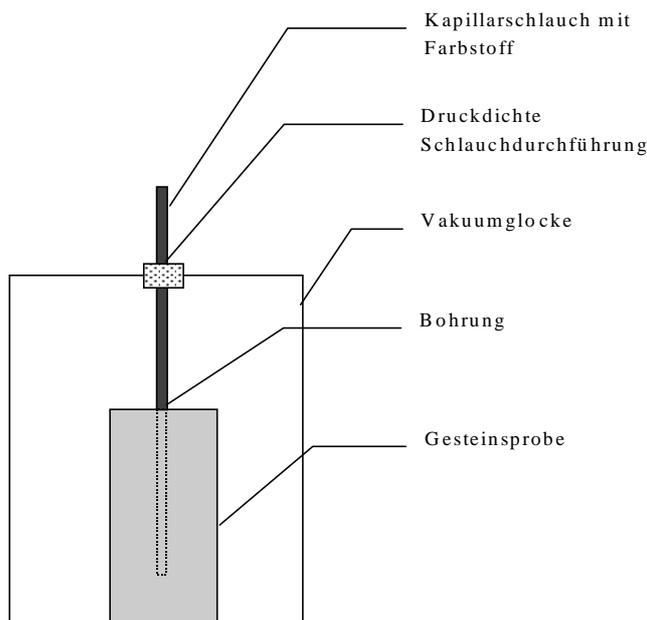


Abbildung 5-7: Einfärbung von Steinsalzkernelementen unter Vakuum

Nach Abschluß des Färbeprozesses wurde die Probe in mehrere Scheiben zersägt (Abbildung 5-8). Bei Raumtemperatur verdampfte der Alkohol in der Probe und ließ den Farbstoff in den Rissen und Poren zurück. Die Oberfläche der Gesteinsscheiben wurden über einen Flachbettscanner in ein Computerbild umgewandelt, das mit diversen Bildbearbeitungsprogrammen weiter verarbeitet werden konnte. Bei vielen Proben konnten die Risse und Korngrenzen jedoch trotzdem nicht zufriedenstellend abgebildet werden. Aus diesem Grund wurde statt dessen die Korngrenzen und Risse manuell auf eine Klarsichtfolie übertragen und diese anschließend weiter ausgewertet.

Grundsätzlich wurde dabei jede erkennbare Korngrenze und jeder erkennbare Riß gleich behandelt. Die Einfärbversuche ergaben jedoch eine ungleichmäßige Durchfärbung der Probe.

Demnach kann nicht jede Korngrenze oder jeder Riß dieselben Öffnungsweiten und damit elastischen Eigenschaften aufweisen. Des weiteren ist die Annahme kleiner Rißdichten nicht immer erfüllt, wenn jede Korngrenze als Riß im Sinne des Modells von Hudson betrachtet wird. Eine quantitative Korrelation der elastischen Eigenschaften, direkten Rißdichte und Rißdichtenprognose nach Hudson ist dann nur bedingt möglich. Ein weiteres Ziel der direkten Riauswertung war aber nicht nur die quantitative Bestimmung der Rißdichte, sondern auch das Abschätzen eventueller Vorzugsrichtungen.



Abbildung 5-8: Prinzipielle Schnitt- und Scannebenen nach der Einfärbung von Rissen

Auswerteverfahren

Anhand der eingescannten und abgemalten Bilder wurden die Rißdichten in den einzelnen Ebenen bestimmt. Dazu wurde die Anzahl (N) der Risse und die Korngrößen (2a) entlang eines Durchmessers (2r) in der Ebene ausgezählt und so eine mittlere Korngröße in dieser Richtung ermittelt. Anschließend wurde die Richtung um 10° bis 180° verändert und die Auswertung wiederholt. In Abhängigkeit von der Richtung ergibt sich daraus eine Rizahl (N) und eine mittlere Korngröße (s. Abbildung 5-9). Die Probe „H2b“ wurde zur Bestimmung der Rißverteilung in fünf zwei Zentimeter dicke Scheiben zersägt und die Korngrenzen an acht Schnittflächen ausgewertet. Prinzipiell müssen gegenüberliegende Ebenen derselben Schnittfläche dieselbe Kornverteilung aufweisen. Da die Ebenen aufgrund des Freischnittes während der Präparation nicht exakt aufeinanderliegen, kann es bei kleinen Kornstrukturen zu Unterschieden kommen. Da die Korngrenzen in den Schnittflächen per Hand kartiert wurden, können zusätzliche Unterschiede durch die Subjektivität des Bearbeiters hinzukommen. Gemittelt über alle Ebenen zeigen die Ergebnisse eine maximale Schnittpunktzahl (N_{max}) bei 120° und eine minimale Schnittpunktzahl (N_{min}) bei 30°. Die Risse und Korngrenzen weisen in allen

Ebenen dieselbe Vorzugsrichtung auf, deren Ursache wahrscheinlich im ursprünglichen In-situ-Spannungszustand liegen dürfte. Da die Proben jedoch nicht orientiert entnommen wurden, lassen sich genauere Angaben darüber nicht treffen.

Aus der Verteilung der Riß- und Korngrenzen wird unter verschiedenen vereinfachenden Annahmen eine Rißdichte berechnet, die mit den Prognosen des Hudson-Modells verglichen werden kann. Als Referenzvolumen wird eine Scheibe des Kernes mit der Höhe des mittleren Rißdurchmesser ($2\bar{a}$) angenommen. Damit ergibt sich nach der Definition von Hudson:

$$v \cdot \bar{a}^3 = \frac{N}{V} \cdot \bar{a}^3 = \frac{N}{\pi \cdot r^2 \cdot 2\bar{a}} \cdot \bar{a}^3 = \frac{N \cdot \bar{a}^2}{2\pi \cdot r^2} \quad [74]$$

\bar{a} : Mittlerer Rißradius

N: Rißanzahl

r: Kernradius

V: Referenzvolumen ($= \pi \cdot r^2 \cdot 2\bar{a}$)

Obwohl es prinzipiell mit dem Modell nach Hudson möglich ist, unterschiedliche Rißlängen zu berücksichtigen, wird im folgenden vereinfachend in den Proben nur ein mittlerer Rißradius (\bar{a}) bestimmt. Bei den verwendeten Steinsalzkerne betrug der Kerndurchmesser fast durchgängig 7.17 cm. Für die Verteilung der Korngrenzen und Risse der Probe „H2b“ wie sie in Abbildung 5-10 dargestellt sind, ergeben sich Rißanzahlen, mittlere Rißradien und Rißdichten nach Hudson in den unterschiedlichen Richtungen wie sie in Tabelle 5-1 dargestellt sind. Inwieweit diese direkten Rißdichten mit den gemessenen Eigenschaften korrelieren, wird in Kapitel 5.3 dargestellt.

Aus der winkelabhängigen Verteilung der Schnittpunktzahl läßt sich eine mittlere Korngröße in der jeweiligen Richtung ableiten. Die Ergebnisse in Abbildung 5-10 zeigen eine erhöhte Korngröße im Bereich kleiner Winkel bis 40°. Dort liegt die mittlere Korngröße mit ungefähr 6 mm deutlich über der Korngröße von 4 mm bei Winkeln um 120°. Schon anhand dieser einfachen manuellen Auswertung zeigt sich eine deutliche Ausrichtung der Körner. Nach dem Modell von Hudson sollten die S-Wellen mit Polarisationsrichtungen parallel zur maximalen Korngröße ebenfalls maximale Geschwindigkeitswerte annehmen.

Winkel [°]	N[-]	(\bar{a}) [cm]	$(v \cdot \bar{a}^3)[10^{-3}]$
0	16	0.46	10.186
10	15	0.48	10.610
20	13	0.57	12.732
30	14	0.53	11.789
40	13	0.57	12.606
50	13	0.54	11.899
60	14	0.50	11.169
70	16	0.44	9.870
80	18	0.40	8.781
90	18	0.41	9.095
100	19	0.37	8.268
110	20	0.37	8.162
120	19	0.38	8.377
130	19	0.38	8.488
140	18	0.39	8.661
150	18	0.39	8.661
160	17	0.42	9.226
170	17	0.43	9.573
180	16	0.46	10.186

Tabelle 5-1: Direkte Rißdichten an der Probe "H2b"

Neben dieser „manuellen“ Auswertung ist mit Hilfe des digitalen Bildbearbeitungsprogramms DIANA eine automatisierte Auswertung der Korngrößenverteilung möglich (*Duyster, 1997*). Allerdings bestimmt dieses Programm die Verteilung und Ausrichtung der Gesteinskörner, während das Rißmodell nach Hudson eher die Korngrenzen als Eingangsparameter verwendet. Gegenüber der einfachen Schnittpunkt-Methode ist mit diesem Programm eine statistisch umfassendere Auswertung der generellen Vorzugsrichtungen möglich. Abbildung 5-11 zeigt die Korngrenzenbilder und die entsprechende statistische Auswertung der Korngrößenverteilung. Dargestellt ist die Verteilung der größten Halbachse der Körnern, die damit zu Ellipsen vereinfacht werden.

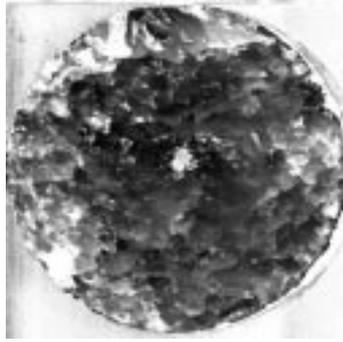


Abbildung 5-9: Eingescannte Oberfläche der Probe "H2b-1u"

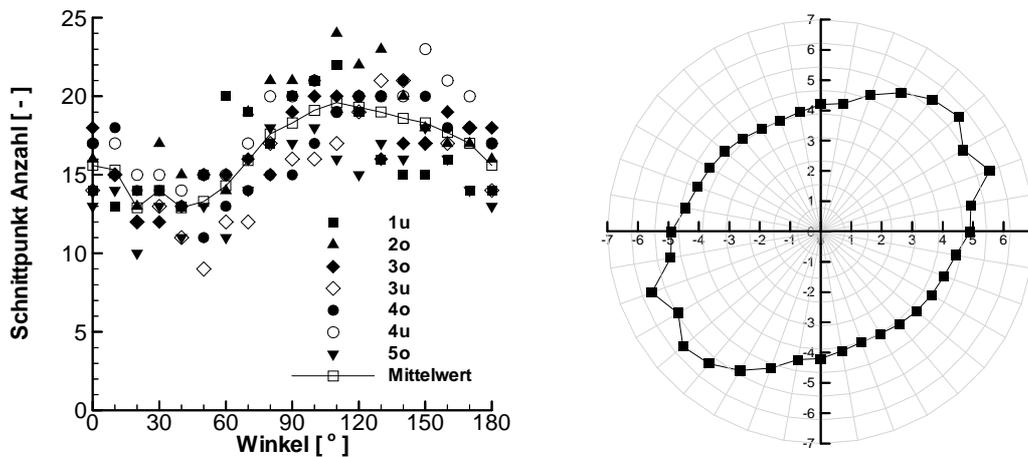


Abbildung 5-10: Anzahl der ausgezählten Korngrenzen (Schnittpunkte) in Abhängigkeit vom Winkel bei der Probe "H2b" (links) und die daraus berechnete mittlere Korngröße in Millimeter (rechts)

In Tabelle 5-2 sind die Mittelwerte der statistischen Auswertung der Kornverteilung in der Probe „H2b“ dargestellt. Entlang aller ausgewerteten Schnittebenen beträgt die Länge der kleinen Halbachse ungefähr die Hälfte der großen Halbachse. Trotz der großen Streuung liegen die großen Halbachsen vorzugsweise bei Winkeln um 40° . Dies stimmt mit der manuellen Auswertung überein (Abbildung 5-10), bei der in dieser Richtung die maximalen mittleren Korngrößen bestimmt wurden. Qualitativ erbringt die manuelle Auswertung dieselben Resultate. Aus den Ergebnissen der statistischen Analyse kann ein Wert für die zufallsverteilte und die gerichtete Rißdichte hergeleitet werden. Als Grundgröße für die zufallsverteilte Rißdichte wird der Mittelwert der kleinsten Halbachse als Korngröße angenommen. Jedes dieser Körner besitzt vier Kanten. Für N Körner mit einer mittleren kleinen Halbachse der Größe a_{\min} in einem Kern mit Radius R ergibt sich dann eine zufallsverteilte Rißdichte von

$$\boxed{\left(\bar{v} \cdot a^3\right) = \frac{4 \cdot N}{V} \cdot \left(\frac{a_{\min}}{2}\right)^3 = \frac{4 \cdot N}{\pi \cdot R^2 \cdot a_{\min}} \cdot \left(\frac{a_{\min}}{2}\right)^3 = \frac{4 \cdot N}{2 \cdot \pi \cdot R^2} \cdot \left(\frac{a_{\min}}{2}\right)^2} \quad [75a]$$

Bei der Rißdichte handelt es sich um eine Größe, die von der dreidimensionalen Verteilung der Risse in einem Referenzvolumen abhängig ist. Da die Risse in diesem Fall entlang zweidimensionaler Schnitte bestimmt wurden, müssen Annahmen über die Rißausdehnung in der dritten Dimension getroffen werden, und entsprechend ein Referenzvolumen gewählt werden um die Berechnung einer Rißdichte nach Hudson zu ermöglichen. In Formel [75a] wurde als Referenzvolumen eine Scheibe des Gesteinskerns mit dem Radius R und mit der Dicke a_{\min} gewählt. Damit wird angenommen, daß die minimale Kornausdehnung gemittelt über die gesamte Auswerteebene repräsentativ ist für eine Gesteinsscheibe gleicher Stärke. Die Güte einer solchen Näherung hängt davon ab, wie groß die Streuung der tatsächlichen Korngröße ist. Ein Nachteil dieser Art der Berechnung einer Rißdichte ist, daß sie keine explizite dreidimensionale Bestimmung der Riß- oder Korngrenzverteilung beinhaltet.

Der Unterschied zwischen der Mittelwerte für die größten und die kleinsten Halbachsen kann als Maß für die Ausrichtung der Korngrenzen angesehen werden. Aus der statistischen Analyse der Korngößen an den untersuchten Steinsalzproben läßt sich empirisch die Beziehung $a_{\max} \approx 2 \cdot a_{\min}$ ableiten. Aus der Differenz der Halbachsenlängen läßt sich, unter Verwendung dieser empirischen Beziehung, eine gerichtete Rißdichte herleiten gemäß

$$\boxed{\left(\bar{v} \cdot a^3\right)_{\Delta} = \frac{N}{V} \cdot \left(\frac{a_{\max} - a_{\min}}{2}\right)^3 = \frac{N}{2 \cdot \pi \cdot R^2} \cdot \left(\frac{a_{\max} - a_{\min}}{2}\right)^2} \quad [75b]$$

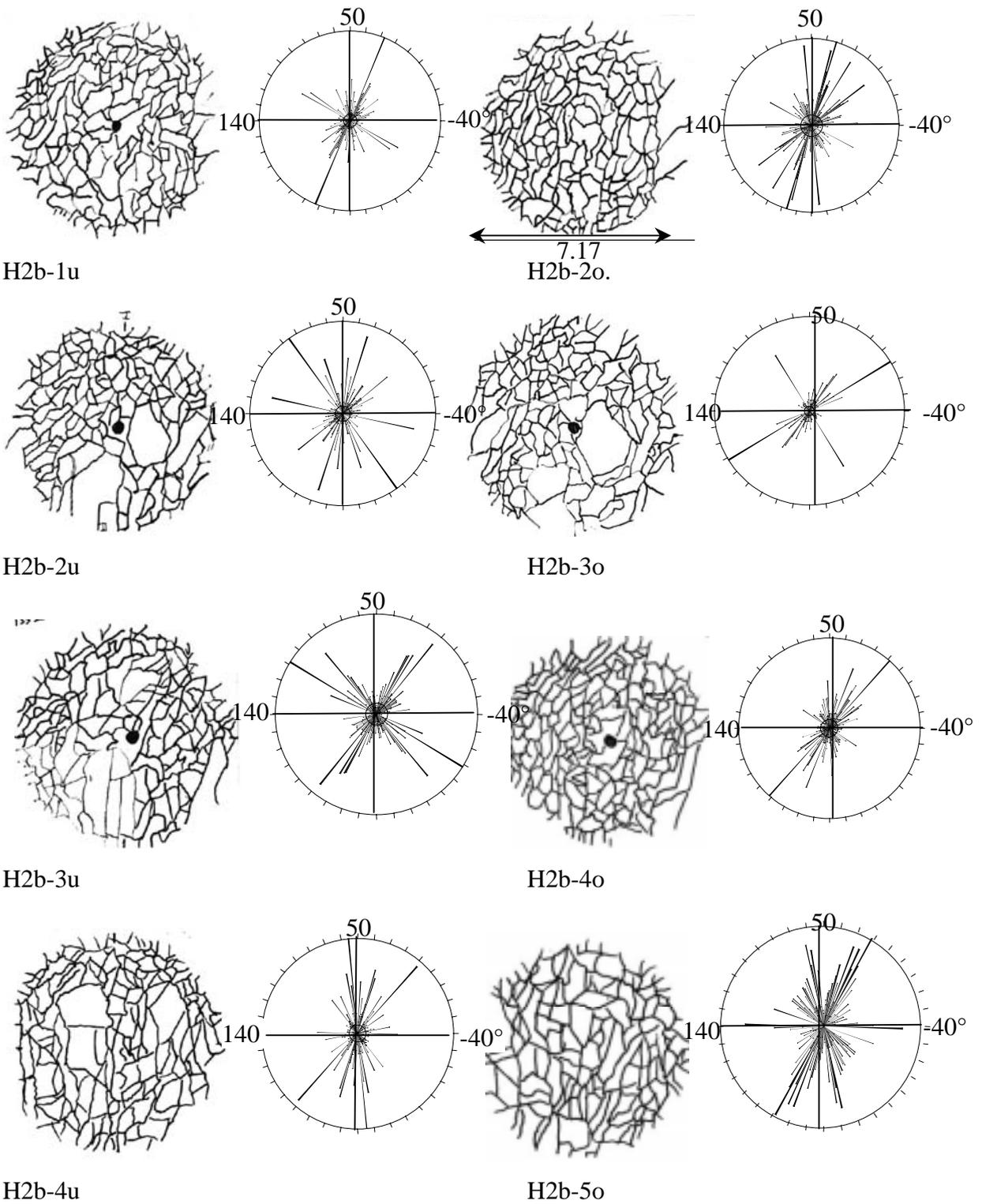


Abbildung 5-11: Korngrenzenverteilung und Kornausrichtung der Probe „H2b“ an verschiedenen Auswertebenen

Aus den Mittelwerten von Tabelle 5-2 ergibt sich bei einem Kernradius von 0.076 m und einem Mittelwert von 0.386 cm für die kleine Halbachse, eine zufallsverteilte Reißdichte nach Hudson von 0.0568. Für die gerichtete Reißdichte ergibt sich aufgrund der Unterschiede in der großen und kleinen Halbachse ein Wert von 0.0182. Rechnerisch ergeben sich sowohl für die Längen als auch die Winkel der Halbachsen große Standardabweichungen. In die statistische Abweichung Auswertung der Winkel geht keine Wichtung durch die jeweiligen Längen der Halbachsen ein wie bei einer optischen Auswertung der Kornverteilungen (s. Abbildung 5-11). Aus diesem Grund überschätzen die angegebenen Fehler die mögliche Abweichung vom Mittelwert. Ein Kennzeichen dafür ist die deutlich geringere Streuung der Mittelwerte.

Ebene	Anzahl N	Große Halbachse (a_{\max})		Kleine Halbachse (a_{\min})	
		Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]	Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]
1u	159	0.710 ± 0.588	30 ± 43	0.336 ± 0.217	58 ± 58
2o	145	0.767 ± 0.629	38 ± 41	0.349 ± 0.254	72 ± 57
2u	131	0.769 ± 0.614	28 ± 43	0.351 ± 0.255	52 ± 59
3o	118	0.815 ± 0.772	39 ± 44	0.399 ± 0.320	69 ± 54
3u	114	0.836 ± 0.933	24 ± 39	0.371 ± 0.361	61 ± 56
4o	145	0.791 ± 0.915	43 ± 45	0.418 ± 0.674	71 ± 57
4u	145	0.941 ± 0.860	53 ± 46	0.418 ± 0.346	37 ± 51
5o	145	0.957 ± 0.656	41 ± 41	0.447 ± 0.314	72 ± 58
Mittel	138	0.823 ± 0.081	37 ± 9	0.386 ± 0.038	62 ± 12

Tabelle 5-2: Mittlere Länge und Ausrichtung der größten und kleinsten Halbachsen an verschiedenen Schnittebenen der Probe "H2b"

5.2 Meß- und Auswerteverfahren zur Bestimmung der elastischen Eigenschaften

Zur Messung der dynamisch elastischen Eigenschaften einer Gesteinsprobe wird eine elastische Welle durch die Probe geschickt und deren Übertragungsfunktion gemessen.

5.2.1 „Zone of Influence“

Bei einer Durchschallung beeinflussen nicht alle Bereich der Gesteinsprobe gleichermaßen die Übertragungseigenschaften der seismischen Welle. Nach *Brühl et al. (1996)* wird dieser Bereich abgegrenzt durch die Zone, in der die Laufzeitdifferenz der Strahlen zwischen Sender und Empfänger maximal $\frac{1}{2} L$ beträgt. Mathematisch kann dieser Bereich annähernd beschrieben werden durch einen Ellipsoid mit den Halbachsen (b_1, b_1, b_2) (s. Abbildung 5-12)

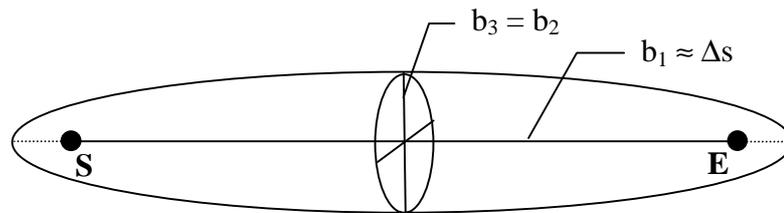


Abbildung 5-12: Darstellung des Fresnelvolumens, das die Übertragungseigenschaften einer Welle zwischen Sender (S) und Empfänger (E) beeinflusst

$$b_1 = \frac{1}{4} L + \Delta s \quad b_2 = \sqrt{\frac{1}{2} L \cdot \Delta s + \frac{1}{16} L^2} \quad [76]$$

Δs : Sender-Empfänger Abstand; L: Wellenlänge

Die Brennpunkte dieser Ellipse sind die Positionen von Sender und Empfänger. Bis auf den Bereich unmittelbar an Sender und Empfänger kann diese Ellipse als Abschätzung für die Fresnel-Zone verwendet werden (*Vasco et al., 1995*). Bei einem typischen Sender-Empfänger Abstand von 0.15 m, einer Signal-Hauptfrequenz von ca. 0.5 MHz und eine S-Wellengeschwindigkeit von 2600 m/s ergibt sich für die kleine Halbachse des Ellipsoids: $b_2 = 0.02$ m. Die seismischen Übertragungseigenschaften wie Geschwindigkeit und Dämpfung werden hauptsächlich von den petrophysikalischen Eigenschaften innerhalb dieses Ellipsoids beeinflusst.

5.2.2 Versuchsaufbau

Die verwendete Apparatur zur Messung der integralen dynamisch elastischen Eigenschaften einer Laborprobe besteht aus zwei piezoelektrischen Sende- und Empfangsprüfköpfen, die über ein Kopplungsmittel (Fa. Krautkrämer) mit der Probe verbunden werden (Abbildung

5-13 und Abbildung 5-14). Die Form des Sendesignals wird durch einen Rechner vorgegeben und über einen Funktionsgenerator auf den Sendepiezkopf übertragen. Durch das piezoelektrische Material wird die elektrische Spannung des Funktionsgenerators in eine elastische Welle zurückgewandelt. Die Energie der elastischen Welle wird über einen piezoelektrischen Empfänger in eine elektrische Spannung umgewandelt. Diese Spannung wird verstärkt und von einem Transientenrekorder aufgezeichnet. Die genauen technischen Spezifikationen sind in Tabelle 5-3 angegeben. Je nach verwendeten Prüfköpfen können primär P-Wellen oder S-Wellen erzeugt und registriert werden. Die Schwingrichtung der S-Wellenprüfköpfe war auf ($\pm 2.5^\circ$) bekannt. Zur Messung der S-Wellengeschwindigkeit wurden beide Prüfköpfe mit übereinstimmenden Send- und Empfangsrichtungen betrieben. Für winkelabhängige Messungen wurde die Schwingrichtung senkrecht zu der Verbindungslinie zwischen den Prüfköpfen variiert.

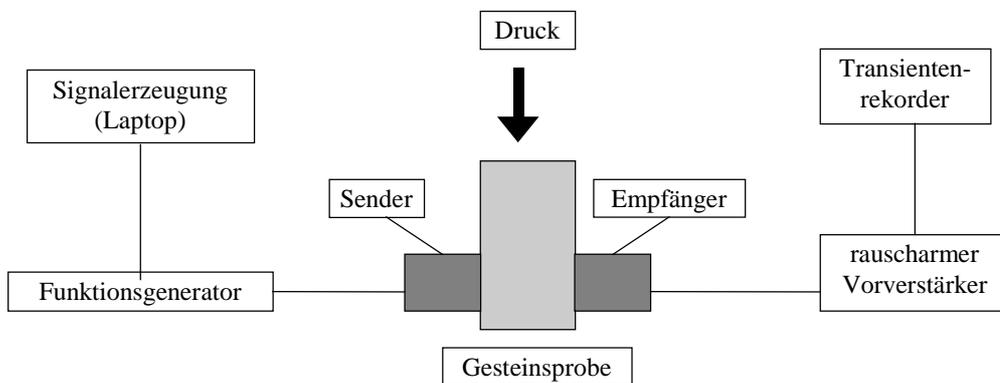


Abbildung 5-13: Bestimmung der seismischen Eigenschaften unter einaxialem Druck (Versuchsaufbau)

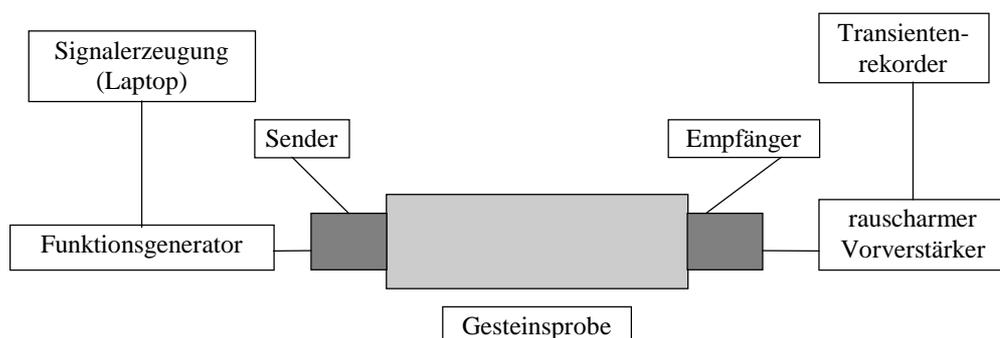


Abbildung 5-14: Bestimmung der seismischen Eigenschaften bei belastungsfreier Probe (Versuchsaufbau)

Resonanzfrequenz der S-Wellen-Prüfköpfe	0.5 MHz
Resonanzfrequenz der P-Wellen-Prüfköpfe	0.5 MHz
Amplitudenauflösung	8 bit
Verstärkungsfaktor	$1 \cdot 10^5$
Ausgangsspannung des Funktionsgenerators	10 Vpp
Samplingfrequenz/Samplingintervall	50 MHz / 20 ns

Tabelle 5-3: Technische Spezifikationen der Ultraschallversuchsstrecke

5.2.3 P-/S-Wellengeschwindigkeiten und -dämpfungen

Für Rückschlüsse auf die petrophysikalischen Eigenschaften eines Gesteins stellen die Geschwindigkeiten von P- und S-Wellen oftmals die wichtigsten Parameter dar, da sie auch unter In-situ-Bedingungen mit hoher Genauigkeit gemessen werden können. Für die Messungen an Gesteinsproben im Labor werden Meßköpfe mit einer Resonanzfrequenz von 500 kHz verwendet. Die Signale werden mit einer Samplingfrequenz von 50 MHz bei einer Auflösung von 8 bit abgetastet. Zur Laufzeitbestimmung ist ein möglichst impulsförmiges Signal mit einem scharfen Signaleinsatz notwendig. Deshalb wird auf den Signalkopf eine Spannungstufe gegeben. Nur ein Bruchteil dieser Energie wird von dem piezoelektrischen Schwingkopf in Form elastischer Energie im Bereich seiner Resonanzfrequenz abgestrahlt. Das entstehende schmalbandige Signal zeigt im Zeitbereich keinen besonders scharfen Einsatz. Trotzdem sind sehr genaue Laufzeitmessungen möglich. Dazu werden Sende- und Empfangsprüfkopf direkt aneinander gekoppelt. Zusammen mit dem elektrischen Stufenimpuls wird die Registrierung des Transientenrecorders getriggert und das Signal des Empfangsprüfkopfes aufgezeichnet.

Durch die Verwendung piezoelektrischer Prüfköpfe wird auch dann eine Signallaufzeit gemessen, wenn die Prüfköpfe direkt aufeinander liegen (Abbildung 5-15). Diese Signalvorlaufzeit muß regelmäßig bestimmt werden. Bei der Berechnung der Geschwindigkeit in der Probe muß diese Vorlaufzeit berücksichtigt werden. Man erkennt eine Laufzeit des Signals bis zum ersten Maximum von 3.3 µs. Die Vorlaufzeit ist abhängig vom jeweils verwendeten Prüfkopf und der Form des elektrischen Ursprungsignals. Zur Laufzeitbestimmung wird dieselbe Messung mit der Gesteinsprobe zwischen den Prüfköpfen wiederholt. Von der Laufzeit des ersten Maximums des Ausgangssignals muß die Vorlaufzeit subtrahiert werden, um

die korrekte Laufzeit des Signals durch die Probe zu erhalten. Eine Verzerrung des Signals aufgrund von Dispersion wird dabei vernachlässigt. Wegen der geringen elastischen Dämpfung in den untersuchten Salzgesteinen und des relativ schmalbandigen Signals ist die Dispersion vernachlässigbar.

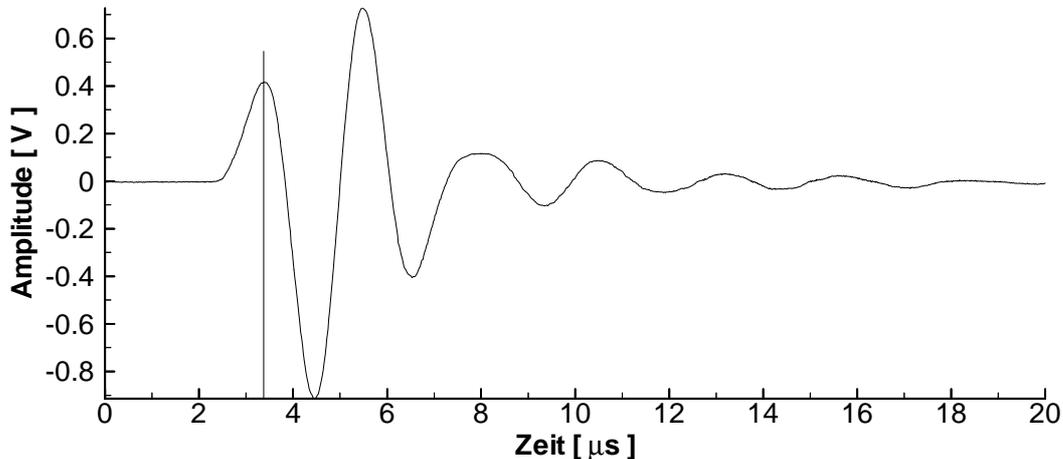


Abbildung 5-15: Bestimmung der Vorlaufzeit

Bei einer Samplingfrequenz von 50 MHz kann das jeweilige Maximum mit einer Genauigkeit von ± 1 Sample $\Leftrightarrow \pm 20$ ns bestimmt werden. Je nach Größe und Material der Probe entspricht das einem maximalen Fehler von theoretisch ± 0.1 %. Dieser Fehler kann in der Praxis durch Signalinterferenzen, die die Signalform verändern, vergrößert werden. Um die in der Praxis erreichbar Genauigkeit näher zu quantifizieren, wurden Messungen über die Stirnflächen eines Stahlkerns mit vergleichbaren Abmessungen wie die späteren Kerne durchgeführt. Bei der Probe handelte es sich um einen speziell hergestellten Kalibrierkörper mit einer besonders homogenen Geschwindigkeitsverteilung. Untersucht wurde die Reproduzierbarkeit von Messungen bei Variation der Polarisationsrichtung der Scherwellenköpfe. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-16 dargestellt und zeigen für alle Polarisationsrichtungen eine nahezu konstante Geschwindigkeit von 3227 m/s. Die absoluten Abweichungen betragen maximal ± 2 m/s. Dies entspricht einer relativen Abweichung von weniger als ± 0.1 % des Mittelwertes und zeigt die hohe Reproduzierbarkeit der Messungen. Aufgrund dieser Ergebnisse dürfen in den späteren Messungen auch sehr kleine Geschwindigkeitänderungen (≥ 0.5 % vom Mittelwert) als signifikante Abweichungen interpretiert werden.

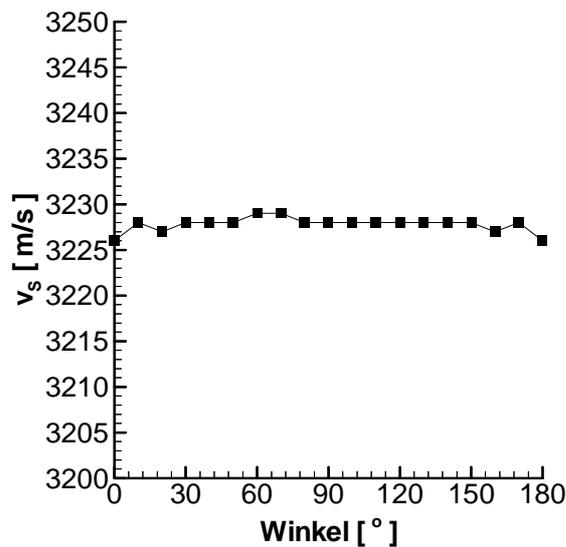


Abbildung 5-16: Scherwellengeschwindigkeiten einer Stahlprobe bei unterschiedlichen Polarisationswinkeln

Anhand der gemessenen Signale wäre es formal möglich, durch Bildung des Spektrenquotienten (s. Kapitel 3.3) für die Stahlprobe einen Q-Faktor zu bestimmen. Eine Schwäche des Spektrenquotientenverfahrens ist jedoch eine Erhöhung der Schwankungsbreite mit steigenden Q-Faktoren unabhängig von der eigentlichen Signalqualität. In realen Gesteinen ist dagegen oftmals die Signalqualität, insbesondere bei der Auswertung der Scherwellen, der limitierende Faktor. Im Gegensatz zur Laufzeitbestimmung, bei der nur der vorderste Bereich des Signals ausgewertet wird, wird bei der Bestimmung des Q-Faktors ein größerer Teil des Signals benötigt. Die Amplitude in diesem Bereich kann durch Interferenzen teilweise gestört sein, was zu einem fehlerhaften Q-Faktor führt. Die Angabe einer Auflösungsgrenze anhand von Testmessungen an der Stahlprobe ist daher nicht möglich.

Zur Bestimmung des Q-Faktors wird ein Bereich des Spektrenquotienten durch eine Gerade approximiert, und aus deren Steigung sowie der Laufzeit des Signals der Q-Faktor bestimmt. Für die eingepaßte Gerade kann neben der Steigung eine Standardabweichung der Steigung und damit eine Standardabweichung des bestimmten Q-Faktors ermittelt werden. Formell geht in die Standardabweichung des Q-Faktors zusätzlich der Fehler der Laufzeitbestimmung mit ein. Allerdings ist dieser Fehler in der Regel sehr viel kleiner als die Unsicherheit aufgrund verringerter Signalqualität.

5.2.4 Scherwellen-, „Splitting“

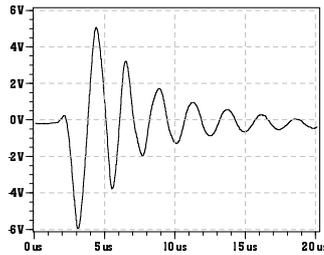
Zur Bestimmung eventuell vorhandener Anisotropien, die durch gerichtete Spannungsfelder in den Gesteinsproben erzeugt wurden (*Ass'ad, Tatham, McDonald, 1992*), muß entweder die Durchschallungsrichtung und/oder die Polarisationsrichtung der verwendeten Wellen variiert werden. Während der Untersuchungen wurden, abhängig von der Probe, zwei senkrecht aufeinander stehende Durchschallungsrichtungen gewählt. Die Polarisationsrichtung der Scherwellen wurde in diesen Richtungen von 0° bis 180° in Schritten von 10° senkrecht zur Durchschallungsachse variiert. Eventuell vorhandene Anisotropien können so explizit gemessen werden. Eine wichtige Voraussetzung dafür ist die Verwendung von Prüfköpfen, die ein sauberes Scherwellensignal erzeugen.

Schwingrichtung der S-Wellen-Prüfköpfe

Für die Scherwellenmessungen wurden Prüfköpfe der Firma Krautkrämer mit einer Resonanzfrequenz von 0.5 MHz verwendet. Da es sich um piezoelektrische Sensoren handelt, ist das resultierende Spannungssignal proportional zur Partikelbeschleunigung. In Abbildung 5-17 ist das registrierte Signal bei aufeinandergesetzten Prüfköpfen und zwei um 90° unterschiedlichen Empfangsrichtungen dargestellt. Die Prüfköpfe liefern ein sauberes Scherwellensignal.

Während der Messung der Scherwellengeschwindigkeit mit unterschiedlichen Polarisationswinkeln wurde sowohl das Signal bei übereinstimmender Sende- und Empfangsrichtung der Prüfköpfe registriert als auch Messungen mit um 90° gegenüber der Senderichtung gedrehter Empfangsrichtung. Auf diese Weise wurden die beiden Komponenten der Partikelbewegung erfaßt. Die resultierenden Hodogramme der Probe „H2b“ nach der einaxialen Belastung bis 15 MPa sind in Abbildung 5-18 dargestellt. Die Geschwindigkeitsmessungen zeigten eine maximale Geschwindigkeit von 2590 m/s und eine minimale Geschwindigkeit von 2555 m/s. Bei einem Laufweg von 0.152 m entspricht dies einem Laufzeitunterschied von $0.8 \mu\text{s}$. Bei einer Abtast-Rate von 50 MHz entspricht dies 40 Samples, oder etwas weniger als einer halben Wellenlänge. Aus den Hodogrammen ist eine solche Laufzeitdifferenz kaum abzulesen. Aus diesem Grund wird im folgenden die Geschwindigkeit nicht aus den Hodogrammen bestimmt, sondern direkt aus den registrierten Signalen bestimmt.

X1-Richtung



X2-Richtung

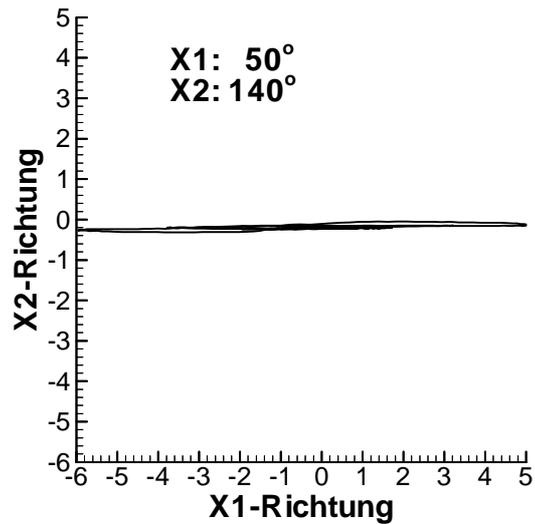
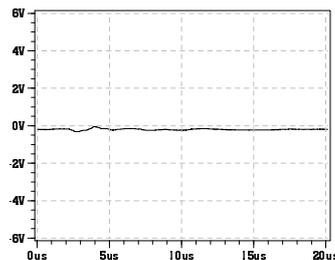


Abbildung 5-17: Komponenten der Scherwellenbewegung bei aufeinandergesetzten Prüfköpfen

5.3 Experimentelle Untersuchungen an Steinsalz

Wie im Kapitel 2.3 zusammengefaßt, wurden in den letzten Jahren zwar einige Untersuchungen der dynamisch elastischen Parameter von Steinsalz durchgeführt, systematische Daten zur Korrelation dynamischer Parameter mit Gesteinseigenschaften wie Reißdichte oder Korngröße existieren jedoch nicht. *Popp, Kern (1998)* führten Untersuchungen zur Korrelation petrophysikalischer Parameter mit dynamisch elastischen Eigenschaften an Steinsalzproben durch. In diesem Zusammenhang wurde auch der unterschiedliche Einfluß von einaxialen Drücken auf die Entwicklung von P- und S-Wellengeschwindigkeiten untersucht. Allerdings wurde die Polarisationsrichtung der Scherwellen konstant gehalten. Inwieweit in Salzgesteinen die Scherwellengeschwindigkeit abhängig von ihrer Polarisationsrichtung ist und wie diese Zusammenhänge mit der Reiß- oder Kornausrichtung korrelieren, ist daher auch aus diesen Untersuchungen nicht zu entnehmen. Aus diesem Grund wurden durch unterschiedliche thermische und mechanische Verfahren Steinsalzproben mit verschiedenen Reißdichten hergestellt und die elastischen Eigenschaften gemessen. Mit Hilfe gesteinsphysikalischer Modelle, z. B. Hudson, O'Connell, Budiansky, lassen sich aus den gemessenen Geschwindigkeiten und Dämpfungen der elastischen Wellen Prognosen für die Reißausrichtung und -dichte erstellen. Durch direkte

optische Verfahren werden anschließend die tatsächlichen Rißdichten ermittelt und mit den Prognosen verglichen. Die Ergebnisse werden benutzt, um die Anwendbarkeit verschiedener Gesteinsmodelle auf reales Steinsalz zu prüfen.

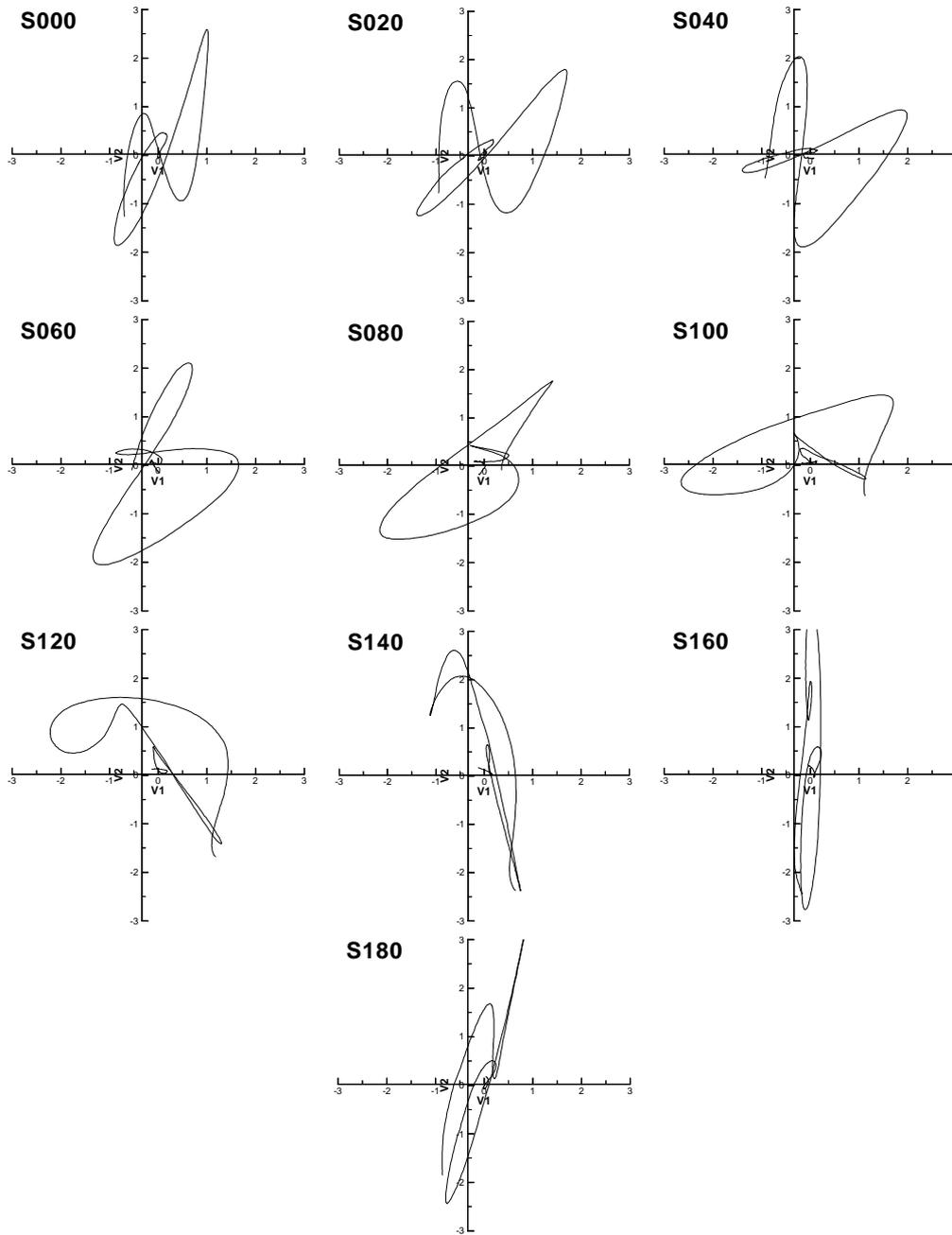


Abbildung 5-18: Hodogramme der beiden registrierten Scherwellen-Komponenten der Probe "H2b" für verschiedene Polarisationswinkel (0°-180°) bezogen auf eine willkürliche Referenzrichtung

5.3.1 Probenbeschreibung

Zur Untersuchung der quantitativen Abhängigkeit der dynamisch elastischen Eigenschaften von den Gesteinsparametern wurden 19 Proben mit unterschiedlichen Rißdichten und Korngrößen untersucht. Die verwendeten Steinsalzproben stammten aus der anhydritisch geprägten Zone des Staßfurt-Steinsalz (Na_2SO_4) der 800-m-Sohle des Salzbergwerkes Asse. Die Mineralanalyse ergab neben Halit einen Polyhalitanteil von 0.4 Gew.-% und einen Anhydritgehalt von 2.5 Gew.-% (*Rothfuchs, Duijves, 1991*). Die Proben hatten unterschiedlichste Abmessungen und Vorgeschichten. Ein Großteil der Proben (s. Tabelle 5-4) stammt aus der unmittelbaren Umgebung eines Erhitzerversuches. Um den Einfluß wärmeproduzierender Abfälle auf das umliegende Gebirge zu simulieren, wurden 1990 Stahlbehälter mit einer Oberflächentemperatur von 165-210 °C in eine untertägige Strecke im Salzbergwerk „Asse“ eingelagert. Der verbleibende Hohlraum wurde mit Salzgrus verfüllt. Mit Hilfe zahlreicher Meßinstrumente wurde die Temperaturentwicklung und die Reaktion des umliegenden Gebirges beobachtet. Im Februar 1999 wurden die Erhitzer abgeschaltet und Kernproben aus dem umliegenden Gebirge gezogen. Je nach relativer Lage der Beprobungspunkte zu den Erhitzern waren die Proben unterschiedlichen Temperaturen ausgesetzt. Die Proben wiesen Korngrößen von 4.5 mm bis 7.5 mm sowie zahlreiche Risse auf. Ob diese Risse während der Aufheizphase oder, was wahrscheinlicher erscheint, während der Abkühlungsphase nach Probengewinnung entstanden sind, läßt sich nicht mit Sicherheit feststellen. Durch die Messungen wurde festgestellt, daß die Korngrenzen Vorzugsrichtungen aufweisen. Da die Probenorientierung im Gebirge nicht festgehalten wurde, waren keine weitergehenden Korrelationen mit der Gebirgsspannungsrichtung möglich.

Bezeichnung	Material	Herkunft	Abmessungen	Bemerkungen
Kristall	Kristallsalz	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	<u>Lange Bohrkerne</u>
Kalt 1 „K1“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: 36°C
Kalt 2 „K2“	Na2	Asse	Ø 7.18 cm H.: 14.97 cm	Gebirgstemp.: 36°C
Kalt 3 „K3“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: 36°C
Kalt 4 „K4“	Na2	Asse	Ø 7.18 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp. 36°C
Warm 1 „W1“	Na2	Asse	Ø 7.18 cm H.: 14.98 cm	Gebirgstemp.: ≈50°C
Warm 2 „W2“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: ≈50°C
Warm 3 „W3“	Na2	Asse	Ø 7.18 cm H.: 15.10 cm	Gebirgstemp.: ≈50°C
Warm 4 „W4“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: ≈50°C
Heiß 1 „H1“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: ≈60°C
Heiß 2 „H2“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 14.97 cm	Gebirgstemp.: ≈60°C
Heiß 2b „H2b“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 14.97 cm	Gebirgstemp.: ≈60°C
Heiß 3 „H3“	Na2	Asse	Ø 7.17 cm H.: 15.00 cm	Gebirgstemp.: ≈60°C
Heiß 4 „H4“	Na2	Asse	Ø 7.16 cm H.: 14.93 cm	Gebirgstemp.: ≈60°C
Quader 1 „Q1“	Na2	Asse	0.1 m x 0.2 m x 0.2 m	
Quader 2 „Q2“	Na2	Asse	0.1 m x 0.2 m x 0.2 m	
Quader 3 „Q3“	Na2	Asse	0.1 m x 0.2 m x 0.2 m	
Würfel	Na2	Asse	0.3 m x 0.3 m x 0.3 m	
Berlin 1	Na2	Asse	Ø 80 mm H.: 30 mm	„Flacher“ Bohrkerne
Berlin 2	Na2	Asse	Ø 80 mm H.: 30 mm	„Flacher“ Bohrkern

Tabelle 5-4: Übersicht über die verwendeten Steinsalzproben

5.3.2 Unbelastete Kernproben

Ein Teil der Proben war einem gerichteten Spannungsfeld aufgrund einseitiger Erhitzung im Gebirge ausgesetzt. Es ist daher zu erwarten, daß die innere Struktur der Proben, insbesondere die Korngrenzen und Risse, bestimmte Vorzugsrichtungen aufweisen. Bei den Proben, die unter einaxiale Belastung gesetzt wurden, werden Risse mit Reißnormalen in Druckrichtung bevorzugt geschlossen, und Risse und Korngrenzen mit Normalen senkrecht zur Druckrichtung aufgeweitet. Bei entsprechenden Drücken werden darüber hinaus neue Risse gebildet. Bei lokaler Erhitzung bildet sich ein radial symmetrisches Spannungsfeld aus, so daß a priori keine Vorzugsrichtungen angegeben werden können. Sollten bereits vor der Erhitzung solche Vorzugsrichtungen vorhanden sein, ist es möglich, daß diese Richtungen auch durch die Erhitzung stärker betont werden.

Kristallsalz mit ausgeprägtem Einzelriß

Scherwellensplitting durch gerichtete Risse ist an vielen Gesteinen sowohl an Laborproben als auch unter natürlichen Lagerungsbedingungen nachgewiesen worden (z.B. *Crampin et al., 1986*). Die prinzipielle Abhängigkeit der elastischen Eigenschaften von der Polarisationsrichtung konnte an einer Kristallsalzprobe mit einem markanten Einzelriß demonstriert werden. Zwar handelt es sich nicht um ein klassisches Beispiel eines anisotropen Mediums, da die Wellenlänge des verwendeten Signals von ungefähr 5 mm deutlich kleiner ist als die Rißausdehnung von mehreren Zentimetern (s. Abbildung 5-19), aber es zeigt die prinzipiellen Zusammenhänge zwischen Rißausrichtung und Polarisationsrichtung.

Wie in Abbildung 5-20 ersichtlich ist, variiert die Scherwellengeschwindigkeit nur wenig zwischen 2080 m/s und 2110 m/s. Der berechnete Q-Faktor dagegen schwankt deutlich zwischen 5 und 30. In beiden Fällen korreliert aber der jeweilige Maximalwert mit der Rißausrichtung bei 55-60°. Der minimale Q-Faktor liegt bei 130°, während der minimale Geschwindigkeitswert bei etwas höheren Werten zu liegen scheint. Allerdings sind die Geschwindigkeitsextrema nicht sehr deutlich ausgeprägt. Eine quantitative Ableitung von Rißdichten aus diesen Werten ist nicht sinnvoll, da wichtige Modellannahmen, wie z.B. kleine Rißausdehnung gegenüber der Wellenlänge, von der Laborprobe nicht erfüllt werden. Die generell niedrigen Geschwindigkeitswerte und Q-Faktoren zeigen den großen Einfluß des Einzelrisses, da ansonsten die Probe aus Kristallsalz mit einer offensichtlich niedrigen Porosität bestand. Der Geschwindigkeitssprung bei 120° ist auf eine Signalverzerrung aufgrund interferierender Einsätze zurückzuführen.

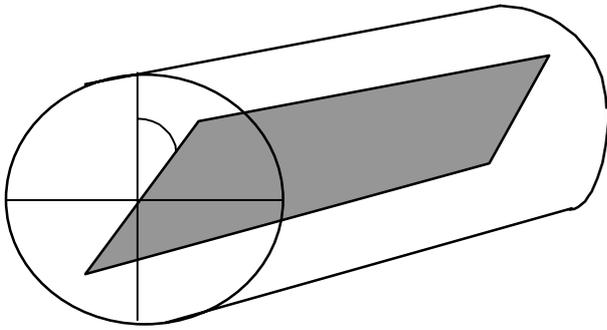


Abbildung 5-19: Prinzipskizze und Oberfläche der Kristallsalzprobe mit ausgeprägtem Einzelriß

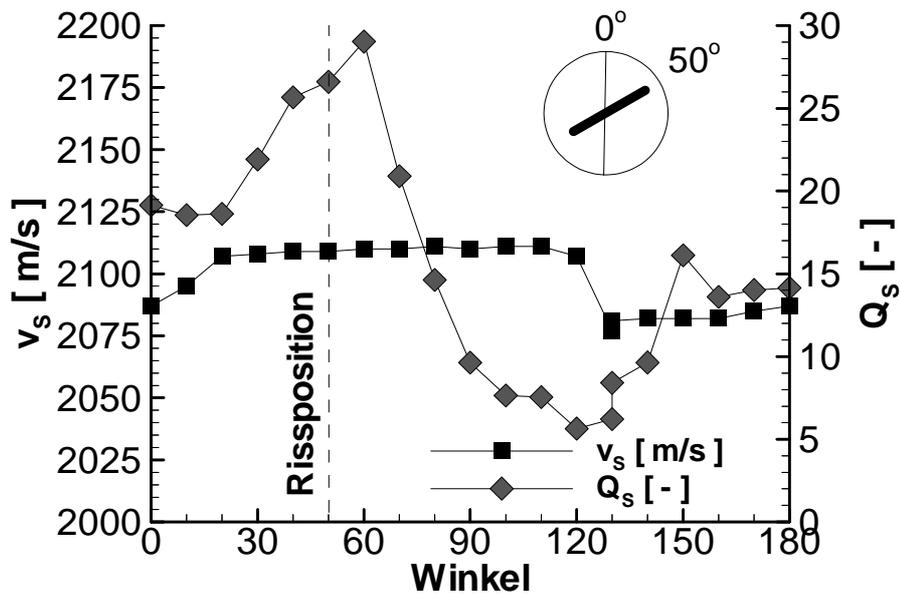


Abbildung 5-20: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung an einer Kristallsalzprobe mit einem markanten Einzelriß

Kernproben

Die Durchschallungen mit unterschiedlichen Polarisationsrichtungen wurden an verschiedenen Proben mit unterschiedlicher Rißdichte durchgeführt. In Abbildung 5-21 sind die Geschwindigkeiten und Q-Faktoren in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung der Scherwelle sowie die mittleren Korngrößen in Schwingrichtung von Send- und Empfangsprüfkopf für verschiedene Steinsalzproben angegeben.

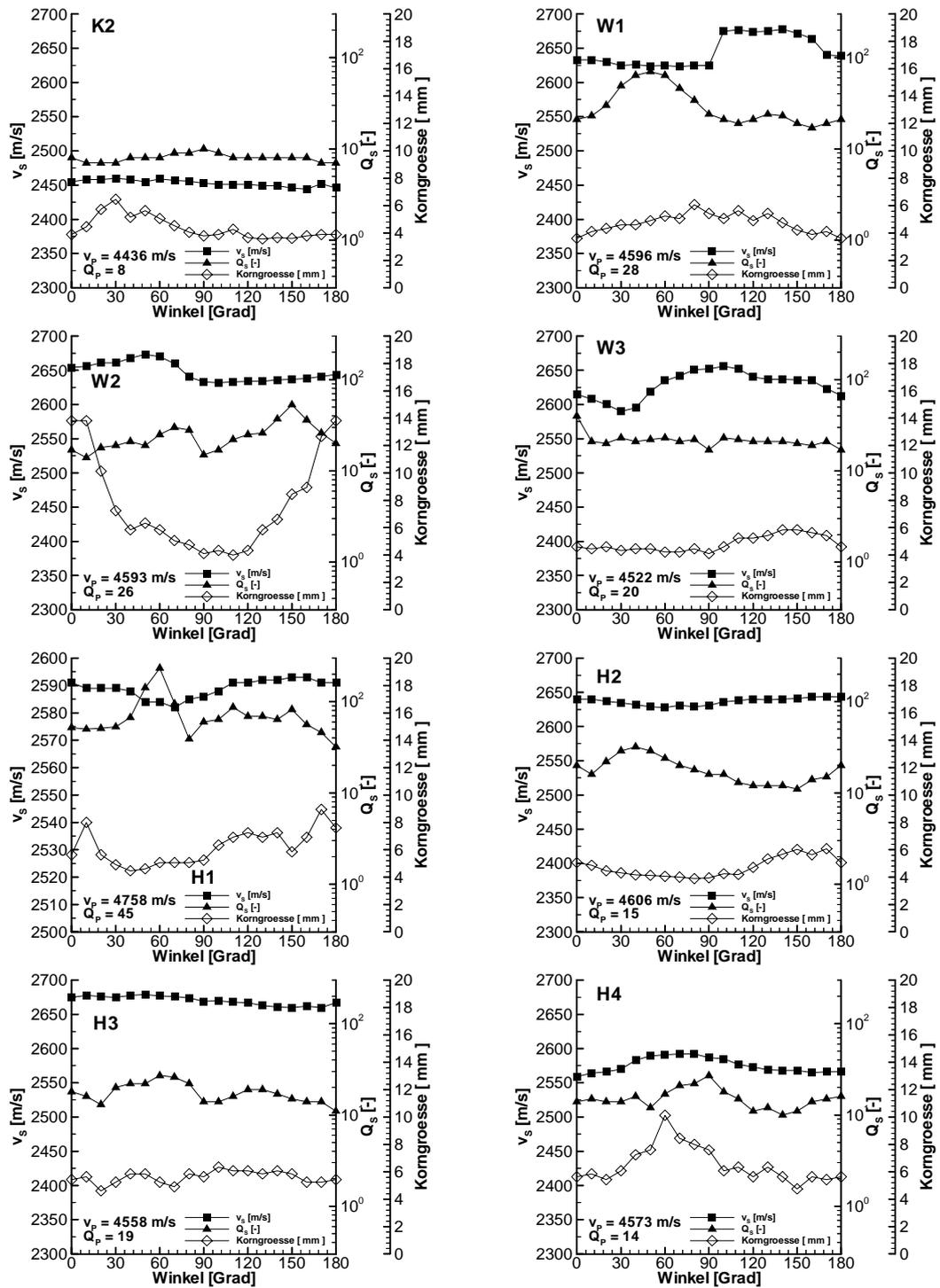


Abbildung 5-21: Geschwindigkeit, Dämpfung und Korngröße in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung der Schwerwelle für verschiedene Steinsalzproben

Zwar zeigt die Verteilung der Q-Faktoren teilweise eine meßbare Winkelabhängigkeit, aber wegen des großen Fehlerbereichs von teilweise $\pm 50\%$ sind diese Extremwerte größtenteils nicht signifikant. Eine Interpretation der Winkelabhängigkeit ist damit nicht möglich. Bei einigen Proben ist die Scherwellengeschwindigkeit deutlich abhängig von der Polarisationsrichtung des verwendeten Signals. Ebenso ergeben sich bei der Verteilung der mittleren Korngrößen ähnliche Winkelabhängigkeiten. Nach dem Modell von Hudson ist die Scherwellengeschwindigkeit dann besonders groß, wenn die Polarisationsrichtung der Welle in Richtungen mit großen Kornausdehnungen liegt. Umgekehrt sollte die Geschwindigkeit klein werden, wenn die Polarisationsrichtungen in Richtung kleiner Kornausdehnungen liegt. In Tabelle 5-5 sind die Polarisationsrichtungen der maximalen und minimalen Scherwellengeschwindigkeit gegenüber den Winkeln der maximalen und minimalen mittleren Korngröße vergleichend dargestellt. Als Referenzgeschwindigkeit werden dabei $v_P = 4560$ m/s und $v_{s0} = 2603$ m/s als Werte für die intakte, rißlose Matrix angenommen.

Probe	Scherwellengeschwindigkeit		Extremwerte der mittleren Korngrößen	
	$\vartheta_{(\max)}$ [°]	$\vartheta_{(\min)}$ [°]	$\vartheta_{(\max)}$ [°]	$\vartheta_{(\min)}$ [°]
K2	(60)	(160)	(40-60)	(120-150)
W1	100	40	80-110	0
W2	60	110	160-180	90-110
W3	100	30	150	90
H1	(30)	60	10	40-60
H2	170	70	150-170	60-90
H3	50	140	(110)	(20)
H4	160	90	150	90

Tabelle 5-5: Vergleich der Positionen der Extremwerte von S-Wellengeschwindigkeit und mittleren Korngrößen für verschiedene Steinsalzproben

Es läßt sich aus Tabelle 5-5 bei vielen Proben eine Übereinstimmung der entsprechenden Werte erkennen. Bei vielen Proben sind die Extremwerte der mittleren Korngröße nicht scharf ausgeprägt, sondern erstrecken sich über einen breiten Winkelbereich. Die Probe „H3“ zeigte keine ausgeprägten Maxima oder Minima in der Verteilung der mittleren Korngröße. Die angegebenen Werte stellen lediglich die formal bestimmbaren Extremwerte dar. Besonders gut ist die Übereinstimmung der einzelnen Winkel bei der Probe „H4“. Bei dieser Probe sind so-

wohl die Extremwerte der Scherwellengeschwindigkeit als auch der mittleren Korngrößenverteilung vergleichsweise scharf ausgeprägt. Die Winkel der Minimalwerte stimmen sehr gut überein. Der Maximalwert der Scherwellengeschwindigkeit liegt bei etwas höheren Winkeln als die maximale mittlere Korngröße. Allerdings ist das Geschwindigkeitsmaximum über ungefähr 30° verteilt, und die Schwingrichtung der S-Wellen-Prüfköpfe war lediglich auf ± 2.5° bekannt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmen daher die Extremwerte sehr gut überein. Die aus den P- und S-Wellengeschwindigkeiten abgeleiteten zufallsverteilten und gerichteten Rissdichten sind in Tabelle 5-6 dargestellt.

Probe	v _P [m/s]	v _{S(max)} [m/s]	ϕ _{max} [°]	v _{S(min)} [m/s]	ϕ _{min} [°]	Zufallsverteilte Riß-		Gerichtete
						dichte		Rißdichte
						P-Welle	S-Welle	S-Welle
K2	4436	2460	60	2444	160	0.0234	0.07442	0.00658
W1	4596	2675	100	2625	40	--	--	0.01842
W2	4593	2680	60	2630	110	--	--	0.01838
W3	4522	2660	100	2590	30	0.00724	--	0.02588
H1	4758	2595	30	2582	60	--	0.00534	0.00501
H2	4606	2645	170	2628	70	--	0.01225	0.00639
H3	4558	2680	50	2668	140	0.00038	--	0.00444
H4	4573	2593	160	2560	90	--	0.00587	0.01268

Tabelle 5-6: Prognose der gerichteten Rißdichte nach *Hudson (1981)*

Die wesentlichen Ergebnisse der statistischen Auswertung nach Kap. 5.1.5, wie z. B. mittlere Länge und Ausrichtung der Halbachsen sowie die abgeleitete Rißdichten, sind in Tabelle 5-7 dargestellt. An allen Proben wurde die Kornverteilung auf mindestens zwei Ebenen ausgewertet. Teilweise wurden die Proben in mehrere Scheiben zersägt, um weitere Anschnitte für die Kornauswertung zu erhalten. Auffällig an der statistischen Auswertung sind die hohen Standardabweichungen der Mittelwerte (s. Tabelle 5-2). Dies dokumentiert die große Variationsbreite der verschiedenen Kornausrichtungen. Allerdings ergeben sich bei den Proben entlang unterschiedlicher Auswertebenen dieselben Mittelwerte, so daß trotz der großen Variation von einer klaren Ausrichtung der Körner ausgegangen werden kann. Darüber hinaus wird bei der Berechnung der Standardabweichung der Winkel nicht die Größe des Kornes berücksichtigt, wie das bei einer „optischen“ Abschätzung der Kornausrichtung der Fall ist. Ein weiteres In-

diz für eine solche Ausrichtung ist der deutliche Unterschied zwischen Mittelwerten für die große und kleine Halbachse der Körner. Rein optisch ist bei den allermeisten Proben eine Ausrichtung aus den durchgepausten Kornbildern (s. Anhang C) erkennbar. Bei verschiedenen Proben ergibt die automatisierte statistische Analyse der Korngrößen im Mittel andere Winkel für die große Halbachse als die manuelle Bestimmung der winkelabhängigen Korngröße (z. B. „K2“, „W2“, „H4“). Teilweise ist dies auf sehr gleichmäßige Korngrößen zurückzuführen („K2“) bei denen die Extremwerte nicht deutlich ausgeprägt sind. Wie in Kapitel 5.1.5 beschrieben, läßt sich aus den Ergebnissen der statistischen Analyse eine zufallsverteilte Reißdichte und eine Dichte für die gerichteten Risse berechnen. Die Ergebnisse (s. Tabelle 5-5) zeigen einen deutlich größeren Anteil der zufallsverteilten Reißdichte, der als allgemeine Auflockerung der Probe gedeutet werden kann. Die gerichtete Reißdichte liegt ungefähr bei 50 % der zufallsverteilten Reißdichte.

Unter vereinfachenden Annahmen, wie z. B. der Beschreibung der Gesteinskörner durch zwei Achse und der expliziten Wahl eines Referenzvolumen, wurden aus der Verteilungen der Korngrößen für die einzelnen Proben direkt Reißdichten für zufallsverteilte und gerichtete Risse bestimmt. Ebenso wurde unter Verwendung des petrophysikalischen Modells von Hudson aus der maximalen Scherwellengeschwindigkeit und der gemessenen P-Wellengeschwindigkeit eine Reißdichte für zufallsverteilte Risse berechnet. Darüber hinaus konnte aus der Polarisationsabhängigkeit eine gerichtete Reißdichte bestimmt werden (s. Tabelle 5-6, Tabelle 5-7). In Tabelle 5-8 sind die Ergebnisse dieser quantitativen Bestimmungen der Reißdichten für die einzelnen Proben zusammengefaßt.

Die Ergebnisse für die zufallsverteilten Risse stimmen nicht mit der direkt bestimmten Reißdichte und der aus P- und S-Wellengeschwindigkeit abgeleiteten Reißdichte überein. Lediglich für die Probe „K2“ ergibt sich annähernd eine Übereinstimmung der Werte. Die Prognosen der zufallsverteilten Reißdichte aufgrund der gemessenen P- und S-Wellengeschwindigkeiten hängen im wesentlichen von der Wahl der jeweiligen Referenzgeschwindigkeit für intaktes Material ab. Zur Auswertung dieser Messungen wurden Referenzwerte verwendet, wie sie typischerweise in situ gemessen werden. Aufgrund des unterschiedlichen Frequenzgehaltes können die entsprechenden Geschwindigkeiten für Ultraschallsignale bei anderen Werten liegen. Teilweise wurden an den Proben Geschwindigkeitswerte über den Referenzwerten gemessen, so daß die Berechnung einer Auflockerung nicht möglich war. Eine höhere Referenz-

geschwindigkeit würde die aus den Geschwindigkeitsmessungen abgeleiteten Rißdichten vergrößern und somit mehr in den Bereich der direkt bestimmten Rißdichte verschieben.

Probe - Ebene	N	Große Halbachse		Kleine Halbachse		Rißdichte	
		Länge [cm]	Winkel [°]	Länge [cm]	Winkel [°]	Zufallsverteilt	Gerichtet
K2-1u	249	0.471 ± 0.424	148 ± 62	0.217 ± 0.198	60 ± 37	0.0323	0.0111
K2-2o	247	0.486 ± 0.334	141 ± 63	0.232 ± 0.170	51 ± 41	0.0366	0.0110
K2-2u	273	0.460 ± 0.351	132 ± 64	0.212 ± 0.163	45 ± 39	0.0338	0.0116
K2-3o	288	0.449 ± 0.314	139 ± 66	0.200 ± 0.154	48 ± 37	0.0317	0.0123
W1-S	199	0.586 ± 0.594	106 ± 47	0.240 ± 0.231	173 ± 47	0.0316	0.0164
W1-E	195	0.583 ± 0.500	91 ± 52	0.221 ± 0.208	11 ± 51	0.0262	0.0176
W2-S	93	0.859 ± 0.991	0 ± 54	0.352 ± 0.451	77 ± 35	0.0318	0.0165
W2-E	131	0.756 ± 0.885	0 ± 46	0.309 ± 0.283	75 ± 43	0.0345	0.0180
W3-S	181	0.584 ± 0.592	72 ± 44	0.243 ± 0.199	139 ± 61	0.0295	0.0145
W3-E	222	0.535 ± 0.539	95 ± 46	0.257 ± 0.238	155 ± 59	0.0404	0.0118
H1-S	130	0.750 ± 1.019	54 ± 54	0.351 ± 0.714	144 ± 55	0.0441	0.0143
H1-E	138	0.703 ± 0.781	34 ± 43	0.310 ± 0.308	123 ± 60	0.0365	0.0147
H3-S	66	1.101 ± 1.099	61 ± 48	0.435 ± 0.400	64 ± 57	0.0344	0.0202
H3-E	160	0.665 ± 0.717	85 ± 51	0.264 ± 0.240	52 ± 55	0.0307	0.0177
H4-S	70	1.070 ± 1.032	159 ± 60	0.488 ± 0.480	57 ± 43	0.0459	0.0163
H4-E	85	0.957 ± 0.762	146 ± 60	0.396 ± 0.335	41 ± 43	0.0367	0.0184

Tabelle 5-7: Ergebnisse der statistischen Auswertung der Kornverteilung mit Hilfe des digitalen Bildanalyseprogramms DIANA

Probe	Abgeleitete Rissdichte			Direkt bestimmte Rißdichte	
	Zufallsverteilt		Gerichtet	Zufallsverteilt	Gerichtet
	P-Welle	S-Welle	S-Welle		
K2	0.0234	0.0744	0.0066	0.0337	0.0115
W1	--	--	0.0184	0.0290	0.0170
W2	--	--	0.0184	0.0332	0.0172
W3	0.0072	--	0.0259	0.0350	0.0132
H1	--	0.0053	0.0050	0.0402	0.0145
H2	--	0.0123	0.0064	0.0568	0.0182
H3	0.0004	--	0.0044	0.0326	0.0190
H4	--	0.0059	0.0127	0.0414	0.0174

Tabelle 5-8: Gegenüberstellung der abgeleiteten und direkt bestimmten Rißdichten an verschiedenen Proben

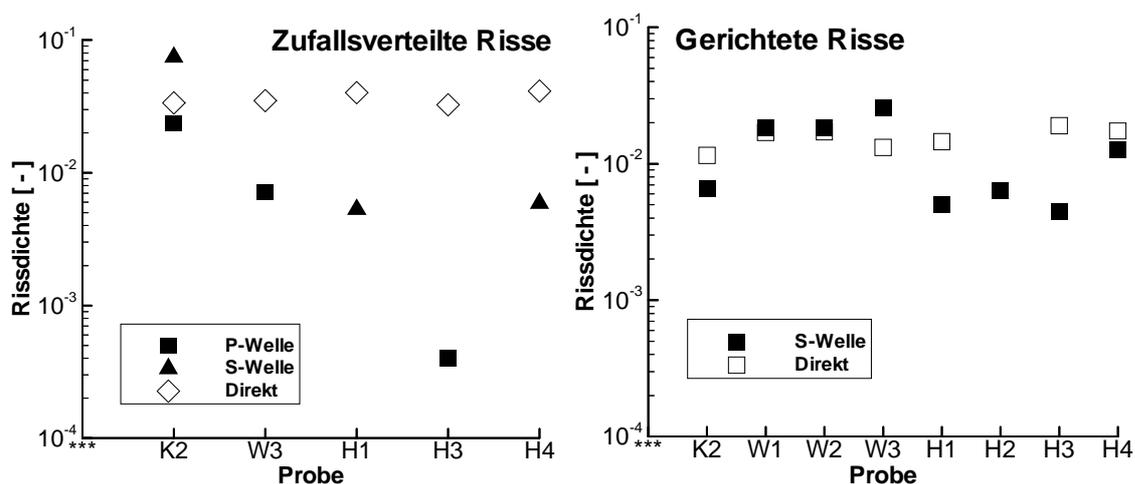


Abbildung 5-22: Vergleich der Rißdichtenprognosen aufgrund des Hudson-Modells mit den direkt bestimmten Rißdichten

Bei den gerichteten Rißdichten ergibt sich, im logarithmischen Maßstab (Abbildung 5-22), eine deutlich bessere Übereinstimmung der verschiedenen Rißdichten als bei den zufallsverteilten Rissen. Zur Ableitung der gerichteten Rißdichten aus den Scherwellengeschwindigkeiten ist kein absoluter Referenzwert für die intakte Matrix notwendig. Vielmehr fungiert der Maximalwert der Scherwellengeschwindigkeit aus der jeweiligen Messung als Referenzwert. Die prinzipielle Übereinstimmung der abgeleiteten und direkt bestimmten Rißdichten für gerichtete Risse (s. Abbildung 5-22) verifizieren die getroffenen vereinfachenden Annahmen für

Steinsalz. Dies betrifft nicht nur die Annahmen des Modells von Hudson, sondern auch die getroffenen Annahmen bei der Ableitung der direkt bestimmten Rißdichte.

5.3.3 Druckabhangigkeit

Wie durch die Finite-Element-Berechnungen bereits gezeigt, werden durch einaxiale Belastung Spannungsfelder in Bohrkernen erzeugt, die zu einer Rißbildung führen können. Die Abhangigkeit der elastischen Parameter von verschiedenen Spannungsfelder ist vereinzelt schon explizit untersucht worden. Eine explizite Korrelation mit der Rißdichte im Gestein ist dagegen bisher noch nicht untersucht worden. Zur Erzeugung verschiedener Rißdichten wurden Proben unterschiedlichster Geometrie einaxialen Drücken bis 80 MPa ausgesetzt und die elastischen Eigenschaften vor, wahrend und nach der Belastung gemessen.

„Flache“ Bohrkern

Zur Ermittlung der Eigenschaften einer möglichst intakten Steinsalzmatrix wurden mehrere Bohrkern mit einem Durchmesser : Höhe-Verhaltis von 2:1 unter einaxialen Druck in der Kernachse bis 80 MPa gesetzt. Aufgrund der flachen Geometrie ergibt sich eine andere Spannungsverteilung als bei Standardkernen mit einem Durchmesser : Höhe-Verhaltis von 1:2. Wahrend die Standardkerne bei einaxialen Drücken von ca. 15-20 MPa brechen, konnten die flachen Kernproben bis zu 80 MPa belastet werden. Die Finite-Element-Modellierung zeigt die prinzipielle Verteilung der unterschiedlichen Dilatanzkriterien bei der einaxialen Belastung der Kerne. Unter Verwendung der radialen Symmetrie war es nur notwendig, einen Teil des Bohrkerns explizit zu modellieren (s. Abbildung 5-23).

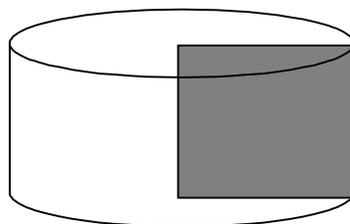


Abbildung 5-23: Aufbau des Finite-Element-Modells unter Verwendung der Radialsymmetrie

Mit Hilfe der Finite-Element-Modellierung wurde die Verteilung der verschiedenen Dilatanzkriterien nach Ratigan, Hunsche und Spiers in der Probe bestimmt (s. Abbildung 5-24). Dunkelgraue Bereiche deuten an, daß das jeweilige Dilatanzkriterium erfüllt ist und es zur Rißbildung kommen kann, während in dem hellgrauen Bereich das jeweilige Dilatanzkriterium nicht erfüllt ist. Die verschiedenen Kriterien ergeben sehr unterschiedliche Prognosen der Rißentstehungsbereiche. Während das Kriterium nach Ratigan Rißbildung in nahezu dem gesamten Kern prognostiziert, werden nach dem Spiers-Kriterium nur die randlichen Bereiche aufgelockert.

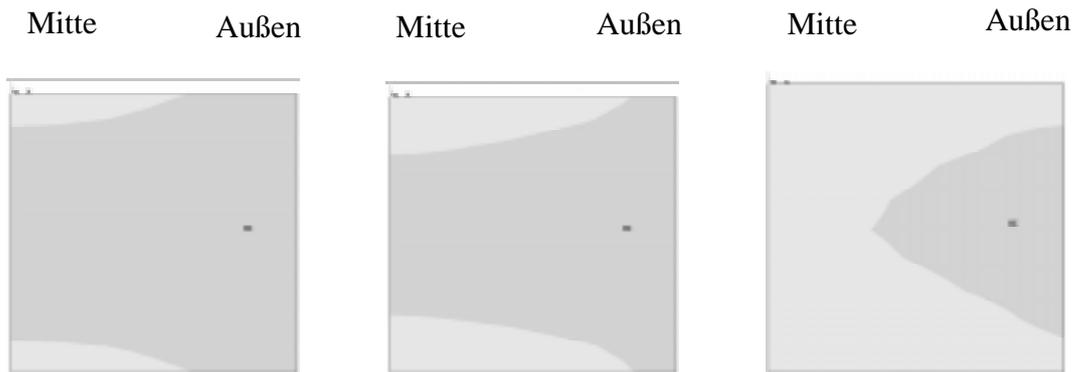


Abbildung 5-24: Dilatanzkriterien nach Ratigan, Hunsche und Spiers an einem "flachen" Bohrkern aus Steinsalz (dunkelgrau: Auflockerung, hellgrau: Keine Auflockerung)

An verschiedenen flachen Kernen wurde die Scherwellengeschwindigkeit und –dämpfung in Druckrichtung bei einaxialen Belastungen bis 80 MPa gemessen. Ziel dieser Messungen war es, einen Laborwert für die P- und S-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung für möglichst rißloses Gestein zu ermitteln. Durch die Geometrie der Probe und die hohe Endflächenreibung kommt es im Zentralbereich zu einer Kompaktion, die zur Schließung vorhandener Risse führt. Inwieweit es in diesem Zentralbereich zu Rißneubildungen kommt, ist nicht eindeutig vorhersehbar, da die verschiedenen Dilatanzkriterien (s. Abbildung 5-24) sehr unterschiedliche Bereiche der Rißbildung prognostizieren. Durch die Kompaktion kommt es zu einer Erhöhung der Geschwindigkeiten in der Probe. Bei großen Drücken kann der Effekt der Kompaktion teilweise durch Rißbildung im zentralen Bereich kompensiert werden.

Die Geschwindigkeits- und Q-Faktor-Messungen in Druckrichtung (s. Abbildung 5-25) zeigen keine Verringerung der Werte im betrachteten Druckbereich. Sowohl die Geschwindigkeiten als auch die Q-Faktoren steigen im Druckbereich bis 80 MPa kontinuierlich an. Dies ist auf

die besondere Geometrie der Proben zurückzuführen. Durch die geringe Höhe der Proben, wird die Spannungsverteilung in der gesamten Probe durch die Auswirkungen der Oberflächenreibung an den Stirnflächen bestimmt. Dies verhindert das Brechen der Probe, obwohl die Belastung von 80 MPa deutlich über der Bruchgrenze von Standardkernen (s.u.) liegt. Das kontinuierliche Anwachsen der Geschwindigkeiten in Druckrichtung ist ein Beweis dafür, daß der Kompaktionseffekt die Effekte eventueller Rißbildungen in der Probe überwiegt. Dabei ist die Erhöhung im unteren Druckbereich bis 5 MPa bei den Geschwindigkeitswerten besonders stark. Ein Teil der Proben (Berlin 1) wurden nur bis maximal 30 MPa belastet und erreichte P-Wellengeschwindigkeiten von 4500 m/s und S-Wellengeschwindigkeiten bis 2700 m/s und liegt damit im Bereich der In-situ-Werte. Die zweite Gruppe (Berlin 2) bestand aus Proben, die cirka ein Jahr nach der Präparation gelagert worden waren. Sowohl die P- als auch die S-Wellengeschwindigkeit ist deutlich niedriger als bei den „frischen“ Proben (Berlin 1). Dies deutet auf eine allgemeine Auflockerung der Probe hin, deren Einfluß auch durch den hohen Druck bis 80 MPa nicht kompensiert werden konnte. Die Q-Faktoren zeigen ein ähnliches Verhalten wie die Geschwindigkeitswerte. Allerdings fällt die Trennung der beiden Probengruppen bei den S-Wellen deutlicher aus.

Die Messungen an frischen Proben mit einaxialen Drücken bis 30 MPa erreichten nur knapp den Bereich annähernd konstanter Geschwindigkeiten. Die Messungen bis 80 MPa an aufgelockerten Proben zeigten, daß die Geschwindigkeiten sich bei Drücken über 30 MPa nur wenig ändern. Allerdings wurde der Auflockerungseffekt durch den Druck nicht kompensiert. Diese Messungen bestätigen die In-situ-Werte für intaktes Steinsalz (Na₂) von 4560 m/s für die P-Wellengeschwindigkeit und etwas über 2600 m/s für die S-Wellengeschwindigkeit. Aufgrund der höheren Frequenzen im verwendeten Signal wurden mit 15 und 12 deutlich geringere Q-Faktoren als der In-situ-Wert von 125 gemessen. Dies ist auf die erhöhte Streuung des Signals zurückzuführen, da die Wellenlänge des Signals im Bereich der Korngrößen des Materials liegt.

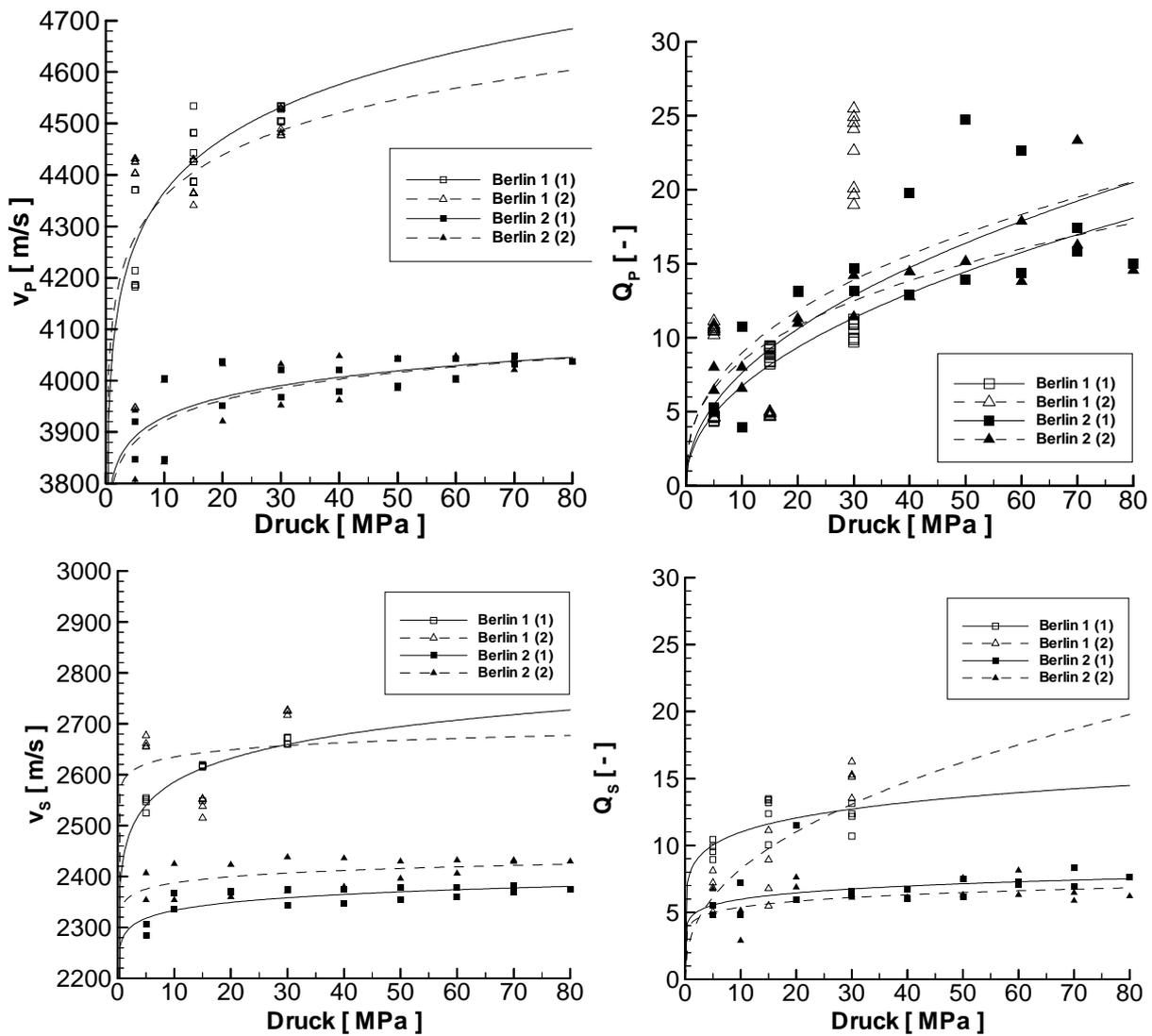


Abbildung 5-25: P-Wellen- und S-Wellengeschwindigkeiten und -dämpfungen an flachen Bohrkerne in Druckrichtung während einaxialer Belastung an zwei Proben (1)(2) während zweier Meßkampagnen (Berlin 1, Berlin 2)

„Lange“ Bohrkerne

Als „lange“ Bohrkerne werden im folgenden Bohrkerne mit einem Durchmesser : Längen-Verhältnis von 1 : 2 bezeichnet. Die nachfolgend untersuchten Proben stammen aus dem Steinsalz der 800-m-Sohle der Schachanlage Asse. Zur Bestimmung der Auswirkungen wärmeproduzierender Abfälle auf Halit-Versatz und das umgebende Gebirge wurden im Rahmen des VVS-Versuchs in einer Strecke Erhitzer installiert und die Strecke mit Salzgrus versetzt. Nach mehrjähriger Heizdauer wurde das Experiment beendet und Salzkerne zur Untersuchung des kompaktierten Versatzes und des angrenzenden Gebirges erbohrt. Dazu wurde in 1.5 m Entfernung parallel zu der Versuchsstrecke eine Bohrung erstellt und Kern-

proben daraus gewonnen. Die Bohrung war so gewählt, daß unterschiedliche Bereiche der Bohrung unterschiedlichen Temperaturen während der Versuchsdauer ausgesetzt waren. Das Temperaturfeld war durch verschiedene Sensoren punktuell bekannt. Die Proben aus dem heißen Bereich der Bohrung waren über längere Zeit einer Temperatur bis ungefähr 60 °C ausgesetzt, während die Proben aus dem kalten Bereich nur der normalen Gebirgstemperatur in dieser Tiefe von ungefähr 36 °C ausgesetzt waren.

Der **Bohrkern „Kalt 2“** stammt aus einem Bereich mit der natürlichen Gebirgstemperatur von 36 °C. Im Originalzustand wurde eine P-Wellengeschwindigkeit von 4644 m/s gemessen. Dieser Wert liegt etwas über dem Wert von 4560 m/s, der für intaktes Steinsalz in situ ermittelt wurde. Anschließend wurde die Probe mit 10 MPa und 15 MPa nacheinander einaxial belastet, und die Messungen an der entlasteten Probe wiederholt. Die P-Wellengeschwindigkeit in Druckrichtung sank durch die Belastung bis 10 MPa auf 4632 m/s und durch die weitere Belastung bis 15 MPa auf 4436 m/s ab. Nach dem Modell von Hudson entspricht dies einem Anstieg der zufallsverteilten Rißdichte um 0.00213 bei 10 MPa und 0.03613 bei 15 MPa.

Die S-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung wurde für die verschiedenen Druckstufen mit unterschiedlichen Polarisationswinkeln gemessen (Abbildung 5-26). Im Originalzustand liegt die mittlere S-Wellengeschwindigkeit bei 2599 m/s und ist damit nahezu identisch mit dem durchschnittlichen In-situ-Wert von 2603 m/s. Eine deutliche Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung läßt sich bei dieser Probe nicht feststellen, obwohl bei den ersten beiden Druckstufen etwas niedrigere Geschwindigkeiten bei kleinen Polarisationswinkeln gemessen wurden. Nach der ersten Druckstufe von 10 MPa ändert sich die mittlere Geschwindigkeit kaum. Die Winkelabhängigkeit scheint leicht zuzunehmen, doch liegt der Effekt nahe der Auflösgrenze. Nach der Belastung bis 15 MPa ist die S-Wellengeschwindigkeit wie die P-Wellengeschwindigkeit drastisch gesunken, was auf verstärkte Mikrorißbildung hinweist. Die Polarisationsabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeit ist verschwunden und es ergibt sich eine nahezu konstanter Wert von 2454 m/s. Nach dem Modell von Hudson entspricht dies einem Anwachsen der zufallsverteilten Rißdichte auf 0.00867 nach der Belastung bis 10 MPa und 0.07658 nach der Belastung bis 15 MPa.

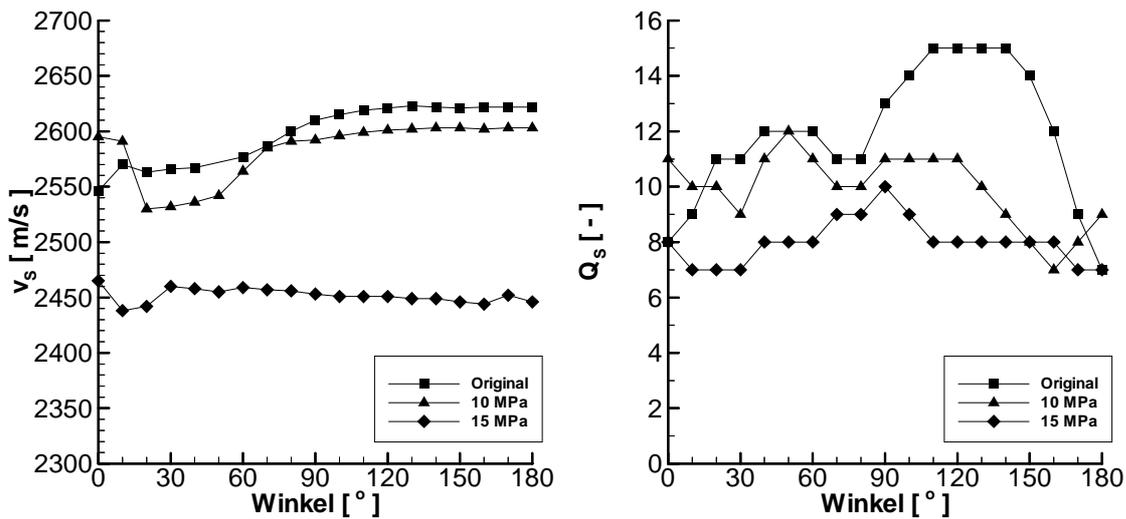


Abbildung 5-26: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung eines Bohrkerns aus dem "kalten" Bereich nach verschiedenen einaxialen Belastungen von 10 min Dauer

Die Reißdichtenprognosen aufgrund der S-Wellengeschwindigkeiten sind mehr als doppelt so groß wie die Prognosen aufgrund der P-Wellengeschwindigkeit, obwohl in beiden Fällen Signale mit vergleichbarem Frequenzgehalt benutzt wurden. Da sich keine Polarisationsabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeiten feststellen läßt, können die vorhandenen Risse und deren Normalen in der Durchschallungsrichtung als zufallsverteilt angesehen werden. Eine Polarisationsunabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeiten würde sich außerdem ergeben, wenn die Reißnormalen alle in Durchschallungsrichtung liegen würden. Aufgrund des angelegten Spannungsfeldes ist eine solche Verteilung allerdings nicht möglich.

Die Q-Faktoren, die im Originalzustand an der Probe bestimmt wurden, liegen im Mittel bei 12. Gegenüber einem In-situ-Wert von 125 (*Zimmer, 1993*) ist dies extrem niedrig, stimmt aber mit den Labormessungen an „flachen“ Bohrkernen gut überein. Zwar variiert der Q-Faktor der Scherwellen mit der Polarisationsrichtung, doch aufgrund des höheren Fehlerbereichs sind diese Schwankungen größtenteils nicht signifikant. Mit zunehmender einaxialer Belastung sinkt der Q-Faktor im Mittel leicht ab und der Grad der Polarisationsabhängigkeit verringert sich. Nach der Belastung bis 15 MPa liegt der durchschnittliche Q-Faktor für die S-Wellen bei 8 und stimmt mit dem Q-Faktor für die P-Wellen überein. Eine quantitative Auswertung in bezug auf die Reißdichte ist aufgrund der großen Fehlerbereiche nicht möglich.

Die **Probe „Heiß 2b“** stammt aus einem Gebirgsbereich der fünf Jahre künstlich auf 60 °C aufgeheizt worden war. Die durchschnittliche Korngröße betrug 5 mm. Die mittlere Korngröße in einer Probe aus dem ungeheizten Bereich in unmittelbarer Umgebung lag etwas darunter bei ungefähr 4.5 mm. Die P-Wellengeschwindigkeit in der Probe „Heiß 2b“ im Originalzustand lag bei 4606 m/s und ist nahezu identisch mit dem mittleren In-situ-Wert von 4560 m/s. Bei einer einaxialen Belastung bis 15 MPa sank die P-Wellengeschwindigkeit auf 4542 m/s, was nach dem Modell von Hudson einer Erhöhung der Rißdichte um 0.01168 entspricht.

Die S-Wellengeschwindigkeit zeigt eine klare Polarisationsabhängigkeit mit einem Geschwindigkeitsminimum bei 60° (s. Abbildung 5-27). Die maximale Scherwellengeschwindigkeit liegt bei 2644 m/s, die minimale bei 2631 m/s. Da die Geschwindigkeiten sehr genau bestimmbar sind, ist dieser Geschwindigkeitsunterschied signifikant und muß auf eine Geschwindigkeitsanisotropie in der Probe zurückgeführt werden. Das Geschwindigkeitsminimum korreliert sehr gut mit der kartierten Kornausrichtung in der Probe. Ursache für diese Geschwindigkeitsunterschiede ist nach dem Modell von Hudson eine gerichtete Rißdichte von 0.00489 mit Rißnormalen in Richtung 150°. Nach der Belastung bis 10 MPa sinkt die maximale Scherwellengeschwindigkeit auf 2630 m/s ab, was einer Erhöhung der zufallsverteilten Rißdichte nach Hudson um 0.00733 entspricht. Das Geschwindigkeitsminimum mit 2610 m/s verschiebt sich etwas zu einem niedrigeren Polarisationswinkel von ungefähr 40°. Der Anteil der gerichteten Rißdichte erhöht sich auf 0.00757. Nach der Belastung bis 15 MPa sinkt die maximale Scherwellengeschwindigkeit drastisch auf 2590 m/s. Dies entspricht einer Erhöhung der zufallsverteilten Rißdichte um 0.02805 gegenüber dem Ausgangszustand. Die Polarisationsabhängigkeit wächst stark an. Das Geschwindigkeitsminimum von 2555 m/s liegt bei 60°. Der Unterschied zwischen maximaler und minimaler Scherwellengeschwindigkeit impliziert eine gerichteten Rißdichte von 0.01346.

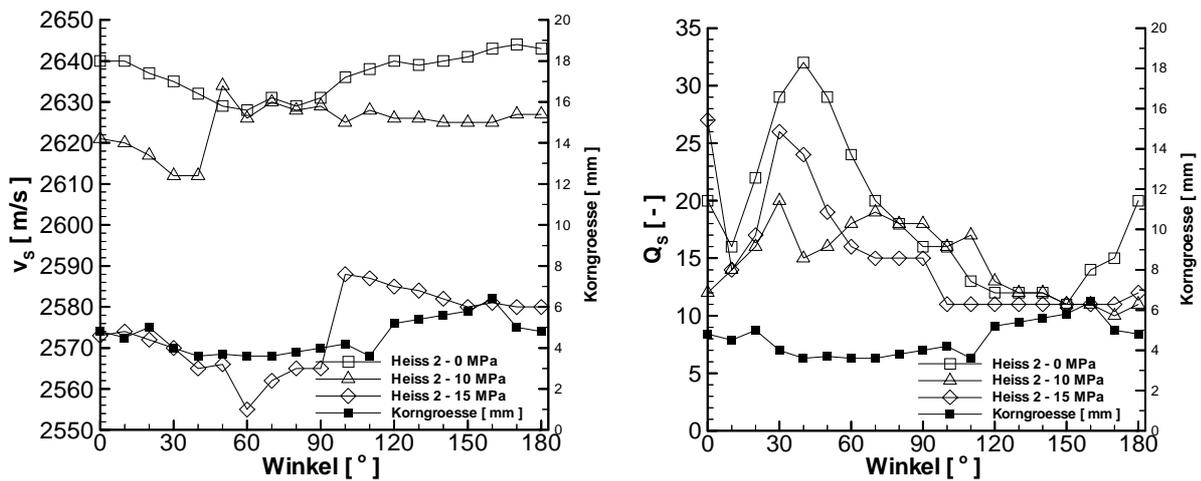


Abbildung 5-27: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung des Bohrkerns "Heiß 2b" nach einaxialen Belastungen von 10 MPa und 15 MPa

Wie schon bei der Probe „Kalt 2“ sind die Rißdichtenprognosen aus der Variation der P-Wellengeschwindigkeit lediglich halb so groß wie die Vorhersagen, die aus der Abnahme der Scherwellengeschwindigkeit abgeleitet wurden.

Die Verteilung der Q-Faktoren zeigt bei dieser Probe ein Maximum bei ungefähr 30°. Mit zunehmendem Druck variiert der bestimmte Q-Faktor, doch liegen die Schwankungen noch innerhalb der Fehlergrenzen, so daß keine signifikanten Abweichungen feststellbar sind. Die Bestimmung der Q-Faktoren wurde durch Interferenzen erschwert, die das Amplitudensignal nach dem ersten Maximum beeinflussten und somit den bestimmten Q-Faktor verfälschten. Für eine quantitative Auswertung können die Q-Faktoren daher nicht herangezogen werden. Auch qualitativ läßt sich in diesem Fall das Maximum der Q-Faktorverteilung nicht mit der Geschwindigkeits- oder Korngrößenverteilung korrelieren.

Zur Untersuchung des nichtlinearen Anteils der seismischen Übertragungsfunktion wurden die Proben „Kalt 2“ und „Heiß 2b“ nach verschiedenen einaxialen Belastungen mit Signalen mit drei unterschiedlichen Amplituden durchschallt. Aus den registrierten Signalen können die Terme der Volterra-Serie bis zur dritten Ordnung berechnet werden (s. Kapitel 3.4.2). Werden die Quadrate der nichtlinearen Terme aufsummiert und die Summe in Bezug zum linearen Term erster Ordnung gesetzt, ergibt sich ein Parameter (M), der den Grad der Nicht-

linearität angibt. Die Ergebnisse der Untersuchungen an den beiden Proben „Kalt 2“ und „Heiß 2“ bei einaxialen Belastungen bis 15 MPa sind in Abbildung 5-28 dargestellt.

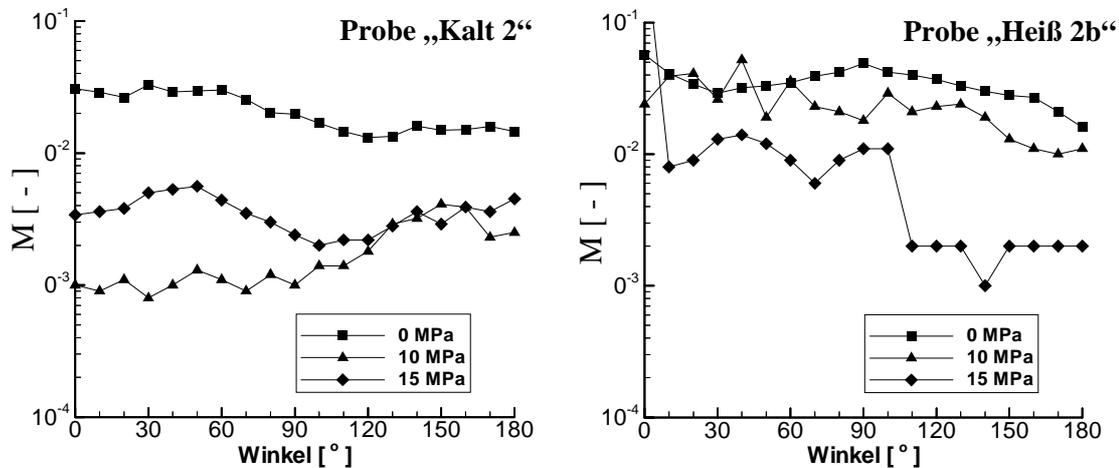


Abbildung 5-28: Winkelabhängige nichtlineare Effekte bei zwei Kernproben nach unterschiedlichen einaxialen Belastungen

Der Verlauf des nichtlinearen Parameters M zeigt bei den Durchschallungen nach den verschiedenen Belastungen zwar eine Abhängigkeit vom Polarisationswinkel, doch läßt sich dieser qualitativ nicht mit dem Verlauf der Geschwindigkeits- und Q -Faktorverteilung korrelieren. Die Ergebnisse zeigen im allgemeinen ein Absinken des Parameters M mit zunehmendem Druck. Dies würde bedeuten, daß sich die seismische Übertragungsfunktion mit zunehmendem Druck immer besser durch die lineare Näherung approximieren läßt. Allerdings wurden die seismischen Eigenschaften nach der Entlastung der Probe gemessen. Die verschiedenen einaxialen Drücke wurden nur dazu verwendet, um unterschiedliche Rißdichten im Gestein zu erzeugen. Aus den Geschwindigkeitsmessungen ist bekannt, daß sich die Rißdichte erhöht, so daß eine Erhöhung des nichtlinearen Anteils mit zunehmenden Rißdichten erwartet wurde. Die Ergebnisse stehen jedoch im Gegensatz zu diesen Erwartungen. Die Ursache dafür könnte in verfälschten Signalen liegen. Da die Berechnungen des nichtlinearen Anteils alle im Zeitbereich durchgeführt werden, ist das Verfahren sehr empfindlich gegenüber allen Effekten, die die Amplitude verfälschen, wie z. B. Interferenzen. Solche Interferenzen entstehen vor allem durch Reflektionen und die Streuung des Signals an Rissen und Korngrenzen. Die deutliche Änderung der Geschwindigkeiten in den Proben impliziert eine große Änderung der Rißdichte, was für Steinsalzproben von diesen Abmessungen und unter diesen Belastungen durchaus plausibel ist. Entscheidende Vorteile würde die Messung der nichtlinearen Eigenschaften nur

dann aufweisen, wenn das Verfahren empfindlicher auf die Änderung der Reißdichte reagiert als die reinen Geschwindigkeitsänderungen. Aus diesem Grund wurden weitere Proben unter geringeren Belastungen untersucht.

5.3.4 Steinsalzquader

Aufgrund ihrer Radialsymmetrie lassen sich in Bohrkernen unter einaxialem Druck nicht eindeutig gerichtete Risse erzeugen. Zwar liegen die Reißnormalen bevorzugt senkrecht zur Durchschallungsrichtung, doch in dieser Ebene ist ihre Orientierung bei einer homogenen Probe zufallsverteilt. Um trotzdem eindeutig gerichtete Risse in einer Probe zu erzeugen, wurden Versuche an Steinsalzquadern mit unterschiedlicher Kantenlänge durchgeführt (Probe „Quader 1, 2, 3“ in Tabelle 5-4).

Finite-Element-Modellierung

Die Proben hatten Abmessungen von 0.2 m x 0.1 m x 0.2 m. Zur Erzeugung gerichteter Risse wurden mehrere Steinsalzquader einaxial in Z-Richtung (s. Abbildung 5-30, S5-S6 in Abbildung 5-29) mit einem Druck bis 15 MPa belastet. Die resultierende Spannungsverteilung wurde mit Hilfe des FEM-Programms ANSYS modelliert. Als wichtige Randbedingung für die Modellierung wurde angenommen, daß die Endflächen aufgrund der Reibung mit den Druckstempeln keine lateralen Bewegungen in X- oder Y-Richtung ausführen können. Die Ergebnisse der Finite-Element Modellierungen sind in Abbildung 5-30 und Abbildung 5-31 zusammengefaßt. Als Randbedingung für die Modellierung wurde angenommen, daß die Endflächen aufgrund der Reibung keine Bewegung senkrecht zur Druckrichtung ausführen kann. Als Folge davon ergibt sich eine asymmetrische Spannungsverteilung (Abbildung 5-31), die bevorzugt Risse in der X-Z-Ebene entstehen lassen sollte.

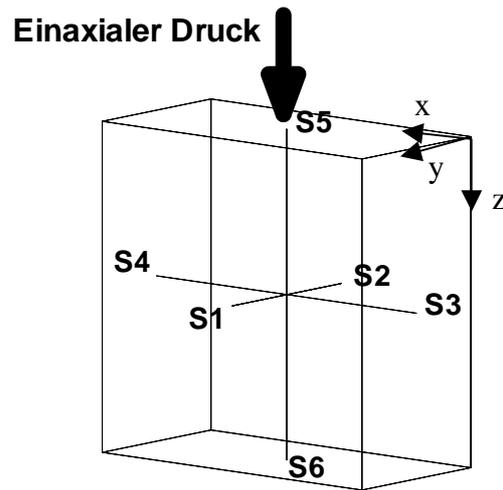


Abbildung 5-29: Verteilung der Durchschallungsrichtungen an den Steinsalzproben "Quader 1, 2, 3"

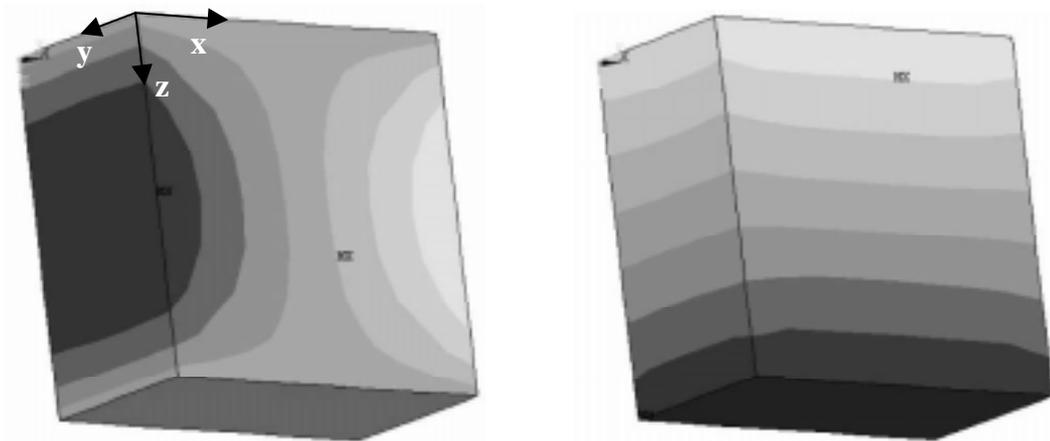


Abbildung 5-30: Einaxiale Belastungen in z-Richtung; Links: Modellierte Verformung in X-Richtung (hell: Verformung in positive (hell) und negative (dunkel) X-Achse); Rechts: Modellierte Verformung in Z-Richtung (hell: große Verformung; dunkel: kleine Verformung in positiver Z-Achse)

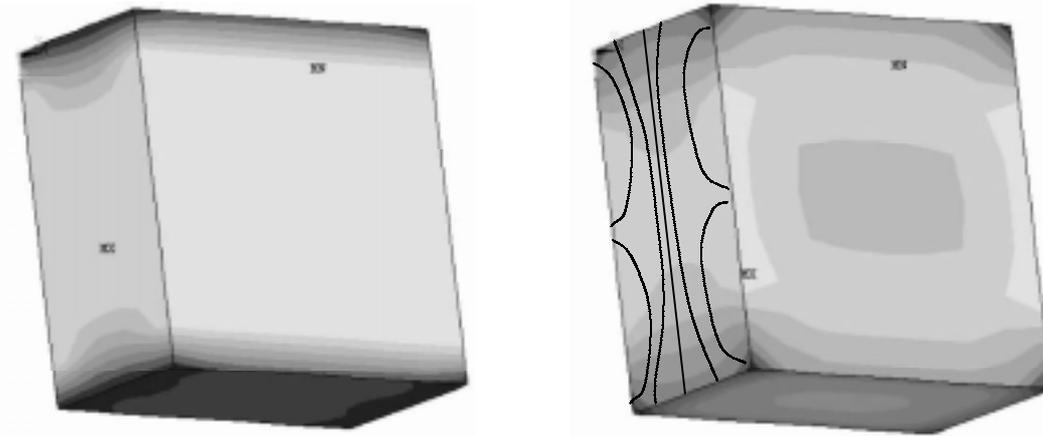


Abbildung 5-31: Modellierte Spannungsverteilung in Y- und Z-Richtung eines Steinsalzquaders unter einaxialer Belastung mit ungefähren Rißorientierungen

Quader 1

Sowohl bei der einaxialen Belastung radialsymmetrischer Proben als auch bei der punktuellen Aufheizung von Steinsalzproben ist die Ausrichtung der entstehenden Risse und Auflockerungen nicht eindeutig vorgegeben. Die Erzeugung von Rissen mit einer ganz bestimmten Vorzugsrichtung ist daher nicht möglich. Die Experimente haben allerdings gezeigt, daß die Ausrichtung vorhandener Korngrenzen in der Probe Einfluß auf das Verhalten der Probe unter Spannungsbelastungen nimmt. So können selbst bei ungerichteten Spannungsfeldern anisotrope Eigenschaften in der Probe erzeugt und verstärkt werden. Während es scheint, daß thermische Spannungen an Laborproben vorhandene Anisotropien abbauen (s. Kapitel 5.3.5), werden Polarisationsabhängigkeiten durch mechanische Belastungen (s. Kapitel 5.3.3) betont. Die Erzeugung von Rissen wurde an der Probe „Quader 1“ mit Hilfe von Schallemissionsmessungen überwacht (s. Abbildung 5-32 und Abbildung 5-33).

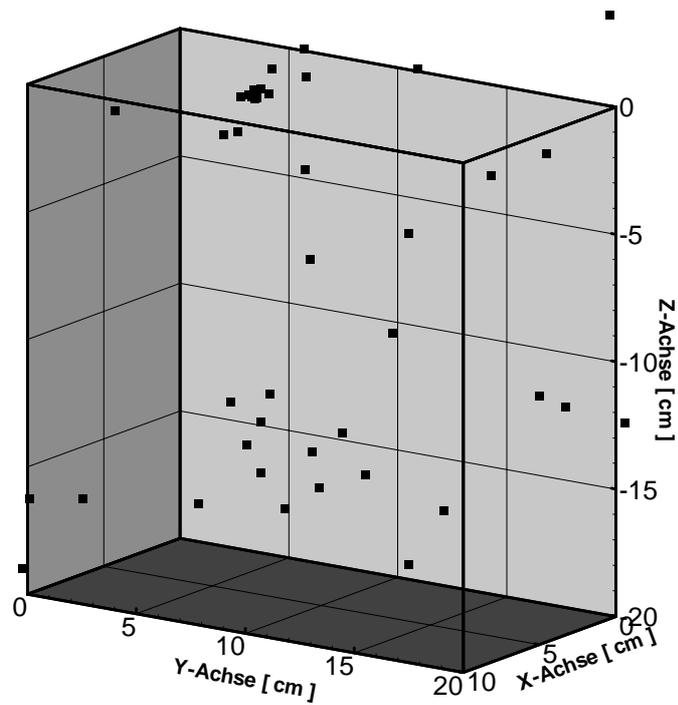


Abbildung 5-32: Geortete Schallemissionsereignisse an der Probe "Quader I" bei einaxialer Belastung bis 10 MPa

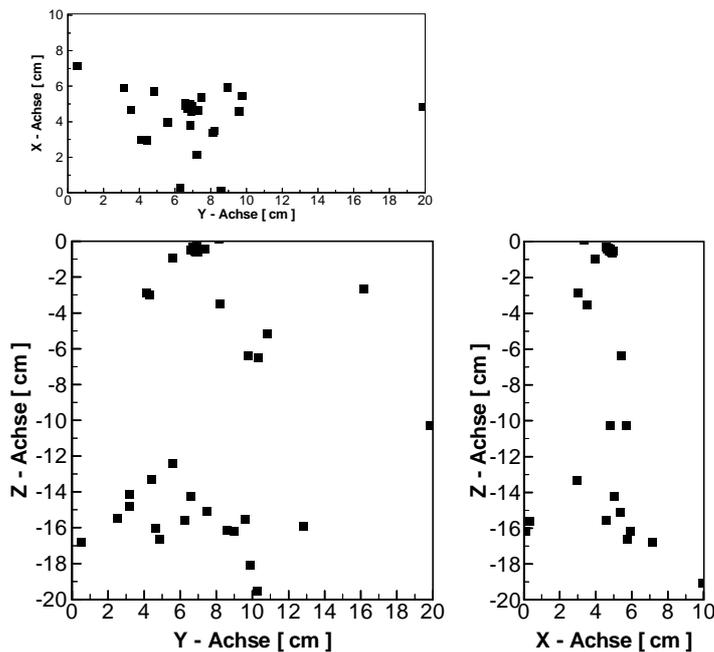


Abbildung 5-33: Projektionen der georteten Schallemissionsereignisse auf die einzelnen Ebenen

Während der stufenweisen Belastung bis 10 MPa wurde die P- und S-Wellengeschwindigkeit am Steinsalzquader gemessen. Die Durchschallungsstrecke 1-2 (s. Abbildung 5-29) liegt dabei entlang der kurzen Seite des Steinsalzquaders von ungefähr 0.1 m Länge. Die Richtung 3-4

bezeichnet dagegen die lange Seite des Quaders senkrecht zur Druckrichtung. Die Richtung 5-6 gibt die Druckrichtung an. In der Richtung 3-4 war die P-Wellendämpfung zu groß, um einen Einsatz mit der erforderlichen Genauigkeit ablesen zu können. Die Messung der S-Wellengeschwindigkeit bereitete dagegen keine Probleme. Da für die P- und S-Wellen unterschiedliche Prüfköpfe benutzt wurden, kann nicht unbedingt darauf geschlossen werden, daß die Dämpfung der P-Wellen in diesem Fall größer war als die der S-Wellen.

Ausgehend von einem Wert von 4400 m/s sinkt die P-Wellengeschwindigkeit in der Richtung 1-2 auf 3850 m/s bei 10 MPa einaxialer Belastung ab (Abbildung 5-34). Während der Entlastung bleibt diese niedrige Geschwindigkeit erhalten. Dies zeigt die Schädigung des Gesteins durch Auflockerung und Mikrorißbildung. Die Vergrößerung der Durchschallungsstrecke durch die Verformung wurde bei der Geschwindigkeitsberechnung berücksichtigt. Ein ähnliches Ergebnis zeigt die Druckabhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit. Hier sinkt der Wert, ausgehend von 2650 m/s (1-2) und 2590 m/s (3-4), auf einen Wert von 2480 m/s ab. Dieser niedrige Wert bleibt, wie bei der P-Wellengeschwindigkeit, auch bei der Entlastung erhalten.

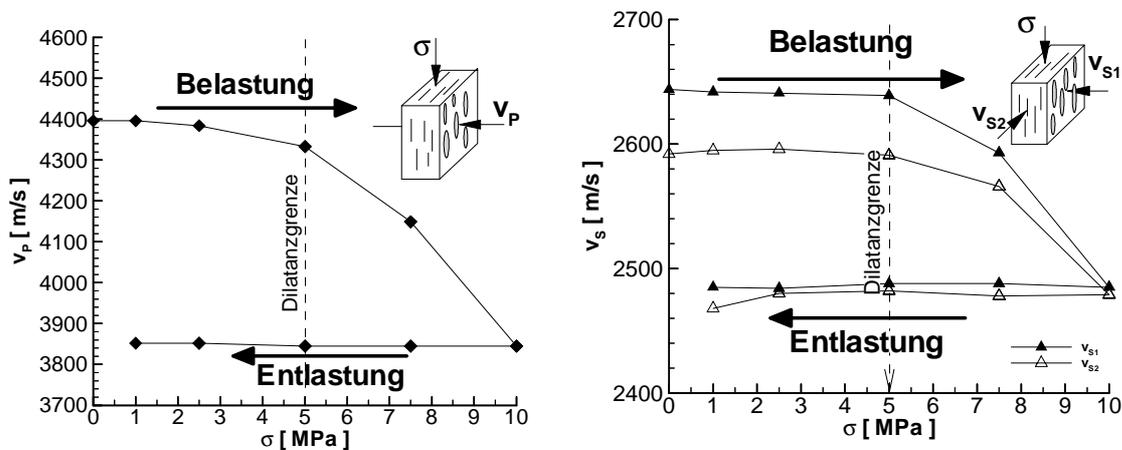


Abbildung 5-34: Druckabhängigkeit der P- und S-Wellengeschwindigkeit (konstante Polarisationsrichtung) an der Probe "Steinsalzquader I" und stilisierte ideale Rißverteilung

Im Gegensatz zu den Erwartungen nähern sich die S-Wellengeschwindigkeiten mit zunehmendem Druck an und stimmen bei einem Druck von 10 MPa überein. Folglich gleicht sich mit zunehmendem Druck die Rißdichte und der Auflockerungsgrad der Probe in beiden Richtungen an, so daß eine bevorzugte Rißerzeugung oder Auflockerung in der X-Z-Ebene nicht nachgewiesen werden kann. Dies deutet darauf hin, daß die Endflächenreibung der Probe an

den Druckstempeln nicht ausreichend war, um eine Bewegung senkrecht zur Druckrichtung zu verhindern. Als Folge stellte sich eine gleichmäßige Spannungsverteilung ein, die mit zunehmendem Druck zu einer Angleichung der elastischen Eigenschaften in beiden Durchschallungsrichtungen führte.

Aus der Verringerung der P-Wellengeschwindigkeit in Richtung S1-S2 von 4396 m/s auf 3852 m/s ergibt sich eine Erhöhung der Reißdichte um 0.12496. Die Reißdichte, die sich aus der Verringerung der S-Wellengeschwindigkeit von 2644 m/s auf 2485 m/s ableitet, liegt nur knapp unter diesem Wert. Als Referenzgeschwindigkeiten wurden in diesem Fall nicht die In-situ-Werte von 4560 m/s und 2603 m/s verwendet, sondern die im Originalzustand der Probe gemessenen Werte von 4396 m/s und 2644 m/s. Die abgeleiteten Reißdichten stellen demnach Relativänderungen zum Ausgangszustand dar.

Während der Belastung wurde die Verformung der Steinsalzprobe in Druckrichtung (Z-Richtung) gemessen. Das resultierende Spannungs-Dehnungs-Diagramm (Abbildung 5-35) ergibt einen statischen E-Modul von 25 GPa im Entlastungspfad.

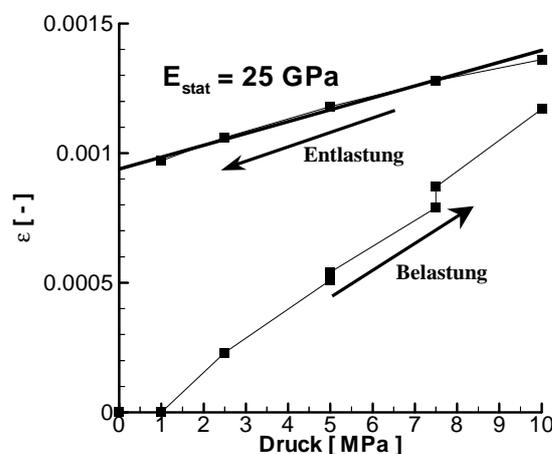


Abbildung 5-35: Spannungs-Dehnungs-Diagramm mit einem statischen E-Modul von 25 GPa im Entlastungspfad

Nach der kurzzeitigen Belastung bis 10 MPa wurde dieselbe Probe einer mehrtägigen einaxialen Belastung von 15 MPa ausgesetzt. Während der Belastung wurde die Scherwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung gemessen (s. Abbildung 5-36). Schon bei der ersten Messung zeigt sich ein kleines Minimum bei Polarisationswinkeln um

120°. Dies deutet auf eine Ausrichtung vorhandener Korngrenzen und/oder Risse hin. Im Allgemeinen sinken die Geschwindigkeitswerte bei andauernder Belastung ab, was auf eine allgemeine Auflockerung der Probe zurückzuführen ist. Gleichzeitig verstärkt sich die Polarisationsabhängigkeit. Besonders auffällig ist das deutliche Absinken der Geschwindigkeit durch die Entlastung der Probe nach zwei Tagen. Die Reißdichtenprognosen, sowohl für zufallsverteilte als auch gerichtete Risse, sind in Tabelle 5-9 dargestellt.

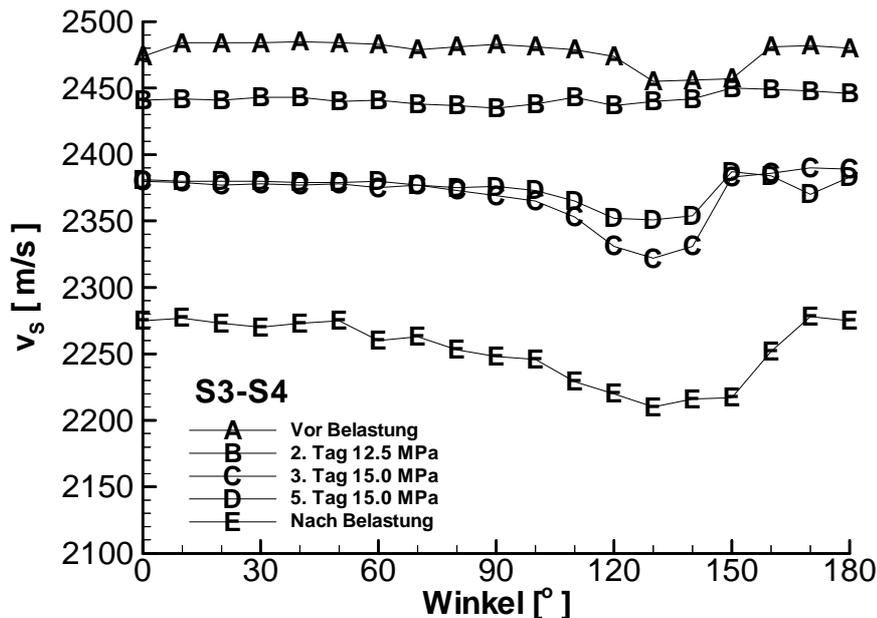


Abbildung 5-36: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit am Steinsalzquader bei mehrtägiger einaxialer Belastung von 15 MPa

	v_s^{\max} [m/s]	ϑ_s^{\max} [°]	v_s^{\min} [m/s]	ϑ_s^{\min} [°]	Abgeleitete Reißdichte	
					Zufallsverteilt	Gerichtet
Vor Bel.	2485	30-50	2455	130	0.0617	0.0121
2. Tag	2450	30-50	2435	130	0.0795	0.0062
3. Tag	2390	30-50	2322	130	0.1093	0.0285
5. Tag	2387	30-50	2351	130	0.1108	0.0152
Nach Bel.	2278	30-50	2210	130	0.1631	0.0302

Tabelle 5-9: Nach Hudson abgeleitete Reißdichten für verschiedene Belastungsstufen

Mit zunehmender Belastung verringert sich die durchschnittliche Scherwellengeschwindigkeit und die Polarisationsabhängigkeit nimmt zu. Insbesondere durch die Erhöhung des einaxialen Drucks auf 15 MPa sinkt die Scherwellengeschwindigkeit deutlich ab. Durch die andauernde

Belastung von 15 MPa über drei Tage wird die Scherwellengeschwindigkeit kaum beeinflusst. Durch die anschließende Entlastung dagegen wird die Scherwellengeschwindigkeit nochmals deutlich verringert.

Nach der Entlastung wurden von zwei Seiten der Probe Abbildungen der Korngrenzen erstellt und statistisch ausgewertet (s. Abbildung 5-37 und Abbildung 5-38). Die Ergebnisse sind in Tabelle 5-10 zusammengefaßt. Dargestellt ist die Richtung und Größe der größten Ausdehnung von jedem Korn. In der Richtung S1-S2 liegt danach die größte Ausdehnung der Körner in bevorzugt Richtungen um 42° . Bezogen auf eine Referenzstrecke ergeben sich daher in dieser Richtung die wenigstens Korngrenzen, was zu einer erhöhten Geschwindigkeit gegenüber anderen Polarisationsrichtungen führt. Die Vorzugsrichtung von 42° stimmt mit den Ergebnissen der Geschwindigkeitsmessungen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein, obwohl das Geschwindigkeitsmaximum nicht sehr deutlich ausgeprägt ist. Nach der statistischen Auswertung liegen die kleinen Halbachsen der Körner im Mittel bei Winkeln um 77° . Für die Richtung S3-S4 ergeben sich ähnliche Werte. Nach der statistischen Auswertung der Kornverteilung sind die Körner in Richtung 42° gestreckt. Die mittlere Ausrichtung der kleinen Halbachsen wird mit 82° angegeben. Aus der Verteilung der großen Halbachsen ist dagegen eine deutlich geringere Häufigkeit in Richtungen um 130° erkennbar. Dies stimmt sehr gut mit dem Minimalwert der Scherwellengeschwindigkeit überein. Sowohl die Verteilung der großen Halbachsen als auch die Verteilung der Geschwindigkeit legen daher eine maximale Reißdichte in Richtung 130° nahe.

Aus der Geschwindigkeitsverteilung nach Entlastung der Probe wird eine zufallsverteilte Reißdichte von 0.1631 abgeleitet. Die statistische Auswertung der direkten Reißverteilung ergab einen fast identischen Wert von 0.1634. Für die gerichtete Reißdichte ergibt sich ein Wert von 0.0302 aus der Polarisationsabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeit und eine direkt bestimmte Reißdichte von 0.0673. In diesem Fall wird demnach die gerichtete Reißdichte aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung unterschätzt, während die Auflockerung nahezu perfekt wiedergegeben wird.

Der quantitative Vergleich der abgeleiteten und direkt bestimmten Reißdichten ist nur in Richtung S3-S4 möglich, da bei dieser Probe in der Richtung S1-S2 keine Messungen durchge-

führt wurden. Aufgrund der FE-Modellierungen wurde nicht erwartet, eine Polarisationsabhängigkeit in Richtung S1-S2 zu erhalten. Nachdem allerdings die Auswertungen gezeigt hatten, daß die Geschwindigkeitsverteilung an der Probe durch die vorhandene Kornverteilung erheblich mitbestimmt wird, wurde der Versuch mit umfassenderen Messungen an einem weiteren Steinsalzquader mit denselben Abmessungen wiederholt.

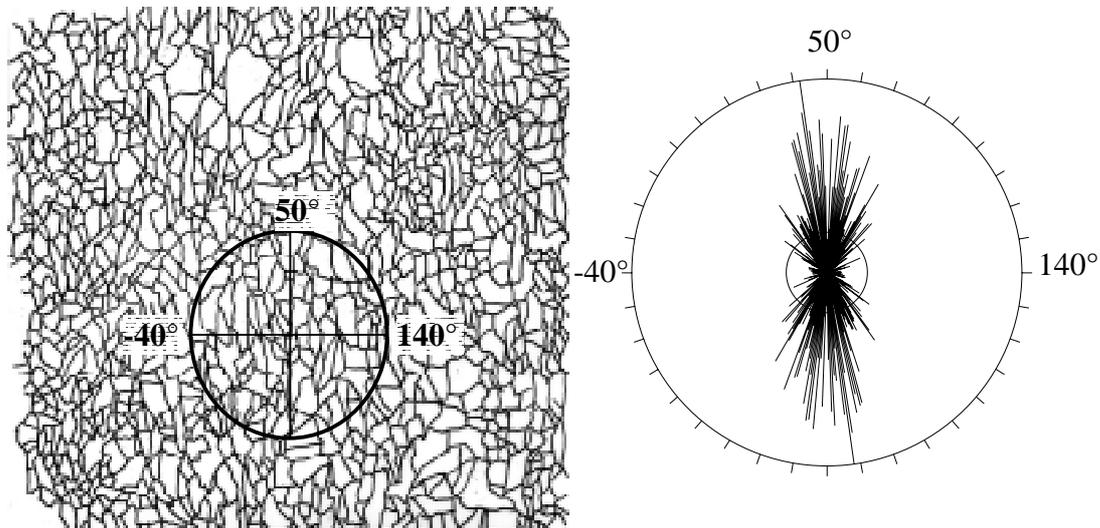


Abbildung 5-37: Abbild und statistische Auswertung der Kornverteilung an der Fläche S1 an der Probe "Quader 1"

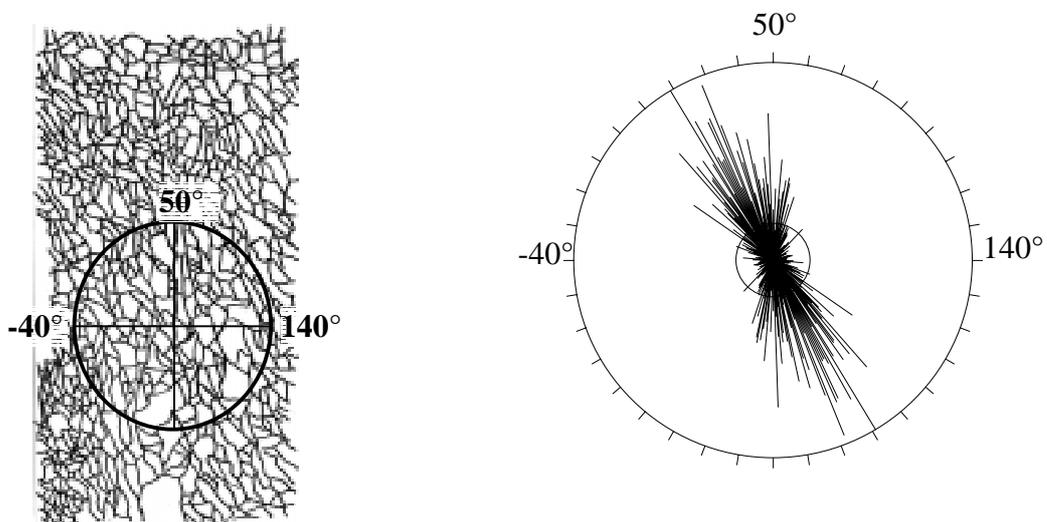


Abbildung 5-38: Abbild und statistische Auswertung der Kornverteilung an der Fläche S3 an der Probe "Quader 1"

Ebene	N	Große Halbachse		Kleine Halbachse		Rißdichte	
		Länge [10 ⁻² m]	Winkel [°]	Länge [10 ⁻² m]	Winkel [°]	Zufalls- verteilt	Gerichtet
S1	849	0.934 ± 0.551	42 ± 37	0.436 ± 0.258	130 ± 66	0.2124	0.0693
S3	546	0.790 ± 0.503	19 ± 42	0.346 ± 0.214	120 ± 53	0.1634	0.0673

Tabelle 5-10: Statistische Auswertung der Kornverteilung und direkt bestimmte Rißdichten an verschiedenen Flächen der Probe "Quader 1"

Probe	Abgeleitete Rißdichte			Direkt bestimmte Rißdichte	
	Zufallsverteilt		Gerichtete	Zufallsverteilt	Gerichtet
	P-Welle	S-Welle	S-Welle		
S1-S2	0.1250	0.0803	k.A.	0.1284	0.0386
S3-S4	k.A.	0.1631	0.0302	0.1634	0.0673

Tabelle 5-11: Vergleich der abgeleiteten und direkt bestimmten Rißdichten an der Probe "Quader 1"

Der druckabhängige Verlauf des nichtlinearen Anteils der seismischen Übertragungsfunktion (s. Abbildung 5-39) zeigt für die P- und S-Welle einen sehr unterschiedlichen Verlauf. Der Nichtlinearitätsparameter K zeigt für die P-Welle keine ausgesprochene Druckabhängigkeit. Lediglich bei totaler Entlastung ergibt sich ein anderer Wert als unter einaxialem Druck. Dagegen zeigt der Nichtlinearitätsparameter, der aus der S-Welle abgeleitet wurde, eine klar ansteigende Tendenz. Mit steigendem Druck, besonders bei Drücken über 10 MPa wird der Parameter zunehmend instabil. Dies stimmt mit den Ergebnissen der Belastungstests an verschiedenen Kernproben überein (s. Kapitel 5.3.3). Gegenüber der reinen Geschwindigkeitsbestimmung scheint dieser Parameter schon auf kleinere Drücke signifikant zu reagieren. Sollte sich dieses Verhalten anhand weiterer Proben bestätigen lassen, kann dieser Parameter zum qualitativen Nachweis von Änderungen in der Gesteinsstruktur verwendet werden.

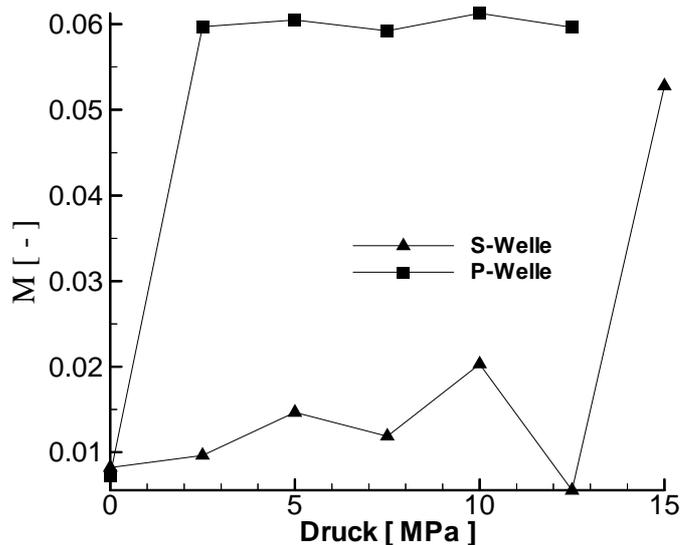


Abbildung 5-39: Nichtlineare Effekte der P- und S-Welle bei der Probe „Quader 1“ unter einaxialem Druck

Quader 2

Zur Überprüfung der Ergebnisse an dem Steinsalzquader wurde der Versuch mit einem weiteren Quader mit gleichen Ausmaßen wiederholt. Beide Proben stammen aus derselben Großprobe, so daß zu erwarten ist, daß der gesteinsphysikalische Ausgangszustand vergleichbar ist. Auch bei dieser Probe konnten keine generellen Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den beiden Richtungen durch die Probe erzeugt werden. Während des gesamten Druckverlaufs stimmen die Geschwindigkeiten in beiden Richtungen sehr gut überein (s. Abbildung 5-40). Die Ausgangsgeschwindigkeit der P-Wellen von 4580 m/s und der S-Wellen von 2600 m/s stimmen fast mit den mittleren In-situ-Geschwindigkeiten für intaktes Steinsalz überein, so daß die Proben als relativ rißfreies Steinsalz gelten können. Mit zunehmendem Druck verringern sich die Geschwindigkeiten in beiden senkrecht zueinander liegenden Durchschallungsrichtungen. Die Geschwindigkeitsabnahme ist bei Drücken über 10 MPa besonders groß. Sowohl die P-Wellengeschwindigkeit als auch die S-Wellengeschwindigkeit nehmen bei der Entlastung weiter ab. Aufgrund der Abnahme der Geschwindigkeit prognostiziert das Modell nach Hudson eine Zunahme der Rißdichte um 0.0285 (P-Welle) und 0.0422 (S-Welle). Wie schon bei den Kernproben unter einaxialem Druck liegt die Rißdichtenprognose aufgrund der P-Wellengeschwindigkeit deutlich unter der Vorhersage unter Verwendung der Scherwellen.

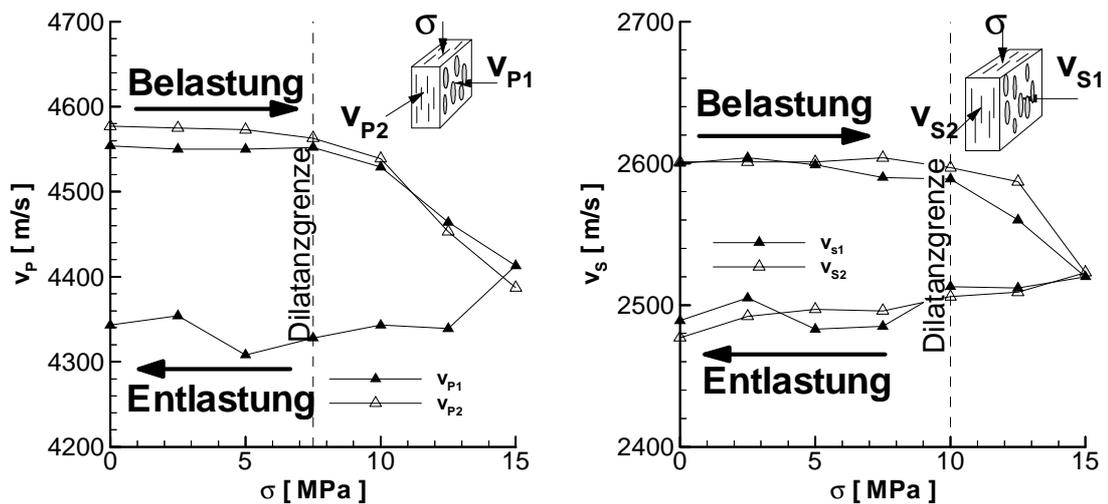


Abbildung 5-40: Druckabhängige P- und S-Wellengeschwindigkeiten in zwei unterschiedlichen Richtungen am Steinsalzquader und stilisierte ideale Rißverteilung

Während der Belastung wurde zur Verfolgung der Rißbildung die Schallemissionsaktivität in der Probe registriert. Mit Hilfe von fünf piezoelektrischen Aufnehmern, die auf die Probe geklebt wurden, wurden die Schallemissionen registriert und geortet. Zur Abschätzung des Ortungsfehlers wurden für eine homogene Geschwindigkeit von 4560 m/s in der Probe die theoretischen Laufzeiten von jedem Punkt zu den Sensoren berechnet. Anschließend wurde diese Laufzeit auf die experimentell erreichbare Genauigkeit von $0.5 \mu\text{s}$ gerundet. Mit diesen Einsatzzeiten wurde eine Ortung der Ereignisse durchgeführt und die Ortungsergebnisse mit den tatsächlichen Herdkoordinaten verglichen. Die Differenz wurde als Ortungsfehler dem tatsächlichen Ereignisherd zugeordnet. Wie aus Abbildung 5-41 ersichtlich ist, liegt der Ortungsfehler für diese Probe mit der verwendeten Sensorkonfiguration für große Bereiche bei ungefähr 1 cm.

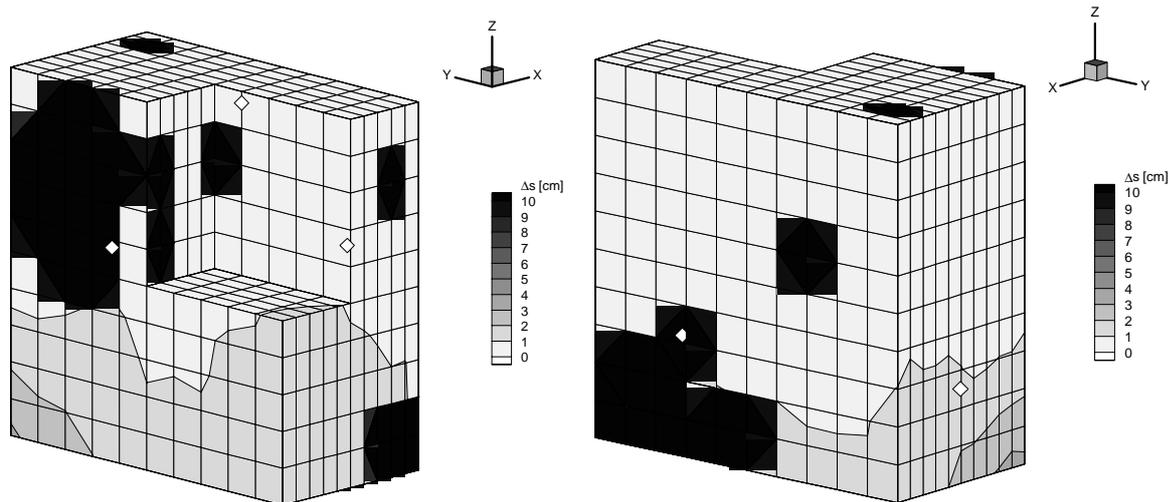


Abbildung 5-41: Ortungsfehler an einem Steinsalzquader für eine Anordnung von fünf AE-Sensoren

Abbildung 5-42 und Abbildung 5-43 zeigen die Ergebnisse der Schallemissionsortung. Ein Nachteil der verwendeten Versuchskonfiguration bestand in einer langen Gerätetotzeit von ungefähr einer Sekunde. In dieser Zeit war der Transientenrekorder damit beschäftigt, die Daten über eine IEEE-Schnittstelle auf eine Festplatte zu schreiben und konnte keine weiteren Ereignisse registrieren. Während dieser Totzeit konnten über LED's die Signalpegel der einzelnen Kanäle weiter beobachtet werden. Es stellte sich heraus, daß bei manchen Druckstufen, insbesondere über 10 MPa, mehrere Ereignisse pro Sekunde auftraten, so daß viele Ereignisse während der Gerätetotzeit entstanden und nicht für die weitere Bearbeitung aufgezeichnet werden konnten. Eine quantitative Abschätzung der Rißdichte aus den Ortungsergebnissen ist daher nicht möglich. Die registrierten Schallemissionen zeigen Rißbildungen in allen Bereichen der Probe mit einer verringerten Aktivität im unteren Bereich. Allerdings ist für diesen Bereich auch der Ortungsfehler höher, so daß dieser Effekt durchaus numerischer Natur sein kann. Diese Registrierungen zeigen keine besonders bevorzugten Bereiche der Rißbildung, so daß davon ausgegangen werden kann, daß sich die Probe homogen verändert. Dies stimmt überein mit den Messungen der Geschwindigkeiten, die eine homogene Auflockerung der Probe belegen.

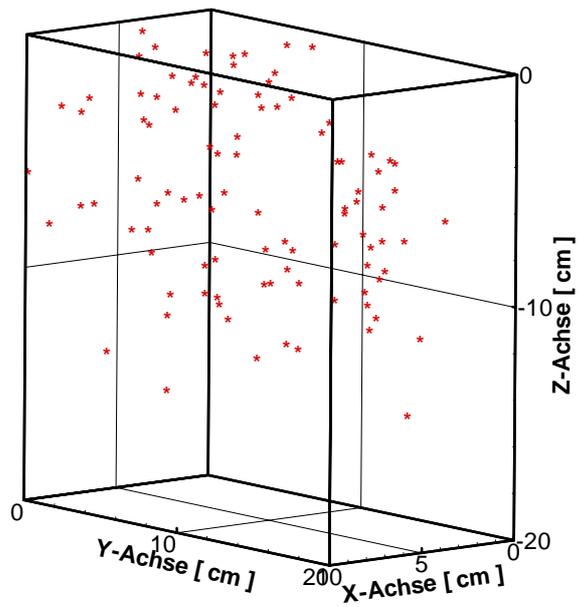


Abbildung 5-42: Schallemissionsverteilung an einem Steinsalzquader bei einer mehr-tägigen einaxialen Belastung von 15 MPa

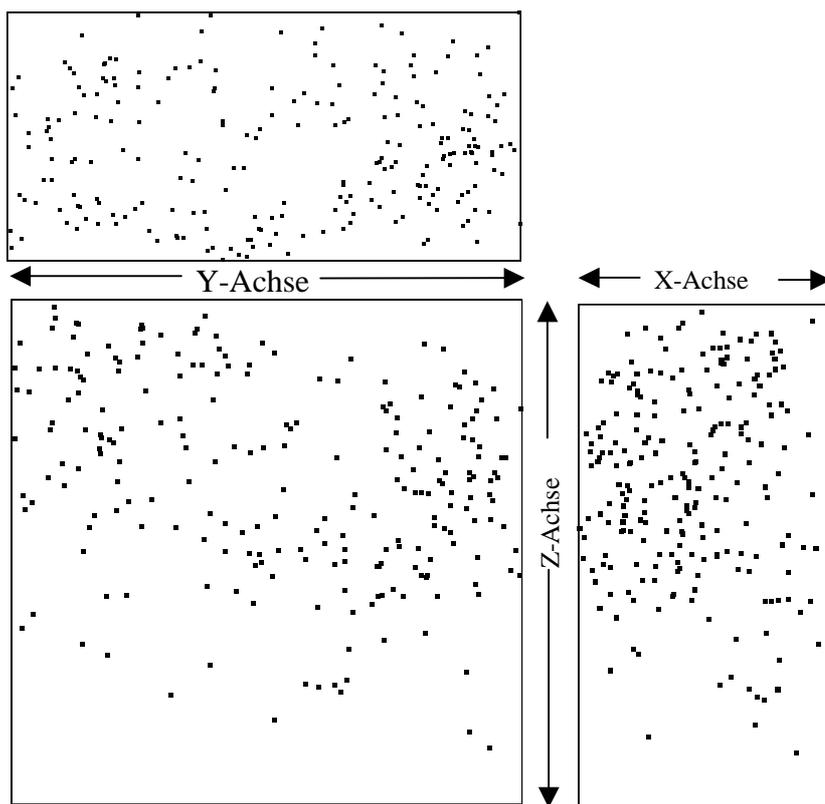


Abbildung 5-43: Projektion der Schallemissionsverteilung auf die verschiedenen Ebenen

Während der Belastung wurde die Scherwellengeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung gemessen. (s. Abbildung 5-44 und Abbildung 5-45). Wie schon bei der ersten Probe zeigt sich in der Richtung S1-S2, neben einem allgemeinen Absinken der durchschnittlichen Geschwindigkeit, eine Zunahme der Polarisationsabhängigkeit. Mit zunehmender Belastung bildet sich bei einer Polarisationsrichtung von 120° ein deutliches Geschwindigkeitminimum aus. Die maximale Scherwellengeschwindigkeit sinkt von 2625 m/s auf 2490 m/s sehr deutlich ab. Gemäß dem Modell nach Hudson entspricht das einer Zunahme der Rißdichte um 0.0694. Hinzu kommt ein Anteil gerichteter Risse, der bei 0.0259 liegt. In der senkrecht dazu liegenden Richtung S3-S4 sinkt die Geschwindigkeit zwar auch mit dem Druck ab, eine vergleichbare Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Polarisationsrichtung wie in Richtung S1-S2 ist jedoch nicht feststellbar. Anscheinend wird sogar durch die Belastung eine ursprüngliche Polarisationsabhängigkeit ausgeglichen. Aufgrund des generellen Absinkens der Scherwellengeschwindigkeit von 2600 m/s auf 2480 m/s ergibt sich eine zufallsverteilte Rißdichte von 0.0643.

Dieses Verhalten der Steinsalzprobe widerspricht den Ergebnissen der Finite-Element-Analyse, nach der sich in Richtung 3-4 eine verstärkte Polarisationsabhängigkeit mit zunehmendem Druck einstellen sollte. In der FE-Analyse wurde als bestimmende Randbedingung angenommen, daß die Endflächen keine lateralen Bewegungen ausführen können, und quasi mit den Druckstempeln „verklebt“ sind. Inwieweit diese Annahme gültig ist, wurde bei dem Experiment nicht quantitativ überprüft, obwohl aus anderen Experimenten bekannt war, daß die Endflächenreibung Einfluß auf die Spannungsverteilung hat. Die Ergebnisse dieses Experimentes deuten nicht darauf hin, daß die Endflächenreibung groß genug ist, um die Bildung von Mikrorissen zu beeinflussen. Vielmehr scheint die Ausbildung von Geschwindigkeitsanisotropien durch ausgerichtete Korngrenzen bestimmt zu werden. Demnach werden durch das Spannungsfeld latent vorhandene Anisotropien im Steinsalz aktiviert.

Die Auswertung der Q-Faktoren zeigt, wie bei den Kernproben, keine quantitativ verwertbaren Ergebnisse. Allerdings verringern sich in beiden Durchschallungsrichtungen mit zunehmendem Druck anfängliche Schwankungen in den Q-Faktoren. Nach Beendigung des Versuchs liegen die Q-Faktoren in Richtung 1-2 bei durchschnittlich 10, während sie in Richtung 3-4 bei leicht höheren Werten von ungefähr 22 liegt.

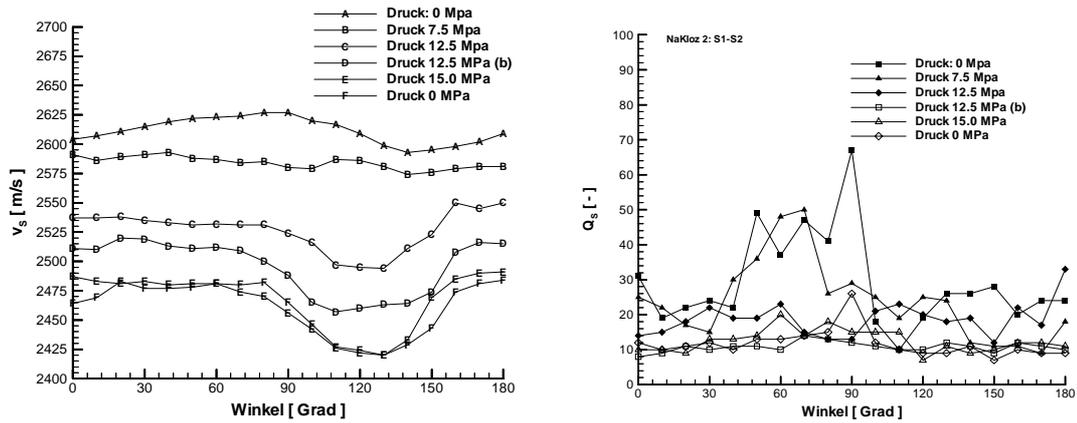


Abbildung 5-44: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung in Richtung S1-S2 durch die Probe „Quader 2”

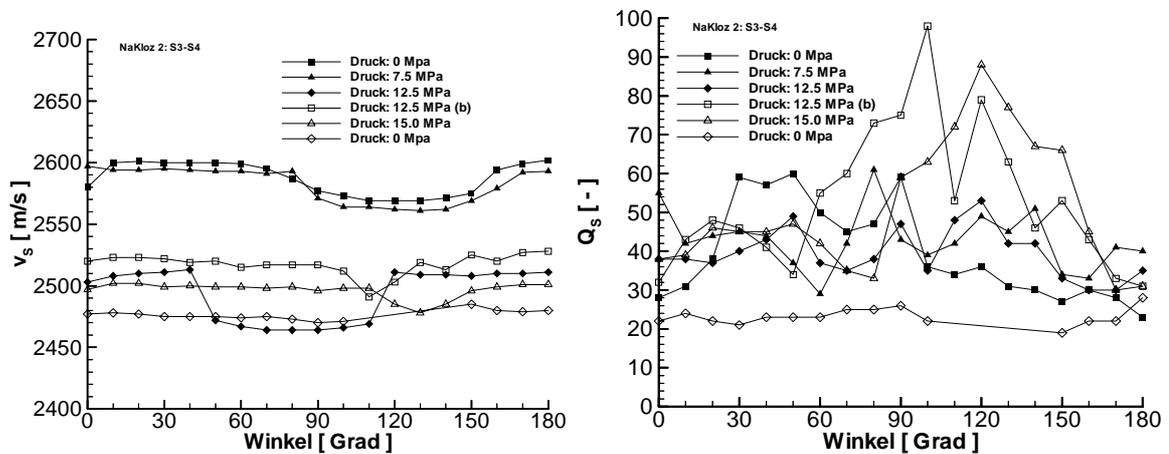


Abbildung 5-45: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung in Richtung S3-S4 durch die Probe „Quader 2”

Die Ergebnisse der statistischen Auswertung der Kornverteilung (s. Abbildung 5-46 und Abbildung 5-47) sind in Tabelle 5-12 zusammengefaßt. Danach ergibt sich für die Durchschallungstrecke S1-S2 eine Ausrichtung der Körner in ungefähr 13° . Dies stimmt mit dem Bereich der maximalen Geschwindigkeit überein. Allerdings ist dieses Maximum, wie in der Probe „Quader I“, sehr breit angelegt. Im Gegensatz dazu sind die Geschwindigkeitsminima klar bei Winkeln von 120° ausgeprägt. Die Probe zeigt ein sehr ähnliches Verhalten wie die Probe „Quader I“. Beide Proben wurden aus demselben Großblock präpariert und können demnach als Schwesterproben mit gleichen Eigenschaften angesehen werden. Wie aus den Häufigkeitsverteilungen der großen Halbachsen zu erkennen ist, stimmt die Richtung der minimalen Geschwindigkeit mit der Richtung der minimalen Häufigkeit großer Halbachsen

überein und liegt noch innerhalb der Standardabweichung der kleinen Halbachsen (s.Tabelle 5-12).

Fäche	N	Große Halbachse		Kleine Halbachse		Direkte Rißdichte	
		Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]	Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]	zufalls- verteilt	gerichtet
S1	715	0.957 ± 0.771	13 ± 40	0.475 ± 0.381	110 ± 50	0.0504	0.0519
S2	714	0.768 ± 1.125	12 ± 63	0.326 ± 0.487	105 ± 39	0.0237	0.0436
S3	282	0.831 ± 0.873	21 ± 55	0.382 ± 0.453	122 ± 50	0.0257	0.0355

Tabelle 5-12: Ergebnisse der statistischen Auswertung der Kornverteilung an der Probe "Quader 2"

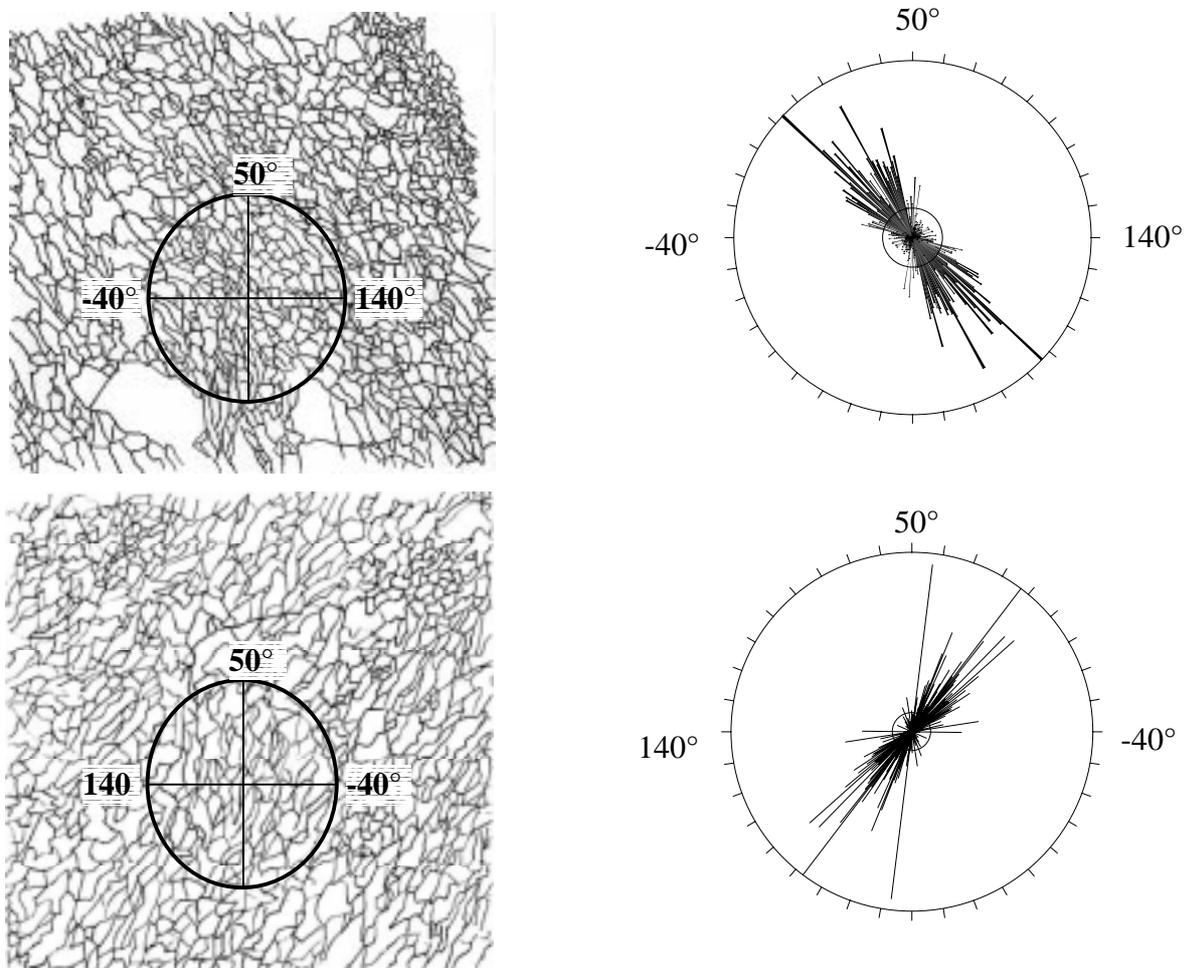


Abbildung 5-46: Statistische Auswertung der Kornverteilung an den Flächen "S1" und "S2" der Probe "Quader 2"

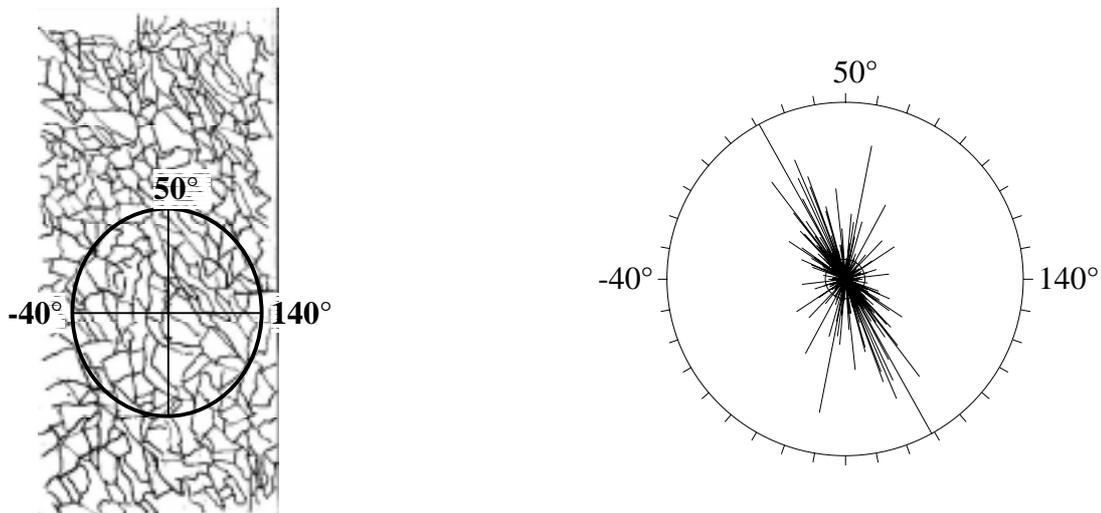


Abbildung 5-47: Statistische Auswertung der Kornverteilung an den Flächen "S3" der Probe "Quader 2"

Quantitativ wird in Richtung S1-S2 eine zufallsverteilte Rißdichte von ungefähr 0.0371 bestimmt. Die abgeleitete Rißdichte liegt mit 0.0694 dagegen deutlich über der direkten Rißdichte. Aufgrund der Polarisationsabhängigkeit ergibt sich in dieser Richtung eine gerichtete Rißdichte von 0.0259, was unterhalb des direkt bestimmten Wertes von ungefähr 0.0478 liegt. In diesem Fall wird die allgemeine Auflockerung aufgrund der Scherwellengeschwindigkeiten überschätzt, während die gerichtete Rißdichte unterschätzt wird. Allerdings beschränkt sich die Abweichung der Werte auf einen Faktor kleiner zwei.

In der Richtung S3-S4 konnte nur eine geringe Polarisationsabhängigkeit der Geschwindigkeitswerte festgestellt werden. Zwar deutet sich ein Geschwindigkeitsminimum bei Winkeln um 130° an, doch ist dies nicht so deutlich ausgeprägt wie in anderen Fällen. Die besonderen Eigenschaften der Probe in diesem Winkelbereich werden weiterhin belegt durch einen drastischen Anstieg der Dämpfung nach Entlastung der Probe speziell in diesem Bereich. Die Dämpfung war zu groß, um die Laufzeit mit der notwendigen Genauigkeit zu bestimmen. Aus diesem Grund kann kein Wert für die gerichtete Rißdichte angegeben werden. Die abgeleitete zufallsverteilte Rißdichte liegt bei 0.0643.

Die statistische Auswertung der Kornverteilung ergab eine bevorzugte Ausrichtung der großen Halbachsen in 21° , was im Einklang mit den Geschwindigkeitsmessungen steht. Im Gegensatz zu den anderen ausgewerteten Rißflächen ergibt sich kein ausgeprägtes Minimum in der Häufigkeitsverteilung für die großen Halbachsen, was wiederum für eine starke Auflocke-

rung der Probe spricht. Quantitativ ergibt sich eine direkt bestimmte zufallsverteilte Rißdichte von 0.0257, was deutlich unter der Rißdichtenprognosen aufgrund der Abnahme in der Scherwellengeschwindigkeit liegt. Der Grad der Auflockerung wird demnach aus den Durchschallungsexperimenten berschzt.

Während der Belastungsphase wurde in den verschiedenen Richtungen der Nichtlinearitätsparameter M bestimmt (s. Abbildung 5-48). Während der Belastung bleibt der Parameter in Richtung S1-S2 nahezu konstant. In Richtung S3-S4 dagegen steigt der Parameter in den ersten drei Druckstufen bis 5 MPa kontinuierlich an. In beiden Richtungen beginnt der Parameter K instabil zu werden, so daß generelle Tendenzen bei höheren Drücken nicht mehr erkennbar sind. An dieser Probe bestätigt sich eine Tendenz, die auch schon an der Probe „Quader 1“ festgestellt worden war. Bei kleinen Drücken scheint der Nichtlinearitätsparameter M ein qualitatives Maß für die innere Gesteinsstruktur zu sein. Bei größeren Drücken verliert der Parameter zunehmend an Aussagekraft (s. Kapitel 5.3.3).

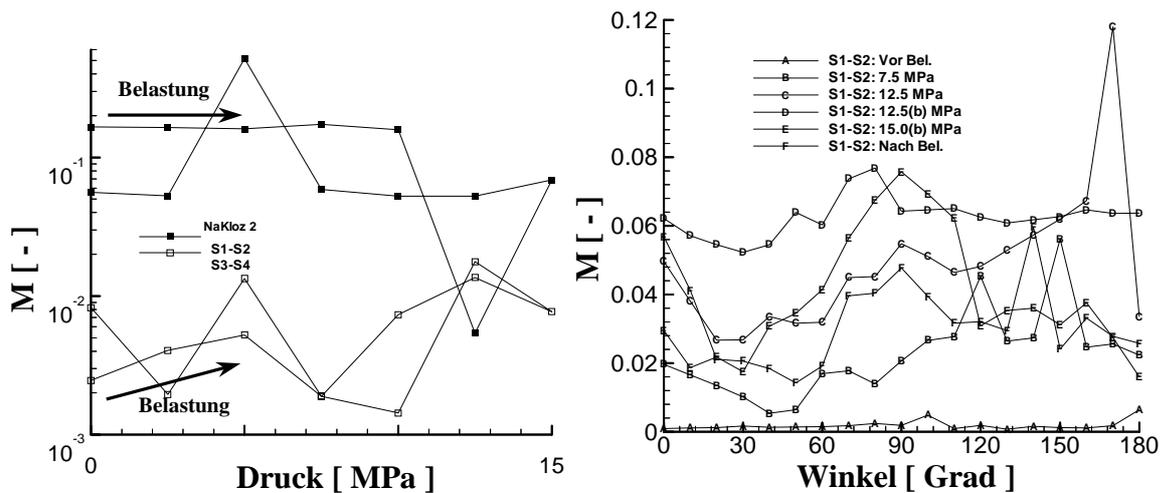


Abbildung 5-48: Druckabhängigkeit des Nichtlinearitätsparameters M an der Probe "Quader 2"

5.3.5 Lokale Erhitzung eines Steinsalzwürfels

Wie in Kapitel 5.1.2 gezeigt, können Deviatorspannungen, die zur Rißbildung führen, auch durch lokale Erhitzung des Gesteins erzeugt werden. Darüber hinaus führen wiederholte Temperaturänderungen im Gestein zur allgemeinen Auflockerung der Korngrenzen. Um diesen

Effekt für Steinsalz näher zu quantifizieren, wurde in einem Steinsalzwürfel mit 0.3 m Kantenlänge eine zentrale Bohrung mit einem Erhitzerelement bestückt. In zwei Experimenten wurde der Erhitzer für jeweils eine Stunde auf 120 °C und 180 °C erwärmt. Sowohl vor als auch nach jeder Temperaturstufe wurde an verschiedenen Positionen die S-Wellengeschwindigkeit mit unterschiedlichen Polarisationswinkeln sowie die Schallemissionsaktivität gemessen. In Abbildung 5-49 und Abbildung 5-50 ist die Verteilung der registrierten Schallemissionsereignisse wiedergegeben. Nahezu alle Ereignisse fanden erst bei einer Erhitzertemperatur von 180 °C statt. Die Ereignisse konzentrieren sich an der Oberfläche und im Endbereich des Erhitzerelementes. Die Ortungsungenauigkeit führte dazu, daß ein Teil der Ereignisse außerhalb der Probe lokalisiert wurde. Aufgrund der Ortungsungenauigkeit ist es auch nicht möglich, aus den Schallemissionen quantitative Rißdichten abzuleiten. Wie bei den mechanischen Belastungen auch konnten die Schallemissionsmessungen aber dazu verwendet werden, um eine Temperaturstufe auszuwählen, bei der sich die Rißdichte der Probe deutlich geändert hat.

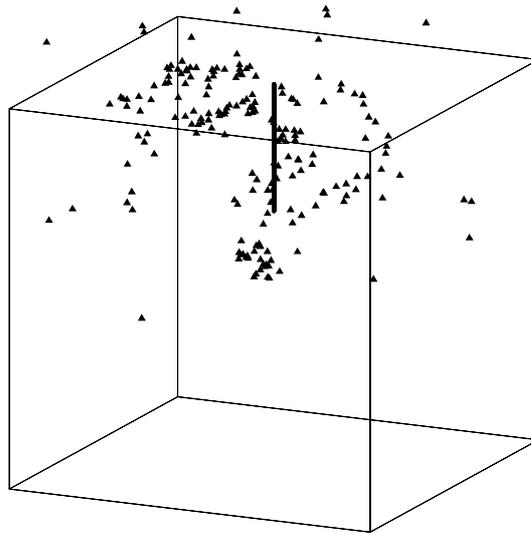


Abbildung 5-49: Verteilung Schallemissionsereignisse während der Erhitzerexperimente (120 °C, 180 °C)

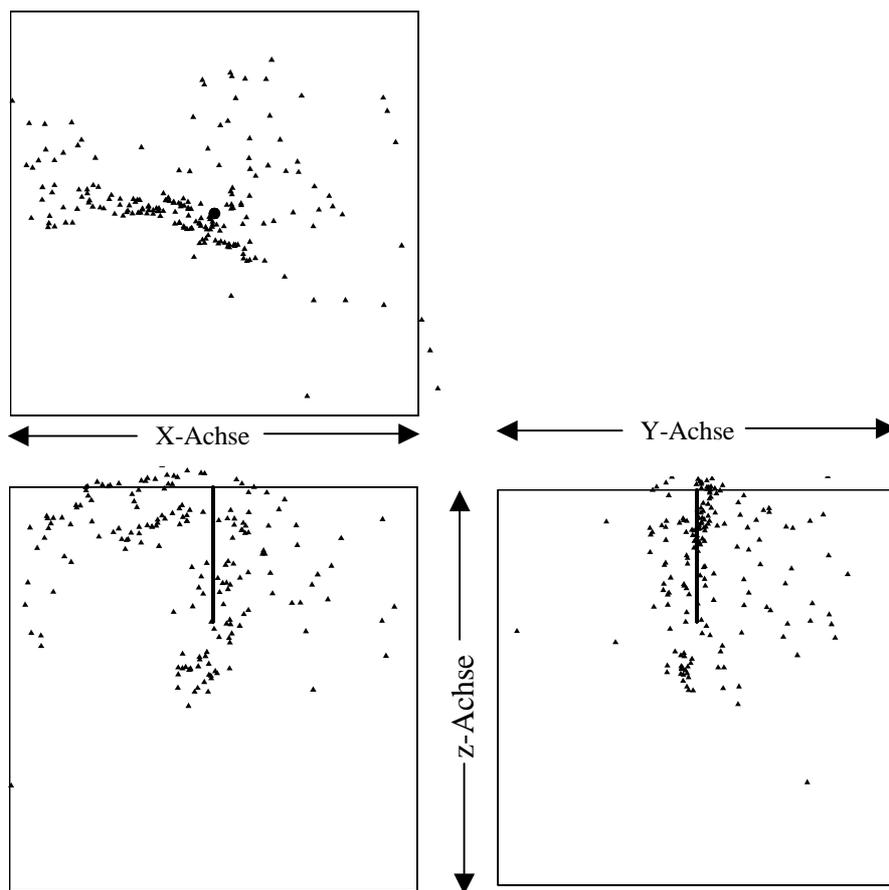


Abbildung 5-50: Projektion der Schallemissionsverteilung auf die verschiedenen Ebenen

Es wurden vor dem Experiment und nach jeder Temperaturstufe die Geschwindigkeit und Dämpfung entlang von fünf Durchschallungsstrecken gemessen. Die Strecken 1 bis 3 verliefen parallel in unterschiedlichen Höhen. Die Strecken 4 und 5 standen senkrecht auf den Strecken 1-3. Die genauen Positionen der einzelnen Durchschallungsstrecken sind in Abbildung 5-51 dargestellt.

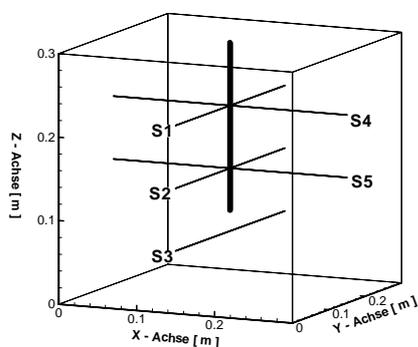


Abbildung 5-51: Durchschallungsstrecken am Steinsalzwürfel

Entlang jeder dieser Durchschallungstrecken wurden insgesamt drei Messungen der Scherwellengeschwindigkeit und -dämpfung durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-52 dargestellt. Die drei Scherwellengeschwindigkeiten pro Durchschallungsposition beziehen sich auf die Messungen vor dem Experiment (1) nach einer einstündigen Aufheizphase bei 120 °C (2) und einer anschließenden einstündigen Aufheizphase mit 180 °C (3).

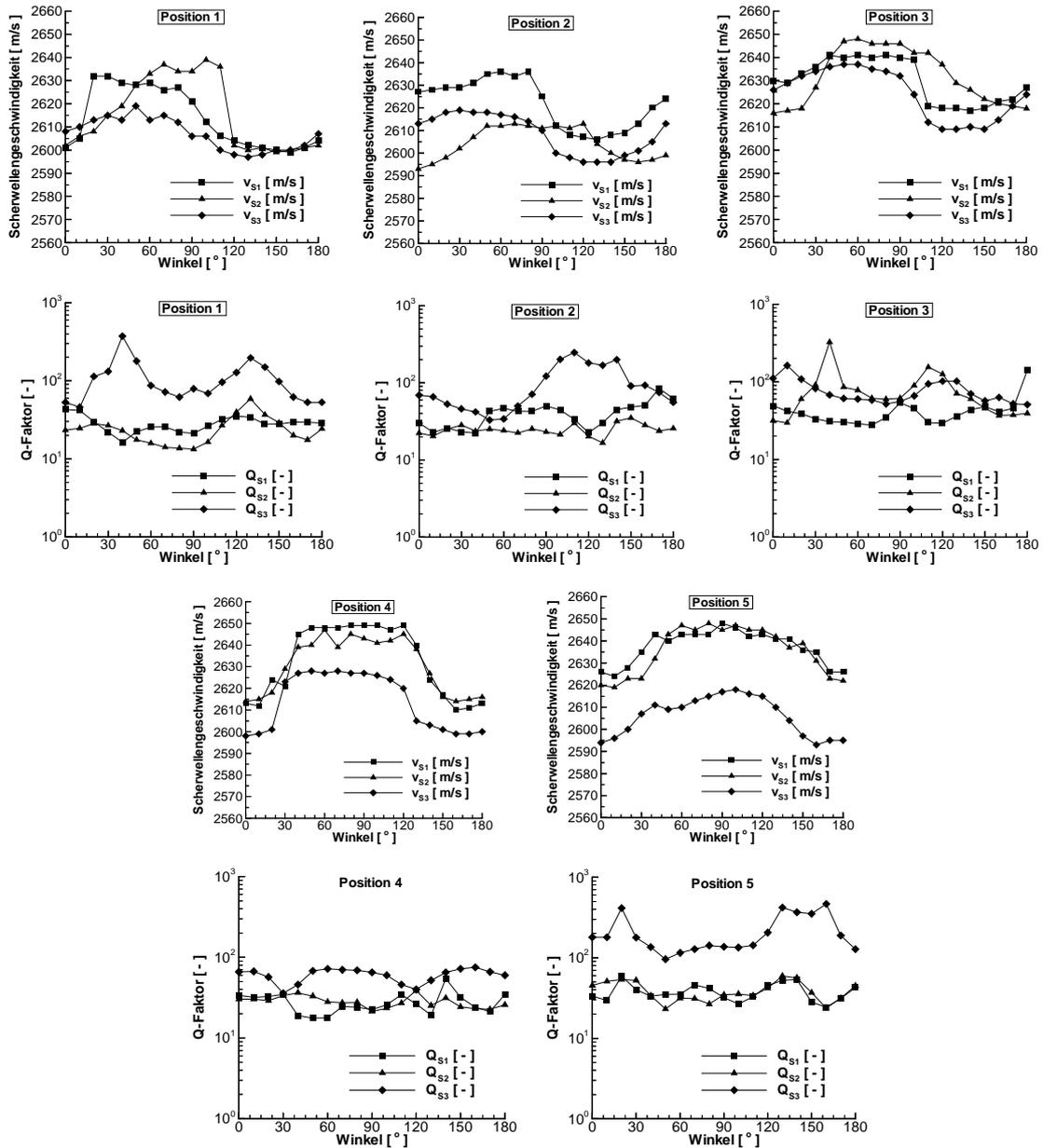


Abbildung 5-52: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeiten und Q-Faktoren an verschiedenen Positionen vor der Erhitzung (1), nach der Temperaturstufe 120 °C (2) und der Temperaturstufe 180 °C (3)

In den Geschwindigkeitskurven lässt sich eine eindeutige Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung erkennen. Für die Positionen eins bis drei liegt das Geschwindigkeitsmaximum bei jeweils ungefähr 60°. Für die Positionen vier und fünf liegen die Maxima bei ungefähr 90°. Die prinzipielle Verteilung der Maxima und Minima ändert sich nicht für die unterschiedlichen Temperaturphasen. Mit zunehmender Erhitzertemperatur sinken die Geschwindigkeiten allerdings allgemein ab. Die entsprechenden Q-Faktoren zeigen keine so ausgeprägte Winkelabhängigkeit. Aufgrund der ungenaueren Bestimmung der Dämpfung liegen die Variationen des Q-Faktors innerhalb der Fehlergrenzen. Es ist daher nicht möglich, aus den Dämpfungswerten quantitativ auf Änderungen in der Rißdichte zu schließen.

	Heiztemperatur	v_s^{\max} [m/s]	v_s^{\min} [m/s]	$(v \cdot a^3)_{\Delta v_s}$
Position 1	20 °C	2630	2600	0.0113
	120 °C	2635	2600	0.0131
	180 °C	2615	2595	0.0076
Position 2	20 °C	2635	2605	0.0112
	120 °C	2610	2595	0.0057
	180 °C	2615	2595	0.0076
Position 3	20 °C	2640	2615	0.0094
	120 °C	2645	2615	0.0112
	180 °C	2635	2610	0.0094
Position 4	20 °C	2650	2615	0.0130
	120 °C	2645	2615	0.0105
	180 °C	2628	2600	0.0105
Position 5	20 °C	2645	2625	0.0075
	120 °C	2645	2625	0.0075
	180 °C	2620	2592	0.0106

Tabelle 5-13: Aufgrund der minimalen und maximalen S-Wellengeschwindigkeit berechnete gerichtete Rißdichte nach Hudson

Die abgeleiteten Rißdichten sind in Tabelle 5-13 dargestellt. Bis auf Position 5 sinkt die berechnete Rißdichte für die gerichteten Risse mit zunehmender Temperaturbelastung ab. Dieser zur mechanischen Belastung gegenläufige Trend unterstreicht die ungerichtete Natur der erzeugten Spannungsfelder. Durch die erste Erwärmungsstufe von 120 °C erhöht sich der all-

gemeine Auflockerungsgrad des Steinsalzwürfels kaum. Die durchschnittliche S-Wellengeschwindigkeit sinkt zwischen diesen beiden Messungen kaum ab. Im Gegensatz dazu verringert sich die mittlere S-Wellengeschwindigkeit bei der lokalen Erhitzung auf 180 °C deutlich. Besonders markant ist dieser Effekt auf den Durchschallungsstrecken vier und fünf. Eine absolute Quantifizierung mit den bestimmten In-situ-Geschwindigkeiten als Referenzwerte ist nicht möglich, da die im Labor bestimmten Geschwindigkeiten teilweise über diesen Werten liegen. Relativ zum Ausgangswert läßt sich der Auflockerungsgrad nach der letzten Temperaturstufe durch die Berechnung einer ungerichteten Reißdichte angeben (Tabelle 5-14).

	$v_s(20\text{ °C})$	$v_s(180\text{ °C})$	Zufallsverteilte Reißdichte
Position 1	2630	2615	0.00786
Position 2	2635	2615	0.01044
Position 3	2640	2635	0.00261
Position 4	2650	2628	0.01137
Position 5	2645	2620	0.01295

Tabelle 5-14: Relative Auflockerungen am Steinsalzwürfel

Die Auflockerung ist besonders deutlich in den Durchschallungsstrecken zwei und fünf, bei denen die Prüfköpfe auf der Mitte der Würfelseiten platziert sind und somit ungefähr auf Höhe der Erhitzerelementspitze. Aber auch die oberen Positionen eins und vier zeigen eine deutliche Auflockerung, was mit den Ergebnissen der Schallemissionmessungen übereinstimmt. Die geringste Auflockerung zeigt Position drei, die unterhalb des Erhitzerelementes liegt.

An einem Teil der Probeflächen wurde die Verteilung und Ausrichtung der Korngrenzen statistisch ausgewertet (s. Abbildung 5-53). Die Ergebnisse (s. Tabelle 5-15) für die Positionen 1-3 zeigen eine bevorzugte Orientierung der Körner in Richtung 82°. Quantitativ ergibt sich eine gerichtete Reißdichte von 0.0861. Damit liegt die direkt bestimmte Reißdichte um mehr als einen Faktor acht über den aus den Geschwindigkeitswerten abgeleiteten Reißdichten. Eine solche Abweichung wurde bei den Proben unter einaxialem Druck nicht festgestellt. Diese große Differenz ist ein Anzeichen dafür, daß nur ein Bruchteil der kartierten Korngrenzen die Scherwelleneigenschaften meßbar beeinflußt. Da an dieser Probe aufgrund ihrer Größe keine Durchfärbeversuche unternommen werden konnten, wurde nicht festgestellt, inwieweit die Korngrenzen homogene Öffnungsweiten aufwiesen.

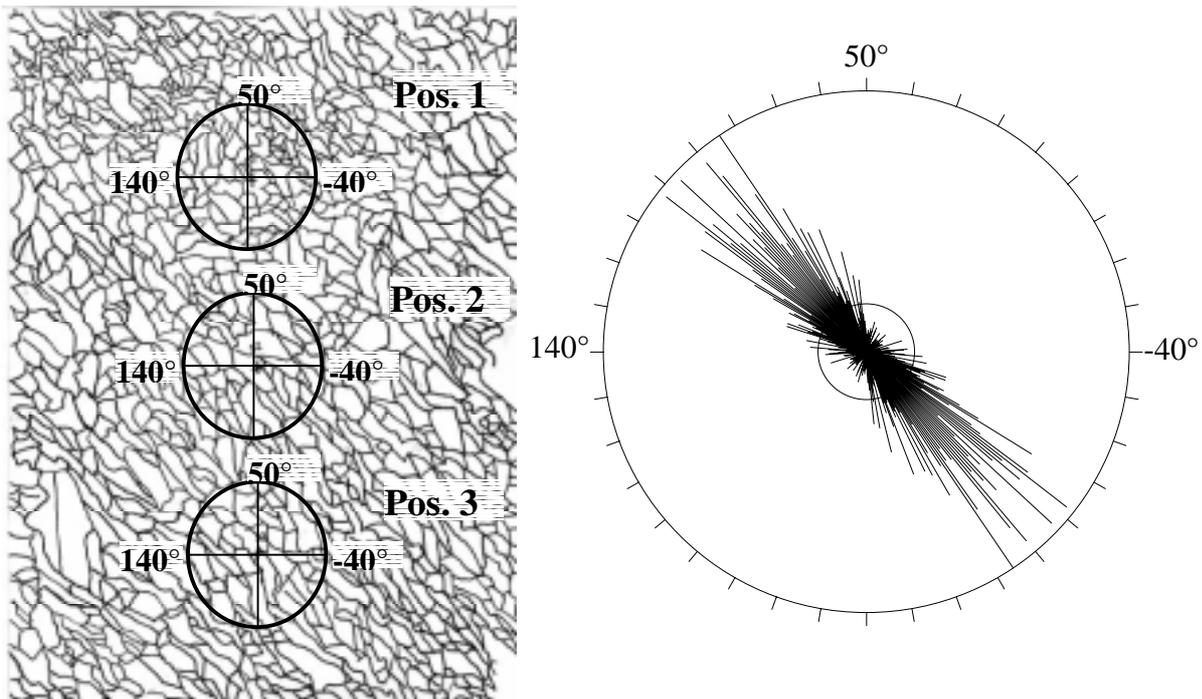


Abbildung 5-53: Statistische Auswertung der Verteilung der Korngrößen am Steinsalzwürfel für die Positionen 1-3

Position	N	Große Halbachse		Kleine Halbachse		Direkte Rißdichte	
		Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]	Länge [10^{-2} m]	Winkel [°]	zufalls- verteilt	gerichtet
1-3	896	1.216 ± 0.972	82 ± 51	0.520 ± 0.380	31 ± 39	0.3028	0.0861

Tabelle 5-15: Ergebnisse der statistischen Auswertung der Kornverteilung am Steinsalzwürfel

5.3.6 Zusammenfassung der Ergebnisse der Untersuchungen an Steinsalzproben

Die Messungen an den verschiedenen Steinsalzproben hatten zum Ziel zu untersuchen, inwieweit sich aus den Geschwindigkeiten von P- und S-Welle qualitative und quantitative Rückschlüsse auf die Gesteinsstruktur ziehen lassen. Mit Hilfe mechanischer und thermischer Belastung wurden unterschiedliche Rißdichten und Rißverteilungen in den Proben erzeugt. Die Rißbildung während der Belastungen konnte effektiv durch Registrierung der Schallemissionen in der Probe beobachtet werden. Mit zunehmender Rißdichte nehmen die P- und S-Wellengeschwindigkeiten ab. Die S-Wellengeschwindigkeit wird bei vielen Proben zunehmend polarisationsabhängig. Qualitativ lassen sich die Polarisationsrichtungen der maximalen

und minimalen Geschwindigkeit mit der Ausrichtung der Gesteinskörner korrelieren. Die maximale Scherwellengeschwindigkeit ergibt sich, wenn die Polarisationsrichtung der Welle in Richtung der größten Ausdehnung der Körner und somit in Richtung der kleinsten linearen Reißdichte liegt. Dies stimmt mit dem petrophysikalischen Modell von Hudson überein. Bei einaxialer Belastung der rotationssymmetrischen Bohrkerne sollte sich aufgrund der Spannungsverteilung eine ebenfalls rotationssymmetrische Reißverteilung ergeben. Die Experimente haben jedoch gezeigt, daß mit zunehmender Belastung der Proben ebenfalls die Polarisationsabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeiten wächst. Da diese Polarisationsabhängigkeit deutlich mit den Korngrenzen und Rissen korreliert werden kann, zeigt dies, daß trotz rotationssymmetrischer Spannungsverteilung anisotrope Eigenschaften im Gestein erzeugt werden. Die Anisotropien müssen daher schon vor der Belastung latent, in Form von Korndeformationen, vorhanden gewesen sein. Durch die Belastung wurde diese Eigenschaften verstärkt. Da allerdings keine Kornbilder einer Probe in Abhängigkeit von der Belastung aufgenommen wurden, ist dieses Verhalten lediglich indirekt durch das Verhalten der Scherwellengeschwindigkeiten erbracht. Die Genauigkeit der gleichzeitig bestimmten Q-Faktoren reicht meistens nicht aus, um eine Polarisationsabhängigkeit sicher feststellen zu können.

Darüber hinaus lassen sich aus der P- und S-Wellengeschwindigkeit unter Verwendung des petrophysikalischen Modells von Hudson quantitative Reißdichten herleiten. Dabei wird zwischen zufallsverteilten und gerichteten Rissen unterschieden. Bei der Bestimmung der zufallsverteilten Reißdichte ist die Wahl der Geschwindigkeit in der intakten Matrix als Referenzwert von besonderer Bedeutung. Akzeptable Übereinstimmungen zwischen abgeleiteter und direkt bestimmter Reißdichte lassen sich bei manchen Proben unter Verwendung der In-situ-Referenzwerte für Steinsalz erreichen. Die Bestimmung der gerichteten Reißdichte erfolgt aus der Polarisationsabhängigkeit der Scherwelle, so daß kein weiterer Referenzwert notwendig ist. Die Ergebnisse zeigen für fast alle Proben eine gute Korrelation zwischen der abgeleiteten und der direkt bestimmten gerichteten Reißdichte. Zwar stimmen die jeweiligen Werte nicht hundertprozentig überein, aber immerhin korrelieren die Werte gut genug miteinander, um die Reißdichte aus den Geschwindigkeitsmessungen abschätzen zu können.

Eine quantitative Ableitung der Reißdichten aus den Q-Faktoren ist nicht mit akzeptabler Genauigkeit möglich, da die Dämpfung nach dem petrophysikalischen Modell von Hudson neben der Laufzeit noch in dritter Potenz von der Reißlänge abhängt. Die Reißlänge ist aus der

statistischen Auswertung nur mit großer Standardabweichung erhältlich, so daß sich für die direkte Rißdichte ein zu großer Streuungsbereich ergibt, der keine verlässliche Korrelation mit den Geschwindigkeitswerten erlaubt.

Die Untersuchung der nichtlinearen Eigenschaften der seismischen Übertragungsfunktion erbrachte bei vielen Proben Hinweise darauf, daß diese Methode bei kleinen Drücken empfindlicher reagiert als die reinen Geschwindigkeitsmessungen. Bei einaxialen Drücken größer als 5-10 MPa wird der berechnete Nichtlinearitätsparameter zunehmend instabil, so daß sich keine Korrelation mit dem Druck ergibt.

Die durchgeführten Untersuchungen zielten darauf ab, die Polarisations- und Geschwindigkeitsverteilung an Steinsalzproben mit der Verteilung der Risse und Korngrenzen zu korrelieren. Zusätzliche Parameter, die für die Bestimmung von Permeabilitätseigenschaften von zentraler Bedeutung sind, wie z. B. Öffnungsweite und Verbindungsgrad, wurden nicht untersucht.

5.4 Experimentelle Untersuchungen an Anhydrit

Im Vergleich zum Steinsalz handelt es sich bei Anhydrit um ein weitgehend elastisches Gestein, das nur eine sehr geringe Kriechfähigkeit besitzt. In seinem elastischen Verhalten gleicht es daher mehr den Silikatgesteinen als dem Steinsalz.

5.4.1 Probenbeschreibung

Die untersuchten Anhydritproben stammten aus dem Hauptanhydrit (A3) von einem Versuchsort auf der 440-m—Sohle des Salzbergwerkes Bernburg. Die Bohrungen aus denen das verwendete Kernmaterial (Tabelle 5-16) gewonnen wurden, lagen im Bereich grobkörniger Anhydrit-Zementite (*Flach, Bode, 1995*).

Bezeichnung	Material	Herkunft	Abmessungen	Bemerkungen
A ₁	A3	Bernburg	L. 30.0 mm Ø: 80.1 mm	“Flache” Kerne
A ₂	A3	Bernburg	L. 30.0 mm Ø: 79.8 mm	“Flache” Kerne
Anh01	A3	Bernburg	L. 199.3 mm Ø: 98.5 mm	
Anh02	A3	Bernburg	L. 199.1 mm Ø: 99.1 mm	
Anh03	A3	Bernburg	L. 199.5 mm Ø: 99.4 mm	
Anh04	A3	Bernburg	L. 198.7 mm Ø: 98.0 mm	
A3-1	A3	Bernburg	L. 149.7 mm Ø: 72.3 mm	
A3-4	A3	Bernburg	L. 149.7 mm Ø: 72.3 mm	
A3-5	A3	Bernburg	L. 150.0 mm Ø: 62.2 mm	

Tabelle 5-16: Übersicht über die verwendeten Anhydritproben

5.4.2 Anhydritproben unter einaxialem Druck

„Flache“ Kerne

Zur Bestimmung der Referenzgeschwindigkeiten für rißlosen, intakten Hauptanhydrit wurden zwei Kerne mit einem Durchmesser : Längen-Verhältnis von 2 : 1 einaxialen Drücken bis 60 MPa ausgesetzt. Während der verschiedenen Belastungen wurde die P- und S-Wellengeschwindigkeit und –dämpfung in Druckrichtung gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5-54 und Abbildung 5-55 dargestellt. In Abhängigkeit vom Druck steigt die P-Wellengeschwindigkeit und –dämpfung im unteren Druckbereich stark an. Allerdings liegt die P-Wellengeschwindigkeit mit maximal 4970 m/s immer noch deutlich unter dem mittleren In-situ-Wert von 6092 m/s. Dies weist darauf hin, daß bei diesen Druckverhältnissen nicht alle Risse geschlossen wurden, und weiterhin von einer aufgelockerten Probe ausgegangen werden muß. Qualitativ korreliert der Verlauf der Q-Faktoren mit dem der Geschwindigkeit. Mit maximal 18 liegt der Q-Faktor deutlich unter einem ungefähren In-situ-Wert von 170. Allerdings können diese Werte auf Grund der unterschiedlichen Frequenzgehalte der verwendeten Signale nicht direkt miteinander verglichen werden.

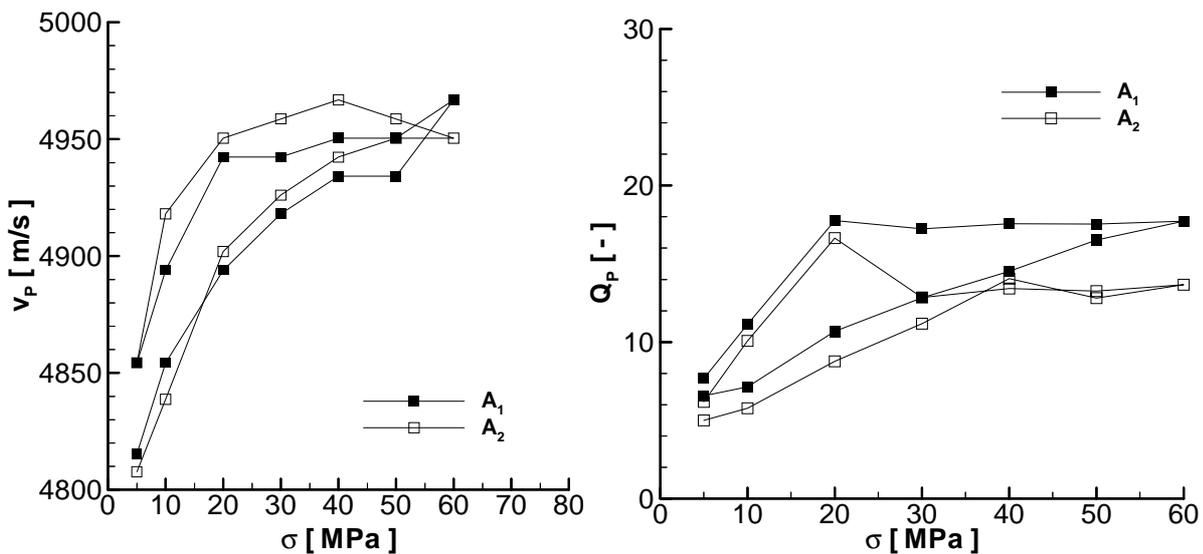


Abbildung 5-54: P-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung in Druckrichtung an "flachen" Kernen unter einaxialem Druck

Im Gegensatz zu den P-Wellen sind die Eigenschaften der S-Wellen vergleichsweise unabhängig vom Druck. Für jede Probe wurde an zwei unterschiedlichen Stellen die Scherwellengeschwindigkeit mit senkrecht zueinander stehenden Polarisationsrichtungen (S1, S2) gemessen. Aus Abbildung 5-55 ist ersichtlich, daß die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen verschiedene Geschwindigkeitswerte ergeben. Alle Werte liegen aber deutlich unterhalb der mittleren In-situ-Geschwindigkeit von 3280 m/s, was wie die P-Wellengeschwindigkeiten auf weiterhin aufgelockerte Proben hinweist. Unabhängig von der Probe liegen die Geschwindigkeiten der S1-Richtung um etwa 40 m/s über denen der S2-Richtung. Da vor dem Versuch die Vorlaufzeiten für jede Polarisationsrichtung einzeln bestimmt worden war, ist ein systematischer Fehler auszuschließen. Vielmehr muß es sich um die Auswirkungen gerichteter Risse handeln, deren Ausrichtung ungefähr mit der S2-Richtung übereinstimmt. Da von diesen Proben keine Korngrenzbilder angefertigt wurden, ist eine quantitative Überprüfung allerdings nicht möglich. Die Q-Faktoren zeigen keinerlei signifikanten Schwankungen über dem untersuchten Druckbereich. Während der Belastungen durchgeführte Schallemissionsmessungen ergaben keine Hinweise auf eine Rißneubildung.

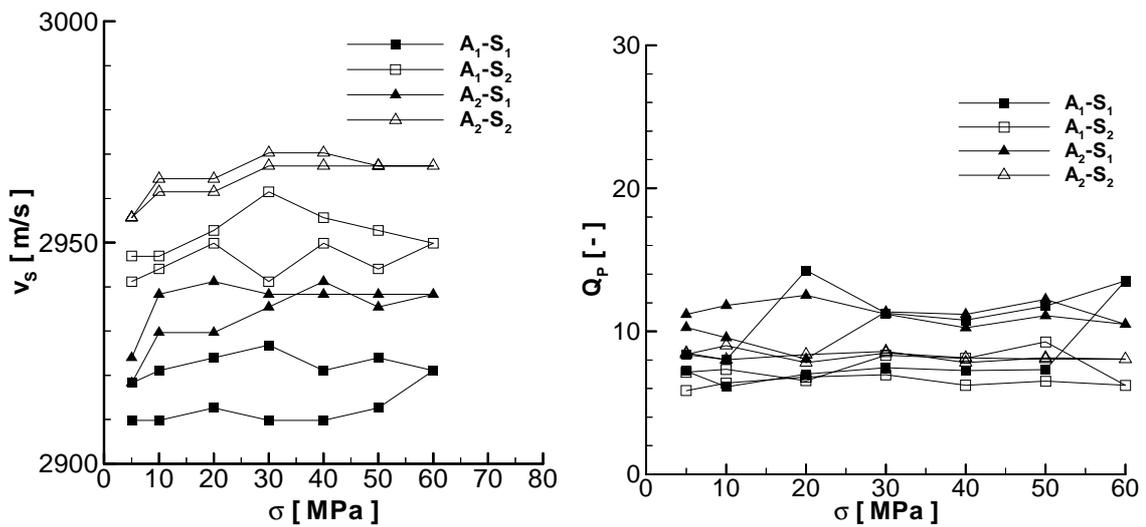


Abbildung 5-55: S-Wellengeschwindigkeiten und -dämpfung in Druckrichtung an "flachen" Kernen unter einaxialem Druck bei verschiedenen Polarisationsrichtung (S1, S2)

In einem nächsten Versuch wurden drei zylindrische Hauptanhydritproben (\varnothing 100 mm, L. 200 mm) unter einaxialen Druck gesetzt und die P- und S-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung während verschiedener Druckstufen quer zur Druckrichtung gemessen. Aus diversen Versuchen im gesteinsphysikalischen Labor der GRS war bekannt, daß die verwendeten Proben aus dem Bergwerk Bernburg im Durchschnitt eine Festigkeitsgrenze von 70-90 MPa besitzen. Um meßbare Effekte zu erzielen, ohne die Probe zu zerstören, wurde deshalb ein Druckbereich bis 70 MPa gewählt. Im Druckabständen von 10 MPa wurde die P-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung gemessen. Während des gesamten Versuchs wurde die Schallemissionsaktivität registriert, um einen Anhaltspunkt für den Grad der Rißbildung zu bekommen. Durch die Durchschallung mit verschiedenen Amplituden konnte der nichtlineare Anteil der seismischen Übertragungsfunktion bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5-56 bis Abbildung 5-58 dargestellt. Qualitativ ergeben sich die mit steigendem Druck zu erwartenden Effekte.

- Die Schallemissionsaktivität und die Rißbildung erhöht sich.
- Die P- und S-Wellengeschwindigkeiten nehmen ab.
- Die Q-Faktoren für P- und S-Wellen nehmen ab, die Dämpfungen ($1/Q$) steigen an.
- Der nichtlineare Anteil der seismischen Übertragungsfunktion erhöht sich.

Anhydritprobe „Anh01“

Diese Probe wurde bis 70 MPa einaxial belastet (s. Abbildung 5-56). Ab 20 MPa setzt eine geringe Schallemissionsaktivität („AE-Ereignisse“) ein, die sich erst bei Drücken über 60 MPa weiter erhöht. Die Geschwindigkeit der P-Welle quer zu Druckrichtung beträgt zu Beginn der Messungen 5585 m/s. Aus den bisher veröffentlichten Werten wurde für intakten Hauptanhydrit eine P-Wellengeschwindigkeit von 6092 m/s abgeleitet. Die untersuchte Anhydritprobe weist demnach schon vor Beginn der Messungen eine Auflockerung auf, die nach dem Modell von Hudson einer zufallsverteilten Rißdichte von 0.0582 entspricht. Mit zunehmendem Druck sinkt die P-Wellengeschwindigkeit kontinuierlich ab. Diese Tendenz beschleunigt sich bei Drücken über 60 MPa, was gut mit einer gleichzeitig stark ansteigenden Schallemissionsaktivität korreliert. Nach der Belastung bis 70 MPa zeigt die Probe nur noch eine P-Wellengeschwindigkeit von 5340 m/s, was nach dem Modell von Hudson mit einer Referenzgeschwindigkeit von 6092 m/s einer Rißdichte von 0.0846 entspricht. Im entlasteten Zustand wurde ein Q-Faktor von 150 bestimmt. Bis zu einem Druck von 30 MPa bleibt er konstant und sinkt dann im Mittel ab. Bei 70 MPa beträgt er nur noch 80. Eine quantitative Auswertung des Q-Faktors ist auch bei dieser Probe aufgrund der großen Fehlerbreite des Absolutwertes nicht möglich. Darüber hinaus ist zur Berechnung der Rißdichte aus den Q-Faktoren nach dem Modell von Hudson eine genaue Kenntnis des Rißradius notwendig, der während der Messungen nicht bestimmt wird. Der Nichtlinearitätsparameter (M) korreliert sehr gut mit der Schallemissionsaktivität. Bis zu einem Druck von 20 MPa bleibt er konstant und erhöht sich dann kontinuierlich. Qualitativ spiegelt der Kurvenverlauf die Schallemissionsaktivität und damit die Rißbildung wieder. Bei einer weiteren Belastung bis 80 MPa stieg die Schallemissionsaktivität extrem an, und die Probe zerbrach nach wenigen Sekunden.

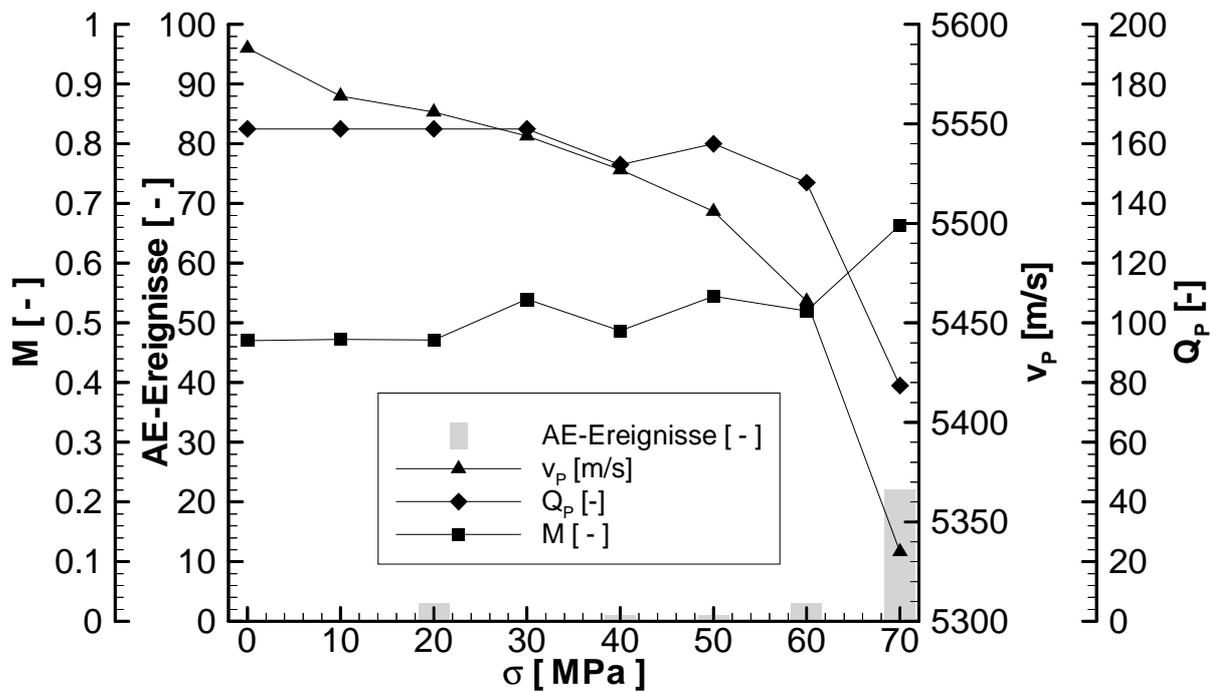


Abbildung 5-56: Seismische Eigenschaften der Hauptanhydritprobe „Anh01“ unter einaxialem Druck, Geschwindigkeit in Richtung senkrecht zum Druck

Hauptanhydritprobe „Anh02“

Bei der zweiten Hauptanhydritprobe (Abbildung 5-57) wurde ein ähnliches Verhalten wie bei der ersten Probe festgestellt. Die Schallemissionsaktivität nahm ab 30 MPa kontinuierlich zu. Bis zu einem Druck von 10 MPa nahmen die S- und P-Wellengeschwindigkeiten sowie der Q-Faktor der P-Welle zu. Anschließend sanken diese Parameter kontinuierlich ab. Der Nicht-linearitätsparameter (M) nimmt bis 10 MPa einaxialem Druck ab. Bei 35 MPa und 70 MPa steigt er sehr stark an, was nur teilweise mit der Schallemissionsaktivität korreliert. Die Abnahme der P-Wellengeschwindigkeit von 6000 m/s auf 5600 m/s impliziert nach Hudson eine Erhöhung der Rißdichte auf 0.0566. Die Abnahme der S-Wellengeschwindigkeit von 3100 m/s auf 3000 m/s entspricht nach Hudson einer Erhöhung der Rißdichte von 0.0772 auf 0.1183. Die Abnahme des Q-Faktors von 160 auf unter 20 würde eine Erhöhung der Rißdichte um 800 % bedeuten, falls der mittlere Rißradius konstant bleibt. Verdoppelt sich dagegen der mittlere Rißradius, so reicht schon eine kleine Erhöhung der Rißdichte aus, um die gemessene Verringerung des Q-Faktors zu erklären. Bei der Interpretation der Q-Faktoren ist es daher wichtig, den Rißradius abzuschätzen. Nimmt man dagegen eine Erhöhung der Rißdichte um 6 % an, so bedeutet dies eine Vergrößerung des mittleren Rißradius um lediglich 96 %. Für

eine verlässliche quantitative Interpretation der Dämpfung mit dem Modell von Hudson wäre daher eine möglichst genaue Bestimmung des Rißradius erforderlich.

Bei dieser Probe bleiben die P- und S-Wellengeschwindigkeiten über einen großen Druckbereich konstant obwohl die Schallemissionsaktivität eine Rißbildung belegt. In diesem Fall korreliert der Q-Faktor der P-Welle qualitativ sehr viel besser mit der Schallemissionsaktivität. Im Gegensatz zu der Probe „Anh01“ zeigt der Nichtlinearitätsparameter „M“ keine deutlichere Abhängigkeit von der Rißbildung als die Geschwindigkeiten.

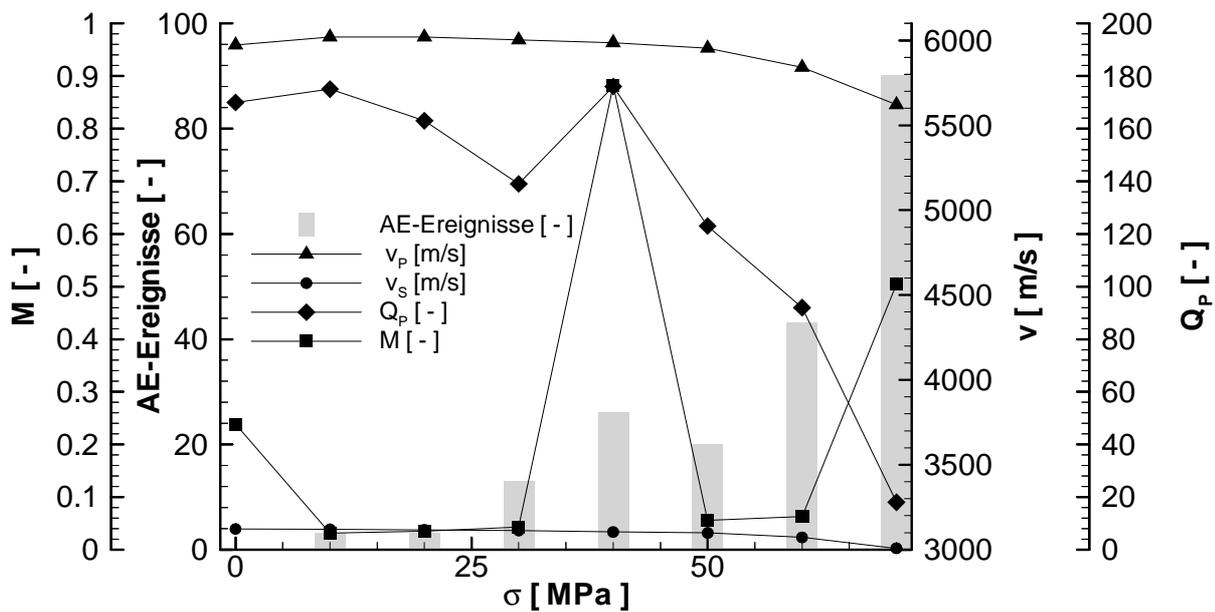


Abbildung 5-57: Elastische Eigenschaften der Hauptanhydritprobe „Anh02“ unter einiaxialer Druckbelastung, Geschwindigkeit in Richtung senkrecht zum Druck

Hauptanhydritprobe „Anh03“

Bei der Probe „Anh03“ wurde die P-Wellengeschwindigkeit in zwei zueinander senkrechten Richtungen gemessen (P_1 , P_2) sowie die Q-Faktoren der P- und S-Wellen bestimmt (s. Abbildung 5-58). Der Nichtlinearitätsparameter (M) wurde in diesem Versuch nicht gemessen. Es wurde nur ein maximaler Druck von 60 MPa verwendet. Auch bei der dritten Hauptanhydritprobe steigt die Schallemissionsaktivität bei einem Druck von ungefähr 30 MPa deutlich an. Die P_2 -Wellengeschwindigkeit steigt leicht an, während die anderen Parameter bis 15 MPa konstant bleiben. Danach verringern sich alle Werte kontinuierlich. Am deutlichsten ist diese Tendenz beim Q-Faktor der P-Welle. Er verringert sich von 170 bei 0 MPa auf

unter 80 bei 60 MPa. Wie schon bei der Probe „Anh02“ zeigt auch bei dieser Probe der Q-Faktor der P-Welle die deutlichste Abhängigkeit von der Schallemissionsaktivität. Der Q-Faktor der S-Welle liegt deutlich unterhalb der Werte für die P-Welle und zeigt nicht dessen konstantes Absinken mit zunehmendem Druck und höherer Schallemissionsaktivität.

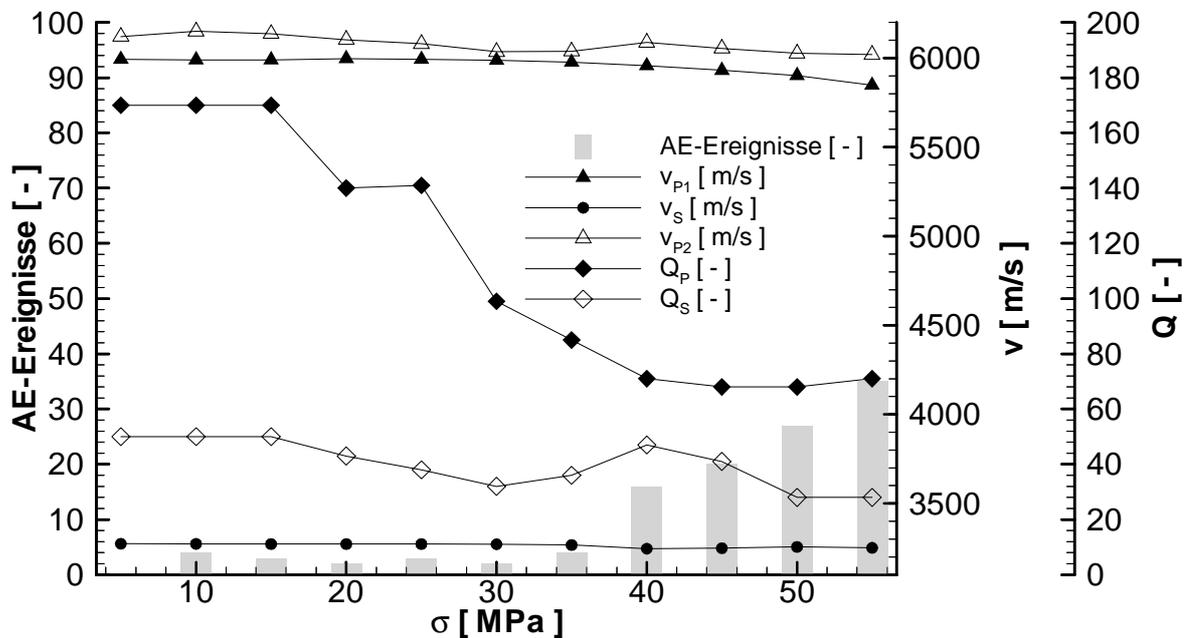


Abbildung 5-58: Elastische Eigenschaften einer Anhydritprobe (Anh03) unter einaxialem Druck, Geschwindigkeit in Richtung senkrecht zum Druck

Hauptanhydritprobe „Anh04“

Die vierte Hauptanhydritprobe wurde keinem Druck ausgesetzt. Es wurde lediglich die Winkelabhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung bestimmt (Abbildung 5-59). Die Geschwindigkeit variiert um maximal 0.6 %, der Q-Faktor um maximal 30 %. Mit maximal 3270 m/s liegt die Scherwellengeschwindigkeit nur wenig unter dem Referenzwert für eine intakte Matrix von 3285 m/s. Die Scherwellengeschwindigkeit zeigt weiterhin ein deutliches Minimum bei einem Polarisationswinkel von 120° , während die maximale Geschwindigkeit bei Polarisationswinkeln um 30° erreicht wird. Dies impliziert eine Ausrichtung der Risse in Richtung 30° . Die Verteilung des Q-Faktors zeigt im Gegensatz zur Geschwindigkeit keinen glatten Kurvenverlauf. Im Mittel liegt der bestimmte Q-Faktor bei 100.

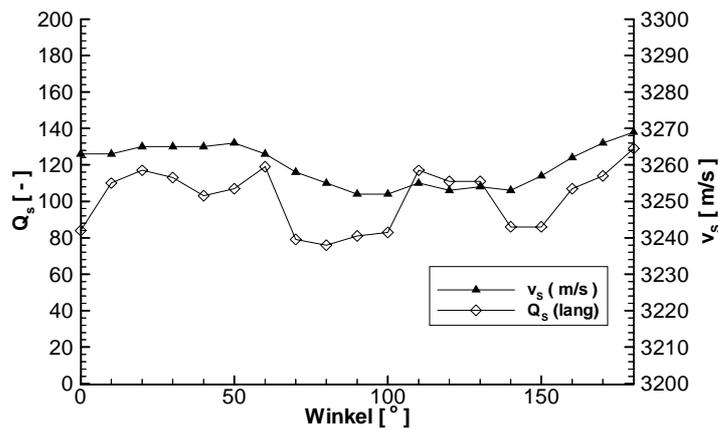


Abbildung 5-59: Polarisationswinkelabhängige elastische Eigenschaften einer unbelasteten Hauptanhydritprobe (Anh04)

Anhydritprobe „A3-1“

Diese Probe wurde nacheinander mit 50 MPa, 70 MPa und 80 MPa einaxial belastet. Während der Belastung wurde die P-Wellengeschwindigkeit senkrecht zur Druckrichtung und die Verformung in Druckrichtung gemessen. Die Spannungs-Dehnungs-Diagramme der ersten beiden Belastungen bis 50 MPa und 70 MPa sind in Abbildung 5-60 dargestellt. Aus der mittleren Steigung der Kurven läßt sich der jeweilige statische E-Modul ableiten. Für die erste Belastung ergibt sich ein E-Modul von 48 GPa. Beim zweiten Belastungszyklus bis 70 MPa wurde ein E-Modul von 65 GPa ermittelt.

Die Ergebnisse der dritten Belastung bis 80 MPa sind in Abbildung 5-61 dargestellt. Aus dem Spannungs-Dehnungs-Diagramm ergibt sich ein mittlerer statischer E-Modul von 58 GPa. Die P-Wellengeschwindigkeit schwankt vereinzelt, aber sinkt kontinuierlich von 6235 m/s bei 5 MPa auf 5930 m/s bei 80 MPa ab. Bei Entlastung bleibt die mittlere Geschwindigkeit mit 5950 m/s deutlich unter dem Ausgangswert. Die Ausgangsgeschwindigkeit von 6235 m/s liegt deutlich über der Referenzgeschwindigkeit von 6092 m/s. Aus diesem Grund kann keine absolute Auflockerung berechnet werden.

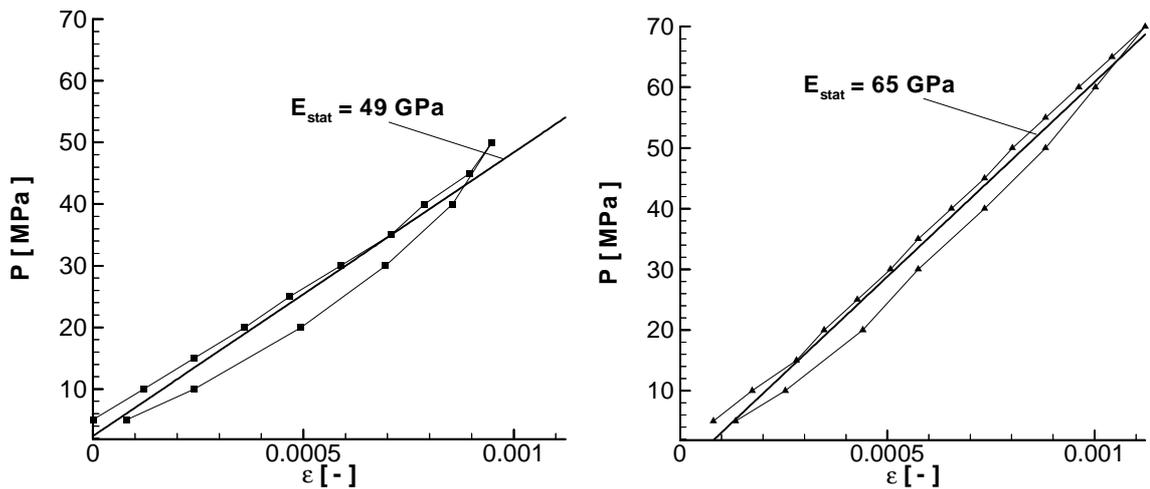


Abbildung 5-60: Spannungs-Dehnungs-Kurven für zwei aufeinander folgende einaxiale Belastungen des Bohrkerns "A3-1"

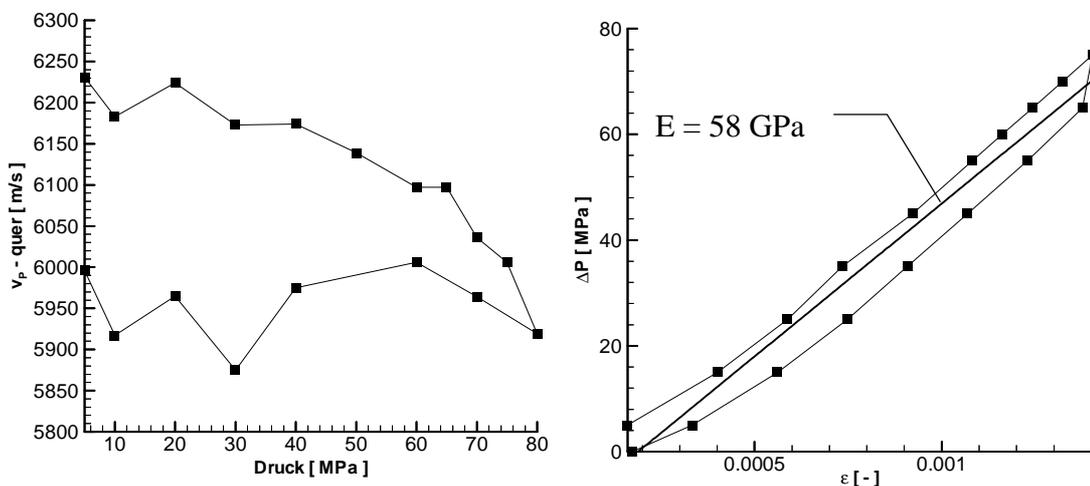
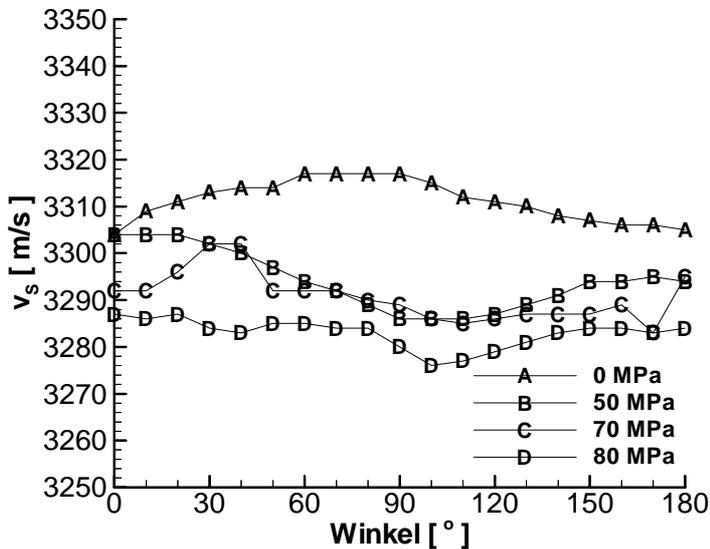


Abbildung 5-61: P-Wellengeschwindigkeit quer zur Druckrichtung und Spannungs-Dehnungs-Diagramm für die einaxiale Belastung am Bohrkern "A3-1"

In Abbildung 5-62 sind die polarisationsabhängigen S-Wellengeschwindigkeiten in Druckrichtung nach den verschiedenen Belastungsstufen dargestellt. Vor der ersten Belastung ($P = 0$ MPa) zeigte die Probe eine S-Wellengeschwindigkeit zwischen 3295 m/s und 3310 m/s, was einer Schwankung von ungefähr 0.5 % entspricht. Durch die Belastung sank die mittlere S-Wellengeschwindigkeit kontinuierlich ab, was auf die Bildung von Mikrorissen und Auflockerungen schließen lässt. Nach den Belastungen bis 50 MPa, 70 MPa und 80 MPa ließ sich ein Geschwindigkeitsminimum bei einem Referenzwinkel von 100° bestimmen. Die Schwankung zwischen Maximal- und Minimalwert liegt mit 0.5 % jedoch nahe an der Auflösungsgrenze. Das Absinken der maximalen Scherwellengeschwindigkeit von 3310 m/s auf

3287 m/s entspricht einer Erhöhung der zufallsverteilten Rißdichte um 0.00868. Aus der Differenz zwischen maximaler und minimaler Scherwellengeschwindigkeit nach der Belastung bis 80 MPa ergibt sich zusätzlich einer gerichtete Rißdichte von 0.00339.



Mittlere P-Wellengeschwindigkeit in Druckrichtung nach Belastung:

$$p_{\max} = 0 \text{ MPa} \Rightarrow v_p = 6087 \text{ m/s}$$

$$p_{\max} = 50 \text{ MPa} \Rightarrow v_p = 6043 \text{ m/s}$$

$$p_{\max} = 70 \text{ MPa} \Rightarrow v_p = 6024 \text{ m/s}$$

$$p_{\max} = 80 \text{ MPa} \Rightarrow v_p = 6015 \text{ m/s}$$

Abbildung 5-62: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit nach verschiedenen einaxialen Belastungen des Bohrkerns "A3-1"

Durch die Belastungen nahm auch die P-Wellengeschwindigkeit kontinuierlich ab. Insgesamt verringerte sich die P-Wellengeschwindigkeit in Druckrichtung um 2 % gegenüber dem Ausgangswert. Das Verhältnis von P- zu S-Wellengeschwindigkeit für Hauptanhydrit schwankt zwischen 1.8 und 1.9 und ist damit etwas höher als für Steinsalz, das bei 1.7 bis 1.8 liegt. Nach dem Modell von Hudson ergibt sich daraus eine größere Abhängigkeit der Änderungen der Geschwindigkeiten von der Rißdichte. Unter Verwendung einer Referenzgeschwindigkeit von 6092 m/s ergibt sich aus der gemessenen P-Wellengeschwindigkeit bei 80 MPa eine zufallsverteilte Rißdichte von 0.0098. Dies liegt deutlich über der Prognose aufgrund der Scherwellengeschwindigkeit. Dies verdeutlicht den starken Einfluß der jeweils gewählten Referenzgeschwindigkeit bei der quantitativen Berechnung der absoluten Rißdichten.

Die Bilder der zersägten Probe (s. Abbildung 5-63) zeigen eine stark erhöhte Rißdichte im Bereich eines der Durchschallungssensoren (A). Eine direkte Rißdichte für den quantitativen Vergleich mit den abgeleiteten Rißdichten läßt sich aus diesen Beobachtungen jedoch nicht herleiten.

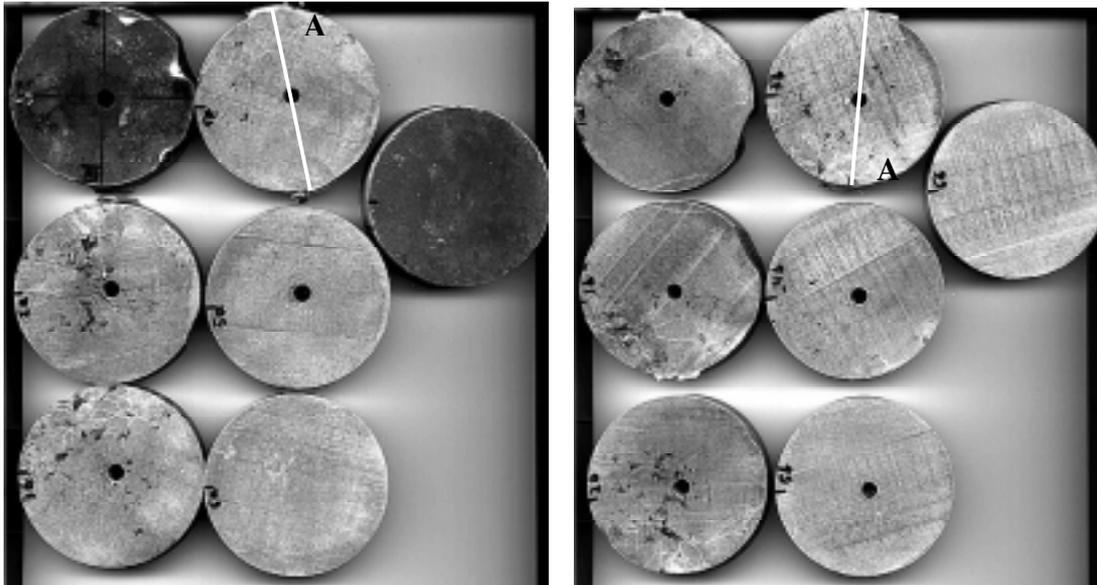


Abbildung 5-63: Direkte Ribestimmung an der Anhydritprobe "A3-1" (Weiße Linie: Durchschallungsstrecke der P-Wellen während der Belastung)

Der Verlauf des Nichtlinearitätsparameters M (s. Abbildung 5-64) zeigt eine uneinheitliche Abhängigkeit von den Belastungsstufen. Lediglich die Werte nach der ersten Belastungsstufe bis 50 MPa liegen höher als die restlichen Werte. Eine Polarisationsabhängigkeit ist während keiner Belastungsstufe eindeutig festzustellen, so daß in diesem Fall der Nichtlinearitätsparameter der S-Welle keine verwertbaren Interpretationshilfen bietet.

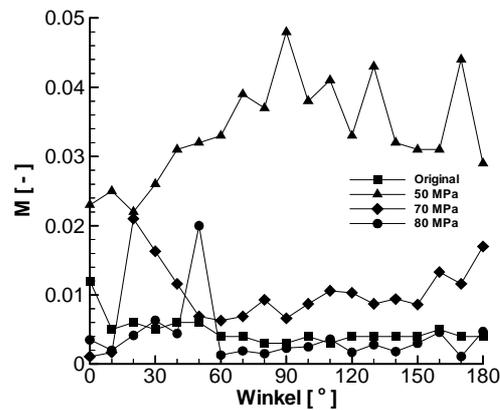


Abbildung 5-64: Nichtlineare Effekte der Scherwelle bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen und nach unterschiedlichen einaxialen Drücken

Anhydritprobe „A3-4“

Die Anhydritprobe „A3-4“ wies dieselben Abmessungen und Herkunft wie die Probe „A3-1“ auf. Sie hielt Belastungen bis 60 MPa stand und zerbrach bei einer geringfügig höheren Belastung von 65 MPa. Die Probe zeigt eine deutliche Abhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeit von der Polarisationsrichtung (s. Abbildung 5-65). Vor der Belastung betrug die maximale Scherwellengeschwindigkeit in Druckrichtung („laengs“) 3285 m/s und liegt damit bei ähnlichen Werten wie der Schwesterkern „A3-1“. Nach der ersten Belastung bis 40 MPa bleibt die Geschwindigkeitsverteilung nahezu unverändert erhalten. Erst nach einer weiteren Druckerhöhung bis 60 MPa sinkt die maximale Scherwellengeschwindigkeit auf 3260 m/s und die minimale Scherwellengeschwindigkeit auf 3210 m/s ab. Quer zur Druckrichtung ergeben sich ähnliche Geschwindigkeitswerte. Allerdings steigt in dieser Richtung die Geschwindigkeit nach der Belastung bis 40 MPa zunächst an. Anschließend verringert sich die Geschwindigkeit bei weiterer Belastung. Wie in Druckrichtung zeigt diese Probe eine klare Polarisationsabhängigkeit der Scherwellengeschwindigkeit, was auf die Existenz gerichteter Risse hindeutet, obwohl die Spannungsverteilung keine Transversal-Isotropie nahelegt.

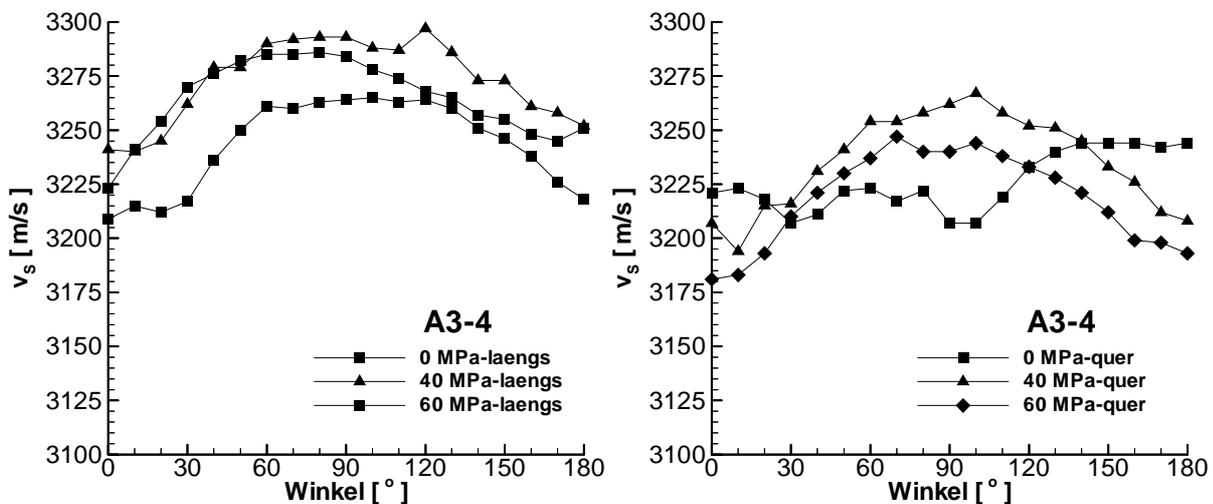


Abbildung 5-65: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit an der Probe A3-4 nach verschiedenen einaxialen Drücken in Druckrichtung (laengs) und quer zur Druckrichtung

Anhydritprobe „A3-5“

Allerdings wurde diese Probe nur mit Drücken bis 49 MPa in kleinen Schritten belastet, um speziell die Eigenschaften des Nonlinearitätsparameters in einem Druckbereich zu untersuchen, in dem die Scherwellengeschwindigkeit keine großen Änderungen zeigt. In Druckrichtung

tung sinkt die Scherwellengeschwindigkeit nur sehr wenig ab und zeigt auch keine eindeutige Polarisationsabhängigkeit (s. Abbildung 5-66). Quer zur Druckrichtung dagegen sinkt die Scherwellengeschwindigkeit dagegen deutlich ab, und es entwickelt sich eine leichte Polarisationsabhängigkeit mit einem Geschwindigkeitsminimum bei ungefähr 150°.

Der Q-Faktor in Druckrichtung (s. Abbildung 5-67) zeigt, wie die Geschwindigkeit, keine signifikante Veränderung oder Polarisationsabhängigkeit durch die Druckbelastung bis 49 MPa. Im Gegensatz zu den Messungen im Steinsalz ist die Fehlerbreite dieser Dämpfungsmessungen deutlich geringer und liegt bei ungefähr ± 2 .

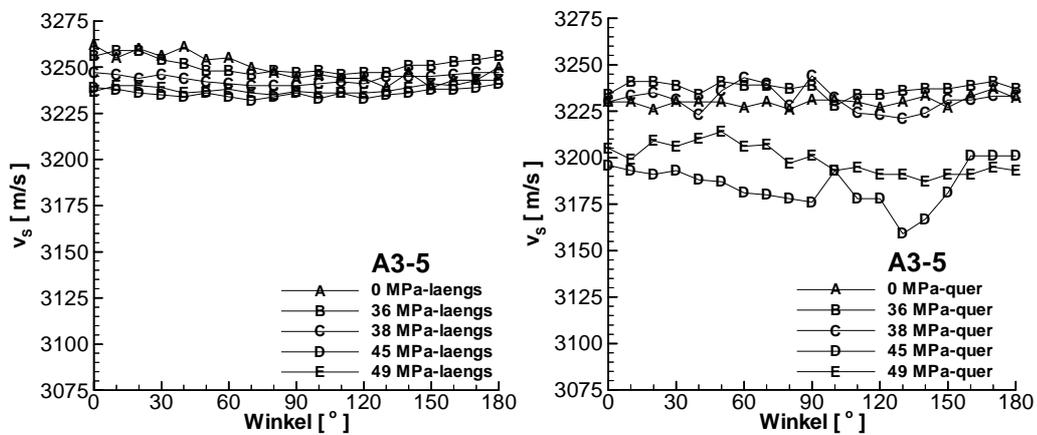


Abbildung 5-66: Polarisationsabhängige Scherwellengeschwindigkeit and der Probe A3-5 nach verschiedenen einaxialen Drücken in Druckrichtung (längs) und quer zur Druckrichtung

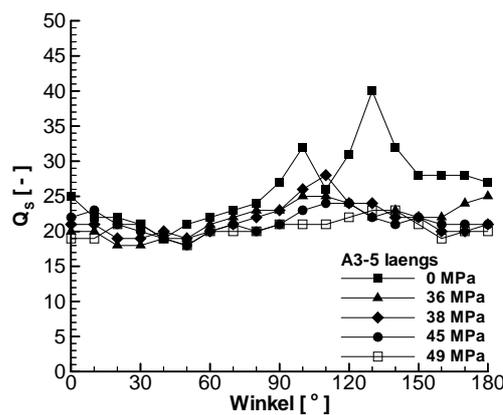


Abbildung 5-67: Polarisationsabhängiger Q-Faktor an der Probe A3-5 nach verschiedenen einaxialen Belastungen

Ein wesentliches Ziel der Untersuchungen an dieser Probe war das Verhalten des Nichtlinearitätsparameters, um zu klären, inwieweit dieser Parameter empfindlicher auf Gefügeänderungen reagiert als die Geschwindigkeiten. Der druckabhängige Verlauf des Parameters ist in Abbildung 5-68 dargestellt. In Druckrichtung („laengs“) sinkt der Parameter in der Probe A3-5, während er in der Probe A3-4 ansteigt. Quer zur Druckrichtung ergibt sich dasselbe uneinheitliche Bild. Allerdings verlaufen die Trends in den einzelnen Proben umgekehrt. Eine Polarisationsabhängigkeit des Nichtlinearitätsparameters lässt sich nicht feststellen.

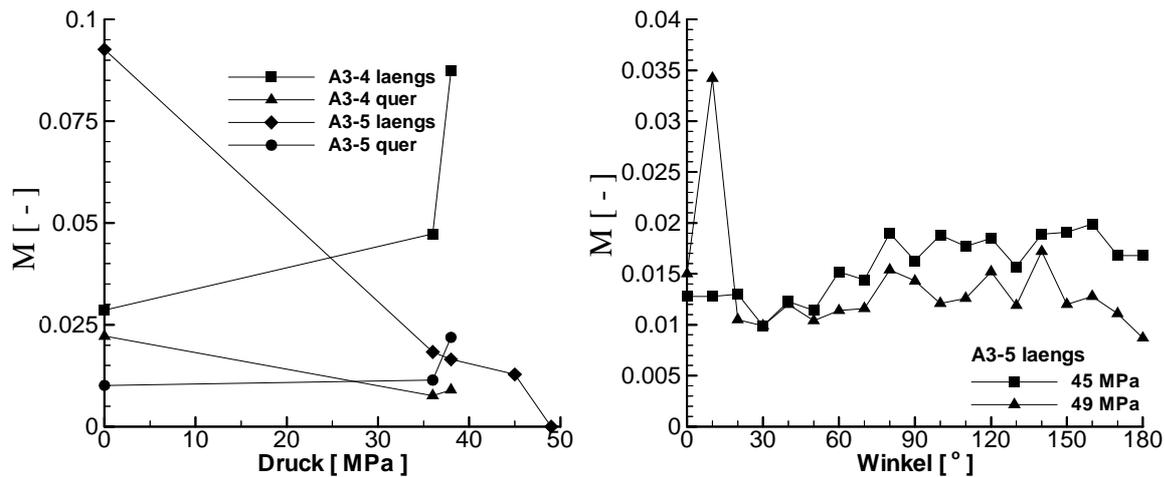


Abbildung 5-68: Polarisationsabhängiger Nichtlinearitätsparameter an der Probe “A3-5” nach verschiedenen einaxialen Belastungen

5.4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse der Untersuchungen an Anhydritproben

Hauptanhydrit besitzt im Gegensatz zu Steinsalz eine sehr viel höhere Festigkeit. Auf äußere Spannungen reagiert der Hauptanhydrit bis kurz vor dem Erreichen der Bruchspannung mit elastischer, reversibler Verformung. Dementsprechend zeigt Hauptanhydrit nur einen kleinen Spannungsbereich, in dem sich durch einaxialen Druck Mikrorisse im Gestein erzeugen lassen. Da in Abhängigkeit der genauen Mineralzusammensetzung und Probeneigenschaften die Bruchgrenze bei Standardkernen mit einem Durchmesser : Längen-Verhältnis von 1 : 2 zwischen 45 GPa und 80 GPa schwanken kann, ist a priori die Druckgrenze, bei der Mikrorißbildung einsetzt, nicht bekannt. Zum Auffinden dieser Druckschwelle hat sich der Einsatz der Schallemissionsmessungen bewährt.

Die direkte Bestimmung der Reißdichte war in den Hauptanhydritproben im Gegensatz zu den Steinsalzproben nicht möglich. Die extrem geringe Porosität und Permeabilität verhinderte ein Durchfärben der Proben. Korngrenzen konnten in dem Material nicht wie in den Steinsalzproben kartiert werden, da das Gestein sehr feinkörnig ist. Zwar konnten entlang der Auswertebenen einzelne Risse festgestellt werden, zur Erklärung der gemessenen Geschwindigkeiten waren die daraus bestimmten Reißdichten allerdings zu gering. Aus diesem Grund können die aus den Geschwindigkeiten abgeleiteten Reißdichten nicht direkt überprüft werden. Die Ergebnisse an den Steinsalzproben haben allerdings gezeigt, daß aus der Polarisationsabhängigkeit qualitativ verläßlich auf die Reißausrichtung geschlossen werden kann.

6 Diskussion

Die Ergebnisse der Untersuchungen der elastischen Eigenschaften von Steinsalz und Hauptanhydrit haben gezeigt, daß mit Hilfe von Durchschallungsexperimenten in diesen Gesteinen mehr als nur eine qualitative Beschreibung der integralen Gesteinseigenschaften möglich ist. Für eine quantitative Verknüpfung der seismischen Eigenschaften mit den Gesteinsparametern ist ein mathematisches Modell notwendig. Solche Modelle müssen vereinfachende Annahmen über die Gesteinszusammensetzung und den Gesteinsaufbau treffen, um eine mathematische Beschreibung zu ermöglichen. Im Vergleich zu anderen natürlichen Gesteinen nehmen Salzgesteine wie Steinsalz und Anhydrit eine gewisse Sonderrolle ein, da es sich oftmals um kompakte, homogene, teils monomineralisch zusammengesetzte trockene Gesteine handelt. Durch ihre sehr kleine Porosität ($< 1\%$) und die sehr geringe Fluidsättigung können Effekte, die auf Flüssigkeitsbewegungen zurückgeführt werden, vernachlässigt werden. Das Gestein kann durch ein homogenes Matrixmaterial mit darin enthaltenen Einschlüssen („Zwei-Phasen-Modell“) gut beschrieben werden. Wesentlichen Einfluß auf die seismischen Eigenschaften des Gesteins haben die in der Matrix enthaltenen Risse, obwohl die daraus resultierende Erhöhung der Volumenporosität sehr gering ist. Speziell für den Fall einer rissbehafteten Matrix wurde das Modell von *Hudson (1981)* entwickelt, das die Modellierung sowohl der seismischen Geschwindigkeiten als auch der Q-Faktoren in Abhängigkeit von der Polarisationsrichtung der einfallenden Welle erlaubt. Damit ist es mit diesem Modell möglich, den Einfluß gerichteter Risse, wie sie typischerweise in gerichteten Spannungsfeldern entstehen, zu berücksichtigen. Im Hudson-Modell ergibt sich für den Q-Faktor eine starke Abhängigkeit von der Frequenz des verwendeten Signals ($1/Q \sim \omega^3$) und dem Radius der im Gestein enthaltenen Risse ($1/Q \sim a^3$). Die Frequenzabhängigkeit ist ein Kennzeichen der Rayleigh-Streuung als zugrunde liegendem Dämpfungsmechanismus, wobei die Wellenlänge des Signals in derselben Größenordnung liegen muß wie die enthaltenen Inhomogenitäten. Aufgrund ihres kompakten Aufbaus und der sehr geringen Porosität zeigen Salzgesteine wie Steinsalz hohe seismische Geschwindigkeiten ($v_P \approx 4560$ m/s $v_S \approx 2600$ m/s), was bei in-situ Untersuchungen normalerweise zu Wellenlängen von mehreren Dezimetern führt. Daher kann lediglich bei Laborexperimenten mit hochfrequenten Signalen und den damit verbundenen kleinen Wellenlängen von einer Rayleigh-Streuung ausgegangen werden.

Die seismischen Geschwindigkeiten stellen auch unter schwierigen in-situ Bedingungen einen relativ einfach zu messenden Wert dar. Die Untersuchungen der integralen P- und S-Wellengeschwindigkeiten an Proben mit unterschiedlicher Rißdichte und während verschiedener Belastungsexperimente haben bestätigt, daß alleine diese Werte für eine qualitative Abschätzung der Gesteinsintegritt verwendet werden können. Gibt es darüber hinaus Anhaltspunkte dafür, daß die Risse im Gestein regellos verteilt liegen, kann aus einem Geschwindigkeitswert bereits eine quantitative Aussage über die Rißdichte getroffen werden. Sind die Risse nicht zufällig verteilt sondern weisen bestimmte Vorzugsrichtungen auf, so können diese entweder durch richtungs- (P-/S-Welle) oder polarisationsabhängige (S-Welle) Durchschallungen bestimmt werden. Unter Verwendung eines Referenzwertes für intaktes Matrixmaterial kann darüber hinaus noch eine quantitative Bestimmung der allgemeinen Auflockerung der Matrix abgeleitet werden. Trotz zahlreicher Geschwindigkeitsmessungen vieler verschiedener Autoren lassen sich selbst für so „einfach“ aufgebaute Gesteine wie Steinsalz und Anhydrit keine universell anwendbaren Referenzwerte angeben, da bei jeder Messung die jeweilige Experimentparameter den bestimmten Geschwindigkeitswert beeinflt. Dies beeinträchtigt die direkte Übertragbarkeit der an Laborproben gewonnenen Ergebnisse auf in-situ Situationen. Insbesondere werden bei in-situ Untersuchungen kleinere Signalfrequenzen und damit verbunden größere Wellenlängen verwendet. Da sich Gesteinseigenschaften wie Korngröße und Rißlänge zwischen Laborproben und in-situ Gestein nur wenig unterscheiden, ergibt sich für in-situ Untersuchungen ein anderes Verhältnis zwischen Wellenlänge und Rißgröße als für Laboruntersuchungen. Obwohl anhand von Untersuchungen an Laborproben eine generelle Bestimmung der Rißdichte möglich erscheint, sind unabhängig davon solche Zusammenhänge durch in-situ Experimente zu überprüfen.

Qualitativ korreliert die gemessene Polarisationsabhängigkeit der S-Wellengeschwindigkeit gut mit der Ausrichtung der Gesteinskörner und vorhandener Risse. In-situ ist die Bestimmung dieser Polarisationsabhängigkeit zwar mit erhöhtem logistischen Aufwand verbunden, doch können die Ergebnisse zur quantitativen Beurteilung des Gesteinszustandes verwendet werden. Insbesondere die Ausbildung spannungsinduzierter Auflockerungseffekte kann durch die Messung der anisotropen Eigenschaften besser erfaßt werden.

Nachdem die Korngrenzen und Risse optisch erfaßt worden waren, konnte unter verschiedenen vereinfachenden Annahmen eine Rißdichte direkt abgeleitet werden. Diese direkte Riß-

dichte wurde mit der Rißdichtenprognose aufgrund der Geschwindigkeitsmessungen verglichen. Es zeigte sich, daß die direkte Rißdichte und die Prognosen oftmals bis auf einen Faktor zwei übereinstimmen. Vereinzelt kommt es auch zu deutlich größeren Abweichungen. Wesentlichen Einfluß auf die seismischen Eigenschaften haben die Verhältnisse auf den Rißflächen selbst. Insbesondere die Öffnungsweite der Risse scheint dabei eine zentrale Rolle zu spielen (*Maxwell, per. comm.*). Mit Hilfe von Durchfärbeversuchen an einzelnen Proben wurde nachgewiesen, daß die Transporteigenschaften der Korngrenzen und Risse in einer Probe stark variieren können. Demzufolge ist auch nicht zu erwarten, daß alle optisch kartierten Korngrenzen denselben Beitrag zur Verringerung der seismischen Geschwindigkeiten leisten. Ein großer Teil der Abweichungen zwischen direkter Rißdichte und Rißdichtenprognose läßt sich damit erklären. Darüber hinaus ergibt die Erfassung der Rißdichte entlang zweidimensionaler Schnitte durch die Probe nur eine Näherung für die tatsächliche dreidimensionale Rißdichte. Allerdings stellt die explizite Messung dreidimensionaler Rißnetzwerke und Korngrenzverteilungen ein momentan noch nicht gelöstes Problem dar. Für eine Verbesserung der ermittelten quantitativen Korrelationen sollte daher die Bestimmung der direkten Rißdichte verbessert werden.

Prinzipiell können Rißdichtenprognosen auch aus der polarisationsabhängigen Bestimmung der Q-Faktoren gewonnen werden. Tatsächlich stecken in den Q-Faktoren mehr Informationen über den Gesteinsaufbau als in den seismischen Geschwindigkeiten. Dieser Vorteil wird aber oftmals mehr als ausgeglichen durch die hohen Anforderungen an die Meßkonfiguration, die eine amplitudengerechte Aufzeichnung des seismischen Signals stellt. Daher ist die Bestimmung des Q-Faktors in der Praxis meistens nur mit einem großen Fehler möglich. Bei den hier vorgestellten Messungen ließ sich nur vereinzelt eine Polarisationsabhängigkeit des Q-Faktors zweifelsfrei bestimmen. Eine quantitative Interpretation war aufgrund der Schwankungsbreite nicht möglich. Versuche mit breitbandigeren Signalen als den hier verwendeten können eventuell die Schwankungsbreite verkleinern.

In situ ist die generelle Bestimmung des Q-Faktors zwar möglich, aber die Messung der Polarisationsabhängigkeit mit mehr Schwierigkeiten verbunden als die Geschwindigkeitsmessungen. Dies gilt in erster Linie für die Ankopplungseffekte, die bei der Amplitudenauswertung entweder bekannt oder zumindest als konstant angenommen werden müssen. Des weiteren können Interferenzen und Streuungen das Amplitudensignal verfälschen, so daß der bestimm-

te Q-Faktor nicht mehr mit den petrophysikalischen Parametern des Gebirges korreliert werden kann. Selbst bei einem korrekt bestimmtem Q-Faktor müßte nach dem Modell von Hudson außerdem die Größe der vorhandenen Risse bekannt sein, um die Rißdichte ableiten zu können. Ist dagegen die Rißdichte aus den Geschwindigkeitsmessungen bekannt, kann der Q-Faktor unter vereinfachenden Annahmen zur Abschätzung der Rißgröße verwendet werden. Allerdings stellt die Messung der Schallemissionen und daraus die Ableitung der Herdparameter inclusive der Herdflächengröße die direktere Methode zur Abschätzung der Rißgröße dar.

Ähnlich wie der Q-Faktor stellen die nichtlinearen Eigenschaften der seismischen Übertragungsfunktion weitere Parameter zur Verfügung, die von den Gesteinseigenschaften beeinflußt werden. In einigen Fällen wurden gute Korrelationen dieser Parameter mit dem herrschenden Druck bei niedrigen Werten festgestellt. Anhand der Untersuchung zahlreicher Laborproben konnte bisher aber nicht zweifelsfrei nachgewiesen werden, daß diese Parameter generell empfindlicher auf Änderungen der Gesteinseigenschaften reagieren als die P- und S-Wellengeschwindigkeiten.

Sowohl die skalare, zufallsverteilte Rißdichte als auch eine richtungsabhängige Rißdichte oder Kornausrichtung können die Permeabilitätseigenschaften natürlicher Gesteine erheblich beeinflussen. Allerdings sind zu einer quantitativen Bestimmung der Gesteinspermeabilität weitere Parameter wie Verbindungsgrad und Öffnungsweite der Risse notwendig. Zwar beeinflussen auch diese Parameter die elastischen Eigenschaften des Materials, aber bisher fehlen mathematische Modelle, die quantitative Relationen herstellen. Ob letztendlich für trockene Gesteine eine Bestimmung der Permeabilität aus Messungen der elastischen Eigenschaften alleine möglich ist, ist fraglich. In den letzten Jahren wird darüber hinaus versucht, durch Messung elektrischer Eigenschaften auf Fließwege im Gestein zu schließen. Desweiteren streuen Parameter wie Rißdichte, Verbindungsgrad und Öffnungsweite in natürlichen Gesteinen über ein gewissen Bereich und können daher durch vereinfachende Modellannahmen nur ungenügend beschrieben werden.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen der Endlagersicherheitsforschung wurde in Deutschland Steinsalz in den letzten 20 Jahren als mögliches Wirtsgestein für ein untertägliches Endlager intensiv erforscht. Auch die elastischen und seismischen Eigenschaften der Salzgesteine waren Gegenstand zahlreicher Projekte im Rahmen dieser Forschungsarbeiten. Oftmals jedoch beschränkten sich die Untersuchungen auf eine integrale Bestimmung der P- und S-Wellengeschwindigkeit sowie eine qualitative Interpretation der Ergebnisse. Untersuchungen zur Korrelation mit gesteinsphysikalischen Parametern und insbesondere eine quantitative Interpretation wurden nicht durchgeführt. Des Weiteren wurden zahlreiche Lücken bei den selteneren Salzgesteinen wie Kainit, Kieserit, Sylvinit und anderen festgestellt. Nur wenige In-situ-Untersuchungen sind bei diesen Gesteinen vorhanden. Aus den bisherigen Ergebnissen wurden für Steinsalz und Hauptanhydrit Referenzgeschwindigkeiten für das intakte, rißlose Gestein ermittelt. Allerdings ergaben die durchgeführten Laboruntersuchungen, daß diese Referenzgeschwindigkeit nicht uneingeschränkt für alle Proben und Meßbedingungen anwendbar sind.

Zur quantitativen Korrelation der seismischen und dynamisch elastischen Eigenschaften mit dem gesteinsphysikalischen Zustand der Proben wurde aus einer Vielzahl von Modellen nach kritischer Durchsicht und Vergleich der vereinfachenden Annahmen und Randbedingungen das Modell von Hudson als das geeignetste für trockene Salzgesteine angesehen. Mit diesem Modell ist es möglich, sowohl zufallsverteilte als auch gerichtete Risse und deren Einfluß auf die elastischen Eigenschaften zu berücksichtigen. Neben den seismischen Geschwindigkeiten können mit diesem Modell seismische Dämpfungen und Q-Faktoren in Abhängigkeit vom Einfallswinkel und Polarisationswinkel der einfallenden Welle berechnet werden.

Über einaxiale, mechanische Belastung und lokale Aufheizung wurden in verschiedenen Proben unterschiedliche Rißdichten erzeugt. Vor, während und nach den Belastungen wurden die P-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung, die polarisationsabhängige S-Wellengeschwindigkeit und -dämpfung sowie die nichtlinearen Eigenschaften der seismischen Übertragungsfunktion in den Proben bestimmt. Aus diesen Parametern wurde eine Prognose der zufallsverteilten und gerichteten Rißdichte aufgrund des Modells nach Hudson erstellt. Mit Hilfe von Einfärbungen wurde die Rißdichte nach den Belastungen durch direkte optische Verfahren bestimmt und mit den Prognosen verglichen.

An verschiedenen Steinsalzproben mit unterschiedlichen Eigenschaften und Rißdichten wurden klare Abhangigkeiten der Scherwellengeschwindigkeit von der Polarisationsrichtung der Scherwelle festgestellt. Qualitativ korrelieren die Polarisationsrichtungen minimaler Scherwellengeschwindigkeit mit den Richtungen größter linearer Rißdichte. Umgekehrt entsprechen Polarisationsrichtungen maximaler Scherwellengeschwindigkeiten den Richtungen einer bevorzugten Kornausdehnung. Fur die quantitative Bestimmung der Rißdichte, sowohl aus den Geschwindigkeitswerten als auch aus den kartierten Korngrenzen, mußten verschiedene vereinfachende Annahmen getroffen werden. Trotzdem stimmten die direkt und indirekt bestimmten Rißdichten bei vielen Proben bis auf einen Faktor zwei uberein. Die parallel bestimmten Q-Faktoren der P- und S-Welle zeigten qualitativ eine Tendenz zu kleineren Werten mit größeren Rißdichten. Im Gegensatz zu den Geschwindigkeitswerten war eine quantitative Interpretation der Q-Faktoren aufgrund der hohen Fehlerbreite sowie der großen Abhangigkeit des Q-Faktors von der Rire nicht möglich. Die Messung der nichtlinearen Eigenschaften ergab lediglich fur sehr kleine Rißdichten qualitativ interpretierbare Ergebnisse. Bei größeren Rißdichten, bei denen bereits eine deutliche Geschwindigkeitsabnahme zu verzeichnen war, wurde der Nichtlinearitatsparameter instabil.

In den untersuchten Anhydritproben konnten nach verschiedenen einaxialen Belastungen polarisationsabhangige Scherwellengeschwindigkeiten gemessen werden. Die Bildung neuer Risse konnte effektiv durch die Aufzeichnung der Schallemissionen verfolgt und mit dem Absinken der P- und S-Wellengeschwindigkeit sowie der dazugehörigen Q-Faktoren korreliert werden. Im Gegensatz zu den Steinsalzproben war es bei den Anhydritproben nicht möglich, eine direkte Rißdichte zu ermitteln. Dies lag an der extrem feinkörnigen Struktur, der sehr geringen Permeabilitat und der dunklen Farbe der untersuchten Hauptanhydritproben. Eine quantitative Korrelation der Rissprognosen mit einer direkt bestimmten Rissdichte war daher nicht möglich.

Mit dem Nachweis der Polarisationsabhangigkeit der Scherwellengeschwindigkeit im Steinsalz und Anhydrit in Abhangigkeit der vorhandenen Korn- und Ristruktur sowie dem Nachweis der quantitativen Anwendbarkeit des petrophysikalischen Modells von Hudson können in Zukunft die Gesteinseigenschaften von Steinsalz und Hauptanhydrit im Labor und in situ genauer erfaßt und quantitativ erklart werden. Die resultierende geotechnische Beschreibung

des Gesteins kann zur Klärung von Fragestellungen im Endlager- und Kavernenbau verwendet werden.

8 Anhänge

8.1 Das Modell nach Kuster, Toksöz

Nach dem 2-Phasen-Modell von *Kuster, Toksöz (1974)* besteht das Gestein aus einer homogenen Matrix mit ellipsoidförmigen Einschlüssen. Diese Einschlüsse dürfen ein frei wählbares Achsenverhältnis aufweisen. Darüber hinaus werden folgende Annahmen getroffen (*Wang, Nur, 1992*):

1. Die Einschlüsse (Poren) sind in der Matrix zufallsverteilt
2. Die Einschlüsse (Poren) sind schwach verteilt und überlappen sich nicht gegenseitig
3. Die benutzte Wellenlänge ist sehr viel größer als die Größe der Einschlüsse (Poren)

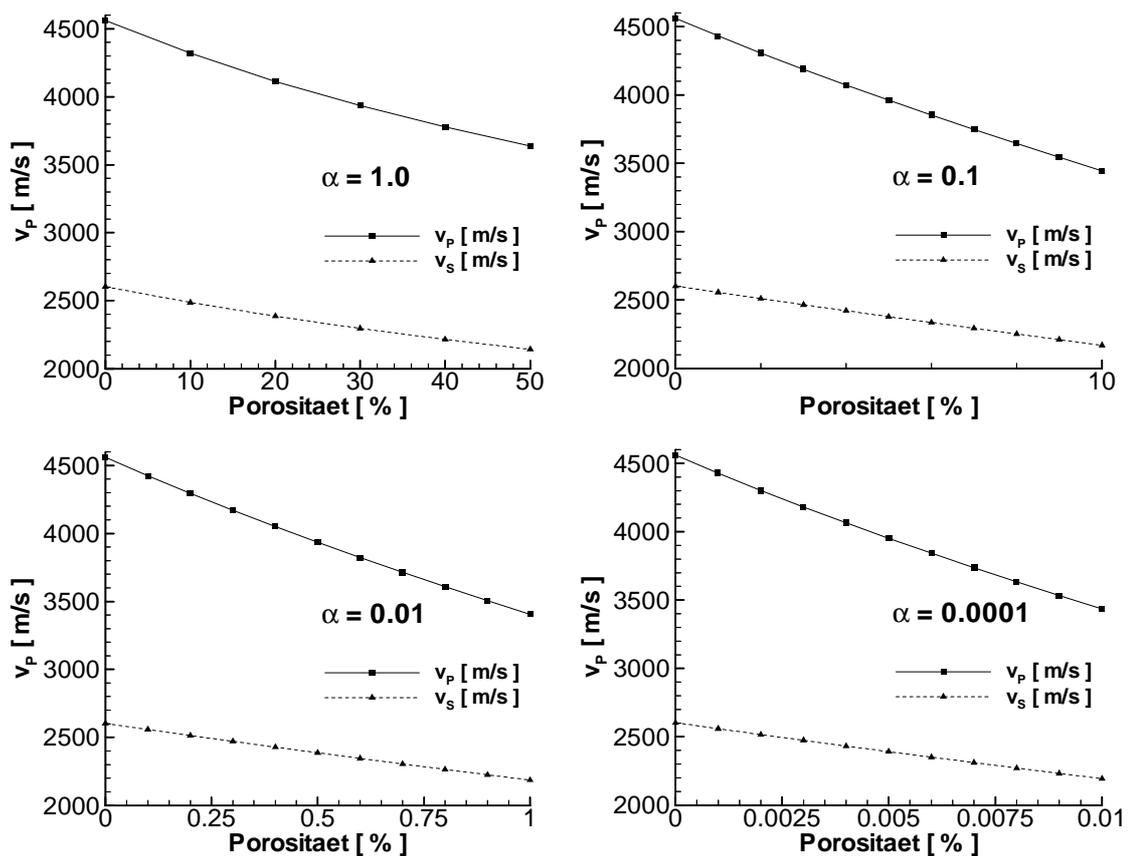


Abbildung A- 1: Modellvorhersagen für trockenes Steinsalz nach *Kuster, Toksöz (1974)*

Bezüglich der genauen mathematischen Formulierung des Modells siehe *Kuster, Toksöz (1974)* oder *Wang, Nur (1992)*. Eine Erweiterung des Modells auf verschiedene Einschluß-

geometrien findet sich bei *Berryman (1992)* oder *Mavko, Mukerji, Dvorkin (1998)*. Die Modellvorhersagen (v_p , v_s) für Steinsalz bei verschiedenen Porositäten (Φ) und Achsenverhältnissen (β) sind in Abbildung A-1 dargestellt. Um eine gegenseitige Beeinflussung der Risse untereinander auszuschließen, ist das Modell auf kleine Porositäten mit $\Phi/\beta < 1$ beschränkt. In erster Näherung kann die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Rißdichte und dem Achsenverhältnis mit

$$\boxed{v_p(\Phi, \beta) = 4560 \frac{\text{m}}{\text{s}} - 10 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{\Phi[\%]}{\beta}} \quad \text{und} \quad \boxed{v_s(\Phi, \beta) = 2603 \frac{\text{m}}{\text{s}} - 4 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \frac{\Phi[\%]}{\beta}} \quad [\text{A1}]$$

bestimmt werden.

In Abbildung A – 1 sind die (exakten) Modellvorhersagen für trockenes Steinsalz nach *Kuster, Toksöz (1974)* dargestellt. Als Ausgangswerte für intaktes Steinsalz wurden aufgrund der Literaturwerte (s. Kapitel 2.3) $v_p = 4560 \text{ m/s}$ und $v_s = 2603 \text{ m/s}$ gewählt.

Nach diesem Modell hängen die dynamisch, elastischen Eigenschaften des Gesteins stark vom Achsenverhältnis der enthaltenen Mikrorisse ab. Je kleiner das Achsenverhältnis (α) der Poren ist, desto stärker ist die Abhängigkeit der Geschwindigkeiten von der Porosität (Φ). Über den gesamten Gültigkeitsbereich des Modells ($\Phi/\beta < 1$) sinkt die P-Wellengeschwindigkeit auf ca. 78 % und die S-Wellengeschwindigkeit auf ca. 85 % der Ausgangswerte. Die Rißdichte nach Hudson und die Porosität im Kuster-Modell lassen sich unter Verwendung des Achsenverhältnisses (β) ineinander umrechnen gemäß:

$$\boxed{\Phi = (v \cdot a^3) \cdot \frac{4}{3} \pi \cdot \beta} \quad \text{bzw.} \quad \boxed{(v \cdot a^3) = \frac{3}{4 \cdot \pi} \cdot \frac{\Phi}{\beta}} \quad [\text{A2}]$$

Danach entspricht rein rechnerisch einer Porosität von 0.01 % bei einem Achsenverhältnis von 10^{-4} eine Rißdichte von $(v a^3) = 0.24$, was deutlich über der Gültigkeitsgrenze für das Hudson-Modells von $(v a^3) = 0.1$ liegt.

8.2 Das Modell nach O'Connell, Budiansky

Die meisten gesteinsphysikalischen Modelle für rißbehaftete Gesteine verwenden die elastische Deformationen an einem einzelnen Einschuß in einer unendlich ausgedehnten Matrix. Anschließend werden mit verschiedenen Verfahren die effektiven elastischen Eigenschaften für eine Verteilung dieser Einschlüsse bestimmt (Mavko, Mukerji, Dvorkin, 1998). Sowohl das Modell nach Hudson als auch das Modell nach Kuster, Toksöz ist auf kleine Rißdichten beschränkt. Eine relativ erfolgreiche Methode um den Geltungsbereich der Modelle auf höhere Rißdichten zu erweitern ist die selbstkonsistente Näherung (Budiansky, 1965, Budiansky, O'Connell, 1976, O'Connell, Budiansky, 1977, Hill, 1965, Wu, 1966). Wie bei vielen anderen Modellen liegt auch diesem Ansatz die mathematische Lösung für die Deformation an einem einzelnen Einschuß zugrunde. Allerdings wird beim selbstkonsistenten Ansatz der Einfluß der Wechselwirkungen zwischen den Rissen durch ein Matrixmaterial mit entsprechend effektiven Eigenschaften ersetzt. Populär wurde diese Methode durch Veröffentlichungen von O'Connell und Budiansky (z. B. O'Connell, Budiansky, 1974). Demnach gilt für den effektiven Kompressionsmodul (K_{SC}) und den effektiven Schermodul (μ_{SC}) von einem Gestein mit trockenen „Penny“-förmigen zufallsverteilten Rissen:

$$\boxed{\frac{K_{SC}}{K} = 1 - \frac{16}{9} \left(\frac{1 - \chi_{SC}^2}{1 - 2 \cdot \chi_{SC}} \right) \cdot (v \cdot a^3)} \quad \boxed{\frac{\mu_{SC}}{\mu} = 1 - \frac{32}{45} \frac{(1 - \chi_{SC}) \cdot (5 - \chi_{SC})}{(2 - \chi_{SC})} \cdot (v \cdot a^3)} \quad [B1]$$

μ und K sind dabei der Scher- und Kompressionsmodul des intakten Gesteins. Die effektive Poissonzahl (χ_{SC}) ist mit dem Rißdichtenparameter (va^3) verbunden durch die Beziehung:

$$(v \cdot a^3) = \frac{45}{16} \frac{(\chi - \chi_{SC})(2 - \chi_{SC})}{(1 - \chi_{SC}^2)(10\chi - 3\chi \cdot \chi_{SC} - \chi_{SC})} \quad [B2]$$

Näherungsweise gilt:

$$\boxed{\chi_{SC} = \chi \cdot \left(1 - \frac{16}{9} (v \cdot a^3) \right)} \quad [B3]$$

Unter Verwendung dieser Beziehungen lässt sich die Poissonzahl, der normierte Kompressionsmodul und der normierte Schermodul in Abhängigkeit von der Rißdichte berechnen (Abbildung B - 1).

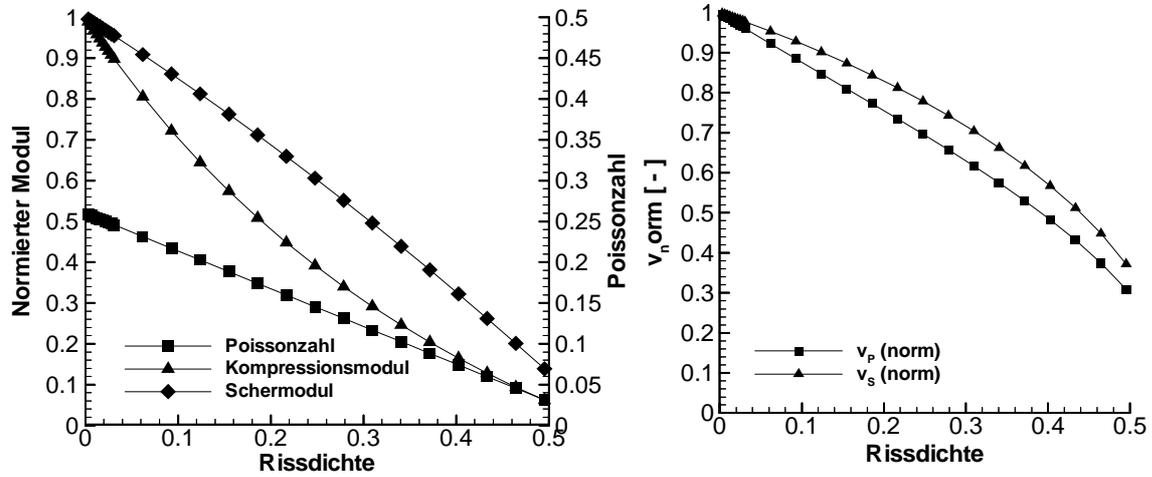
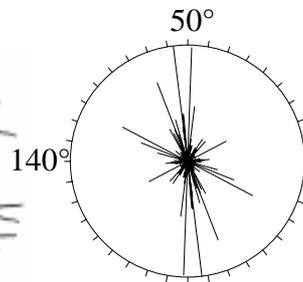


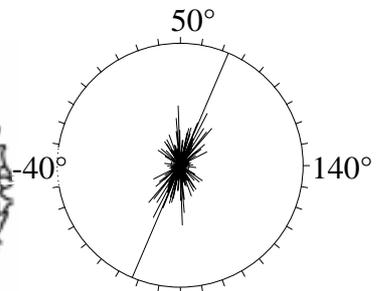
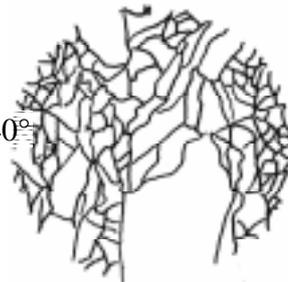
Abbildung B - 1: Normierter Kompressions- und Schermodul sowie Poissonzahl in Abhängigkeit von der Rißdichte nach dem Modell von *O'Connell, Budiansky (1974)*

8.3 Kornbilder und Häufigkeitsverteilungen von verschiedenen Steinsalzproben

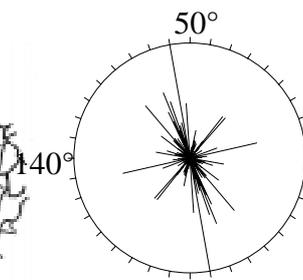
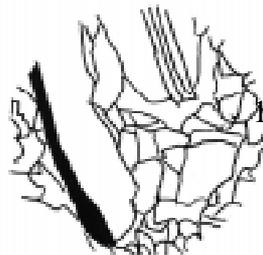
H1-1S



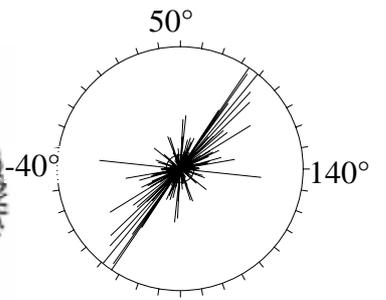
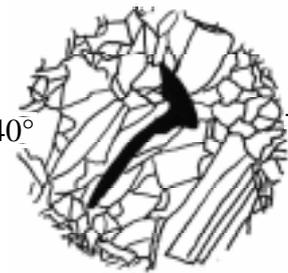
H1-1E



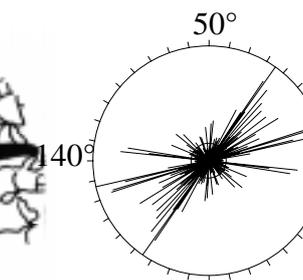
H3-1S



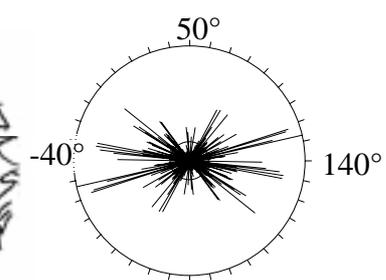
H3-1E



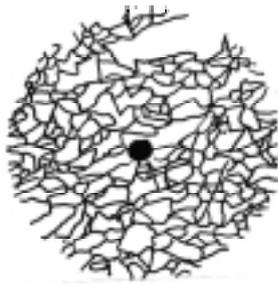
H4-1S



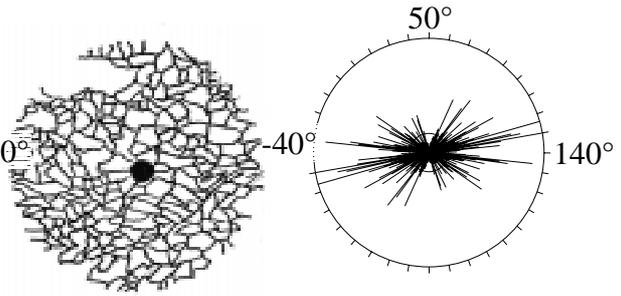
H4-1E



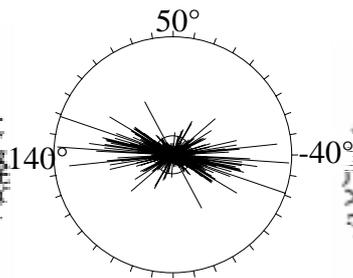
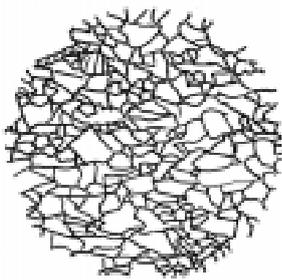
K2-1u



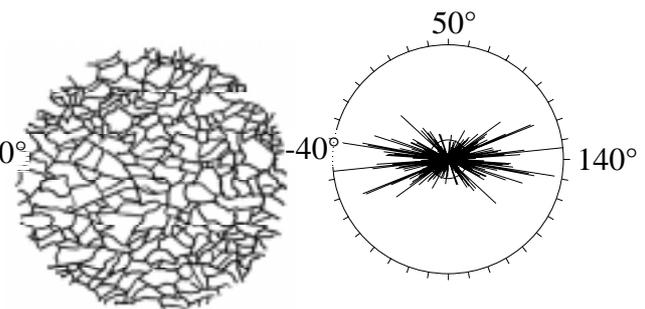
K2-2o



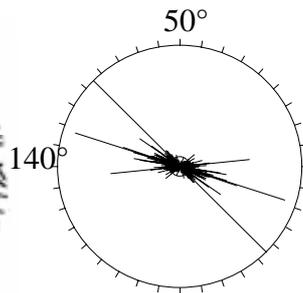
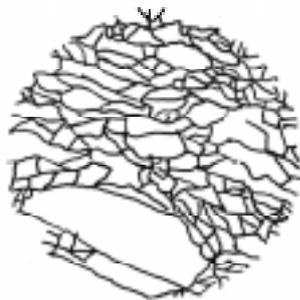
K2-2u



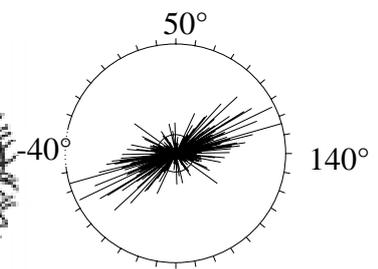
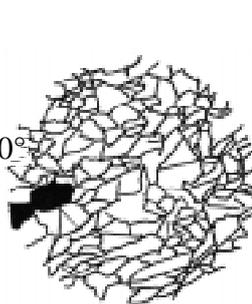
K2-3o



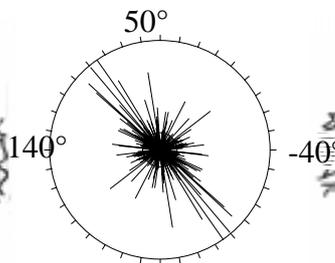
K4-1S



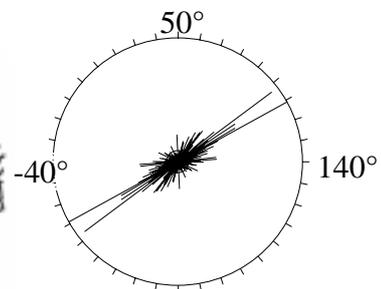
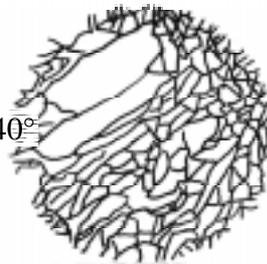
K4-1E



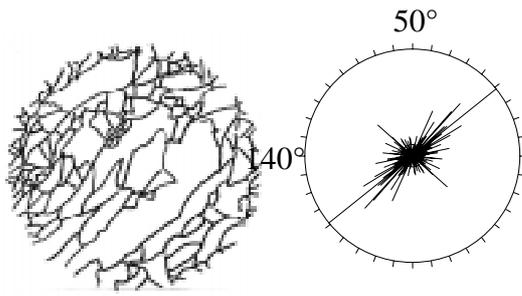
W1-1S



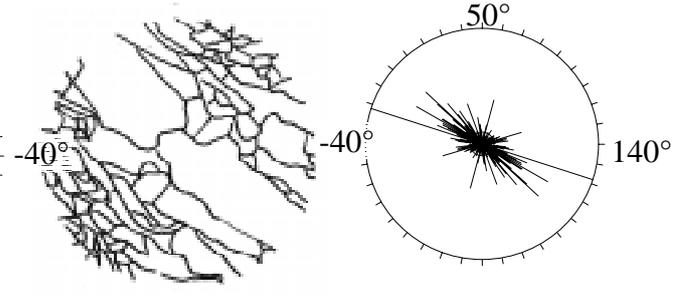
W1-1E



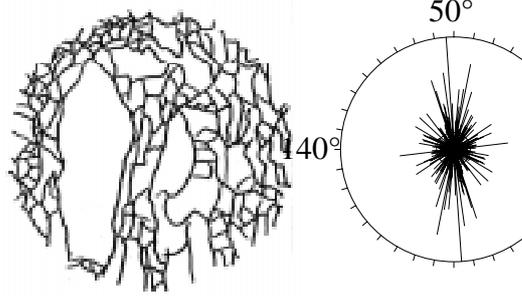
W2-1S



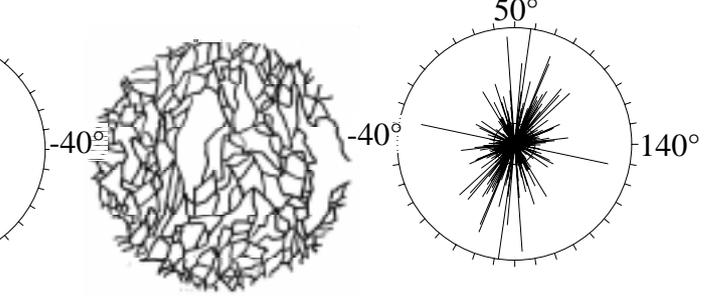
W2-1E



W3-1S



W3-1E



9 Literaturverzeichnis

- Anderson, A., Hart, S. 1978: Attenuation models of the earth, *Phys. Earth Plan. Int.* 16, 289-306.
- Ass'ad, J. M., Tatham, R., McDonald, J. A., 1992: A physical model study of microcrack-induced anisotropy, *Geophysics*, 57, 1562-1570.
- Autorenkollektiv, 1978: Festigkeits- und Verformungsverhalten von Steinsalz und Grundlagen der Berechnung des Spannungs- und Verformungszustandes des Salzgebirges um untertägige Hohlräume, *Freiberger Forschungshefte A 598*, Leipzig.
- Autorenkollektiv, 1985: Untersuchung endlagerrelevanter Vorgänge vor, während und nach der Flutung des Kalisalzbergwerkes Hope, *GSF-Bericht 12/85*, München.
- Baar, C.A., 1977: *Applied Salt-Rock Mechanics*, Elsevier.
- Berryman, J. G., 1992: Single scattering approximation for coefficients in Biot's equation of poroelasticity, *J. Acoust. Soc. Am.*, 74, 1805-1812.
- Billings, S.A., Fakhouri, S.Y., 1980: Identification of nonlinear system using correlation analysis and pseudo random inputs, *Int. J. Syst. Science* 11, 261-279.
- Biot, M. A., 1956: Theory of propagation of elastic waves in fluid saturated porous solid: I. Low frequency range and II. Higher-frequency range. *J. Acoustic Soc. Am.*, 28, 168-191.
- Blair, 1990: A direct comparison between vibrational resonance and pulse transmission data for assessment of seismic attenuation in rock, *Geophysics* 55, 51-60.
- Borchert, H., Dreyer, W., 1969: Zur festigkeitsmechanischen Klassifikation sehr verschiedenartiger Gesteine, *Bergbau-Wissenschaften*, 16, Nr.5
- Bourbié, T., Coussy, O., Zinszner, B., 1987; *Acoustics of Porous Media*, Éditions Technip.
- Breidenich, G., 1993: Gekoppelte Berechnung der thermomechanischen Feldgrößen in einer Steinsalzformation infolge der Einlagerung radioaktiver wärmefreisetzender Abfälle, *Dissertation, RWTH Aachen*.
- Brodsky, N. S., 1993: Thermomechanical Damage Recovery Parameters for Rock Salt from the Waste Isolation Pilot Plant, *Sandia Nat. Lab. SAND-93-7111*.
- Brühl, M., Vermeer, G.J.O., Kiehn, M., 1996: Fresnel zones for broadband data, *Short Note, Geophysics* 61, 600-604.
- Budiansky, B., 1965: On the elastic moduli of some heterogeneous materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 13, 223-227.
- Budiansky, B., O'Connell, R. J., 1976: Elastic moduli of cracked solids. *Int. J. Solids and Structures*, 12, 81-97
- Buttkus, B., 1991: *Spektralanalyse und Filtertheorie in der Angewandten Geophysik*, Springer-Verlag.
- Charlez, P.A., 1991: *Rock Mechanics Vol. 1: Theoretical Fundamentals*, Éditions Technip.
- Crampin, S., 1984: An introduction to wave propagation in anisotropic media, *Geophys. J. R. astr. Soc.* 76, 17-28.

- Crampin, S., Bush, L., Naville, C., Taylor, D. B., 1986: Estimating the internal structure of reservoirs with shearwave VSPs: The Leading Edge, 5, 11, 35-39.
- Crampin, S., Lovell, J.H., 1991: A decade of shear-wave splitting in the Earth's crust: what does it mean ? what use can we make of it ? and what should we do next ?, Geophys. J. Int. 107, 387-407.
- Crampin, S., Leary, P.C., 1993: Limits to crack density: the state of fractures in crustal rocks. Int. SEG Meeting, Washington.
- Cruts, H.M.A., Groenenboom, J., Duijndam, A.J.W., Fokkema, J.T., 1995. Experimental verification of stress-induced anisotropy Expanded Abstracts, Soc. Expl. Geophys., 65th Annual International Meeting, 894-897.
- Deschamps, R., 1977: Inversion of the attenuation data of free oscillations of the earth, Geophys. J. 50, 699-722.
- Deutsches Atomforum (Hrsg), 1995: Zahlen & Fakten zur Kernenergie, Inforum-Verlag.
- Dreyer, W., 1974: Gebirgsmechanik im Salz, Ferdinand-Enke-Verlag.
- Dürr, Gaefe, Liedtke, Meister, D., 1983: Evaluation of rock salt pillar stability, 6. International Symposium on Salt, Vol. 1.
- Dürr, K., Meister, D., 1984: Evaluation of pillar deformation and stability in a salt mine utilizing acoustic emission, mine survey and rock deformation data, 3rd Conference on Acoustic Emission / Microseismic Activity in Geologic Structures and Materials, Trans Tech Publications, Clausthal / Germany.
- Duren, R.E., Trantham, E.C., 1997: Sensitivity of the dispersion correction to Q error, Short Note, Geophysics 62, 288-290.
- Duyster, J., 1997: DIANA – Digital Image Analysis, Benutzerhandbuch, Windischeschbach.
- El-Karami, M., F., 1965: Ultraschallmessungen an Salzgesteinen unter axialem Druck zur Klärung des abweichenden Verhaltens des Salzes von der Idealelastizität und seiner Anisotropie, Bergbauwissenschaften, 12, 7/8, 145-155.
- Fischle, W.R., Schwieger, K., 1987: Untersuchungen an einem Abschlußbauwerk im Kalisalzbergwerk Hope, Kali und Steinsalz, Heft 11.
- Flach, D., Bode, W., 1995: Geotechnische Untersuchungen im Salinar zur Ermittlung des gebirgsmechanischen Verhaltens von Anhydrit und Salzton, GSF-Bericht 26/95.
- Flach, D., Gommlich, H., Hente, B., 1987: Seismische Verhältnisse und seismische Überwachung des Salzbergwerkes Asse, GSF-Bericht 29/87.
- Futterman, 1962: Dispersive body waves, J. Geophys. Res. 67, 5279-5291.
- Gassmann, F., 1951: Über die Elastizität poröser Medien. Verlag der Natur. Gesellschaft in Zürich, 96, 1-23.
- Gevantman, L.H.(ed.), 1981: NBS Monograph 167-Physical Properties Data for Rock Salt, U.S. Department of Commerce-National Bureau of Standards, Washington.
- Gibowicz, S.J., Kijko, A., 1993: An Introduction to Mining Seismology, Academic Press.
- Glabisch, U., 1997: Stoffmodell für Grenzzustände im Salzgestein zur Berechnung von Gebirgshohlräumen, Dissertation, TU Braunschweig.

- Gommlich, G., Yaramanci, U., 1993: Untersuchung zur Schallgeschwindigkeit des Steinsalzes der Asse in-situ und im Labor, GSF-Bericht 22/93.
- Groenenboom, J., Fokkema, J.T., 1998: Monitoring the width of hydraulic fractures with acoustic waves, *Geophysics* 63, 139-148.
- Guericke, B., 1997: Geomechanische Untersuchungen zur Sicherheitsanalyse von Deponien in Salzgestein, Dissertation TU Braunschweig.
- Hardy, H.R., Langer, M., 1981: The Mechanical Behaviour of Salt. Proceeding of the First Conference, University Park, Pennsylvania.
- Hashin, Z., Shtrikman, S., 1962: A variational approach to the elastic behaviour of multiphase materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 11, 127-140.
- Hein, H.-J., 1991: Ein Stoffgesetz zur Beschreibung des thermomechanischen Verhaltens von Steinsalzgranulat, Dissertation RWTH Aachen.
- Hente, B., 1992: Automatische Bearbeitung von Seismogrammen zur mikroseismischen Überwachung des Salzbergwerkes Asse, GSF-Bericht 16 / 92.
- Hente, B., Feddersen, H.-K., Rothfuchs, T., Duijves, K.A., Goreychi, M., Palut, J.M., 1985: Geotechnical and geophysical in situ investigations in the HAW test field in the Asse salt mine, Commission of the European Communities, EUR.
- Herrmann, A. G., 1980: Geochemische Prozesse in marinen Salzablagerungen: Bedeutung und Konsequenzen für die Endlagerung radioaktiver Substanzen in Salzdiapiren.-Z. deutsch. Geol. Ges., 131: 433-459; Hannover.
- Herrmann, A. G., 1981: Grundkenntnisse über die Entstehung mariner Salzlagerstätten, *Der Aufschluss*, Vol. 32, 45-72.
- Hill, R., 1952: The elastic behaviour of crystalline aggregate, *Proc. Physical Soc., London*, A65, 349-354.
- Hill, R., 1965: a self-consistent mechanics of composite materials, *J. Mech. Phys. Solids*, 13, 213-222.
- Huang, T.H., Chang, C.S., Yang, Z.Y., 1995: Elastic moduli for fractured rock mass, *Rock Mech. And Rock Eng., Springer*.
- Hudson, J. A., 1981: Wave speeds and attenuation of elastic waves in material containing cracks, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 64, 133-150.
- Hudson, J. A., 1988: Seismic wave propagation through material containing partially saturated cracks, *Geophys. J. Int.* 92, 33-37.
- Hudson, J. A., 1990: Attenuation due to second-order scattering in material containing cracks, *Geophys. J. Int.*, 102, 485-490.
- Hunsche, U., Plischke, I., 1981: Stand der Untersuchungen zum Festigkeits- und Kriechverhalten von Steinsalz. 6. Zwischenbericht zum F-Vorhaben SR 138 „Gebirgsmechanik im Salz“, BGR 1/81.
- Hunsche, L.L., 1992: Failure behaviour of rock salt around underground cavities. 7th Intern. Symp. on Salt, Kyoto, Japan.
- Johnston, Toksöz, Timur, 1979: Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: - II.Mechanism, *Geophysics* 44, 475-496.

- Jung, Y., Ibrahim, A., Borns, D., 1991: Mapping fracture zones in salt: High resolution, cross gallery seismic tomography, *The Leading Edge*, April 91.
- Kamlot, P. 1991: Zusammenfassung und Beurteilung des derzeitigen Wissenstandes über das geotechnische Verhalten von Anhydrit und Salzton, Bundesministerium für Forschung und Technologie, Forschungsbericht 02 E 8241.
- Kern, H., Franke, J.-H., 1986: Carnallit-thermomechanisches Verhalten in Endlagersalzstöcken, *Z. Dtsch. Geol. Ges.* 137, 1-27.
- Kern, H., 1982: Elastic wave velocity in crustal and mantle rocks at high pressure and temperature: the role of the high-low quartz transition and of dehydration reactions, *Phys. Earth. Planet. Inter.* 29, 12-23.
- Kern, H., Popp, T., Takeshita, 1992: Characterization of the thermomechanical behaviour of polyphase salt rocks by means of electrical conductivity and gas-permeability measurements, *Tectonophysics* 213, 285-302.
- Kern, H., Popp, T., 1994a: The KTB-drilling site: Seismic properties of wet and dry rocks. Experimental modelling, KTB-Report 94-2, B75.
- Kern, H., Popp, T., 1994b: Static and dynamic bulk moduli of KTB rock samples, KTB-Report 94-2, B76.
- Kern, H., Franke, J.H., 1980: Thermische Stabilität von Carnallit unter Lagerstättenbedingungen, *Glückauf-Forschungshefte* 41, 252-254.
- Kjartsson, 1979: Constant Q-wave propagation and attenuation, *J. of Geophys. Res.*, Vol. 84, No. B9.
- Kneubühl, F. K., 1995: *Lineare und nichtlineare Schwingungen und Wellen*, Teubner.
- Knopoff, L., 1964: Q, *Rev. Geophys.*, 2, 625-660.
- Korrington, J., Brown, R. J. S., Thompdon, D. D., Runge, R. J., 1979: Self-consistent imbedding and the ellipsoidal model for porous rocks, *J. Geophys. Res.*, 84, 5591-5598.
- Kranz, R. L., 1979: Crack-Crack and Crack-Pore interactions in stressed granite, *Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr.* 16, 37-47.
- Kuster, G. T., Toksöz, M. N., 1974: Velocity and attenuation of seismic waves in two-phase media. *Geophysics*, 39, 587-618.
- Lajtai, E.Z., 1998: Microscopic Fracture Processes in a Granite, *Rock. Mech. Rock. Engn.* 31(4), 237-250.
- Le Ravalec, M., Guéguen, Y., 1996: High- and low frequency elastic moduli for a saturated porous/cracked rock-Differential self-consistent and poroelastic theories, *Geophysics* 61, 1080-1094.
- Liu Hui, 1989: *Traitement du signal multidimensionnel et serie de volterra*, PhD thesis, ecole polytechnique.
- Lockner, D.A., Walsh, J.B., Byerlee, J.D., 1977: Changes in velocity and attenuation during deformation of granite, *J. Geophys. Res.* 82, 5374-5378.
- Lovell, Hornby, 1990: Borehole coupling at sonic frequencies, *Geophysics* 55, 806-814.
- Lüdeling, R., Alheid, H.-J., Knecht, M., 1997: Entwicklung von Methoden zur Erkundung der dynamischen Gebirgseigenschaften in der Umgebung von untertägigen Hohlräumen,

- Abschlußbericht zum Forschungsvorhaben 02E8391, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR), Hannover.
- Manthei, G., Eisenblätter, J., 1989: Untersuchung der Rißbildung in Salzgestein mit Hilfe der Schallemissionsanalyse, Mat.-wiss. U. Werkstofftech.20, 240-249.
- Marsi, S., Caughey, T., 1979: A non parametric - Identification technique for nonlinear dynamic problems, J. Appl. Mech. 46, 433-447.
- Mavko, G., Mukerji, T., Dvorkin, J., 1998: The rock physics handbook, Cambridge University Press.
- Meißner, Theilen, 1986: Experimental studies of the absorption of seismic waves, DGMK-Forschungsbericht 254, 5-55.
- Meißner, 1990: The experimental determination of the absorption of seismic waves, DGMK-Forschungsbericht 386, 1-78.
- Millitzer, H, Weber, F., 1987: Angewandte Geophysik, Akademie-Verlag
- Mörig, R.1993: Untersuchungen zum Zusammenhang von seismischen und lithologischen Parametern sedimentärer Festgesteine, Akademische Abhandlungen zu den Geowissenschaften, Verlag für Wissenschaft und Forschung GmbH.
- Moustachi, O., Thimus, J.F., 1997: P-Wave attenuation in creeping rock and system identification, Rock Mech. Rock Engng. 30(4), 169-180.
- Murphy, W. F., Winkler, K. W., Kleinberg, R. L., 1986: Acoustic relaxation in sedimentary rocks: Dependence on grain contacts and fluid saturation, Geophysics, 51, 757-766.
- Neunhöfer, H., 1969: Theoretische Untersuchungen über die Reflexion und den Durchlaß von Schall und Ultraschall an Spalten in Sylvenit, Hartsalz und Steinsalz, die mit Schnitkohlenäure gefüllt sind, Freiburger Forschungshefter, C84, Akademie Verlag.
- Nur, A, Simmons, G., 1969: Stress-induced velocity anisotropy in rocks: An experimental study, J., Geophys. Res. 74, 6667.
- O'Connell, R. J., Budiansky, B, 1974: Seismic velocities in dry and saturated cracked solids, J. Geophys. Res., 79, 4626-4627.
- O'Connell, R. J., Budiansky, B, 1977: Viscoelastic properties of fluid-saturated cracked solids, J. Geophys. Res., 82, 5719-5735.
- Passaris, E.K.S., 1986: The extrinsic anisotropy of rock salt when subjected simultaneously to tensile and compressive stress fields, 5th International Symposium on Salt-Northern Ohio Geological Society.
- Peacock, S., Hudson, J.A., 1990: Seismic properties of rocks with distributions of small cracks, Geophys. J. Int., Vol. 102, p.471-484.
- Petzold, H., 1977: Spektrale Untersuchungsmethodik zur Klüftigkeitsbestimmung mit Ultraschall, Freiburger Forschungshefte, C327, Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig.
- Pfeifle, T.W., Mellegard, K. D., Senseny, P.E., 1983: Preliminary Constitutive Properties for Salt and on salt Rocks from four potential repository sites, Technical Report, Office of Nuclear Waste Isolation Battelle Memorial Institute, Columbus, OH 43201, ONWI-450.

- Popp, T., Kern, H., 1993: Thermal dehydration reactions characterised by combined measurements of electrical conductivity and elastic wave velocities, *Earth and Planetary Science Letters* 120, 43-57.
- Popp, T., 1994: Der Einfluß von Gesteinsmatrix, Mikrorißgefüge und intergranularen Fluiden auf die elastischen Wellengeschwindigkeiten und die elektrische Leitfähigkeit krustenrelevanter Gesteine unter PT-Bedingungen, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.
- Popp, T., Kern, H., (in press), Monitoring the state of microfracturing in rock salt during deformation by combined measurements of permeability and P- and S-wave velocities, *Physics and Chemistry of the Earth*.
- Rathore, J. S., Fjaer, E., Holt, M. R., Renlie, L., 1991: Experimental versus theoretical acoustic anisotropy in controlled cracked synthetics, *Expanded Abstracts, 61st Annual International Meeting, SEG*, 687-690.
- Ratigan, J.L., Van Sambeek, L.L., De Vries, H.L., Nieland, J.D., 1991: The influence of seal design on the development of the disturbed rock zone in the WIPP alcove seal test. *Topical Report RSI-0400*.
- Reuss, A., 1929: Berechnung der Fließgrenze von Mischkristallen, auf Grund der Plastizitätsbedingungen für Einkristalle, *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 9, 49-58.
- Rösler, R., 1954: Experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Druckbeanspruchung bei Gesteinen, *Freiberger Forschungshefte, C12*, Akademie Verlag.
- Roest, J.P.A., 1987: Acoustic P-wave velocity measurements of cataclastic effects in rock salt, *Nuclear Science and Technology, EU Report 10857*.
- Rothfuchs, T., Feddersen, H.-K., Schwarzianeck, P., Staupendahl, G., Coyle, A. J., Kalia, H., Eckert, J., 1985: Nuclear waste repository simulation experiments, *GSF-Bericht 19/85*.
- Rothfuchs, T., Duijves, K.A., Müller-Lyda, I., 1991: The HAW project: Demonstration Facility for the Disposal of High-Level Waste in Salt, *Commission of the European Communities, EUR 13399*.
- Rummel, F., Alheid, H.J., Frohn, C., 1978: Dilatancy and fracture induced velocity changes in rock and their relation to frictional sliding, *Pageoph, Vol. 116*.
- Sayers, C.M., 1988: Inversion of ultrasonic wave velocity measurements to obtain the microcrack orientation distribution function in rocks, *Ultrasonics* 26, 73-77.
- Sayers, C.M., Van Munster, J.G., King, M.S., 1990. Stress induced ultrasonic anisotropy in Berea sandstone, *Int. J. Rock Mech. Mining Sci. Geomech. Abstr.* 27, 429-436.
- Schön, J. H., 1996: *Physical Properties of Rocks*, Pergamon Press.
- Spetzler, H. 1978: Seismic velocity changes during Fracture and Frictional Sliding, *Pageoph* 116, 732-742, Birkhäuser Verlag.
- Spiers, C.J.; Peach, C.J., Brzesowsky, R.M., Schutjens, P.M.T.M, Liesenberg, J.L., Zwart, H.J., 1988: Long term rheological and transport properties of dry and wet salt rocks. *EUR 11848*, Utrecht, The Netherlands.

- Stockmann, N., Beinlich, A., Droste, J., Flach, D., Gläß, F., Jockwer, N., Krogmann, P., Miehle, R., Möller, J., Schwägerman, F., Wallmüller, R., Walter, F., Yaramanci, U., 1994: Dammbau im Salzgebirge - Abschlußbericht Projektphase II, GSF-Bericht 18/94.
- Swanson-Analysis-Systems, 1992: User's Manual ANSYS 5.3
- Teufel, L. W., 1981: Mechanical Properties of Anhydrite and Polyhalite in Quasi-Static Triaxial Compression, Sandia Nat. Lab. SAND-81-0858.
- Thomsen, L., 1986: Weak elastic anisotropy, *Geophysics*, 51, 1954-1966.
- Thorel, L., Ghoreychi, M.: Rock salt damage-Experimental results and interpretation
- Toksöz, Johnston, Timur, 1979: Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks: I. Laboratory measurements, *Geophysics* 44, 681-690.
- Unterberger, R.R., 1979: Radar and Sonar Probing of Salt, The Northern Geological Society
- Van Sambeek, L.L., Ratigan, J.L., Hansen, F.D., 1993: Dilatancy of rock salt in laboratory tests. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. And Geomech. Abstr.*, Vol. 30, 735-73.
- Vasco, D. W., Peterson Jr., J.E., Majer, E. L., 1995: Beyond ray tomography: Wavepaths and Fresnel volumes, *Geophysics* 60, 1790-1804.
- Voigt, W., 1928: Lehrbuch der Kristallphysik, Teubner.
- Wagner, F.C., Zang, A., Dresen, G., 1995: State of damage in dry and wet deformed sandstone by laboratory study of acoustic emissions, *Mechanics of Jointed and Faulted Rock*, Rossmannith(ed.), Balkema Rotterdam.
- Walter, F., Wallmüller, R., 1994: Beiträge zur Mechanik des Deckgebirges der Asse Südflanke, GSF-Bericht 2/94.
- Wang, Z., Nur, A., 1992: Seismic and acoustic velocities in reservoir rocks, Vol. 2, Theoretical and model studies. *Soc. Expl. Geophys.*, *Geophysics Reprint Series*, 457pp.
- Wieczorek, K., 1999: Untersuchungen zur hydraulisch wirksamen Auflockerungszone um Endlagerbereiche im Salinar in Abhängigkeit vom Hohlraumabstand und Spannungszustand, in: Untertägige Entsorgung - Viertes Statusgespräch zu FuE-Vorhaben auf dem Gebiet der Entsorgung gefährlicher Abfälle in tiefen geologischen Formationen am 14. und 15. September 1999 im CUTEC-Institut in Clausthal-Zellerfeld, FZKA-PTE Nr. 6, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Dezember 1999.
- Winkler, K.W., 1997: Acoustic evidence of mechanical damage surrounding stressed boreholes, *Geophysics* 62, 16-22.
- Weiß, H. M., 1980: Möglichkeiten der Entstehung sowie Art, Umfang und theoretische Stellung von Rissen und Klüften im Salzgebirge, GSF-Bericht T-200.
- Wu, T. T., 1966: The effect on inclusion shape on the elastic moduli of two-phase material. *Int. J. Solids Structures*, 2, 1-8.
- Wyllie, M. R. J., Gregory, A. R., Gardner, L. W., 1956: Elastic wave velocities in heterogeneous and porous media, *Geophysics*, 21, 41-70.
- Yaramanci, U., 1991: Hochfrequenz Mikroseismizität im Steinsalz der Asse um den 945-m-Bereich, GSF-Bericht 32/91.
- Yin, H., 1992: Acoustic velocity and attenuation of rocks: Isotropy, Intrinsic Anisotropy and stress-induced anisotropy, Ph.D. dissertation, Stanford University.

- Young, R.P., Bostock, M., Hutchins, D.A., Mottahed, P., 1987: Geotomographic imaging of collapse/solution structures in potash mines using seismic methods, 28th US Symposium on Rock Mechanics, Tuscon, 29 Juni-1 Juli 1987.
- Zamora, M., Poirier, J.P. 1990: Experimental study of acoustic anisotropy and birefringence in dry and saturated Fontainebleau sandstone, *Geophysics* 55, 1455-1465.
- Zang, A., Berckhemer, H., Lienert, M., 1996: Crack closure pressures inferred from ultrasonic drill core measurements to 8 km depth in KTB wells, *Geophys. J. Int.* 124, 657-674.
- Zang, A., Wagner, F.C., Dresen, C.G., 1996: Acoustic emission, microstructure, and damage model of dry and wet sandstone stressed to failure, *J. Geophys. Res.* 101 (B8), 17507-17521.
- Zang, A., Lienert, M., Zinke, M., 1996: Residual strain, wave speed and crack analysis of crystalline cores from KTB-VB well, *Tectonophysics* 263, 219-234.
- Zang, A., 1993a: Finite element study on the closure of thermal microcracks in feldspar/quartz-rocks Part I. Grain-boundary cracks, *Geophys. J. Int.* 113, 32-44.
- Zang, A., 1993b: Finite element study on the closure of thermal microcracks in feldspar Part II, *Geophys. J. Int.*
- Zimmer, U., 1993: In-situ-Bestimmung der Dämpfung seismischer Wellen in Salzgestein, Diplomarbeit, TU Clausthal.
- Zimmer, U., Yaramanci, U., 1993: In-situ Bestimmung der seismischen Dämpfung, Kali und Steinsalz, Vol. 11 (5/5).
- Zimmer, U., Yaramanci, U., 1994: Bewertung von Anhydrit und Salzton für die Sicherheit eines nuklearen Endlagers, Kali und Steinsalz, Vol. 11 (8/9).
- Zimmer, U., Walter, T., Yaramanci, U., 1994: Gesteinsphysikalische Untersuchungen an Anhydrit- und Salztongesteinen, Vortrag, 54. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Münster.

10 Lebenslauf

Ulrich Zimmer
#203 10753-83rd Avenue
Edmonton, Alberta
T6E 2E5, Canada
Email: uli_zimmer@yahoo.ca

1977 – 1986	Städtisches Albert-Schweitzer Gymnasium Plettenberg (Allgemeine Hochschulreife)
Okt. 1986 – Dez. 1987	Grundwehrdienst im Bereich Fernmeldetechnik
Jan. 1988 – Juni 1988	Machinenbau-Praktikum / ALCAN-Deutschland
Okt. 1988 – März 1993	Studium am Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal-Zellerfeld (Diplom-Geophysiker)
Juli 1993 – Juni 1995	Geophysiker im Bereich Endlagerung bei der “GSF-Gesellschaft für Umwelt und Gesundheit mbH” in Braunschweig
Juli 1995 – Dez. 1999	Geophysiker im Bereich Endlagersicherheitsforschung bei der “Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS)” in Braunschweig
Mai 2000 – April 2001	Geophysiker an der „University of Alberta”, Edmonton, Kanada
Seit Mai 2001	Geophysiker bei „Komex International Ltd.“, Calgary, Kanada

Edmonton, Mai 2001