

**Elastomerlager und nichtlineare Standorteffekte
bei Erdbebeneinwirkung**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für

Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Michael Baur

Diplôme d'Études Approfondies (D.E.A)

aus Tübingen

Tag der mündlichen Prüfung: 14.02.2003

Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing.E.h. Dr.techn.h.c. J. Eibl

Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. S. Savidis
Prof. Dr.-Ing. L. Stempniewski

Karlsruhe 2003

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie an der Universität Karlsruhe (TH).

Mein besonderer Dank gilt meinem Lehrer Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr.techn. h.c. J. Eibl für die Anregung zu dieser Arbeit, die kritischen Anmerkungen sowie die wertvollen Diskussionen, die den Fortgang dieser Dissertation begleiteten. Ebenso gilt mein besonderer Dank Herrn Prof. Dr.-Ing. S. Savidis, Fachgebiet Grundbau und Bodenmechanik an der Technischen Universität Berlin und Herrn Prof. Dr.-Ing. L. Stempniewski für die wertvollen Hinweise zur Vervollständigung dieser Arbeit und für die Übernahme des Korreferates. Auch möchte ich an dieser Stelle all meinen Lehrern danken, die mich auf meinem akademischen und beruflichen Weg gefördert und unterstützt haben. Namentlich erwähnen möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. J.C. Roth für seine außergewöhnliche Hilfsbereitschaft, die mir während meiner Studienaufenthalte in Frankreich zuteil wurde.

Es sei auch allen Kolleginnen und Kollegen des Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie und den Mitarbeitern des Sonderforschungsbereiches 461 recht herzlich für die fruchtbaren Anregungen, die ständige Hilfsbereitschaft und das angenehme Arbeitsklima gedankt, insbesondere denen, die auch abseits des Instituts zu meinen Freunden geworden sind. Für die Erstellung der vielen Abbildungen und der zahlreichen Vortragsfolien möchte ich mich bei den Kolleginnen im Zeichenbüro Frau Becht und Frau Eggmann recht herzlich bedanken.

Meiner Familie, meiner lieben Irmtraud und all denen die mir nahe stehen danke ich für die stete Unterstützung und für ihr Verständnis, ohne die eine solche Arbeit nicht möglich ist.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 461 an der Universität Karlsruhe (TH) finanziell gefördert.

Karlsruhe, im Februar 2003

Michael Baur

Kurzfassung

Für die sichere Auslegung von Bauwerken in seismisch gefährdeten Regionen ist die Kenntnis der einwirkenden Belastung am Standort für den projektierenden Ingenieur von entscheidender Bedeutung.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Themenschwerpunkte, die durch die Wirkungskette der seismischen Gefährdung hin zum seismischen Risiko in engem Zusammenhang stehen. In Bezug auf die seismische Gefährdung wurden nichtlineare Standorteffekte studiert, während im zweiten Beitrag das Verformungsverhalten von Elastomerlagern zur seismischen Basisisolierung von Bauwerken untersucht wurde. Zu beiden Problemstellungen konnten erweiterte Stoffgesetze formuliert werden, die das nichtlineare Materialverhalten von nichtbindigen trockenen Böden und Elastomeren bei dynamischer Beanspruchung durch Erdbeben beschreiben.

Der erste Teil der Arbeit befasst sich mit der Berechnung von nichtlinearen Standorteffekten bzw. dem Übertragungsverhalten der oberflächennahen Bodenschichten infolge der Beanspruchung durch vertikal propagierende Scherwellen. Das Übertragungsverhalten wird je nach Beanspruchungsniveau durch das hochgradig nichtlineare deviatorische Materialverhalten der anstehenden Bodenschichten stark beeinflusst. Für die mathematische Beschreibung des Materialverhaltens unter zyklischer Scherbeanspruchung wurde ein praxisorientiertes Stoffgesetz aufgestellt. Dieses baut auf der linearen Elastizitätstheorie auf. Die stoffliche Nichtlinearität wird durch die Einführung von inkrementell veränderlichen Tangentenmoduln im Rahmen der Schädigungstheorie beschrieben. Die definierten Schädigungsfunktionen wurden in Abhängigkeit von der Lagerungsdichte des jeweiligen Bodens und dem Druckniveau parametrisiert. Die Leistungsfähigkeit des in den Finite-Elemente-Code ABAQUS implementierten Stoffgesetzes wird anhand auszugsweise dargestellter Berechnungen von Einzelscherversuchen und nichtlinearer Standorteffekte an idealisierten Bodenprofilen demonstriert [3]. Diese machen deutlich, dass mit der eigenen Stoffgesetzformulierung das deviatorische nichtlineare Materialverhalten und folglich die Frequenzcharakteristik der Freifeldantwort prinzipiell abgebildet werden kann.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Beitrag zur seismischen Basisisolierung von Bauwerken mit Elastomerlagern vorgestellt. Hierzu wurde ein bereits vorhandenes finites visko-elastisches Stoffgesetz von SIMO-TAYLOR mit isotroper Schädigung verwendet [129], [132]. Da Elastomerwerkstoffe ähnlich wie Flüssigkeiten nahezu inkompressibel sind, basiert das Stoffgesetz auf der Entkopplung der Spannungsantwort in einen linearen volumetrischen und in einen nichtlinearen deviatorischen Anteil. Letzterer wird mathematisch durch eine Relaxationsfunktion und eine verzerrungsgestützte Schädigungsfunktion beschrieben. Das Stoffgesetz von SIMO-TAYLOR wurde von SCHMIDT-HURTIENNE mit einer Versteifungsfunktion zur Abbildung des 'strain-hardening' bei großen Scherdehnungen erweitert und in den Finite-Elemente-Code ABAQUS implementiert [3], [117], [57].

Wie sich jedoch bei der Verifizierung des Stoffgesetzes anhand numerischer Berechnungen zeigte, kann mit der Formulierung das zyklische Verformungsverhalten infolge der Beanspruchung durch Erdbeben nicht abgebildet werden, so dass eine Erweiterung der Formulierung notwendig wurde. Diese bestand aus der Einführung einer eigenen dehnungsratenabhängigen Relaxationszeitfunktion und einer eigenen erweiterten Geschichtsfunktion zur Abbildung des 'strain-hardening' bei abnehmender zyklischer Scherdehnungsamplitude.

Um die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes für dynamische Berechnungen aufzuzeigen, wurden die Lagerverformungen und das Übertragungsverhalten für realistische Beanspruchungen von drei Starkbeben mit unterschiedlichen Charakteristiken im Zeit- und Frequenzbereich berechnet. Hierbei konnte demonstriert werden, dass mit der erweiterten Formulierung die Lagerverformungen unter dynamischer Beanspruchung realistisch abgebildet werden können. Anhand der durchgeführten Berechnungen wurde zudem deutlich, dass die Kenntnis der seismischen Gefährdung am Standort und die lokalen Untergrundverhältnisse im Zusammenspiel mit den Systemeigenschaften für die günstige Wirkungsweise einer Basisisolierung von entscheidender Bedeutung sind.

Abstract

For an earthquake-resistant design, the assessment of the seismic hazard and the seismic risk is of vital importance for the projecting engineer. The present thesis is concerned with problems related to both issues and represents an approach to interdisciplinary earthquake engineering. In reference to the seismic hazard, the first part is concerned with site effects and with the focus on the numerical simulation of the non-linear soil behaviour. Subsequently, the non-linear material behaviour of high damping rubber bearings for the seismic isolation was studied. To both problems, which are linked together in practice, enhanced material laws could be formulated describing the non-linear material behaviour of sand and elastomer subjected to cyclic loading.

After a brief overview of the seismic hazard, non-linear site effects are discussed in detail. It is first shown, that the ground shaking induced at different sites by the same seismic event is governed by the existing geological, geotechnical and topographic conditions. Site effects refer to the frequency-dependent amplification or attenuation caused by seismic shear waves propagating from the bedrock towards the free surface through soil. As recorded free-field motions from various strong earthquakes have shown, all important characteristics like spectral amplitudes and the duration of the motion will be influenced by local site conditions. Furthermore, the material behaviour of the soil is a crucial factor for the evaluation of the free-field response. Therefore, one main scientific aim of this thesis is to formulate a simplified constitutive law for use in practice, which is able to closely reproduce the non-linear behaviour of soil under cyclic shear loading.

For the mathematical formulation, the proposed model is based on the theory of linear elasticity. The non-linearity is described by the introduction of an incremental variable-moduli model in the context of the damage theory. The defined deviatoric damage functions were parameterised solely as a function of the void ratio and the mean effective pressure for the loading and unloading case of the respective soil.

The applicability of the model, which has been implemented in a general dynamic finite element code, is verified on the basis of numerical simulations of simple shear tests and the response analysis of several soil profiles. In the latter case, a critical discussion of the results in comparison to the well-known equivalent-linear model implemented in the computer code SHAKE has been carried out. In this first attempt, the proposed constitutive law is restricted to dry sands [202].

From the numerical results it is concluded that the analysis of the free field response can be reliably assessed with the proposed model since the non-linearity of the soil under cyclic shear loading is realistically reproduced.

Subsequently, some basic knowledge of seismic isolation principles using elastomeric bearings are presented. Also, an overview of the testing program for ASTM (American Society for Testing Materials) specimens and for high damping rubber bearings (HDRB) under various loading conditions is given. The testing program was performed in the framework of a 'Brite-EuRam II' project at the University of Karlsruhe [59], [61], [60], [57]. Beside the testing program, another task consisted of the formulation of a constitutive law which is able to describe the highly non-linear behaviour of elastomeric bearings under cyclic loading numerically. For that purpose, an already existing finite visco-elastic material law of SIMO-TAYLOR with an isotropic damage function was chosen [129], [132]. Due to the fact, that elastomer is almost incompressible, the constitutive law is based on the uncoupling of the stress response into a linear volumetric and into a non-linear deviatoric part. The latter is described mathematically by a relaxation function and a distortion-supported damage function. To take into account the increase in stiffness at large strains, the original formulation of SIMO-TAYLOR has been extended by SCHMIDT-HURTIENNE by adding a deviatoric strain-hardening function [117], [57].

However, the verification of the model has clearly shown, that the material behaviour with the above-mentioned model can be numerically reproduced only in a very limited range. Therefore, an enhanced formulation became necessary. This formulation consists of the introduction of a strain- and time-dependent relaxation function and an extended strain-history function for describing the 'strain-hardening' for the unloading case.

In order to point out the applicability of the model for dynamic analysis, numerical results of the bearing performance subjected to three input motions with different characteristics in duration and spectral frequency content are presented. It could be demonstrated, that the highly non-linear material behaviour can be realistically reproduced with the enhanced model.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
1.1	Allgemeines	1
1.2	Zielsetzung	3
2	Herd- und Ausbreitungsvorgänge bei Erdbeben	5
2.1	Entstehung von Erdbeben	6
2.2	Ausbreitung von Wellen	9
2.3	Seismischer Herdvorgang	15
2.4	Standorteffekte	24
3	Nichtlineares Stoffgesetz für Boden	37
3.1	Materialverhalten von Böden bei zyklischer Scherbeanspruchung	39
3.2	Diskussion von Berechnungsmodellen und Stoffgesetzen für Boden	51
3.3	Eigene Stoffgesetzformulierung	58
3.4	Diskussion des Stoffgesetzes	72
4	Anwendung des Bodenstoffgesetzes	74
4.1	Quasi-dynamische Berechnungen	74
4.2	Dynamische Berechnungen	79
5	Materialeigenschaften von Elastomeren	100
5.1	Versuchsbeschreibung und Ergebnisse	101
5.2	Materialstruktur von Elastomeren	119
5.3	Thermisch-Mechanische Zustandsbereiche	122
5.4	Mechanisches Materialverhalten	130
6	Verifikation und Erweiterung des Stoffgesetzes nach SIMO-TAYLOR	141
6.1	Verifizierung des Stoffgesetzes	143
6.2	Erweiterung des Stoffgesetzes	151

7	Lagerberechnungen	164
7.1	Quasi-dynamische Lagerberechnungen.....	164
7.2	Dynamische Lagerberechnungen.....	175
8	Zusammenfassung	189
	Literatur	193

1 Einführung

1.1 Allgemeines

Wie erneut bei den Starkbeben von Kobe/Japan, 1995 und Kocaeli/Türkei, 1999, deutlich wurde, stellen die bei der Schadensbildung ablaufenden Vorgänge komplexe Wechselwirkungen zwischen einer Vielzahl von Prozessen dar. Die Auswirkung von Erdbeben kann vereinfacht als Ursachenkette Herdvorgang-Ausbreitungsmedium-Empfänger dargestellt werden. Für die Erfassung dieser komplexen Vorgänge ist eine enge interdisziplinäre Zusammenarbeit von Seismologen, Geologen und Ingenieuren notwendig, wie dies in Bild 1-1 dargestellt ist. Erst durch die Kenntnis der seismischen Gefährdung für einen Standort und der anstehenden Untergrundbedingungen lassen sich Aussagen über das seismische Risiko für das Bauwerk machen. Durch die in den letzten Jahren gewonnenen Forschungsergebnisse und Erkenntnisse aus früheren Erdbebenschäden kann man bei Kenntnis der seismischen Eingangsgrößen und dem Übertragungsverhalten der anstehenden Untergrundbedingungen ein Bauwerk hinreichend sicher gegen Erdbeben auslegen.

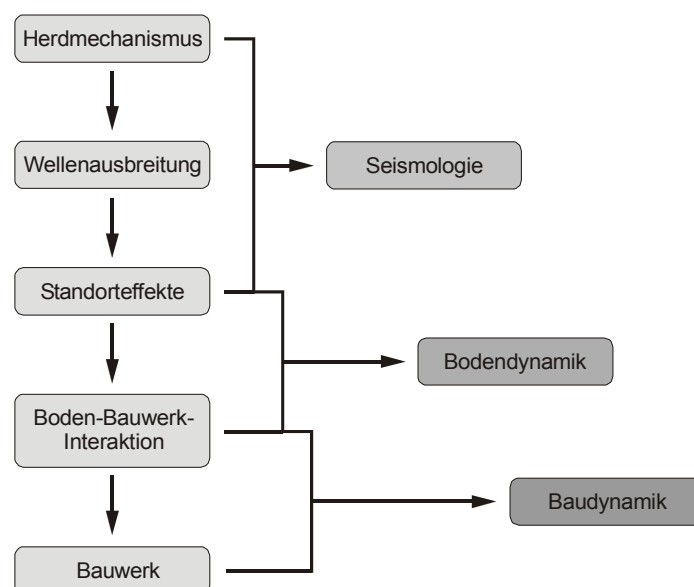


Bild 1-1 Interdisziplinäre Zusammenarbeit der einzelnen Fachdisziplinen

Wie jedoch die Schadensbilder der letzten Starkbeben gezeigt haben, kommt es trotz des hohen Wissenstandes immer wieder zu zahlreichen Totaleinstürzen von Bauwerken, die meist eine große Anzahl an Todesopfern fordern. Die Ursachen hierfür lagen in der ungenügenden Auslegung der Bauwerke gegen derartige Belastungen, obwohl entsprechende Bauvorschriften und Richtlinien eingeführt waren, in der mangelhaften konstruktiven Durchbildung des Tragwerks und in der schlechten Bauausführung. Zudem war die Intensitätsverteilung in einem räumlich eng begrenzten Bereich bei im Prinzip homogener Bausubstanz sehr unterschiedlich, was zumeist auf den Einfluss von lokalen Standorteffekten zurückzuführen war.

Um das Schadensausmaß nach einem Erdbeben zu begrenzen, konzentriert sich die Katastrophenvorsorge daher insbesondere auf die Aufrechterhaltung wichtiger Infrastrukturen. Hierzu zählen zum Beispiel Krankenhäuser, Feuerwehrezentralen, Kommunikationseinrichtungen und Brücken. Zu deren Schutz kommen zunehmend innovative Schutzsysteme zur Anwendung, die überwiegend aus Strukturelementen bestehen, die bei einer seismischen Beanspruchung verformt werden und durch ihre viskosen und plastischen Materialeigenschaften einen Großteil der ins Bauwerk eingebrachten Energie dissipieren. Große schädigende Bauwerksverformungen, die ein Teil- oder Totalversagen des Tragwerks zur Folge haben, können somit entscheidend reduziert und begrenzt werden. Nach einem Starkbeben müssen diese Strukturelemente jedoch in der Regel ausgebaut und ersetzt werden.

Eine weitere Möglichkeit zum Schutz sicherheitsrelevanter Bauwerke und Brücken lässt sich durch die Basisisolierung mit Elastomerlagern realisieren, die in seismisch gefährdeten Regionen in den letzten Jahren eine große Anwendung gefunden hat. Hier wird im Gegensatz zu den genannten dissipativen Strukturelementen das Tragwerk vom Untergrund entkoppelt und bleibt bei einer seismischen Beanspruchung nahezu in seinem elastischen Zustand. Dem Verformungsverhalten der Elastomerlager in Verbindung mit den lokalen Untergrundverhältnissen kommt für die günstige Wirkungsweise einer Basisisolierung hierbei eine entscheidende Bedeutung zu.

1.2 Zielsetzung

Für die sichere Auslegung von Bauwerken gegen Erdbeben ist die Kenntnis der einwirkenden Belastung am Standort, zum Beispiel in Form von Beschleunigungszeitverläufen oder Antwortspektren, für den projektierenden Ingenieur von entscheidender Bedeutung. In Abhängigkeit von der anstehenden Geologie kommt es bei Starkbeben zu einer Veränderung des Amplitudenspektrums des seismischen Eingangssignals, das die anstehenden Sedimentschichten vom Felsuntergrund oder einem Referenzniveau hin zur Erdoberfläche durchläuft. Der vom Erdbebenherd ausgehende komplexe Vorgang der Wellenpropagation hin zum Freifeld ist vereinfacht in Bild 1-2 dargestellt. Hierbei kann insbesondere in den oberflächennahen Bodenschichten hochgradig nichtlineares Materialverhalten auftreten, welches das Übertragungsverhalten und somit die Beanspruchung des Bauwerks maßgeblich beeinflussen kann.

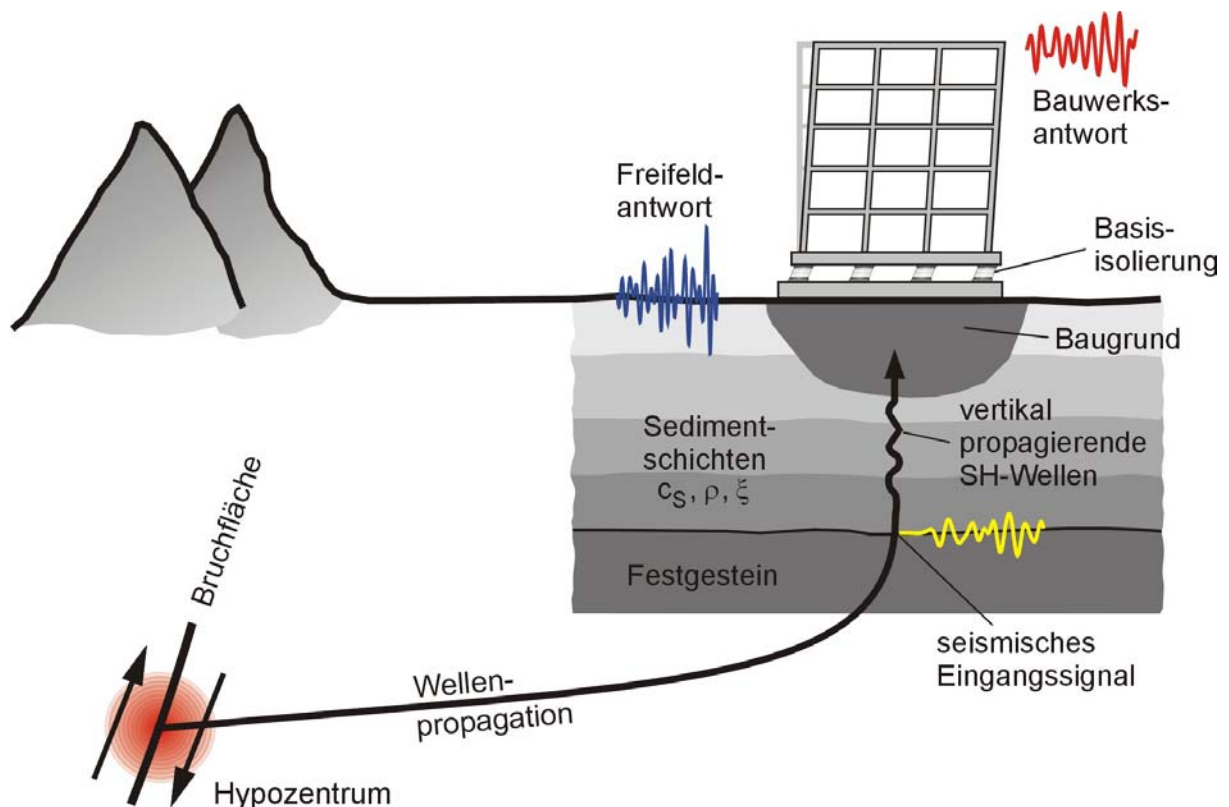


Bild 1-2 Auswirkung von Erdbeben als Ursachenkette Herdvorgang - Wellenpropagation - Bauwerk

Ein erstes Ziel dieser Arbeit ist es, für die Berechnung von nichtlinearen Standorteffekten ein praxisorientiertes Stoffgesetz zu formulieren, das einerseits die Nachteile linear-äquivalenter Berechnungsmodelle beseitigt und andererseits eine einfache Ermittlung der Stoffkennwerte und Stoffparameter anhand der bereits vorhandenen großen Datenbasis aus Versuchen in Form von linear-äquivalenten Bodenkennziffern ermöglicht. Mit dem Stoffgesetz soll das hochgradig nichtlineare deviatorische Materialverhalten von Boden unter zyklischer Beanspruchung durch vorwiegend vertikal propagierende Scherwellen mit dem Verfahren der Finite-Elemente-Methode realistisch abgebildet werden. Die Stoffgesetzformulierung bleibt im Rahmen dieser Arbeit auf die Beschreibung von nichtbindigen trockenen Böden beschränkt.

Wie bereits erwähnt, hängt die günstige Wirkungsweise einer Basisisolierung insbesondere vom Verformungsverhalten der Elastomerlager in Verbindung mit den lokalen Untergrundverhältnissen ab, wie dies in Bild 1-2 vereinfacht dargestellt ist.

Die zweite Zielstellung dieser Arbeit verfolgt daher die rechnerische Untersuchung des Verformungsverhaltens von Elastomerlagern unter seismischer Beanspruchung mit dem Verfahren der Finite-Elemente-Methode. Es soll dabei kein grundsätzlich neues Stoffgesetz aufgestellt werden, sondern vielmehr eine bestehende Formulierung für die dynamische Berechnung erweitert werden.

Bei den bisher aus der Literatur bekannten numerischen Untersuchungen wurde das hochgradig nichtlineare visko-elastische Materialverhalten von Elastomer im Wesentlichen durch finite hyper-elastische Stoffgesetze beschrieben [45]. Mit diesen lässt sich jedoch das hysteretische zeitabhängige Materialverhalten von Elastomeren noch immer nicht zufriedenstellend abbilden. Eine von SIMO-TAYLOR [129], [132] aufgestellte konstitutive Formulierung für finite Deformationen weist hingegen diese Nachteile nicht auf. Wie sich jedoch bei rechnerischen Untersuchungen gezeigt hat, ist zur Abbildung des Verformungsverhaltens von Elastomerlagern bei dynamischer Beanspruchung auch dabei eine Erweiterung des Stoffgesetzes notwendig.

2 Herd- und Ausbreitungsvorgänge bei Erdbeben

In einem ersten Abschnitt wird zunächst der Stand der Erkenntnis zur Entstehung von Erdbeben und deren Auswirkung in knapper Form diskutiert. Einen sehr guten Überblick zu diesem Thema mit weiterführender Literatur findet man zum Beispiel in [116], [96], [121], [17], [94], [8]. Wie in Bild 2-1 vereinfacht dargestellt, kann die Auswirkung von Erdbeben als Ursachenkette Herdvorgang-Ausbreitungsmedium-Empfänger beschrieben werden [120].

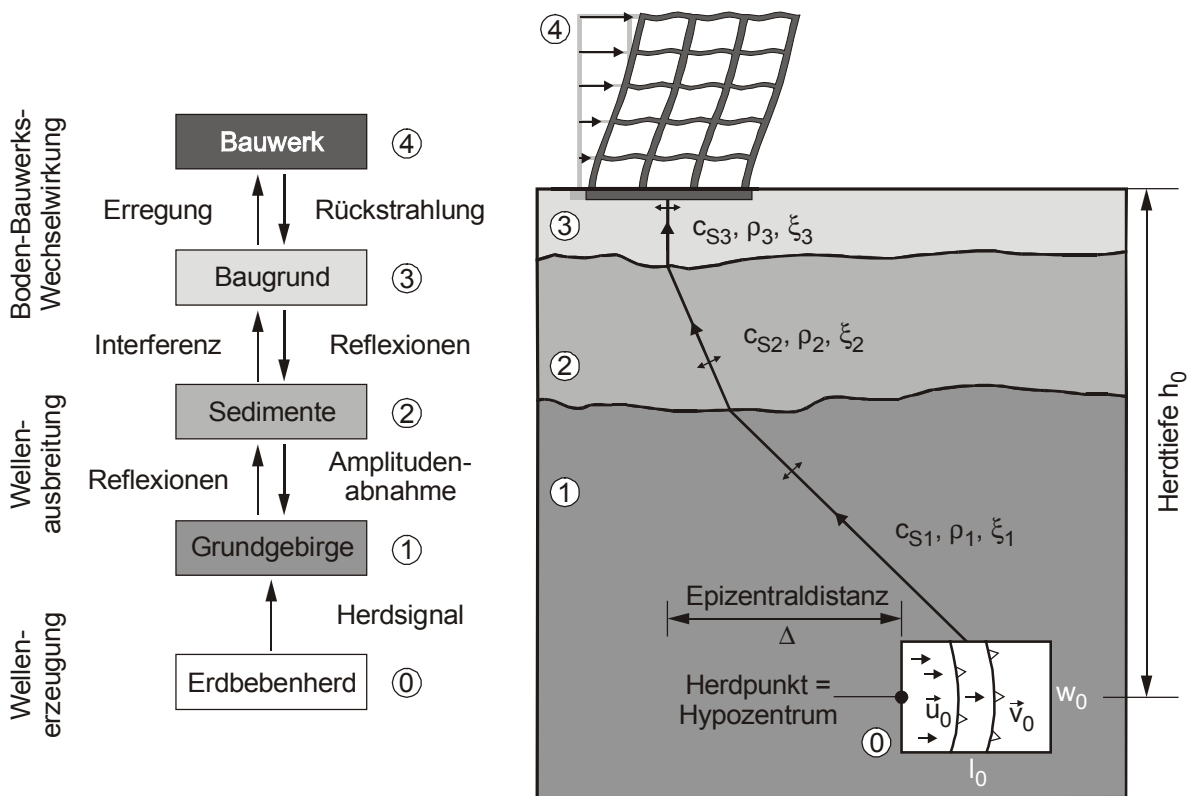


Bild 2-1 Vereinfachte Darstellung des Systems 'Erdbebeneinwirkung' [120]

Nur bei grundlegendem Verständnis des Systems 'Erdbebeneinwirkung' lassen sich realistische Gefährdungs- und Risikoabschätzungen für einen Standort machen.

2.1 Entstehung von Erdbeben

Die Erdkruste besteht, stark vereinfachend formuliert, aus einem Mosaik von vierzehn großen und zahlreichen kleineren Platten. Diese bewegen sich in komplexer Wechselwirkung als Folge von Konvektionsbewegungen im darunter liegenden Erdmantel gegeneinander. Erdbeben treten dabei in Scherzonen auf, an denen tektonische Platten aneinander 'vorbeischrappen' oder abtauchen. Letzteres wird als Subduktion bezeichnet. Die typischen Geschwindigkeiten dieser Plattenbewegungen liegen im Bereich von einigen Zentimetern pro Jahr. Aber auch innerhalb der einzelnen Platten können Erdbeben auftreten, die durch Bruchvorgänge an lokalen Inhomogenitäten im Gestein der unter Spannung stehenden Platten ausgelöst werden. Diese Erdbeben werden als intrakontinentale Beben bezeichnet.

Der zyklische Aufbau bzw. die Akkumulation von Spannungen und deren plötzliche Freisetzung in Scherzonen wurde erstmals von REID nach dem Kalifornien-Beben von 1906 als Ursache für die Entstehung von Erdbeben erkannt [112]. Bei der gegenseitigen Verschiebung der Platten wird in den angrenzenden Krustenblöcken über lange Zeiträume ein Potential an elastischer Energie aufgebaut. Im Falle eines Erdbebens kommt es beim Überschreiten der Gesteinsfestigkeit zu einem schlagartigen Abbau der gespeicherten Energie (stress drop). So schnellen die deformierten Krustenblöcke ganz oder teilweise in ihre Ursprungslage zurück. Die gespeicherte elastische Energie setzt sich dabei teils in Reibungswärme zwischen den Plattenrändern, teils in kinetische Energie der sich ausbreitenden seismischen Wellen um.

Die Reaktion des Gesteins auf äußere tektonische Kräfte hängt dabei vom Druck und der Temperatur in der Lithosphäre ab, die beide mit der Tiefe zunehmen. In der Erdkruste der Kontinente, die bis zu einer Tiefe von etwa 15-20 km reicht, ist das Materialverhalten des Gesteins bis zum Erreichen der Bruchfestigkeit im Wesentlichen elastisch. Der Reibungswiderstand an den Bruchflächen und die Festigkeit des intakten Gesteins steigen mit dem Druck, d.h. mit zunehmender Tiefe an.

Beim Bruch des anstehenden Gesteins innerhalb der räumlich eng begrenzten Scherzone, wird dieses in Blöcke zerlegt, die gegeneinander verschoben werden [123]. Die dabei in der Umgebung plötzlich freigesetzte elastische Energie wird dabei nur zu einem kleinen Teil in Form seismischer Wellen abgestrahlt. Der größte Teil der Energie wird bei der Zerstörung des Gesteins verbraucht oder in Wärme umgewandelt. Die Stärke des jeweiligen Erdbebens wird somit durch die Größe der auf der Herdfläche stattfindenden Dislokationen bestimmt.

Basierend auf der Mikro- und Bruchmechanik und experimentellen Untersuchungen, kann die Entstehung dieser Scherzonen schematisch in drei Abschnitte unterteilt werden. Eine Beanspruchung des Gesteins durch äußere Kräfte führt zunächst zur Entstehung von statistisch verteilten Mikrorissen im Gestein. Wird eine kritische Rissdichte erreicht, entsteht ein Scherbruch und eine Prozesszone mit hoher Rissdichte breitet sich in der Scherzone aus. Schließlich wird die Materialfestigkeit des Gesteins überschritten und noch vorhandene Materialbrücken werden sukzessive abgeschert. Dabei breitet sich der Bruch annähernd mit der Geschwindigkeit elastischer Wellen (2000 - 4000 m/s) aus.

Der Spannungszustand und die Tiefe des Erdbebenherdes haben einen entscheidenden Einfluss auf den Bruchmechanismus und die Abstrahlcharakteristik der seismischen Energie. Durch die Betrachtungen des Spannungszustandes am MOHR'schen Spannungskreis lassen sich die in Bild 2-2 dargestellten drei Grundformen der tektonischen Bewegung in der Lithosphäre anschaulich ableiten [137]. In der Natur treten häufig deren Kombinationen in Erscheinung.

Bei flachen Erdbeben, bei denen die Vertikalspannung die kleinste Hauptspannung bildet und die beiden Horizontalspannungen die mittlere bzw. größere Hauptspannung darstellen, entsteht eine schiefe Bruchfläche. Der daraus resultierende Bruchmechanismus ergibt eine Aufschiebung oder Überschiebung infolge Druckspannungen (thrust fault).

Bei Erdbeben in Tiefen von etwa 10 - 20 km ist der Überlagerungsdruck in der Regel höher, so dass er die mittlere Hauptspannung repräsentiert. Die kleinste und die größte Hauptspannung liegen in der horizontalen Ebene, weshalb sich eine vertikale Bruchfläche ausbildet. Sie ist um etwa 45° gegenüber der Hauptspannungsrichtung gedreht, so dass eine horizontale Relativverschiebung auftritt (lateral strike slip fault). Man unterscheidet dabei dextrale oder rechtssinnige und sinistrale oder linkssinnige Horizontalverschiebungen. Bei tieferen Beben ergibt sich entsprechend der Orientierung der Hauptspannungen ebenfalls eine schiefe Bruchfläche mit einer Abschiebung infolge Zugspannungen (normal fault).

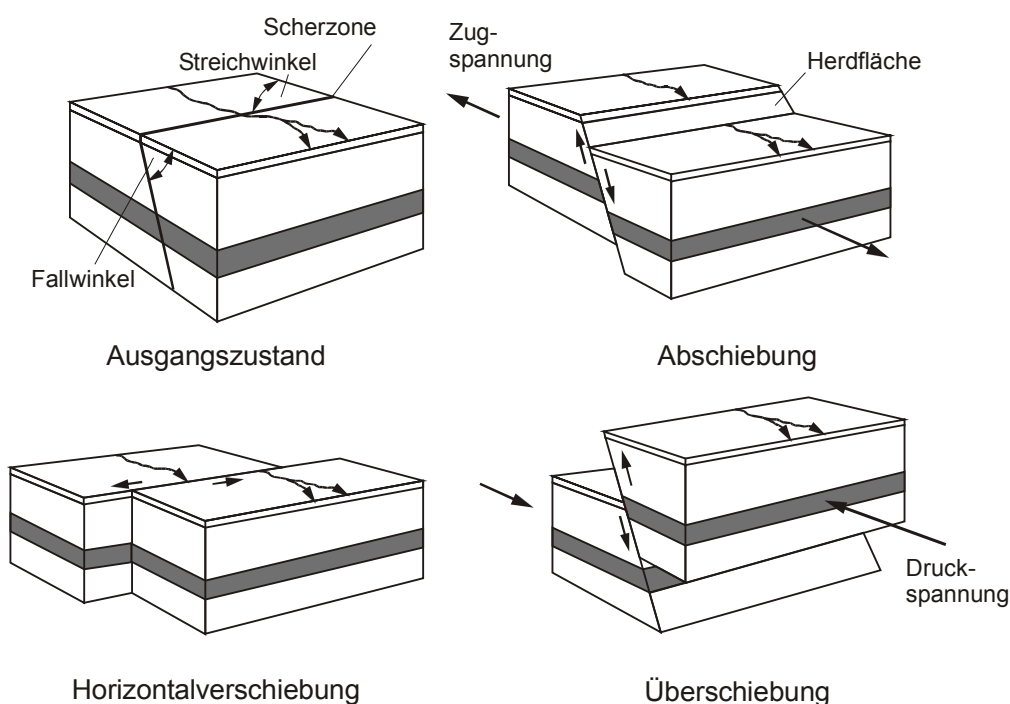


Bild 2-2 Grundformen der tektonischen Bewegung [121]

Auch außerhalb der eigentlichen bikontinentalen Kollisionszonen und der wichtigsten Horizontalverschiebungssysteme treten tektonische Bewegungen resp. intra-kontinentale Deformationsformen in Erscheinung. Bedingt durch deren dominierende Spannungsfelder und Blockbewegungen kann es dabei zu einer Kombination der in Bild 2-2 dargestellten Grundformen kommen [121].

2.2 Ausbreitung von Wellen

Der Herdmechanismus und die Stärke eines Erdbebens bestimmen die Eigenschaften der abgestrahlten Wellen. Ausgehend vom Erdbebenherd breiten sich die seismischen Wellen durch das Übertragungsmedium hin zur Erdoberfläche aus. Die Beschaffenheit des Übertragungsmediums kann dabei die Eigenschaften von Amplitude und Frequenzgehalt der abgestrahlten seismischen Wellen bis zur Erdoberfläche in erheblichem Maß verändern. Die dort registrierten Bewegungen enthalten deshalb sowohl Informationen über den Herdmechanismus als auch über das Übertragungsmedium, welches die Wellen durchlaufen haben.

Beim Auftreten von Erdbeben entstehen Körper- oder Raumwellen und Oberflächenwellen. Die Wellenausbreitung in einem linear-elastischen, homogenen und isotropen Medium lässt sich in der allgemeinen Form mit den LAMÉschen Elastizitätskonstanten λ und μ , der Dichte des Mediums ρ und dem Verschiebungsfeld \mathbf{u}

$$\rho \cdot \mathbf{u}_{tt} = (\lambda + 2\mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mu\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) \quad (2.1)$$

beschreiben, bzw. mit den hyperbolischen Wellengleichungen, die hier beispielhaft für die Wellenfortpflanzung in x-Richtung angegeben sind.

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} - c_P^2 \cdot \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} = 0$$

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} - c_S^2 \cdot \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} - c_S^2 \cdot \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} = 0$$

In Gleichung (2.2) bezeichnen u_1 , u_2 und u_3 die Verschiebungen in x-, y- und z-Richtung im kartesischen Koordinatensystem, c_P und c_S bezeichnen die jeweilige Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Indizes 'P' und 'S' stehen für die Kompressions- und Scherwelle.

Im Raum existieren somit zwei Körperwellen mit unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten, eine longitudinale Komponente u_1 (Kompressionswelle) und zwei transversale Komponenten u_2 und u_3 (Scherwellen). Im homogenen elastischen Halbraum treten durch die geänderten Randbedingungen zusätzlich Oberflächenwellen auf. Da die theoretischen Grundlagen der Wellenausbreitung für die jeweiligen Randbedingungen in zahlreichen Lehrbüchern der Elastodynamik ausführlich dargestellt sind, wird auf die diversen Gleichungen der Wellentheorie im elastischen Raum bzw. im elastischen Halbraum hier nicht weiter eingegangen. Es werden nur die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der verschiedenen Wellenarten im homogenen elastischen Halbraum diskutiert [63], [5], [94], [96].

Kompressionswelle und Scherwelle

Wie in Bild 2-3 dargestellt, schwingen die Partikel bei der Kompressions- oder P-Welle parallel zur Wellenfortpflanzungsrichtung. Sie hat die Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$c_P = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (2.3)$$

Die Partikel der Scher- oder S-Welle schwingen hingegen senkrecht zur Wellenfortpflanzungsrichtung. Für elastisches Materialverhalten erfolgt bei dieser Wellenart eine reine Scherung unter Volumenkonstanz. Vereinfachend wird zwischen einer vertikal polarisierten Scherwelle (SV-Welle) und einer horizontal polarisierten Scherwelle (SH-Welle) unterschieden.

Durch Zerlegung der Partikelbewegung nach Gleichung (2.2) in eine Komponente u_3 parallel zur Bildebene erhält man die SV-Welle. Die Partikelbewegung erfolgt senkrecht zur Wellenfortpflanzungsrichtung und parallel zur Bildebene. Die Komponente u_2 senkrecht zur Bildebene wird als SH-Welle bezeichnet. Die Partikelbewegung erfolgt senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und im Gegensatz zur SV-Welle senkrecht zur Bildebene.

Beide Wellenarten, SV- und SH-Welle, haben die gleiche Wellengeschwindigkeit

$$c_S = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (2.4)$$

In Bild 2-3 ist eine P-Welle und eine vertikal polarisierten S-Welle mit deren Wellenlänge λ dargestellt.

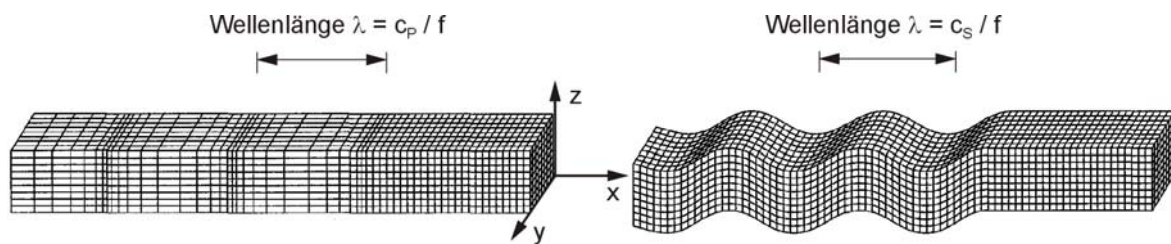


Bild 2-3 Körperwellen: Kompressionswelle (links) und vertikal polarisierte Scherwelle (rechts)

Die Wellenlänge λ ist abhängig von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der jeweiligen Wellenart und der Frequenz f .

$$\lambda = \frac{c_{P,S}}{f} \quad (2.5)$$

Das Verhältnis der P- zur S-Wellengeschwindigkeit im Festgestein ergibt sich näherungsweise zu $c_P/c_S \approx \sqrt{3}$. Die Registrierung der vom Erdbebenherd abgestrahlten P-Wellen an der Erdoberfläche erfolgt somit stets vor denen der S-Wellen. Die Laufzeitdifferenz $\Delta t = t_P - t_S = s \cdot (1/c_S - 1/c_P)$ an einem vom Epizentrum weit genug entfernt liegenden Standort kann in Abhängigkeit von der Hypozentraldistanz s mehrere Sekunden betragen. Man nutzt diese zum weltweiten Aufbau von Früh-Warn-Systemen (Early Warning System - EWS). Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 461 wurden unter der Mitarbeit des Verfassers Grundlagen für ein derartiges Früh-Warn-System für die seismisch gefährdete Hauptstadt Bukarest/Rumänien erarbeitet und veröffentlicht [147], [150], [149].

Rayleigh-Welle und Love-Welle

Im elastischen homogenen Halbraum, beim Vorhandensein einer freien Oberfläche, entsteht bei einer Überlagerung von vertikal polarisierten S-Wellen (SV-Wellen) und P-Wellen die Rayleigh-Welle (R-Welle). Wie in Bild 2-4 gezeigt, besteht ihre Partikelbewegung aus retrograden oder rücklaufenden Ellipsen. An der Oberfläche entspricht die Vertikalverschiebung in etwa der 1.5-fachen Horizontalverschiebung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_R der R-Welle ist abhängig von der Querdehnzahl ν und entspricht näherungsweise der Wellengeschwindigkeit c_S . Die Eindringtiefe der R-Wellen beträgt etwa zweimal deren Wellenlänge $\lambda_R = c_R / f$. In der Tiefe von etwa einer Wellenlänge klingen deren Amplituden auf unter 30% ab. Für einen homogenen elastischen Halbraum berechnet sich das Verhältnis der kleinsten Epizentralentfernung Δ_{\min} zu der Herdtiefe h_0 , in der R-Wellen an der Oberfläche registriert werden zu

$$\frac{\Delta_{\min}}{h_0} = \frac{1}{\sqrt{(c_P/c_R)^2 - 1}} \quad (2.6)$$

Ist der Halbraum mit der S-Wellengeschwindigkeit c_{S2} durch eine oberflächennahe weichere Sedimentschicht mit kleinerer S-Wellengeschwindigkeit c_{S1} überlagert, so können Love-Wellen (L-Welle) entstehen. Diese sind wie R-Wellen Oberflächenwellen, ihre Fortpflanzungsrichtung erfolgt parallel zur freien Schichtoberfläche. Wie in Bild 2-4 gezeigt, ist die Partikelbewegung senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung und parallel zur freien Schichtoberfläche. Sie entstehen durch die Interferenz von SH-Wellen in der oberflächennahen Schicht. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit c_L der L-Welle variiert zwischen der S-Wellengeschwindigkeit c_{S2} des unterliegenden homogenen Halbraums bei niederen Frequenzen und der S-Wellengeschwindigkeiten c_{S1} der oberflächennahen Schicht bei hohen Frequenzen. In Bild 2-4 sind beide Oberflächenwellenarten dargestellt.

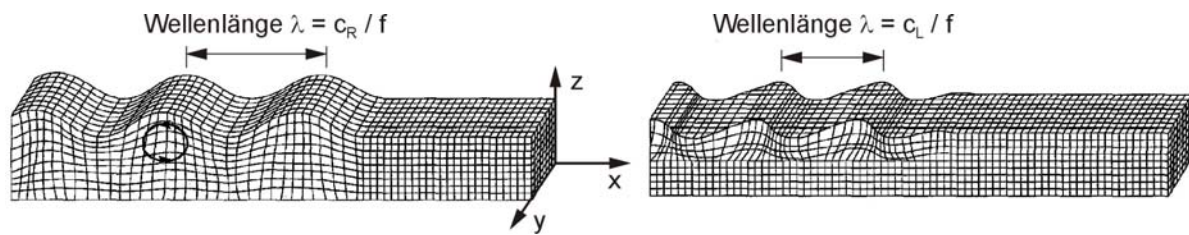


Bild 2-4 Oberflächenwellen: Rayleigh-Welle (links) und Love-Welle (rechts)

Frequenzabhängige Dämpfung im Ausbreitungsmedium

Neben der rein geometrisch bedingten Amplitudenabnahme der seismischen Wellen, die auf die Vergrößerung der Wellenfronten mit zunehmender Entfernung von der Quelle zurückgeht, kommt es aufgrund von materialabhängiger Absorption im Verlauf der Wellenausbreitung vom Erdbebenherd zur Erdoberfläche zusätzlich zu einer frequenzabhängigen Amplitudenabnahme. Diese wird im allgemeinen in der Seismologie mit dem Qualitätsfaktor Q_S für die Propagation von S-Wellen beschrieben, dessen Kehrwert ein direktes Maß für die Energieabnahme pro Wellenlänge Ausbreitungsdistanz darstellt [96]. Die exponentielle frequenzabhängige Amplitudenabnahme $A(f)$ für S-Wellen kann durch die Funktion

$$A(f) = e^{-\frac{\pi f R}{Q_S c_S}} \quad (2.7)$$

mit dem Wellenlaufweg R [m] beschrieben werden. Der Qualitätsfaktor Q_S steht mit dem in der Bau- und Bodendynamik verwendeten bezogenen Dämpfungsmaß ξ durch $Q_S = 1/(2\xi)$ in Beziehung. Aus Gleichung (2.7) wird deutlich, dass die Amplituden bei höheren Frequenzen im Vergleich zu niederen Frequenzen schneller abnehmen. Zudem erfährt das ganze Frequenzspektrum eine Abnahme in Abhängigkeit vom Wellenlaufweg R . Der Qualitätsfaktor Q_S ist nicht einheitlich, sondern in Abhängigkeit von den Materialeigenschaften der Sedimente oder kristallinen Gesteine unterschiedlich. So haben zum Beispiel Lockersedimente einen Qualitätsfaktor für S-Wellen von $Q_S \approx 20$, feste Sedimente zwischen 20 und 100, während Q_S bei kristallinen Gesteinen den Wert 100 deutlich überschreitet [121].

Wellenausbreitung an einer Schichtgrenze

Betrachtet man nun zwei Halbräume mit unterschiedlichen Materialeigenschaften, die miteinander in Kontakt stehen, so lassen sich mit Gleichgewichts- und Verträglichkeitsbedingungen an der Schichtgrenze Formulierungen für die Reflexion und Refraktion der verschiedenen Wellentypen ableiten [113]. Beim Eintreffen einer P- oder SV-Welle an einer Schichtgrenze entstehen im allgemeinen gleichzeitig reflektierte und refraktierte Wellen von beiden Wellentypen, da ihre Partikelbewegung im dreidimensionalen Raum sowohl senkrecht zur Bildebene, als auch in Bildebene erfolgt. Bei der polarisierten SH-Welle erfolgt die Partikelbewegung nur in Bildebene, was dem ebenen Verzerrungszustand entspricht, so dass beim Eintreffen einer SH-Welle an der Schichtgrenze nur eine reflektierte und refraktierte SH-Welle entsteht. Die entstehenden Wellentypen infolge einer einfallenden P-, SV- und SH-Welle sind in Bild 2-5 dargestellt.

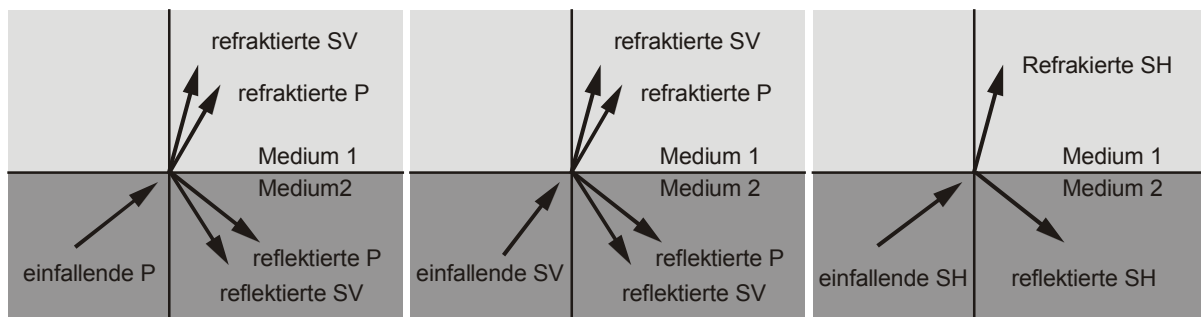


Bild 2-5 Reflektierte und refraktierte Wellenstrahlen infolge einer einfallenden P-, SV- und SH-Welle an einer Schichtgrenze [113]

Die Amplituden und Abstrahlwinkel der reflektierten und refraktierten Wellen hängen sowohl von der Amplitude, als auch vom Winkel der einfallenden Welle ab. Mit dem Gesetz von SNELL, sowie Verträglichkeits- und Gleichgewichtsbedingungen an der Schichtgrenze, lassen sich Beziehungen für die Refraktion und Reflexion der einfallenden Wellenart angeben. Entscheidend für die Größe der Amplituden und die Abstrahlwinkel ist das Impedanzverhältnis $\rho_1 c_{S1} / \rho_2 c_{S2}$ bzw. $\rho_1 c_{P1} / \rho_2 c_{P2}$, welches den Steifigkeitsunterschied der angrenzenden Schichten zum Ausdruck bringt.

Liegt, wie in Bild 2-5 dargestellt, eine weiche Schicht mit kleiner Impedanz auf einer steifen Schicht mit hoher Impedanz ($\rho_2 c_{S2} > \rho_1 c_{S1}$), so erfolgt eine Amplituden-erhöhung. Ist der Aufbau umgekehrt ($\rho_2 c_{S2} < \rho_1 c_{S1}$), so werden die Amplituden ab-gemindert. Die Amplitude kann im Extremfall, bei einer freien Oberfläche und einer senkrecht einfallenden SH-Welle, bis zu einem maximalen Faktor von zwei verstärkt werden. Das Impedanzverhältnis hat neben der Amplitudenänderung auch einen entscheidenden Einfluss auf die Beugung des Wellenstrahls.

Bei anstehenden Sedimentschichten erfolgt in der Regel eine vom Grundgebirge ausgehende Abnahme der Impedanz in Richtung der freien Oberfläche, so dass für die Impedanzen stets $\rho_2 c_{S2} > \rho_1 c_{S1}$ gilt. Bei einer am Grundgebirge schräg einfallenden SH-Welle erfolgt somit eine sukzessive Beugung des Wellenstrahls durch multiple Refraktion an den Schichtgrenzen des Sedimentpaketes in Richtung der Vertikalen, so dass in den oberflächennahen Schichten nahezu vertikal propagierende SH-Wellen eintreffen.

Wie durch die Auswertung von zahlreichen Freifeld-Registrierungen nachgewiesen wurde, sind ca. 75% der seismischen Bewegungsenergie bis zum Frequenzbereich von $f \leq 15$ Hz den vertikal propagierenden Scherwellen zuzuordnen. Der verbleibende Energieanteil besteht im Wesentlichen aus Oberflächen- und mehrfach refraktierten und reflektierten Wellen (Scattered waves) [128].

2.3 Seismischer Herdvorgang

Die Abstrahlung seismischer Energie vom Erdbebenherd in Form von Kompressionswellen (P-Wellen) und Scherwellen (S-Wellen) erfolgt nicht gleichmäßig. Vielmehr erreichen ihre Amplituden in bestimmten Richtungen ein Maximum und verschwinden an Knotenlinien, wo sie auch ihr Vorzeichen wechseln. In Bild 2-6 ist die winkelabhängige Änderung der abgestrahlten Amplituden von P- und S-Wellen für einen Punktherd und für einen unilateral propagierenden Scherbruch 'strike slip fault' dargestellt.

Die P-Wellen werden wie die S-Wellen in vier Blättern abgestrahlt, wobei die Abstrahlmaxima um 45° gegeneinander verdreht sind. Die Registrierung des seismischen Signals an der Erdoberfläche, d.h. die erste Ausschlagrichtung der P-Wellen und Polarisationsrichtung der S-Wellen, ermöglichen die Bestimmung der tektonischen Bewegungsform [96].

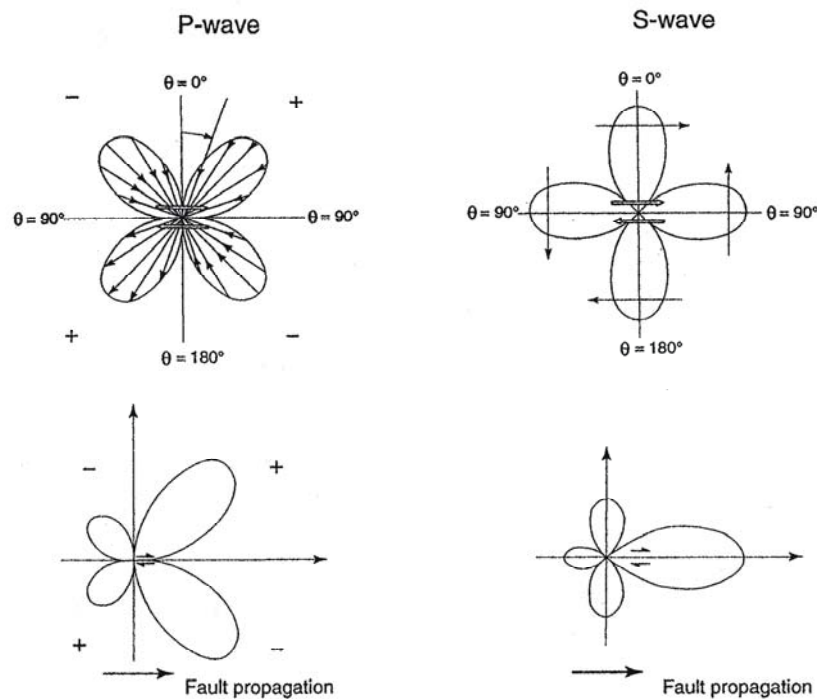


Bild 2-6 Abstrahlcharakteristik seismischer Energie in Form von P- und S-Wellen für einen 'Punktherd' (oben) und einen unilaterale propagierenden Scherbruch 'strike slip fault' (unten) [40]

Wie aus Bild 2-6 ersichtlich ist, verändert sich die Abstrahlungcharakteristik der P- und S-Wellen in Abhängigkeit von der Herdpropagation. Durch die Ausbreitung der Bruchfront auf der Herdfläche mit der Bruchgeschwindigkeit v_0 kann es zu einer Richtungsabhängigkeit kommen, die im Wesentlichen vom Verhältnis der Bruchgeschwindigkeit zur Scherwellengeschwindigkeit c_s bestimmt wird [96]. Nähert sich die bei der Herdpropagation weitgehend konstant bleibende Bruchgeschwindigkeit v_0 der Scherwellengeschwindigkeit c_s , so können in Fortpflanzungsrichtung des Bruches im unmittelbaren Epizentralbereich ein oder mehrere, sehr starke Bewegungsimpulse auftreten.

Diese Richtungsabhängigkeit der Energieabstrahlung oder Direktivität wird als 'Fault-Fling' oder kurz 'Fling' bezeichnet. Der Begriff 'Fling' wurde von BOLT im Zusammenhang mit dem San-Fernando Erdbeben 1971 eingeführt [17]. Der zweite Effekt, verursacht durch den Doppler-Effekt und Welleninterferenzen, bewirkt die Abstrahlung der seismischen Energie in einem sehr breiten Frequenzband.

Die Ausbildung und Abstrahlungsrichtung dieses Bewegungsimpulses, der sich in der aufgezeichneten Geschwindigkeitskomponente des seismischen Signals erkennen lässt, kann je nach Bruchmechanismus sehr unterschiedlich sein. Betrachtet man die Grundformen der tektonischen Bewegungen in Bild 2-2, so ist erkennbar, dass die Abstrahlcharakteristik des Herdes entscheidend vom Bruchmechanismus abhängt. Bei einem ebenen Scherbruch (strike slip fault) wird der wesentliche Teil der seismischen Energie in Form von SH- und L-Wellen abgestrahlt, während bei einer Überschiebung die Abstrahlung vorwiegend aus P-, SV- und R-Wellen besteht [96].

Von BOUCHON [23] wurden numerische Simulationen zur Untersuchungen von Direktivitätseffekten in Abhängigkeit vom Bruchmechanismus und einer auf dem Halbraum aufliegenden weichen Sedimentschicht durchgeführt. Seine Ergebnisse zeigen deutlich, dass der Bruchmechanismus und die Materialeigenschaften der aufliegenden weichen Sedimentschicht einen starken Einfluss auf die Ausbreitungsrichtung und folglich auf die Bewegungsgrößen an der Oberfläche haben.

So kommt es zum Beispiel bei einem propagierenden Scherbruch im elastischen homogenen Halbraum zu einer starken Amplitudenerhöhung in Ausbreitungsrichtung, während bei einer propagierenden Überschiebung der wesentliche Teil der seismischen Energie senkrecht zur Ausbreitungsrichtung in Form von starken Bewegungsimpulsen abgestrahlt wird. In Bild 2-7 sind die Komponenten der Beschleunigungs- und Geschwindigkeitszeitverläufe an der Nahfeld-Station Rinaldi parallel und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung für das Northridge-Erdbeben ($M_w = 6.7$) in Kalifornien/USA von 1994 dargestellt [134]. Der Herdmechanismus des Northridge-Erdbebens ist durch eine Überschiebung charakterisiert, wodurch sich auch die sehr hohen Vertikalbeschleunigungen in Bild 2-7 erklären lassen.

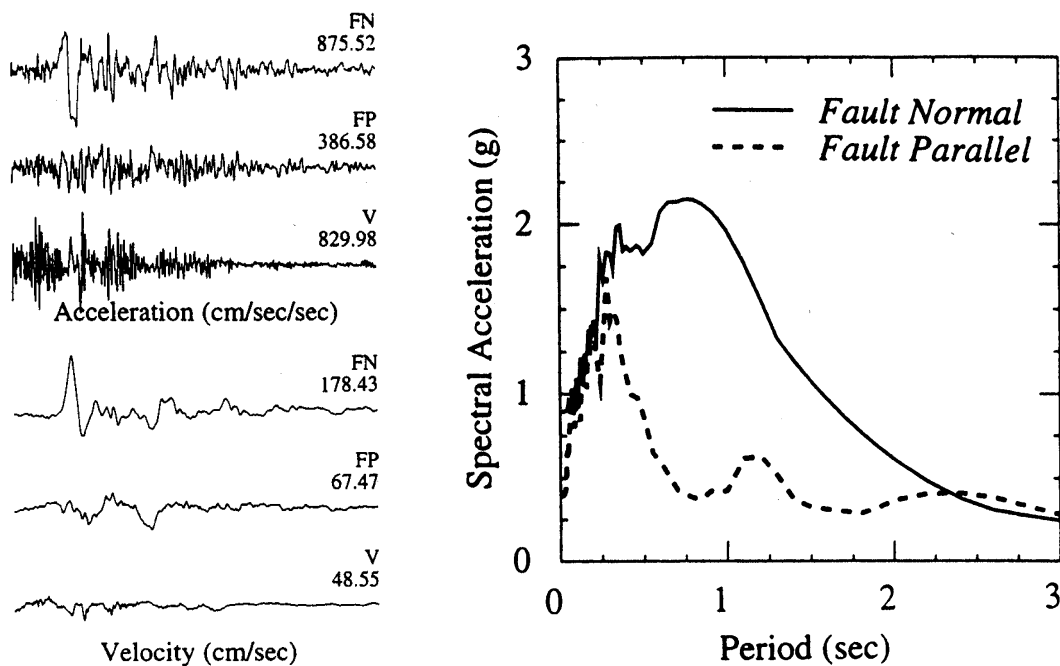


Bild 2-7 Northridge-Erdbeben 1994, Kalifornien/USA, Station Rinaldi: Beschleunigungs- und Geschwindigkeitszeitverläufe für die jeweiligen Komponenten parallel und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, Antwortspektren für die horizontalen Komponenten FN (Fault Normal) und FP (Fault Parallel) [134]

In der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Ausbreitungsrichtung erkennt man den langperiodigen Geschwindigkeitsimpuls oder 'Fling', wodurch die zuvor gemachten Aussagen bestätigt werden. Durch den Direktivitätseffekt kommt es zu einer starken Erhöhung der langperiodigen Spektralbeschleunigungen im Antwortspektrum für die Horizontalkomponente FN senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Wie in Bild 2-7 gezeigt, hat der 'Fling-Effekt' im Nahfeldbereich großer Beben einen starken Einfluss auf die sichere Auslegung von Ingenieurbauwerken gegen Erdbebenlasten. So kam es beim San-Fernando Erdbeben von 1971 zum TotalEinsturz des Olive View Krankenhauses, das einige Kilometer über der Bruchfläche stand [15]. Der TotalEinsturz des Gebäudes wurde wesentlich durch diesen Geschwindigkeitsimpuls verursacht.

Die aus dem hochfrequenten Teil des Spektrums kommende maximale Beschleunigung spielte demgegenüber eine untergeordnete Rolle. Zudem erreichte der 'Fling' das Bauwerk etwa 6 Sekunden bevor der Maximalwert der Bodenbeschleunigung erreicht wurde. Durch die Lehren aus dem San-Fernando und dem Northridge Erdbeben wurde in der amerikanischen Vorschrift für die Auslegung von Bauwerken gegen Erdbeben UBC (Uniform Building Code - UBC) ein Nahfeldfaktor eingeführt [141]. Der Nahfeldfaktor, der in Abhängigkeit vom Herdmechanismus und der Epizentraldistanz ermittelt wird, berücksichtigt den 'Fling-Effekt' im Nahfeldbereich durch eine Erhöhung der Spektralwerte im Antwortspektrum.

Neben dem 'Fling-Effekt' hat der Verlauf des Bruchprozesses bei Starkbeben einen Einfluss auf den Frequenzgehalt der abgestrahlten Energie. Die Abstrahlung hochfrequenter seismischer Energie von Starkbeben in den für Bauwerke kritischen Frequenzbereichen erfolgt nicht von der gesamten Herdfläche, sondern nur dort, wo sich die Bruchgeschwindigkeit stark ändert [116]. Je nachdem, ob der dominierende Einfluss auf die Abstrahlung hochfrequenter seismischer Signale den Bereichen erhöhter Spannung oder denen erhöhter Scherfestigkeit zugeordnet wird, spricht man von Asperity- oder Barrieren-Modellen [7], [6]. Es wird angenommen, dass die Asperities oder Barrieren nur einen Bruchteil der gesamten Herdfläche, aber den dominierenden Anteil der ingenieurseismologisch relevanten Beschleunigungen hervorrufen. Ihre räumliche Ausdehnung und Verteilung kann außerdem die maximal vom Erdbebenherd abgestrahlte Frequenz begrenzen. Die Form der tektonischen Bewegung und der seismische Herdvorgang haben somit bei Starkbeben einen entscheidenden Einfluss auf das Herdspektrum der abgestrahlte Energie.

Für viele Betrachtungen ist es jedoch sinnvoll, zunächst die tatsächliche Geometrie des Erdbebenherdes zu vernachlässigen und den Herd als 'seismischen Punktherd', wie in Bild 2-6 dargestellt, zu betrachten. Für die Beschreibung des Erdbebenherdes und die mathematische Erfassung des Bruchvorganges werden im allgemeinen die Herdgeometrie und Bruchparameter, wie in Bild 2-1 dargestellt, verwendet.

Von denen aus der Herdgeometrie und den Bruchparametern ableitbaren Größen, hat insbesondere das seismische Moment M_0 für die Quantifizierung der Erdbebenstärke eine große Bedeutung. Dieses ergibt sich aus den beobachteten und daraus abgeleiteten geometrischen Bruchparametern. Von den theoretischen Zusammenhängen ausgehend, ergibt sich die Definition des seismischen Momentes zu

$$M_0 = \mu A D \quad [\text{Nm}] \quad (2.8)$$

mit dem elastischen Schubmodul $\mu = G$ [N/m^2] des umgebenden Gesteins, der Herdfläche (fault area) A und der mittleren Verschiebung (Dislokation) D auf der Herdfläche [74]. Das seismische Moment, dessen Werte in der Regel zwischen 10^{17} und 10^{20} Nm liegen, ist in Bild 2-6 (oben) durch das Kräftepaar angedeutet. Mit Hilfe des seismischen Momentes lässt sich die Beziehung für die Momentenmagnitude M_w

$$M_w = \frac{2}{3} \log_{10} M_0 - 10.7 \quad [\text{dyne} \cdot \text{cm}] \quad (2.9)$$

zur Quantifizierung der Stärke eines Erdbebens angeben ($1 \text{ Nm} = 10^7 \text{ dyne} \cdot \text{cm}$).

Neben der Momentenmagnitude werden weitere Magnitudenskalen zur Beschreibung der Stärke eines Bebens verwendet [96]. Mit der Definition des seismischen Momentes nach Gleichung (2.8) und grundlegenden Beziehungen der Elastizitätstheorie ergibt sich nach dem Herdmodell von BRUNE für einen kreisförmigen Herd mit der Fläche $A = \pi r^2$ die mittlere Verschiebung D auf der Herdfläche zu

$$D = \frac{\left(\frac{16}{7} \pi\right) r \Delta\tau}{\mu} \quad (2.10)$$

mit dem Spannungsabfall (stress drop) $\Delta\tau$ und dem Herdradius r [26], [88].

Setzt man Gleichung (2.8) in (2.10) ein, so erhält man die Beziehung für den Herdradius r

$$r = \left(\frac{7 M_0}{16 \Delta \tau} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.11)$$

in Abhängigkeit vom seismischen Moment und dem Spannungsabfall.

Für die mathematische Beschreibung der Abstrahlcharakteristik seismischer Energie vom Erdbebenherd wurde von BRUNE [26] für eine idealisierte punktförmige Herdquelle folgende Beziehung für das Herdspektrum $S(f)$ der Verschiebungen

$$S(f) = \frac{C M_0}{(1 + (f/f_c)^2)} \quad (2.12)$$

formuliert. In Gleichung (2.12) ist f_c die Herdeckfrequenz und C ein Skalierungsfaktor. Die Herdeckfrequenz hängt von der Herdlänge l_0 und der Herdbruchgeschwindigkeit v_0 ab. Das Herdspektrum der Beschleunigungen lässt sich mit der bekannten Beziehung $(2\pi f)^2 S(f)$ nach Gleichung (2.12) herleiten. Die Herdspektren der Verschiebungen resp. der Beschleunigungen sind in Bild 2-8 dargestellt. Mit der Beziehung $f_c = 0.69 c_s / r$ für die Herdeckfrequenz lässt sich diese mit Gleichung (2.11) in Abhängigkeit der diskutierten Herdparameter ausdrücken [26]

$$f_c = 4.9 \cdot 10^6 c_s \left(\frac{\Delta \tau}{M_0} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.13)$$

mit c_s in km/s, $\Delta \tau$ in bar und M_0 in dyne · cm .

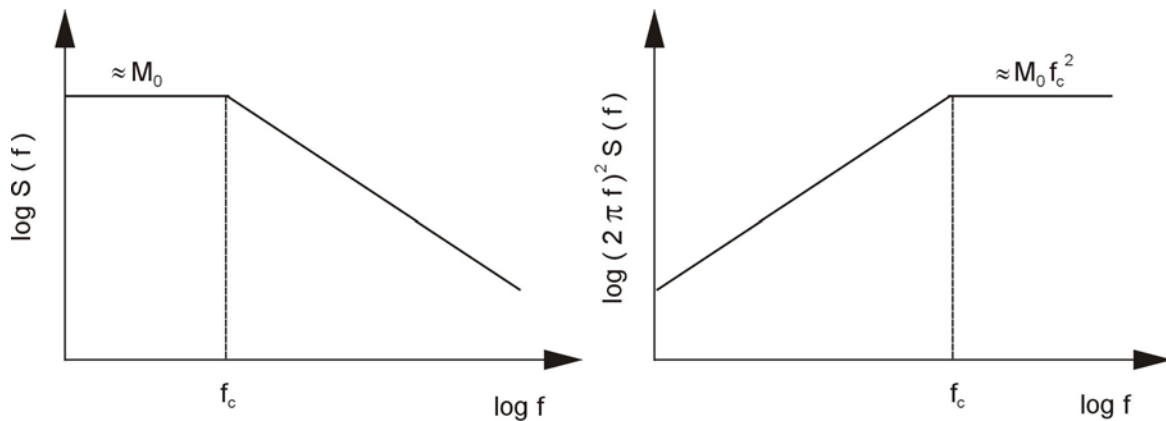


Bild 2-8 Herdspektrum für die Verschiebungen (links) und für die Beschleunigungen (rechts) nach BRUNE [26]

Für die sichere Auslegung von Bauwerken gegen Erdbeben ist die Kenntnis der seismischen Gefährdung am Standort von entscheidender Bedeutung. In vielen seismisch gefährdeten Gebieten liegen jedoch keine oder nur eine geringe Anzahl von Starkbebenaufzeichnungen vor, so dass der Erzeugung von synthetischen Beschleunigungszeitverläufen, welche die physikalischen Eigenschaften des Bruchmechanismus widerspiegeln sollen, eine entscheidende Bedeutung zukommt. Für deren Erzeugung sind eine Vielzahl von verschiedenen Programm-Codes entwickelt worden. Einen guten Überblick über die verschiedenen Ansätze mit verifizierenden Untersuchungen und weiterführender Literatur findet man zum Beispiel in [93].

Von BOORE [22] wurde, auf dem diskutierten Herdmodell nach BRUNE basierend, ein Programm-Code zur Generierung von synthetischen Beschleunigungszeitverläufen entwickelt. Zu deren Erstellung werden zunächst einer GAUSS-Verteilung entsprechend zufallsgenerierte Zeitverläufe, deren Fourierspektren eine nahezu konstante Amplitude aufweisen, berechnet. Diese werden auch als 'weißes Rauschen' bezeichnet. Anschließend werden die so erzeugten Spektren mit Hilfe der in Bild 2-8 dargestellten Einhüllenden überlagert und vom Frequenz- in den Zeitbereich transformiert. Auf eine ausführliche Erläuterung des Programm-Codes wird auf die Veröffentlichung von BOORE [22] verwiesen.

Die Eingabeparameter zur Generierung eines synthetischen Beschleunigungszeitverlaufs sind die Momentenmagnitude M_W nach Gleichung (2.9), die Herdeckfrequenz f_C nach Gleichung (2.13), die Scherwellengeschwindigkeit c_S und die Dichte ρ des umgebenden Gesteins, der Qualitätsfaktor Q_S resp. eine frequenzabhängige Amplitudenabnahme $A(f)$ nach Gleichung (2.7), die Hypozentraldistanz und ein Faktor zur Berücksichtigung der freien Oberfläche. In Bild 2-9 ist beispielhaft ein generierter Beschleunigungszeitverlauf und das elastische Antwortspektrum für die Eingabewerte $M_W = 6.5$, $f_C = 0.2$ Hz, $c_S = 3$ km/s, $\rho = 2.7$ gr/cm³, $Q_S = 200$ und einer Hypozentraldistanz von 10 km dargestellt.

Da im beschriebenen Programm-Code als Eingangsgröße ein zufallsgenerierter Beschleunigungszeitverlauf verwendet wird, sind mehrere Realisationen erforderlich um die Streuung zu minimieren. Der in Bild 2-9 dargestellte Beschleunigungszeitverlauf stellt den berechneten Mittelwert aus 20 Realisationen dar. Die Ermittlung der Eingabewerte orientierte sich an seismischen Kenngrößen die von SCHNEIDER [122] veröffentlicht sind. Der generierte Beschleunigungszeitverlauf weist eine Starkbeobendauer von etwa 5 s und eine Maximalbeschleunigung von 1.1 m/s^2 auf. Im berechneten elastischen Antwortspektrum liegt der Bereich mit konstanten Spektralbeschleunigungen (Spectral Acceleration – SA) zwischen $T_B = 0.05$ s und $T_C = 0.3$ s. Die Werte im Zeit- und Frequenzbereich ergaben eine gute Übereinstimmung im Vergleich zu Registrierungen von Erdbeben mit ähnlichen seismischen Kenngrößen. Der mit den beschriebenen Eingabewerten generierte Beschleunigungszeitverlauf dient als Eingangssignal am Felshorizont für die in Abschnitt 4 diskutierte Berechnung von nichtlinearen Standorteffekten.

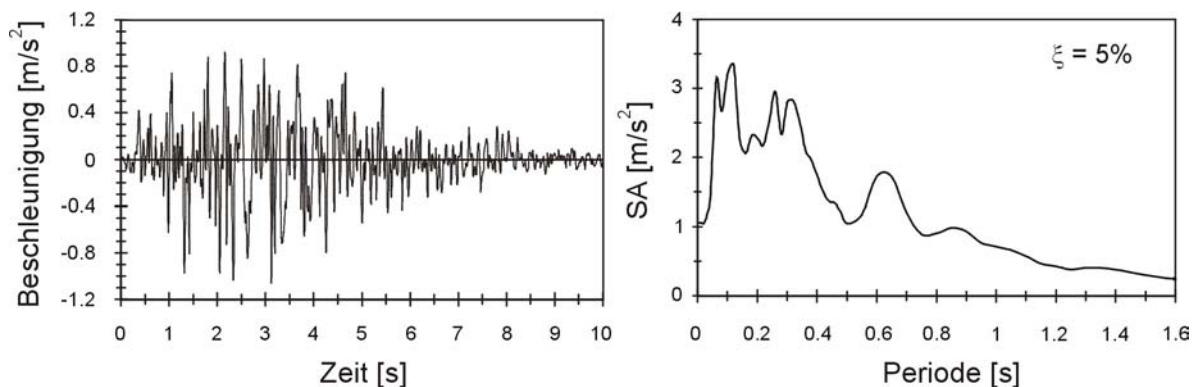


Bild 2-9 Generierter Zeitverlauf und elastisches Antwortspektrum

2.4 Standorteffekte

Für die sichere Auslegung von Bauwerken gegen Erdbeben und für die Berechnung der Bauwerksantwort ist die Kenntnis der einwirkenden Belastung am Standort für den projektierenden Ingenieur, meist in Form von Beschleunigungszeitverläufen für die Zeitverlaufsberechnung oder Antwortspektren für die Modalanalyse, von entscheidender Bedeutung.

Wie erneut bei den Starkbeben Kobe/Japan, 1995, ($M_w = 6.9$) und Kocaeli/Türkei, 1999, ($M_w = 7.4$) deutlich wurde, kann die Intensitätsverteilung in einem räumlich engbegrenzten Schadensgebiet bei im Prinzip homogener Bausubstanz sehr unterschiedlich sein [154], [37]. Diese Variation der Intensitätsverteilung ist zumeist auf den Einfluss von Standorteffekten zurückzuführen.

Vom Grundgebirge oder von einem definierten Referenzniveau mit großer Steifigkeit ($c_s \geq 750 \text{ m/s}$) ausgehend, propagieren die seismischen Wellen durch die anstehenden Sediment- oder Lockergesteinsschichten mit unterschiedlichen Materialeigenschaften an die freie Bodenoberfläche, die auch als Freifeld bezeichnet wird. Der laterale Verlauf der Schichtungen, bzw. Stratigraphie und die Materialeigenschaften der Sedimente können je nach geologischer Situation sehr komplex sein. Lockergesteinsschichten von Kiesen, Sanden und Tonen mit unterschiedlicher Konsistenz und Steifigkeit können sich in verschiedener Mächtigkeit abwechseln und unterschiedliche nichtlineare Deformationseigenschaften aufweisen.

Bei der Propagation des seismischen Eingangssignals durch die anstehenden Sedimentschichten kommt es im Freifeld durch konstruktive oder destruktive Interferenz zu einer Amplitudenerhöhung oder -abschwächung und einer Veränderung des Frequenzgehaltes des am Grundgebirge einfallenden seismischen Signals. Des Weiteren kann es durch den Einfluss der Sedimentschichten zu einer signifikanten Verlängerung der Starkbebendauer kommen.

Neben den Sedimentschichten hat auch die Oberflächentopographie einen Einfluss auf die Freifeldantwort. So können unter anderem auf Bergrücken und Tälern in Abhängigkeit von den geometrischen Verhältnissen starke Amplifikationen auftreten [11]. Wie bereits erwähnt, hat die Mächtigkeit der Sedimentschichten und deren Materialeigenschaften einen großen Einfluss auf den Amplituden- und Frequenzgehalt der Freifeldantwort. Wenn zudem die dominierende Frequenz des seismischen Eingangssignals der Eigenfrequenz der anstehenden Sedimentschichten entspricht, kann es zu starken Amplifikationen oder Resonanzerscheinungen kommen. Der Frequenzgang der Amplituden kann bei linear-elastischem Materialverhalten mit Hilfe einer Übertragungsfunktion beschrieben werden.

Idealisiert man die Bodenschicht als 'Scherbalkenmodell' und setzt voraus, dass die Verschiebungen des Bereiches ausschließlich durch vertikal propagierende Scherwellen in horizontaler Richtung verursacht werden, gelangt man zur eindimensionalen Wellengleichung für eine vertikal propagierende SH-Welle

$$\rho \frac{\partial u_1}{\partial t^2} = G \frac{\partial u_1}{\partial z^2} + \eta \frac{\partial^3 u_1}{\partial z^2 \partial t} \quad (2.14)$$

Wobei u_1 die Verschiebung in x-Richtung und η die viskose Dämpfung bezeichnen. Dieses Modell, mit über die Tiefe konstant bleibenden Materialeigenschaften, ist in Bild 2-10 skizziert. Die Übertragungsfunktion $|U(\omega)|$ ergibt sich durch Lösung der Differentialgleichung (2.14)

$$|U(\omega)| = \frac{1}{\sqrt{\cos^2(\omega H / c_s) + [\xi(\omega H / c_s)]^2}} \quad (2.15)$$

mit einem komplexen Verschiebungsansatz. Wobei $\xi = \eta \omega / 2G$ das bezogene Dämpfungsmaß, ω die Kreisfrequenz, c_s die Scherwellengeschwindigkeit und H die Schichtmächtigkeit bezeichnen [94]. Die Übertragungsfunktion macht deutlich, dass bei hohen Frequenzen die Amplituden stärker gedämpft werden als bei niedrigen Frequenzen. Des weiteren variiert die Dämpfung mit der Frequenz.

Die Übertragungsfunktion besitzt ein lokales Maximum für $\omega H/c_S = \pi/2 + n\pi$,
woraus sich die Eigenfrequenzen der Bodenschicht

$$\omega_n = \frac{c_S}{H} \left(\frac{\pi}{2} + n\pi \right) \quad n = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad (2.16)$$

berechnen. Da die maximalen Amplituden für zunehmende Eigenfrequenzen ω_n
abnehmen, werden die Amplituden der ersten Eigenfrequenz maximal verstärkt. Die
erste Eigenfrequenz wird als dominierende Eigenfrequenz f_0 , bzw. dominierende
Eigenperiode T_0

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{4H}{c_S} \quad (2.17)$$

bezeichnet, mit dem bekannten Zusammenhang $\omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi/T_0$. Mit Gleichung
(2.5) und (2.17) ergibt sich die charakteristische Wellenlänge

$$\lambda_0 = 4H \quad (2.18)$$

In Bild 2-10 sind für eine homogene Bodenschicht die ersten drei Eigenformen mit
ihren berechneten Verschiebungen dargestellt.

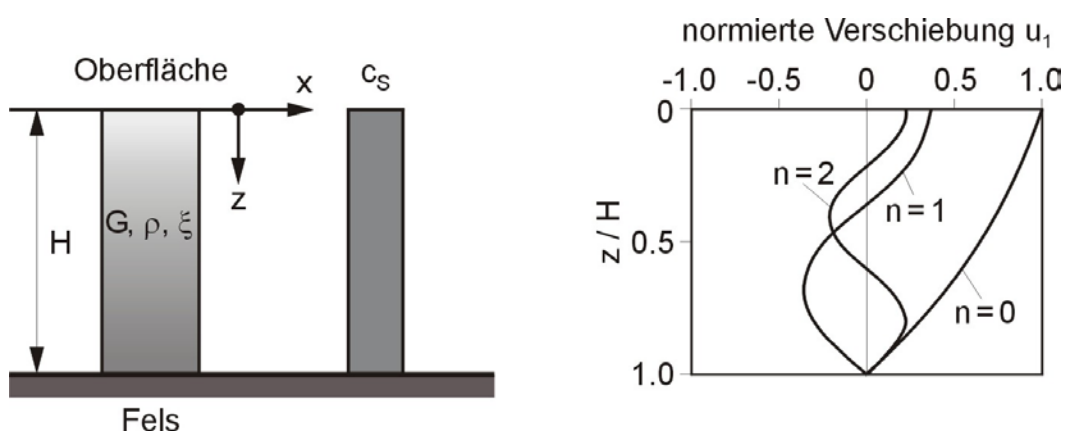


Bild 2-10 Die ersten drei Eigenformen für eine homogene Bodenschicht, $\xi = 5\%$

Besteht der anstehende Untergrund aus mehreren Schichten mit unterschiedlichen Materialeigenschaften, so kann die dominierende Eigenperiode T_0 näherungsweise mit Hilfe der mittleren Scherwellengeschwindigkeit \bar{c}_s

$$\bar{c}_s = \left(\sum_{i=1}^n c_{s_i} H_i \right) / H \quad (2.19)$$

aus den Werten für die Schicht i berechnet werden. Diese Näherung ist für eine Abschätzung sehr hilfreich, kann aber bei stark variierenden Materialeigenschaften und Schichthöhen eine Abweichung bis zu 30 % beinhalten [11]. Zudem ist zu beachten, dass bei der Herleitung der Beziehungen für die dominierende Eigenperiode von einem über die Schichtmächtigkeit konstant bleibenden Schubmodul ausgegangen wird. Da jedoch, wie in Abschnitt 3.1 noch diskutiert wird, der Schubmodul in Abhängigkeit vom hydrostatischen Druck über die Tiefe ansteigt, kann Gleichung (2.17) nur als Näherung betrachtet werden.

In Bild 2-11 ist die Beziehung zur Ermittlung der dominierenden Eigenperiode nach Gleichung (2.17) graphisch dargestellt. Zur Orientierung sind die Bereiche gemittelter Scherwellengeschwindigkeiten für mitteldichte Sande und normalkonsolidierte Tone, die im allgemeinen unterschiedliche Steifigkeiten aufweisen, eingezeichnet [47].

Nachfolgend werden die Auswirkungen von Standorteffekten auf die Bodenbewegungen im Freifeld an einigen ausgewählten Beispielen diskutiert. Diese orientieren sich an Starkbeben, bei denen der Herdmechanismus und dessen Abstrahlcharakteristik nur von untergeordnetem Einfluss sind. Die Änderung des seismischen Eingangssignals ist vorwiegend auf die Materialeigenschaften und die laterale Variation, bzw. Stratigraphie der anstehenden Lockersedimente zurückzuführen.

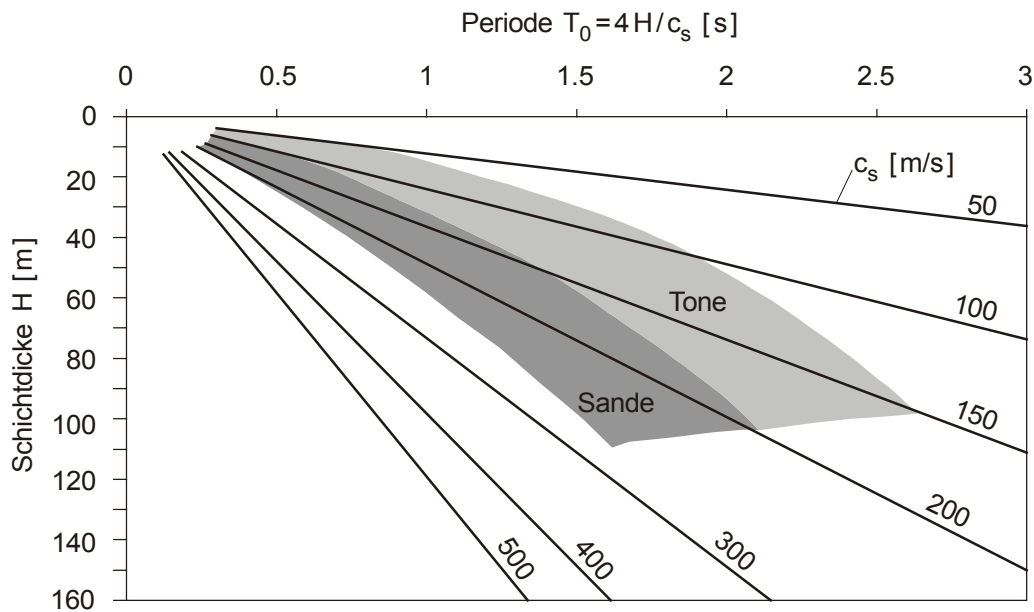


Bild 2-11 Eigenperiode T_0 für eine horizontale homogene Bodenschicht in Abhängigkeit der Schichtmächtigkeit. Schattierte Bereiche stellen Mittelwerte der Scherwellengeschwindigkeit c_s für mitteldichte Sande und normalkonsolidierte Tone dar [47]

San Francisco Erdbeben, San Francisco/Kalifornien, USA, 1953

Wie bereits erwähnt wurde, kann es durch große laterale Diskontinuitäten und Inhomogenitäten der Sedimentschichten zu starken Variationen der Bodenbewegungen im Freifeld kommen. In Bild 2-12 sind beispielhaft die Registrierungen der Bodenbewegungen für das San Francisco Erdbeben von 1953 ($M = 5.3$) entlang einem vier Meilen langen Längsprofil in San Francisco dargestellt [81].

Wie aus den Antwortspektren in Bild 2-12 ersichtlich ist, sind die spektralen Beschleunigungen an den Felsstandorten nahezu identisch. Im Vergleich unterscheiden sich die spektralen Beschleunigungen an den Standorten, die durch tiefe Lockersedimentschichten unterlagert sind, jedoch signifikant. Diese Registrierungen machen deutlich, dass bei starker lateraler Variation der Sedimentschichten, überlagert mit konstruktiver und destruktiver Welleninterferenz, eine eindimensionale Betrachtungsweise nur bedingt zum Ansatz kommen kann.

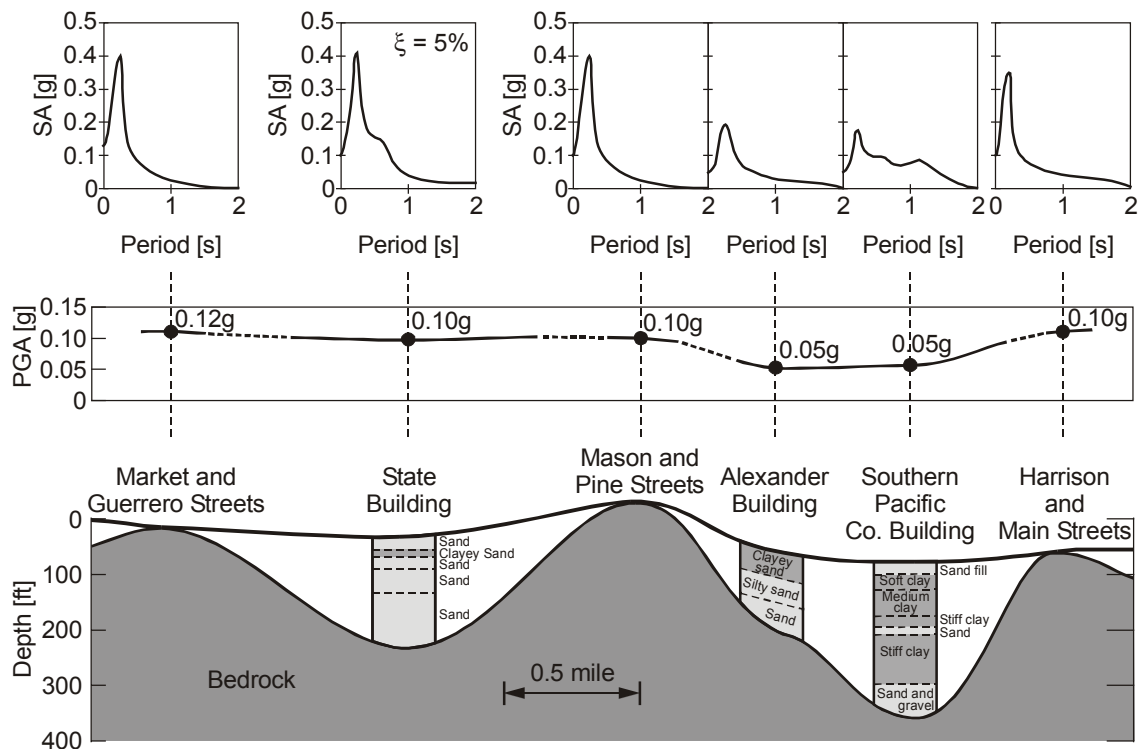


Bild 2-12 Laterale Variation der Bodenbewegungen und spektralen Beschleunigungen beim San Francisco Erdbeben von 1953 ($M = 5.3$) entlang einem vier Meilen Längsprofil in San Francisco [81]

Der teilweise signifikante Einfluss der lateralen Variation der Lockersedimentschichten auf die Freifeldantwort wurde auch durch neuere geophysikalische Untersuchungen am 'Euro-Seis-Test' in Volvi/Griechenland bestätigt [29], [111].

Michocan Erdbeben, Mexico-City/Mexiko, 1985

Besonders ausgeprägt war die Amplifikation der Bodenbewegungen beim Michocan Erdbeben, 1985, $M_s = 8.1$, an der mexikanischen Pazifikküste. Dort traten die größten Intensitäten nicht im Epizentralgebiet auf, sondern in der 400 km entfernten Hauptstadt Mexico-City (Mexico-City-Effect). Die Zahl der Opfer und Schäden konzentrierte sich in der Innenstadt von Mexico-City.

Hier besteht der Baugrund aus einer 38 m bis 50 m dicken, sehr weichen Tonschicht mit darunter liegenden steiferen Beckensedimente von mehreren hundert Metern Mächtigkeit [135]. Nur sehr geringe Schäden traten hingegen in wenigen Kilometern Entfernung zur Innenstadt auf, wo der Baugrund aus hartem Vulkangestein besteht.

Das Antwortspektrum für den Standort SCT zeigt infolge dieser weichen Tonschicht ($\bar{c}_s \approx 75 \text{ m/s}$) im Vergleich zum vulkanischen Festgestein eine bis zu 20-fache Überhöhung der spektralen Beschleunigungen im Periodenbereich von $T \approx 2 \text{ s}$. Später zeigte sich durch bodendynamische Untersuchungen, dass im Bereich der Station SCT der Untergrund aus sehr weichen Tonschichten (Mexico-City-Clay) mit hohem Plastizitätsindex I_p und einer Schichtmächtigkeit von 35 m bis 40 m ansteht. Der tonige Boden zeigte bei experimentellen Untersuchungen, trotz der geringen Steifigkeit, selbst bei großen Scherdehnungen ein nahezu lineares Materialverhalten.

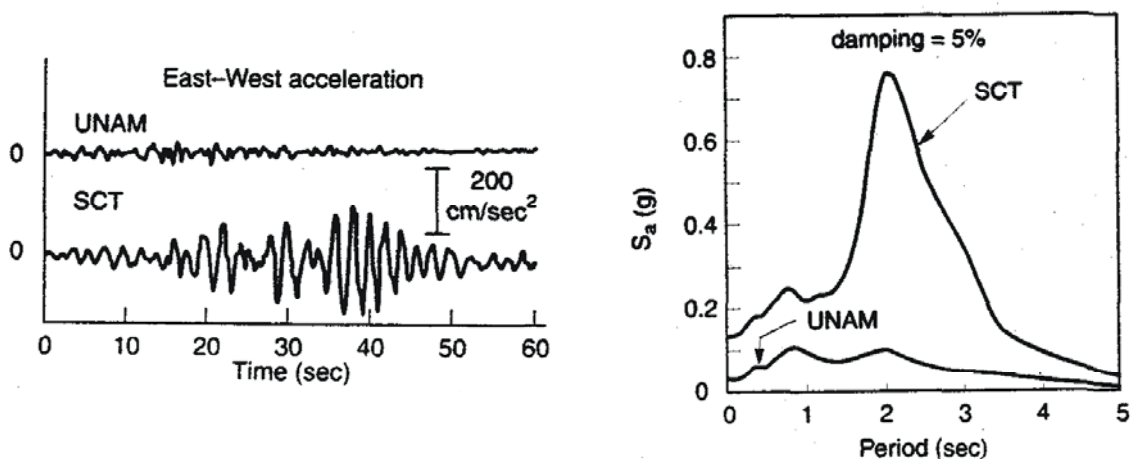


Bild 2-13 Michoacan Erdbeben, Mexico-City/Mexiko, 1985: Beschleunigungszeitverläufe und Antwortspektren für die Stationen UNAM (Untergrund: Fels) und SCT (Untergrund: weiche Tonschichten) [135]

Für die Amplifikation des seismischen Eingangssignal waren somit die ungünstigen geometrischen Abmessungen der auf dem Felsuntergrund aufliegenden Tonschicht entscheidend. Die vereinfachte Berechnung der dominierenden Periode für den Standort SCT mit Gleichung (2.17) ergibt $T_0 = 4 (37.5)/75 = 2 \text{ s}$.

Vergleicht man diese mit dem in Bild 2-13 dargestellten Antwortspektrum, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Durch den felsigen Untergrund und die geringe Materialdämpfung wurde zudem der größte Teil des seismischen Eingangssignals mehrfach reflektiert, so dass es schließlich zu einer Wellen- oder Energiefalle kam.

Neben der spektralen Überhöhung der Beschleunigungen im Periodenbereich von $T \cong 2\text{ s}$ kam es zu einer langen Starkbebenphase, wodurch die seismische Beanspruchung der Bauwerke weiter zunahm. Die größten Bauwerksschäden und Totaleinstürze konnten direkt mit der Eigenperiode des Untergrundes und den Eigenperioden der Bauwerke korreliert werden.

Vrancea Erdbeben, Bukarest/Rumänien, 1977, 1986 und 1990

Ein weiteres Beispiel von Standorteffekten soll am Beispiel des Standorts Bukarest/Rumänien aufgezeigt werden. Dort resultiert die seismische Gefährdung aus dem Einfluss der Vrancea Erdbeben. Die Seismizität dieses eng begrenzten Herdvolumens in der Vrancea Region ist durch subkrustale Starkbeben mit 70-180 km Herdtiefen auf einer Fläche von $20 \times 60 \text{ km}^2$ charakterisiert [148].

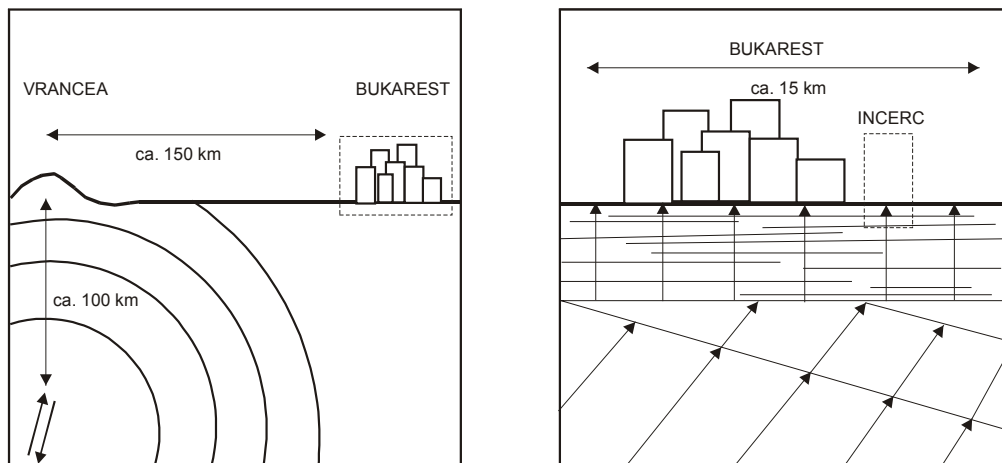


Bild 2-14 Vereinfachtes System 'Erdbebeneinwirkung' für Bukarest/Rumänien infolge des Vrancea Herdgebietes

Die mittlere Epizentraldistanz zwischen der Vrancea Region im rumänischen Karpatengebirge und Bukarest beträgt etwa 150 km. Vereinfacht ist das System 'Erdbebeneinwirkung' für Bukarest in Bild 2-14 dargestellt. Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, dass durch die große Hypozentraldistanz von ca. 180 km der Herdmechanismus und die Abstrahlcharakteristik nur einen geringen Einfluss haben. Die Bodenbewegungen im Stadtgebiet von Bukarest werden vielmehr durch die lokale Variation und die nichtlinearen Deformationseigenschaften der anstehenden Lockersedimentschichten beeinflusst [100]. Vereinfacht kann die seismische Gefährdung für Bukarest in Abhängigkeit von der Stärke des Erdbebens, der Herdtiefe und den lokalen Standorteffekten beschrieben werden.

An der im Osten von Bukarest gelegenen Station INCERC wurden die Vrancea Starkbeben vom

- 04.03.1977, $M_w = 7.4$, Herdtiefe = 95 km
- 30.08.1986, $M_w = 7.1$, Herdtiefe = 130 km
- 30.05.1990, $M_w = 6.9$, Herdtiefe = 90 km

registriert. In Bild 2-15 (links) sind die berechneten Antwortspektren für diesen Standort dargestellt.

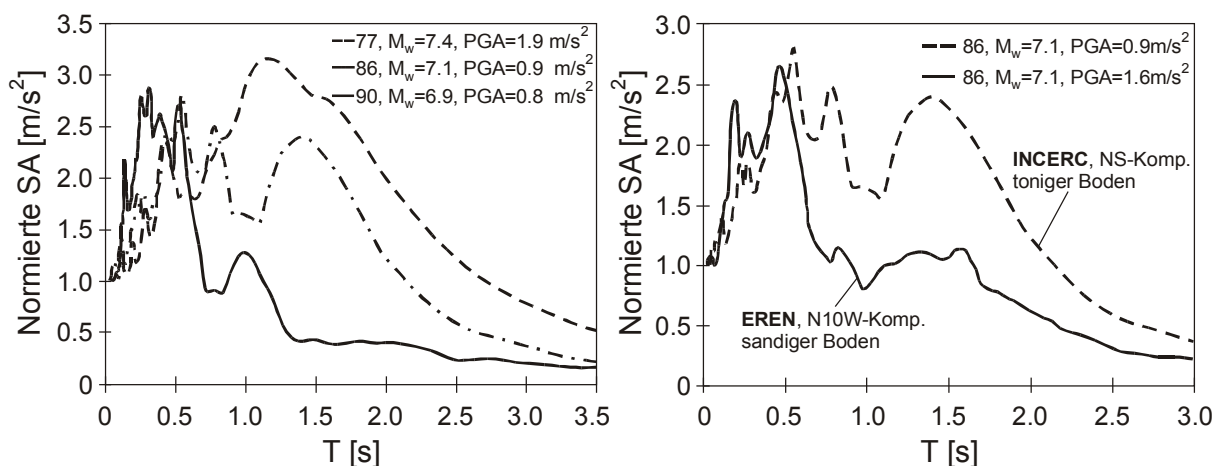


Bild 2-15 Vrancea Erdbeben, Bukarest/Rumänien: Normierte Antwortspektren für die Erdbeben von 1977, 1986, und 1990 an der Station INCERC (links) und normierte Antwortspektren für das Erdbeben von 1986 an den Stationen EREN und INCERC (rechts), $\xi = 5\%$ [101]

Der anstehende weiche Untergrund besteht vereinfacht aus einer oberflächennahen 10 m mächtigen Kiesschicht, darunter befinden sich bis in eine Tiefe von ca. 400 m mächtige Ton- und sandige Tonschichten mit unterschiedlichen Konsistenzen und Festigkeiten, die von sandigen Schichtbändern durchsetzt sind. Zwischen 400 m und 650 m stehen Tone, Sande, sandige Tone, Mergel mit kalkigen Zwischenlagen (Lockergestein) und einzelne Sand- und Kalksteinbänke (beginnendes Festgestein) an. Ab 1000 m beginnt das aus Kalkstein bestehende Festgestein [101].

Vergleicht man die Antwortspektren der Vrancea Erdbeben von 1977, 1986 und 1990 an der Station INCERC in Bild 2-15 (links) so wird deutlich, dass die Bodenbewegungen, je nach Stärke des Erdbebens, durch nichtlineares Materialverhalten beeinflusst und verändert werden. Während die Spektren der Starkbeben von 1977 und 1986 bei einer Eckperiode von $T_C = 1.4$ s abfallen, ist bei dem schwächeren Beben von 1990 ein Abfall bei $T_C = 0.5$ s zu beobachten.

Eine starke Variation der Antwortspektren zeigt sich jedoch auch bei gleicher Erdbebencharakteristik, aber örtlich variierenden geologischen Untergrundbedingungen. In Bild 2-15 (rechts) sind die Antwortspektren für das Vrancea-Erdbeben von 1986 für die Station INCERC im Osten und für die Station EREN im Norden von Bukarest dargestellt. Am Standort INCERC besteht der Untergrund aus überwiegend weichen tonigen Lockersedimenten. Der Untergrund am Standort EREN hingegen besteht vorwiegend aus mitteldichten sandigen Böden, die eine im Vergleich zum Standort INCERC größere Steifigkeit aufweisen [101]. Dies deckt sich auch mit den in Bild 2-11 eingezeichneten Bereichen für sandige und tonige Böden.

Bedingt durch den steiferen Untergrund kommt es bei dem in Bild 2-15 (rechts) dargestellten Antwortspektrum für die Station EREN zu einem Abfall der spektralen Beschleunigungen bei einer Eckperiode von $T_C = 0.5$ s, während diese an der Station INCERC bei $T_C = 1.4$ s abfallen. Des Weiteren ist am Standort EREN die gemessene maximale Beschleunigung (Peak-Ground-Acceleration – PGA) um etwa 80% größer als am Standort INCERC, was einerseits mit den jeweilig anstehenden Untergrundbedingungen und andererseits mit dem in Abschnitt 3.1 diskutierten nichtlinearen Materialverhalten in Zusammenhang steht.

Loma Prieta Erdbeben, San Francisco Bay Area/Kalifornien, USA, 1989

Ein abschließendes Beispiel für die Amplifikation der Bodenbewegungen soll am Ereignis des Loma Prieta Erdbebens ($M_W=7.1$) vom 19.10.1989 aufgezeigt werden. Das Epizentrum lag etwa 100 km südlich von San Francisco und Oakland in Kalifornien/USA. Die registrierten Beschleunigungszeitverläufe und die berechneten Antwortspektren sind in Bild 2-16 für die Stationen Treasure Island und Yerba Buean Island gezeigt. Beide Stationen weisen etwa die gleiche Epizentraldistanz auf, wodurch insbesondere Standorteffekte für die Variation der Bodenbewegungen verantwortlich sind. Der Untergrund an der Station Treasure Island besteht aus einer oberen etwa 14 m mächtigen lockeren Sandschicht, die von einer etwa 17 m mächtigen Tonschicht (San Francisco Bay Mud) unterlagert ist. Der Untergrund an der Station Yerba Buean Island besteht aus Festgestein.

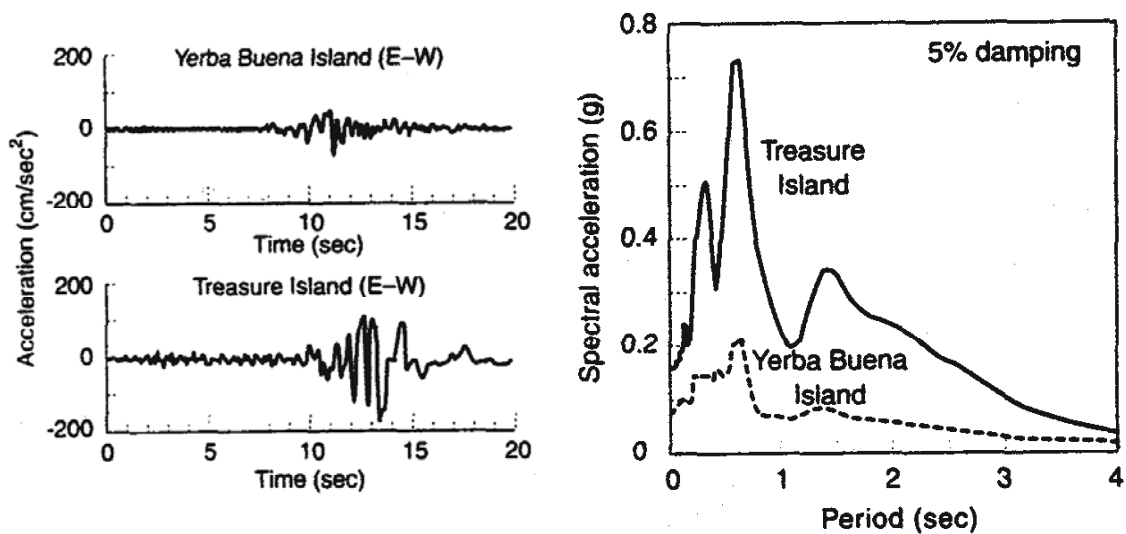


Bild 2-16 Loma Prieta Erdbeben, San Francisco Bay Area, Kalifornien/USA, 1989: Beschleunigungszeitverläufe und Antwortspektren für die Stationen Yerba Buena Island (Untergrund: Fels) und Treasure Island (Untergrund: Lockersedimente) [124]

Wie Bild 2-16 zeigt, kam es durch die Lockersedimente an der Station Treasure Island zu einer signifikanten Erhöhung der spektralen Beschleunigungen über den gesamten Periodenbereich und einer Verlängerung der Starkbebenphase.

Diskussion

Durch die Auswertung der Erdbeben von Mexico-City, Loma-Prieta und ergänzenden Berechnungen wurde von IDRIS [80] ein funktionaler Zusammenhang zwischen der Größe der Bodenbewegung an Felsstandorten und Standorten die von Lockersedimentschichten überlagert sind aufgestellt. Als vergleichende Größe wurde die maximale Bodenbeschleunigung PGA herangezogen, die in vielen Normen und Richtlinien als Einhängewert für das elastische Antwortspektrum bei der Periode $T = 0$ verwendet wird. In Bild 2-17 ist dieser Vergleich zwischen einem Felsstandort und Standorten die mit Lockersedimentschichten überlagert sind graphisch dargestellt. Hieraus wird deutlich, dass es im Bereich $0 \leq \text{PGA}_{\text{Fels}} \leq 0.4\text{g}$ zu einer Amplifikation der maximale Bodenbeschleunigung für Standorte mit Lockersedimentschichten kommt. Erst ab Spitzenbeschleunigungen von $\text{PGA}_{\text{Fels}} \geq 0.4\text{g}$ kommt es zu einer Deamplifikation, die im Zusammenhang mit den nichtlinearen Deformationseigenschaften der Lockersedimente steht.

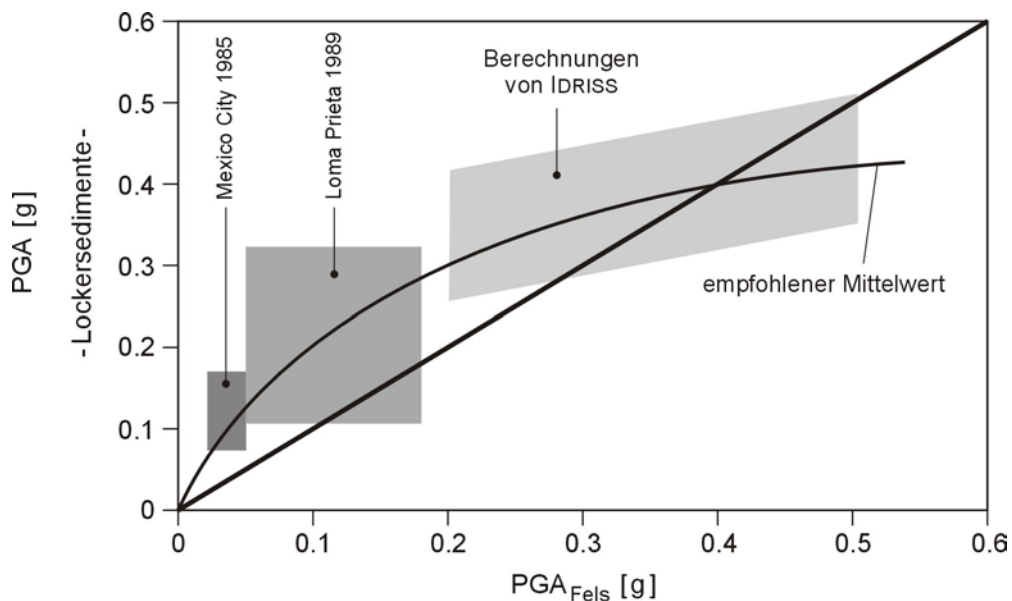


Bild 2-17 Amplifikation und Deamplifikation der Spitzenbeschleunigung PGA [g] für Standorte mit felsigem Untergrund gegenüber Standorten die mit Lockersedimenten überlagert sind [80]

Im Gegensatz hierzu stehen die in Bild 2-15 (links) gezeigten Antwortspektren für die Station INCERC in Bukarest/Rumänien. Nichtlineare Effekte sind hier schon bei geringeren PGA-Werten als 0.4 g festzustellen. Folglich sind die in Bild 2-17 dargestellten Zusammenhänge nicht generell übertragbar.

Für die sichere Auslegung von Ingenieurbauwerken gegen Erdbeben ist neben den Beschleunigungswerten insbesondere das Frequenz- oder Antwortspektrum für die verschiedenen Untergrundbedingungen von entscheidender Bedeutung. Durch die Auswertung zahlreicher Registrierungen für Standorte mit variierenden Untergrundbedingungen wurden von SEED [126] normierte gemittelte Antwortspektren berechnet.

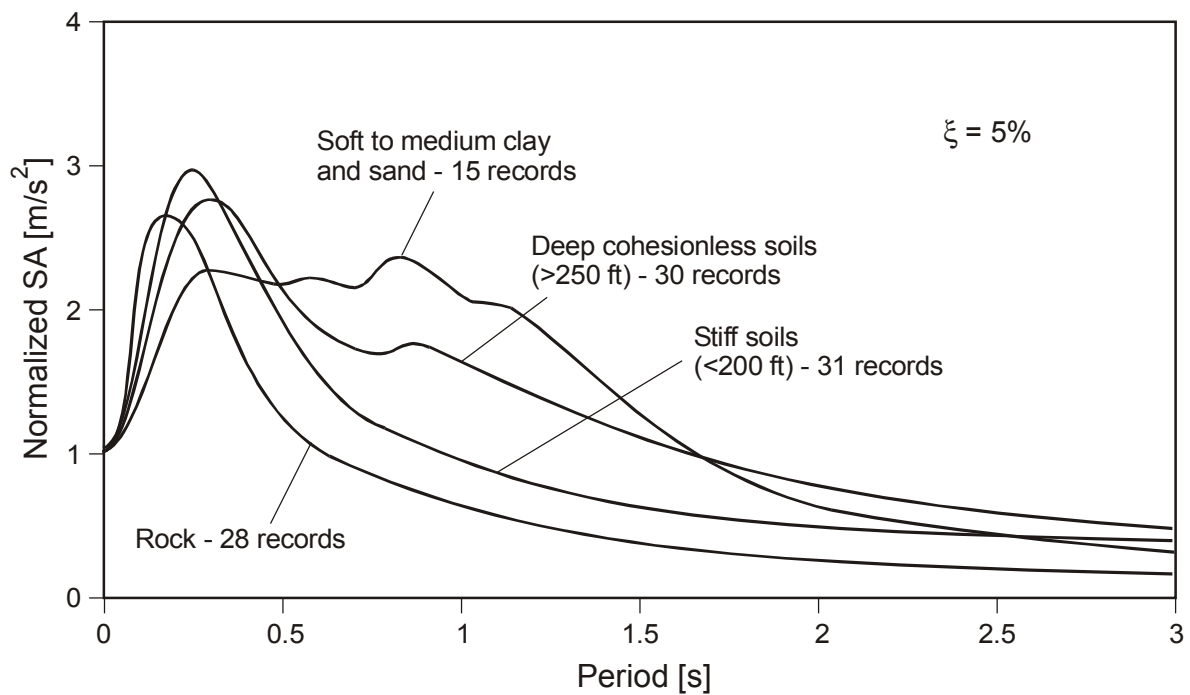


Bild 2-18 Gemittelte normierte Antwortspektren für variierende Untergrundbedingungen [126]

Diese in Bild 2-18 dargestellten Antwortspektren machen deutlich, dass es zu einer signifikanten Verschiebung der spektralen Beschleunigungen in Abhängigkeit von den Untergrundbedingungen kommen kann, was prinzipiell mit den zuvor diskutierten Standorteffekten im Einklang steht.

3 Nichtlineares Stoffgesetz für Boden

In Abschnitt 2.4 wurde an einigen Beispielen aufgezeigt, dass Standorteffekte insbesondere von der Stratigraphie und dem Materialverhalten der anstehenden Bodenschichten beeinflusst werden. Da etwa 75% und somit der größte Teil der seismischen Bewegungsenergie bis zum Frequenzbereich von $f \leq 15$ Hz vertikal propagierenden Scherwellen zuzuordnen ist und diese gleichzeitig die relevante seismische horizontale Beanspruchung für das Bauwerk darstellen, kommt der Berechnung des Übertragungsverhaltens von Scherwellen, ausgehend vom Grundgebirge resp. einem definierten Referenzniveau hin zum Freifeld, eine entscheidende Bedeutung zu. In Abhängigkeit des seismischen Beanspruchungsniveaus und der physikalischen Eigenschaften der anstehenden Bodenschichten kann durch nichtlineares Materialverhalten eine wesentliche Veränderung des Übertragungsverhaltens auftreten.

Für die Berechnung von nichtlinearer Standorteffekte stehen dem projektierenden Ingenieur linear-äquivalente, eindimensionale Berechnungsmodelle zur Verfügung. Nichtlineares Materialverhalten kann bei diesen Modellen nur näherungsweise berücksichtigt werden. Eine kritische Diskussion linear-äquivalenter Berechnungsmodelle erfolgt in Abschnitt 3.2. Für eine realistische Erfassung des Übertragungsverhaltens resp. zur Abbildung der materiellen Nichtlinearität sind jedoch Stoffgesetze erforderlich, die einen mathematischen Zusammenhang zwischen den Spannungen und den Deformationen in Abhängigkeit von Zustandsgrößen herstellen.

Für die Berechnung des nichtlinearen Materialverhaltens von Böden sind eine Vielzahl von Stoffgesetzen für die jeweilige Problemstellung entwickelt worden. Eine ausführliche Darstellung findet man zum Beispiel in [31], [145], [41], [69]. Diese bauen überwiegend auf der Elasto-Plastizitätstheorie auf. Auf einem allgemeineren Ansatz basiert die Hypo-Plastizitätstheorie, bei der die Beschreibung des Materialverhaltens durch materialspezifische Zustandgrößen erfolgt und die durch sukzessive Erweiterung ein breites Anwendungsgebiet gefunden hat [152], [70], [79].

Ein kurzer Abriss und eine kritische Diskussion der elasto-plastischen und hypo-plastischen Stoffmodelle erfolgt in Abschnitt 3.2. In der Regel sind aber für die genannten komplexen Stoffmodelle eine Vielzahl von Stoffkennwerten und Stoffparametern erforderlich, die in der praktischen Anwendung meist nicht vollständig zur Verfügung stehen und durch spezielle Laborversuche zu ermitteln sind.

Ein Ziel dieser Arbeit bestand in der Entwicklung eines, im Vergleich zur Elasto-Plastizitäts- und Hypo-Plastizitätstheorie, einfachen praxisorientierten Stoffgesetzes, mit dem das nichtlineare Materialverhalten näherungsweise beschrieben werden kann. Die Formulierung ist nicht allgemeingültig, sondern beschränkt sich auf die Abbildung des deviatorischen Materialverhaltens für die genannte Problemstellung.

Das zu entwickelnde Stoffgesetz sollte einerseits die in Abschnitt 3.2 diskutierten Nachteile linear-äquivalenter Berechnungsmodelle beseitigen und andererseits eine einfache Ermittlung der Stoffkennwerte und Stoffparameter anhand der bereits vorhandenen großen Datenbasis von Versuchsergebnissen ermöglichen. Mit der vereinfachten Formulierung sind gewisse Einschränkungen in der Abbildung des Materialverhaltens verbunden, die in Abschnitt 3.3 bei der Diskussion des Stoffgesetzes erläutert werden. Wie bei der Anwendung des Stoffgesetzes für zyklische und dynamische Beanspruchungen in Abschnitt 4 diskutiert wird, lässt sich mit dem entwickelten Stoffmodell das nichtlineare deviatorische Materialverhalten nichtbindiger Böden in guter Näherung beschreiben.

Die Beschreibung des deviatorischen Materialverhaltens erfolgt zumeist auf der Basis der Elastizitätstheorie in Form von bodendynamischen Kennwerten, wie zum Beispiel dem linear-äquivalenten Schubmodul, die wiederum von bodenspezifischen Zustandsgrößen abhängig sind. Da diese Kennwerte Eingang in die vorgestellte Stoffgesetzformulierung finden, werden sie in Abhängigkeit von ihren Zustandsgrößen nachfolgend in knapper Form diskutiert.

3.1 Materialverhalten von Böden bei zyklischer Scherbeanspruchung

Böden zeigen in Abhängigkeit von ihren Zustandsgrößen ein sehr komplexes Materialverhalten. Die physikalischen Eigenschaften eines Bodens sind eng mit seiner Kornstruktur verbunden. Unter einem Boden versteht man einen Stoff, der aus einem nicht zementierten Korngerüst besteht und dessen Poren mit Flüssigkeit und/oder Gas gefüllt sind. Nachfolgend erfolgt ein kurzer Abriss der linearen und nichtlinearen Materialeigenschaften von bindigen und nichtbindigen Böden bei Beanspruchung durch zyklische Scherdehnungen. Bezüglich einer ausführlichen Darstellung des Themas wird auf die Literatur verwiesen [68], [77], [94], [136].

Linear elastisches Materialverhalten

Wie umfangreiche experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, verhalten sich Böden bis zu einer zyklischen Grenzscherdehnung γ_{gl} nahezu linear elastisch. Als lineare zyklische Grenzscherdehnung γ_{gl} wird diejenige Dehnungsamplitude definiert, bei der erstmals nichtlineares Materialverhalten zu beobachten ist. Die deviatorische Steifigkeit wird in Anlehnung an die lineare Elastizitätstheorie durch den elastischen Schubmodul G_{max} beschrieben, der wiederum von Zustandsgrößen wie zum Beispiel der Porenzahl e und dem effektiven Druck p' abhängig ist. Die experimentelle Ermittlung des elastischen Schubmoduls G_{max} erfolgt durch in-situ Messungen oder durch Untersuchungen an ungestörten Bodenproben im Laboratorium. Die Bestimmung der dynamischen Bodenkennwerte im Gelände erfolgt zumeist durch geophysikalische Messungen der Scherwellengeschwindigkeit c_s wie zum Beispiel mit der 'Down-Hole-Methode' [136], [77]. Hierbei wird zunächst eine Bohrung abgeteuft und anhand der gewonnenen Bohrkern die geologische Schichtung des anstehenden Untergrundes ermittelt. Anschließend wird ein Beschleunigungsaufnehmer im Bohrloch in der ausgewählten Tiefe fixiert. An der Erdoberfläche wird dann zum Beispiel über eine Schlageinrichtung eine Scherwelle induziert. Diese durchläuft die Bodenschichten und wird schließlich am Beschleunigungsaufnehmer registriert. Durch die Messung der Laufzeitunterschiede in der jeweiligen Tiefe lässt sich schließlich die Scherwellengeschwindigkeit c_s ermitteln.

Mit der Scherwellengeschwindigkeit c_S und der Dichte ρ lässt sich nach Gleichung (2.4) der elastische Schubmodul $G_{\max} = \rho \cdot c_S^2$ berechnen. Hieraus wird deutlich, dass bei einer ungenauen Bestimmung der Scherwellengeschwindigkeit c_S sich der Fehler quadratisch mit der Ermittlung des Schubmoduls fortpflanzt.

Bei den Laboruntersuchungen wird an gewonnenen ungestörten Proben durch bodenmechanische Versuche unmittelbar der elastische Schubmodul G_{\max} ermittelt. Dessen realistische Ermittlung hängt insbesondere vom ungestörten Zustand der Probe und deren sorgfältigen Einbau in die entsprechende Vorrichtung ab. Bedingt durch die komplexe Materialstruktur von Böden und die Schwierigkeiten bei der Probenentnahme kann es jedoch trotz sorgfältiger in-situ- und Labortechnik mit den verschiedenen Methoden zu einer starken Streuung der ermittelten Materialkennwerte kommen, so dass Parameterstudien für die jeweilige Problemstellung unumgänglich sind [137].

Die experimentelle Untersuchung des linearen und nichtlinearen Materialverhaltens erfolgt vorwiegend mit Resonant-Column-, zyklischen Triaxial- oder zyklischen Einzelschergeräten [94]. Die realistische Beanspruchung der Bodenprobe wie sie bei einem Erdbeben erfolgt, kann im ResCol - Gerät (Resonant-Column - ResCol) am besten abgebildet werden. Die Bestimmung der Deformationsmoduln und der Dämpfung mit dem ResCol - Versuch beruht auf der eindimensionalen Wellenausbreitung. Für die Ermittlung von dynamischen Stoffkennwerten gilt dieser Versuch heute als Standardversuch. In Bild 3-1 ist der prinzipielle Aufbau eines ResCol-Geräts dargestellt [151].

Im ResCol-Versuch wird die unter einem hydrostatischem Druck stehende Bodenprobe durch die elektro-dynamischen Schwingerreger am Kopfstück mit einem sinusförmigen Torsionsmoment mit konstanter Scheramplitude beansprucht. Für die Bodenprobe ergeben sich dadurch die gleichen Spannungen, wie sie im Boden bei vertikal propagierenden Scherwellen auftreten. Durch verbesserte Versuchstechnik kann mit dem ResCol-Gerät ein sehr großer Bereich dynamischer Scherdehnungsamplituden abgedeckt werden, der auch die beim Lastfall Erdbeben auftretenden großen Scherdehnungen umfasst.

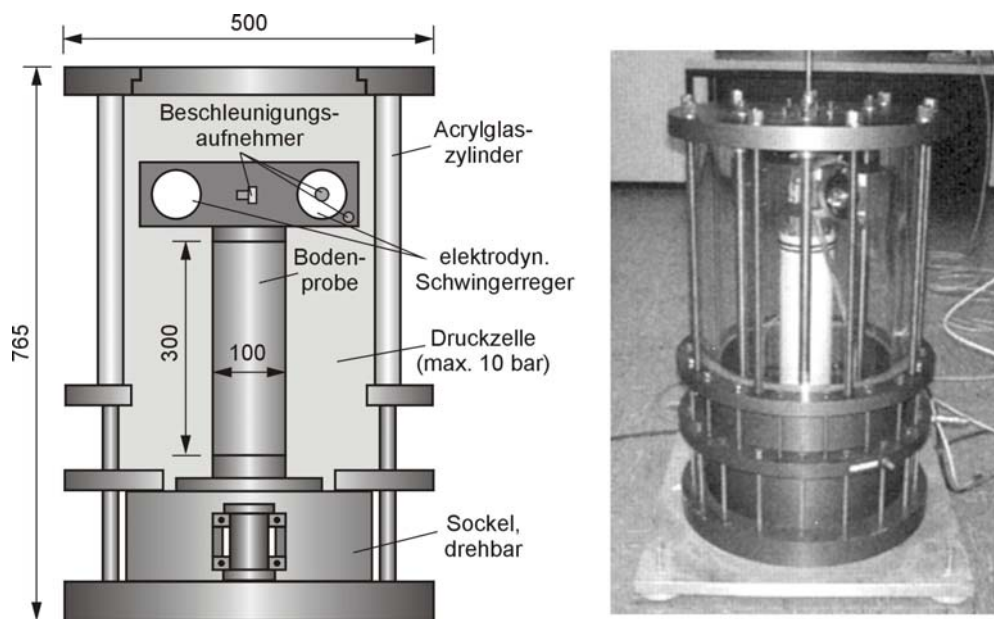


Bild 3-1 Resonant-Column-Gerät zur Ermittlung der dynamischen Bodenkennziffern [151]

Für die Ermittlung des Schubmoduls wird die Erregerfrequenz variiert bis Resonanz entsteht. Mit den dynamischen Systemwerten des ResCol-Gerätes und der Resonanzfrequenz lässt sich der Schubmodul für die jeweilige Scherdehnungsamplitude rechnerisch ermitteln. Die Materialdämpfung kann zum Beispiel über einen Abkling- resp. Ausschwingversuch durch die Berechnung des logarithmischen Dekrements bestimmt werden. Weiter Angaben zur Versuchstechnik und zur Auswertung finden sich in [94].

Die Materialeigenschaften von nichtbindigen Böden im linear elastischen Bereich sind maßgeblich von der Porenzahl e und dem effektiven Druck p' resp. der Tiefenlage abhängig [136], [94], [77]. Die Porenzahl e bezeichnet das Verhältnis des Porenvolumens zum Feststoffvolumen. In der Bodenmechanik wird der Einfluss der Porenzahl als Pyknotropie und der Einfluss des effektiven Drucks als Barotropie bezeichnet.

Bei bindigen Böden haben neben der Porenzahl e und dem effektiven Druck p' zudem die plastischen Materialeigenschaften, die durch die Konsistenzgrenzen resp. durch die Plastizitätszahl I_P beschrieben werden, einen maßgeblichen Einfluss auf das Deformationsverhalten.

Für die Ermittlung des elastischen Schubmoduls G_{\max} sind aufgrund experimenteller Untersuchungen eine Vielzahl von empirischen Beziehungen ermittelt worden, die eine Abschätzung von G_{\max} für die genannten Zustandsgrößen erlauben. Eine ausführliche Zusammenfassung und Diskussion dieser Beziehungen mit weiterführender Literatur findet man in [77], [94]. Der elastische Schubmodul G_{\max} kann für nichtbindige und bindige normalkonsolidierte Böden durch die empirische Beziehung nach HARDIN [75] in der allgemeinen Form

$$G_{\max} = S \cdot F(e) \cdot p_a^{1-n} \cdot p'^n \quad (3.1)$$

angegeben werden. In Gleichung (3.1) ist S ein Steifigkeitsfaktor, $F(e)$ eine Funktion der Porenzahl e , n ein Exponent, p_a der atmosphärische Druck und p' der mittlere effektive Korndruck. Letzterer berechnet sich mit dem Erdruchdruckbeiwert K_0 zu

$$p' = [\sigma'_z(1 + 2K_0)/3] \quad (3.2)$$

mit der vertikalen effektiven Druckspannung σ'_z in der Tiefe z . Der Ruhedruckbeiwert K_0 für nichtbindige rollige Böden kann bekanntlich mit $K_0 = 1 - \sin\phi$ und dem Reibungswinkel ϕ berechnet werden.

In der Literatur sind für bindige Böden entsprechende Beziehungen für den Ruhedruckbeiwert K_0 in Abhängigkeit von der Plastizitätszahl I_P und dem Überkonsolidierungsgrad $OCR = p'_c / p'$ (Over-Consolidation-Ratio - OCR), mit der mittleren effektiven Konsolidierungsspannung p'_c , angegeben [68]. In Abhängigkeit vom Konsolidierungsgrad werden bindige Böden mit $OCR = 1$ als normalkonsolidiert und mit $OCR > 1$ als überkonsolidiert bezeichnet.

Für die Funktion der Porenzahl $F(e)$ nach Gleichung (3.1) sind in der Literatur zahlreiche empirische Beziehungen in Abhängigkeit vom jeweiligen Boden und dessen Materialeigenschaften bekannt [77]. Die Auswertung von zahlreichen experimentellen Untersuchungen im Laboratorium und Feldmessungen zeigt, dass die Funktion $F(e)$ für nichtbindige und bindige normalkonsolidierte Böden näherungsweise durch den Potenzansatz

$$F(e) = e^{-x} \quad ; \quad x \in [1.1, 1.5] \quad (3.3)$$

beschrieben werden kann [39]. In Anlehnung an Gleichung (3.3) wurden von SANTOS und CORREIA [114] empirische Beziehungen für eine obere und eine untere Grenze für den elastischen Schubmodul G_{\max} in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' und der Porenzahl e berechnet. Diese wurden durch die systematische Auswertung von zahlreichen Versuchen unterschiedlicher Böden ermittelt. Die in Bild 3-2 dargestellten empirischen Beziehungen haben die allgemeine Form

$$\begin{aligned} G_{\max}^{\text{sup}} &= 8000 \cdot e^{-1.1} \cdot p'^{0.5} && \Leftrightarrow && \text{obere Grenze} \\ G_{\max}^{\text{inf}} &= 4000 \cdot e^{-1.3} \cdot p'^{0.5} && \Leftrightarrow && \text{untere Grenze} \end{aligned} \quad (3.4)$$

mit G_{\max}^{sup} und G_{\max}^{inf} in $[\text{MN}/\text{m}^2]$ und p' in $[\text{KN}/\text{m}^2]$.

Da die Beziehungen nach Gleichung (3.4) experimentelle Versuchsergebnisse von nichtbindigen und normalkonsolidierten bindigen Böden einschließen, stellen sie für die praktische Anwendung in Anbetracht der teilweise sehr großen Streuung bei der Ermittlung von Zustandsgrößen eine hilfreiche obere und untere Grenze für den elastischen Schubmodul dar.

Die genannten Grenzen sind insbesondere für notwendige Parameterstudien von Bedeutung. Wie bereits erwähnt, sind von in [77] weitere empirische Beziehungen zur Ermittlung des elastischen Schubmoduls für Sande und normalkonsolidierte Tone angegeben.

So ist dort zum Beispiel die empirische Beziehung

$$G_{\max} = \frac{3.23 \cdot (2.97 - e)^2}{(1 + e)} p'^{0.5} \quad (3.5)$$

mit G_{\max} in $[\text{MN}/\text{m}^2]$ und p' in $[\text{KN}/\text{m}^2]$ für Sand mit eckiger Kornform angegeben, die auch für normalkonsolidierte bindige Böden Gültigkeit besitzt. Eine hier nicht dargestellte Vergleichsberechnung zeigte, dass diese nahezu mit dem in Bild 3-2 dargestellten Mittelwert \bar{G}_{\max} nach Gleichung (3.4) übereinstimmt. Auch für weitere in [77] angegebene Beziehungen für nichtbindige Böden wurde eine ähnlich gute Übereinstimmung mit dem Mittelwert \bar{G}_{\max} festgestellt.

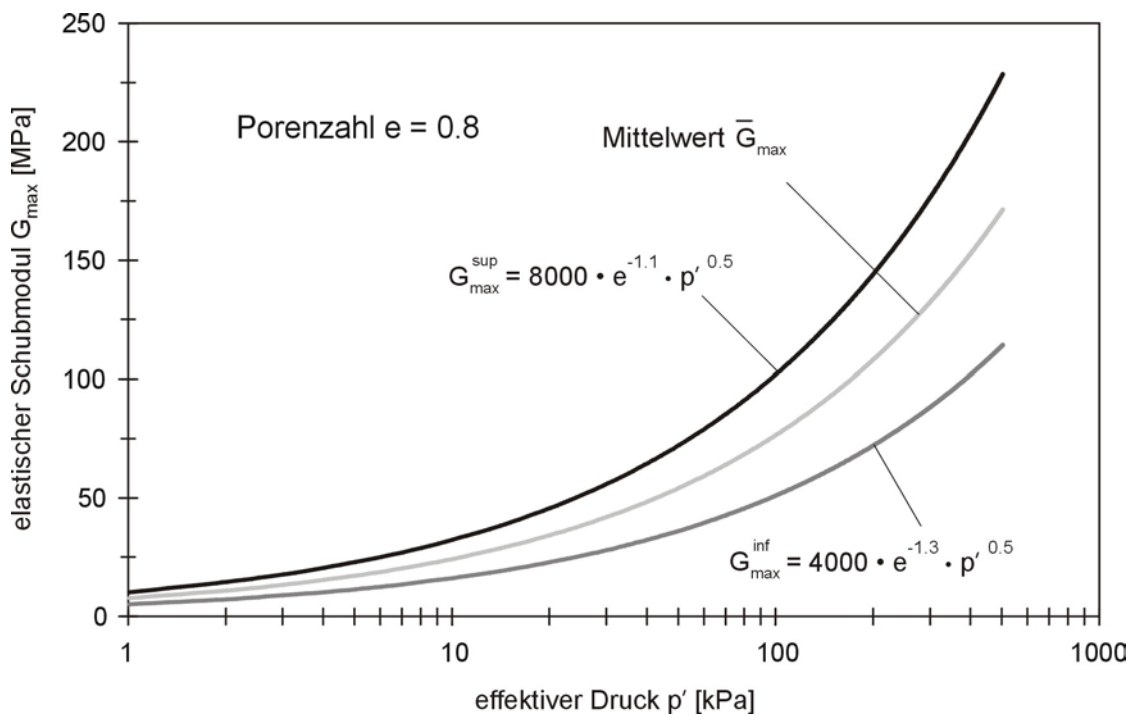


Bild 3-2 Elastische Schubmoduln G_{\max}^{sup} , G_{\max}^{inf} und deren Mittelwert \bar{G}_{\max} für nichtbindige und normalkonsolidierte bindige Böden in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' für die Porenzahl $e = 0.8$ [114]

Für überkonsolidierte bindige Böden muss Gleichung (3.5) um den Einfluss des Überkonsolidierungsgrades OCR erweitert werden.

Sie lautet dann

$$G_{\max} = \frac{3.23 \cdot (2.97 - e)^2}{(1 + e)} (\text{OCR})^k p'^{0.5} \quad (3.6)$$

mit dem Exponenten k . Dieser berücksichtigt den Einfluss der Plastizitätszahl I_P . Für die Plastizitätszahlen $I_P = 0, 20, 40, 60, 80$ und 100 nimmt dieser entsprechend die Werte $k = 0, 0.18, 0.31, 0.41, 0.48$ und 0.5 an. Für Plastizitätszahlen $I_P > 100$ gilt der Wert $k = 0.5$ [42].

Bei der experimentellen Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Tonen an ungestörten Bodenproben stellten SAVIDIS [115] und HOLZLÖHNER [78] jedoch fest, dass die Beziehung nach Gleichung (3.1) für normalkonsolidierte bindige Böden mit ausgeprägten plastischen Eigenschaften zu hohe Werte für den elastischen Schubmodul G_{\max} liefert. Für dessen Ermittlung wird deshalb die nach Gleichung (3.1) erweiterte Beziehung $G_{\max} = S \cdot F(e, I_P) \cdot p_a^{1-n} \cdot p'^n$ vorgeschlagen, die den Einfluss der Plastizitätszahl I_P berücksichtigt. Für die Porenzahlfunktion $F(e, I_P)$ sind in der Literatur entsprechende Beziehungen angegeben, mit denen sich die Versuchsdaten korrelieren lassen [87], [115].

Nichtlineares Materialverhalten

Bei Überschreiten der Grenzscheramplitude γ_{gl} ist bei bindigen und nichtbindigen Böden mit zunehmender zyklischer Scherdehnungsamplitude ein hochgradig nichtlineares Materialverhalten zu beobachten. Dieses kann näherungsweise durch eine deviatorische Steifigkeitsreduktion, das sogenannte 'strain-softening', des elastischen Schubmoduls G_{\max} in Abhängigkeit von der zyklischen Scherdehnungsamplitude γ beschrieben werden. Mit der Steifigkeitsreduktion bei zunehmender zyklischer Scherdehnungsamplitude ist ein ebenfalls zunehmendes hysteretisches Materialverhalten zu beobachten, welches durch den Kennwert ξ für die Materialdämpfung ausgedrückt wird. In Bild 3-3 ist der erläuterte Zusammenhang schematisch dargestellt. Die mit dem hysteretischen Materialverhalten verbundene Energiedissipation wird bei Verformung durch Reibung an den Kornkontaktflächen verursacht.

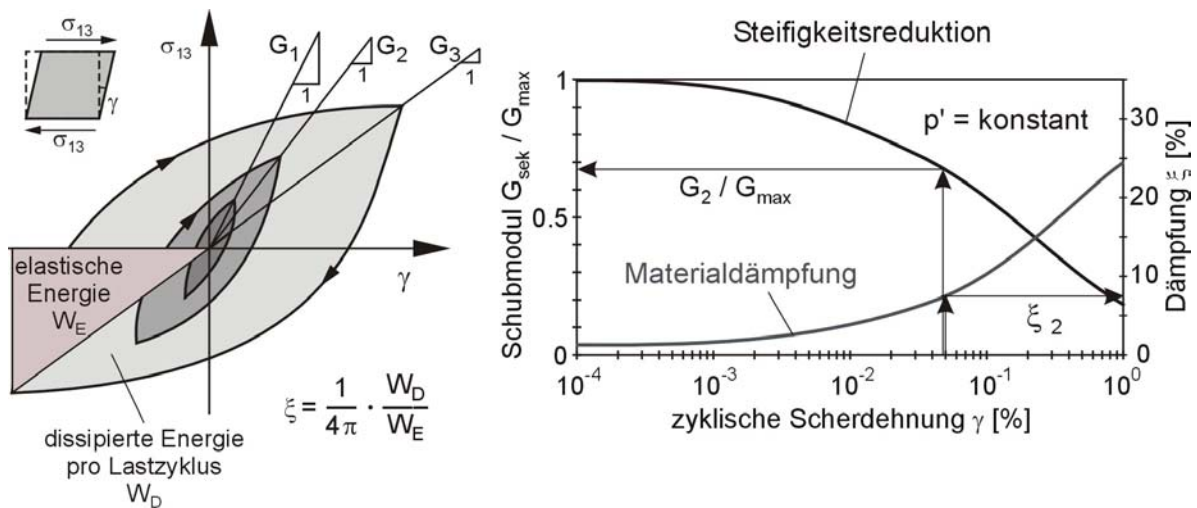


Bild 3-3 Schematische Darstellung der deviatorischen Steifigkeitsreduktion und der Materialdämpfung ξ bei zunehmender zyklischer Scherdehnung γ

Bei der Darstellung in Bild 3-3 ist zu beachten, dass die deviatorische Steifigkeitsreduktion als normiertes Verhältnis des Sekantenschubmoduls G_{sek} zum elastischen Schubmodul G_{max} ausgedrückt wird. Der Sekantenmodul G_{sek} beschreibt nicht das wirkliche Materialverhalten. Dieses wird näherungsweise durch eine mittlere Steifigkeit, die als 'linear-äquivalente' resp. 'quasi-lineare' Steifigkeit bezeichnet wird, beschrieben.

Die Angabe der linear-äquivalenten Bodenkennziffern für die Steifigkeit G_{sek} und die Materialdämpfung ξ steht in Zusammenhang mit der beschriebenen Versuchstechnik des in Bild 3-1 dargestellten ResCol - Gerätes, welches nur eine Ermittlung dieser Kennwerte erlaubt. Die Form der Hysteresen resp. die Tangentenschubmoduln lassen sich mit diesem Versuch nicht bestimmen. Für deren Ermittlung sind ergänzende zyklische Triaxial- oder zyklische Einfachscherversuche durchzuführen.

Neben dem Einfluss auf die deviatorische Steifigkeit verursacht die Beanspruchung der Materialprobe durch zyklische Scherdehnungen bei einem konstanten effektiven Druck p' Umlagerungen des Korngerüsts, die im allgemeinen mit volumetrischen Verformungen verbunden sind. Nachfolgend werden diese am Beispiel nichtbindiger trockener Böden erläutert.

Je nach Ausgangslagerungsdichte verhält sich nichtbindiger Boden bekanntlich bei einer Erstbelastung resp. einer monoton ansteigenden Scherdehnung dilatant oder kontraktant, d.h. sein Volumen nimmt mit der Deformation zu oder ab. Bei zunehmender Scherdehnung nähert sich die Dichte asymptotisch der sogenannten kritischen Dichte, die bei weiterer Scherdehnung konstant bleibt. Im kritischen Zustand bleiben neben der Dichte auch die Schubspannungen konstant.

Außerhalb des kritischen Zustandsbereiches zeigen nichtbindige Böden, im Gegensatz zu der monotonen Beanspruchung, unabhängig von der Ausgangslagerungsdichte bei zyklischen Scherdehnungen und konstantem Druck ein kontraktantes Verhalten. Durch die zunehmende Verdichtung des Bodens resp. Abnahme der Porenzahl kommt es bei trockenen nichtbindigen Böden zu einem Anstieg der Steifigkeit. Ähnliche, aber weniger ausgeprägte Effekte sind bei normalkonsolidierten bindigen Böden in Abhängigkeit von Konsistenzgrenzen resp. der Plastizitätszahl I_P zu beobachten.

Für die Ermittlung der beschriebenen dynamischen Materialkennwerte G_{sec} und ξ sind von mehreren Autoren umfangreiche experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der beschriebenen Zustandsgrößen durchgeführt worden [83], [125], [42]. Die veröffentlichten Versuchsergebnisse zeigen, dass die nicht-linearen Materialeigenschaften nichtbindiger Böden insbesondere von der Porenzahl e und dem effektiven Druck p' beeinflusst werden. Bindige Böden zeigen zudem eine Abhängigkeit von der Plastizitätszahl I_P und dem Überkonsolidierungsgrad OCR.

Neben den genannten Zustandsgrößen wurde auch der Einfluss der Zyklenzahl untersucht, die insbesondere bei großen Scheramplituden im Bereich von $\gamma > 10^{-3}$ eine signifikante Reduktion der Steifigkeit zur Folge hat. Bei seismischer Beanspruchung durch Scherwellen kann dieser Einfluss näherungsweise vernachlässigt werden, da in der Regel die Belastungsphase resp. Starkbebenphase nur wenige Sekunden dauert und Scherzyklen mit großen Amplituden von $\gamma > 10^{-3}$ nur wenige Male durchfahren werden.

Zudem spielt die Belastungsfrequenz im hier interessierenden Bereich praktisch keine Rolle und kann in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden. Bei Langzeitbelastungen, wie sie zum Beispiel bei der dynamischen Beanspruchungen von Maschinenfundamenten auftreten, ist die Steifigkeitsabnahme infolge der Belastungszyklen jedoch zu berücksichtigen. Für weitergehende Erläuterungen wird auf die Veröffentlichungen [77], [94] verwiesen.

Aufbauend auf einer Vielzahl veröffentlichter und eigener Versuchsergebnisse, die überwiegend auf ResCol-Versuchen basieren, sind von ISHIBASHI und ZANG [83] mit Hilfe einer Regressionsanalyse normierte empirische Beziehungen zur Beschreibung der linear-äquivalenten Kennwerte G_{sec} und ξ ermittelt worden. Der Einfluss des effektiven Drucks p' und der zyklischen Scherdehnungsamplitude γ kann eliminiert werden, indem diese auf den jeweiligen Wert von G_{max} bei einem bestimmten Druckniveau bezogen werden. Man erhält dann die in Bild 3-4 gezeigte normierte Darstellung.

Bei der Auswertung der Ergebnisse zeigte sich, dass es einen kontinuierlichen Übergang zwischen nicht-plastischen grob-körnigen und plastischen feinkörnigen Böden gibt. Bei der Verwendung dieser empirischen Beziehung für die Kalibrierung von Stoffparametern in konstitutiven Formulierungen ist zu beachten, dass die Materialkennwerte einen gewissen Streubereich aufweisen, da es sich um Mittelwerte handelt.

In Bild 3-4 sind die auf den elastischen Schubmodul normierten linear-äquivalenten Kennwerte G_{sek} und ξ für nichtbindige Böden in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' und der zyklischen Scherdehnungsamplitude γ , beispielhaft für die konstanten effektiven Drücke $p' = 10, 100$ und 200 KN/m^2 , dargestellt.

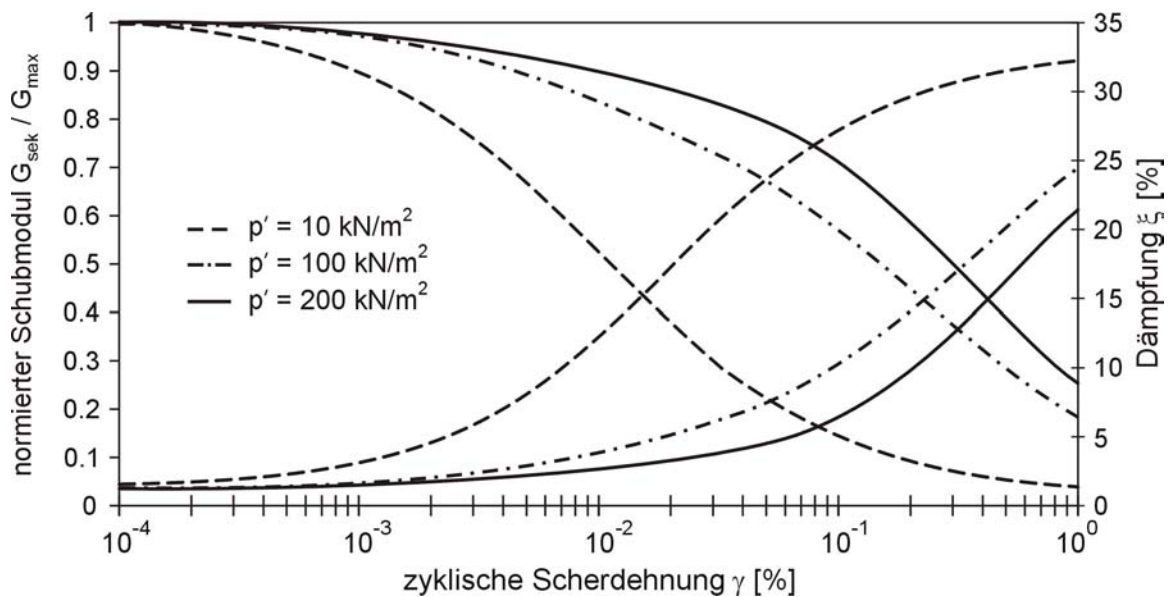


Bild 3-4 Nichtlinearer normierter Schubmodul G_{sek} und Materialdämpfung ξ für nichtbindige Böden in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' [83]

Wie aus Bild 3-4 ersichtlich ist, zeigen nichtbindige Böden bei geringem effektiven Druck p' eine starke Steifigkeitsreduktion und eine Zunahme der Materialdämpfung bei zunehmender zyklischer Scherdehnung γ . Des weiteren erhöht sich die lineare Grenzscherdehnung γ_{gl} bei zunehmendem effektiven Druck p' und die genannten nichtlinearen Materialeigenschaften sind weniger ausgeprägt.

Für bindige Böden mit einem moderaten Überkonsolidierungsgrad OCR sind die normierten linear-äquivalenten Kennwerte G_{sek} und ξ in Abhängigkeit von der Plastizitätszahl I_p und der zyklischen Scherdehnung γ in Bild 3-5 dargestellt. Wie zuvor erwähnt, haben moderate Überkonsolidierungsgrade bei bindigen Böden einen vernachlässigbaren Einfluss auf das normierte Steifigkeitsverhältnis $G_{\text{sek}} / G_{\text{max}}$. Die in Bild 3-5 beispielhaft dargestellten Funktionsgraphen wurden für den konstanten effektiven Druck $p' = 10 \text{ kN/m}^2$ ermittelt.

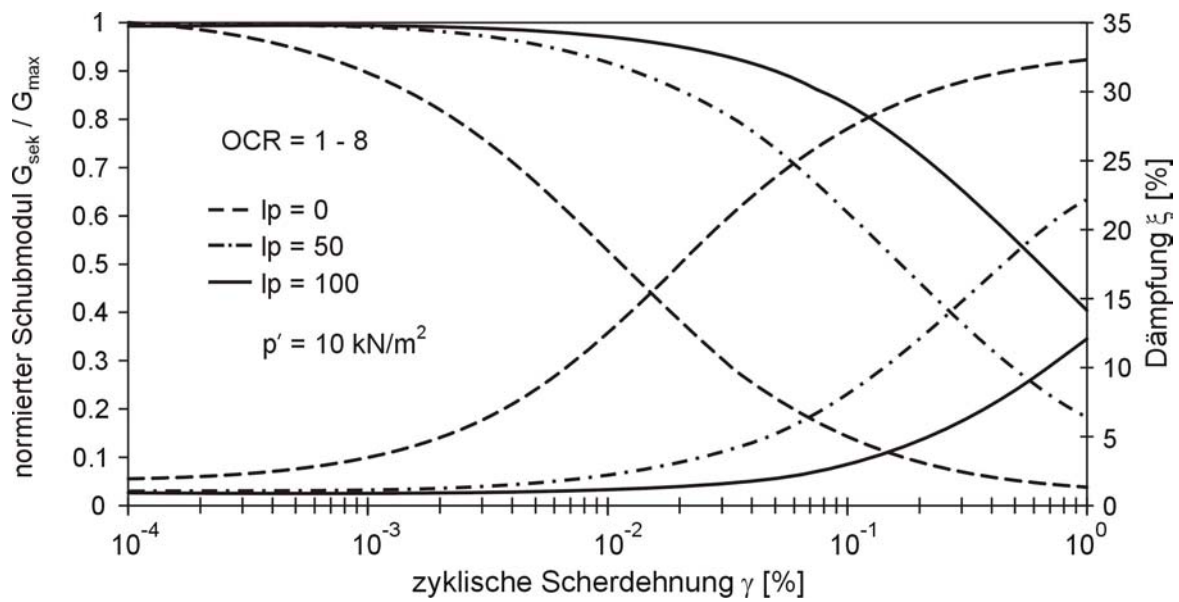


Bild 3-5 Nichtlinearer Schubmodul G_{sek} und Materialdämpfung ξ für bindige Böden in Abhängigkeit von der Plastizitätszahl I_p bei konstantem effektiven Druck p' [83]

Aus der Darstellung in Bild 3-5 wird deutlich, dass bei bindigen Böden mit geringer Plastizitätszahl I_p eine starke Steifigkeitsreduktion und eine Zunahme der Materialdämpfung bei zunehmender zyklischer Scherdehnungsamplitude γ zu beobachten ist. Die lineare Grenzscherdehnung γ_{gl} vergrößert sich mit steigender Plastizitätszahl I_p und in Analogie zu Bild 3-4 mit zunehmendem effektiven Druck p' .

Für den effektiven Druck $p' = 10 \text{ kN/m}^2$ stimmen die Funktionsgraphen in Bild 3-4 und in Bild 3-5 für $I_p = 0$ überein, was den beschriebenen kontinuierlichen Übergang von nichtbindigen zu bindigen Böden zum Ausdruck bringt.

Ein weiterer Zusammenhang lässt sich aus dem Vergleich der Funktionsgraphen von nichtbindigen Böden in Bild 3-4 und bindigen Böden in Bild 3-5 erkennen. So wirkt sich die Zunahme der plastischen Materialeigenschaften bei bindigen Böden im Vergleich zu nichtbindigen näherungsweise wie eine zusätzliche Überlagerung resp. Zunahme des effektiven Drucks p' aus.

Anhand der diskutierten Materialeigenschaften kann für die Berechnung von Standorteffekten gefolgert werden, dass insbesondere in den oberflächennahen Bodenschichten, bei denen im allgemeinen der Überlagerungsdruck gering ist, nichtlineares Materialverhalten auftritt. In tiefer liegenden Bodenschichten erhöht sich infolge des ansteigenden Überlagerungsdruck die lineare Grenzscherdehnung γ_{gl} , so dass hier ein nahezu lineares Materialverhalten zu erwarten ist.

3.2 Diskussion von Berechnungsmodellen und Stoffgesetzen für Boden

Nachfolgend soll in knapper Form die Leistungsfähigkeit linear-äquivalenter Berechnungsmodelle, quasi-linearer-, elasto-plastischer- und hypo-plastischer Stoffgesetzformulierungen kritisch diskutiert werden. Auf eine Darstellung der umfangreichen Gleichungen wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Linear-Äquivalente Berechnungsmodelle

Für die Berechnung von eindimensionalen Standorteffekten im horizontal geschichteten Baugrund stehen dem projektierenden Ingenieur linear-äquivalente Berechnungsmodelle zur Verfügung. Beispielhaft seien hier die im Programm-Code SHAKE implementierten Modelle von SCHNABEL [119] und IDRIS [82] genannt. Die Berechnung der Freifeldantwort erfolgt durch die Lösung der eindimensionalen Wellengleichung im Frequenzbereich für vertikal propagierende SH-Wellen nach dem linearen HASKELL-Rekursionsalgorithmus [76]. Das seismische Eingangssignal am Grundgebirge wird zunächst mit Hilfe einer Fouriertransformation in seine Spektralkomponenten zerlegt. Anschließend erfolgt die Berechnung der Freifeldantwort für jede Komponente. Die Gesamtantwort erhält man durch Rücktransformation mit Hilfe der inversen Fouriertransformation und Überlagerung der einzelnen Komponenten aus dem Frequenz- in den Zeitbereich. Das Materialverhalten wird vereinfacht durch einen linear visko-elastischen Ansatz abgebildet.

Das in Bild 3-4 und Bild 3-5 dargestellte nichtlineare Materialverhalten wird bei linear-äquivalenten Berechnungsmodellen näherungsweise durch iterative Ermittlung verzerrungskompatibler Steifigkeits- und Dämpfungswerte berücksichtigt. Die lineare Lösungsstruktur besitzt somit weiterhin Gültigkeit, woraus sich die Bezeichnung 'linear-äquivalent' ableitet. Eine vereinfachte Darstellung des iterativen Lösungsschemas für die näherungsweise Berücksichtigung nichtlinearen Materialverhaltens ist in Bild 3-6 gezeigt.

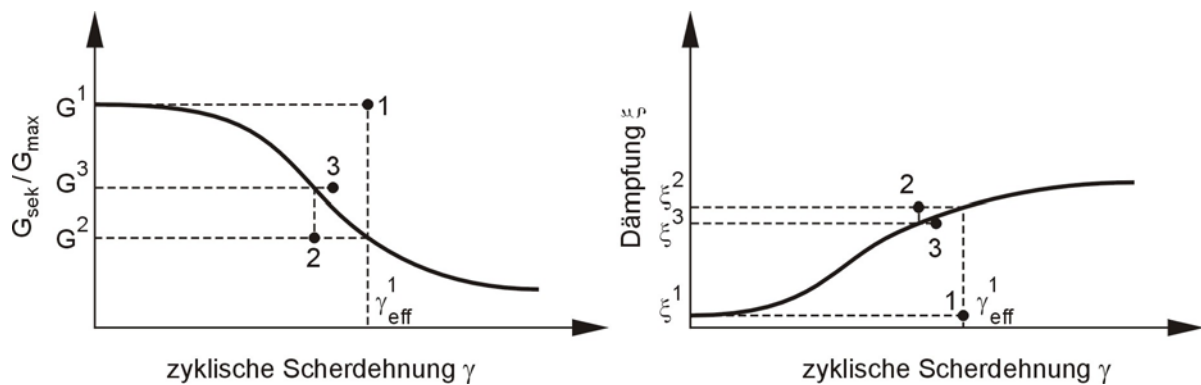


Bild 3-6 Iterative Lösungsstruktur bei linear-äquivalenten Modellen und nichtlinearem Materialverhalten [119], [82]

Durch die beschriebene Lösungsstruktur kann es jedoch bei nichtlinearem Materialverhalten zu einer unrealistischen Berechnung der Freifeldantwort resp. des Übertragungsverhaltens kommen, die nachfolgend diskutiert wird.

Für ein finites homogenes Medium ist für vertikal propagierende Scherwellen die Amplitude der Scherdehnung γ direkt proportional zur Partikelgeschwindigkeit

$$\gamma = \frac{\partial u_1(t-z/c_s)}{\partial t} = -\frac{1}{c_s} \frac{\partial u_1}{\partial t} = -\frac{\dot{u}_1}{c_s} \quad (3.7)$$

Die Scherdehnungen können somit näherungsweise bei Annahme einer mittleren Scherwellengeschwindigkeit c_s direkt durch die Integration des registrierten Beschleunigungszeitverlaufs ermittelt werden.

Betrachtet man nun den Zeitverlauf der Scherdehnungen für ein typisches Erdbeben, so treten nur wenige große Scheramplituden im betrachteten Zeitfenster auf. Durch die Zerlegung des seismischen Signals in seine Spektralanteile und der anschließenden Berechnung im Frequenzbereich wird beim linear-äquivalenten Modell jedoch vorausgesetzt, dass die Spektralamplituden der Scherdehnungen im betrachteten Zeitfenster konstant bleiben. Dies steht jedoch im Gegensatz zum wirklichen Verlauf. Bei ausgeprägten transienten Zeitverläufen der Scherdehnungen, bei denen das Verhältnis der maximalen Scherdehnungsamplitude γ_{\max} zu den übrigen Scherdehnungen groß ist, kann dies zu einer unrealistischen Berechnung der Freifeldantwort führen. Insbesondere kann es zu einer Verschiebung der Spektralanteile in den niederfrequenten Bereich kommen [94].

Um diesen Effekt auszugleichen, erfolgt beim linear-äquivalenten Modell die Einführung einer effektiven Scherdehnungsamplitude

$$\gamma_{\text{eff}} = R_{\gamma} \cdot \gamma_{\max} \quad (3.8)$$

mit einem empirisch ermittelten Reduktionsfaktor R_{γ} . Dessen Werte liegen im Bereich $0.5 \leq R_{\gamma} \leq 0.7$, wobei in der Regel $R_{\gamma} = 0.65$ angesetzt wird.

Ein weiterer Nachteil entsteht durch die Annahme eines konstanten visko-elastischen Materialverhaltens, wie dies am Beispiel der Übertragungsfunktion nach Gleichung (2.15) diskutiert wurde. Hierdurch wird insbesondere der Bereich hoher Frequenzen ($f > 3 \text{ Hz}$) zumeist nicht realistisch abgebildet. In einem erweiterten Modell von KAUSEL [89] kann der genannte Nachteil durch die Einführung frequenzabhängiger Steifigkeits- und Dämpfungswerte weitgehend beseitigt werden, jedoch können auch hier durch die Lösung im Frequenzbereich keine bleibenden Verschiebungen resp. plastische Verformungen ermittelt werden. Zudem ist durch die Lösung im Frequenzbereich die Berechnung für den Anwender, insbesondere bei nichtlinearem Materialverhalten, wenig transparent und schwer nachvollziehbar.

Da der Programm-Code auf der Lösung der eindimensionalen Wellengleichung basiert, können folglich nur eindimensionale Probleme unter der Annahme einer horizontalen Schichtung berechnet werden. Wie bei der Diskussion von Standorteffekten in Abschnitt 2.4 erläutert wurde, kann es jedoch durch die laterale Variation der Bodenschichten resp. durch zweidimensionale Effekte zu einer signifikanten Veränderung des Freifeldsignals kommen, die eine eindimensionale Betrachtungsweise nicht mehr rechtfertigt.

Trotz der genannten Nachteile linear-äquivalenter Modelle finden diese eine weitverbreitete Anwendung. Der große Vorteil dieser Berechnungsmodelle besteht in der direkten Verwendung von experimentellen Ergebnissen in Form der in Bild 3-4 und Bild 3-5 dargestellten Beziehungen für die linear-äquivalenten Bodenkennziffern.

Quasi-Lineare Stoffgesetze

Für die rechnerische Abbildung des nichtlinearen Materialverhaltens von Böden unter zyklischer Beanspruchung sind eine Vielzahl von quasi-linearen Stoffgesetzformulierungen entwickelt worden. Das Materialverhalten wird bei diesen Modellen durch inkrementell veränderliche Elastizitätsmoduln in Abhängigkeit von Spannungs- und Dehnungsinvarianten auf der Basis der linearen Elastizitätstheorie beschrieben. Derartige Formulierungen werden auch als 'Variable - Moduli - Models' bezeichnet und bauen im Wesentlichen auf den Ansätzen von RAMBERG-OSGOOD [110] und DUNCUN-CHANG [46] auf.

Letztere führten umfangreiche triaxiale Kompressionsversuche durch, um das Spannungs- und Dehnungsverhalten von Boden zu untersuchen. Sie stellten dabei fest, dass die Spannungs-Dehnungsbeziehungen einen näherungsweise hyperbolischen Verlauf besitzen. Unter der Verwendung einer MOHR-COLUMBSchen Bruchbedingung stellten sie eine inkrementelle Stoffgesetzformulierung in Abhängigkeit des tangentialen Elastizitätsmoduls auf, die zur Beschreibung des Materialverhaltens bei monotonen Belastungspfaden nur wenige Stoffparameter beinhaltet.

Diese können direkt aus den Versuchsergebnissen triaxialer Kompressionsversuche ermittelt werden. Eine direkte Ermittlung der Stoffparameter anhand der in Abschnitt 3.1 diskutierten Bodenkennziffern zur Beschreibung des zyklische Materialverhaltens ist jedoch nicht möglich.

Des weiteren soll erwähnt werden, dass es sich bei quasi-linearen Modellen nicht um allgemein gültige Stoffgesetze handelt, sondern sich die Anwendung auf spezielle Problemstellungen beschränkt. So kann zum Beispiel durch die formale Verwendung der linearen Elastizitätstheorie das in Abschnitt 3.1 diskutierte dilatante Materialverhalten von Boden nicht abgebildet werden. Da die wesentlichen Grundlagen quasi-linearer Formulierungen im Rahmen der eigenen Stoffgesetzformulierung in Abschnitt 3.3 erläutert werden, wird zur weiteren Diskussion auf die Literatur [41], [32], [30] verwiesen.

Elasto-Plastische und Hypo-Plastische Stoffgesetze

Für die Formulierung von Stoffgesetzen zur Beschreibung des nichtlinearen Materialverhaltens von Böden bei dynamischer Beanspruchung wird oft auf die Plastizitätstheorie zurückgegriffen. Das nichtlineare Materialverhalten wird durch die Entkopplung der Dehnungen in elastische und plastische Anteile und durch die Formulierung von Fließflächen, Fließregeln und Verfestigungsgesetzen mathematisch beschrieben. Letztere erschweren in vielen Fällen durch die aufwendige Bestimmung komplexer Stoffparameter mittels spezieller Versuche eine praktische Anwendung. Zudem ist eine Verbindung der zahlreichen Stoffparameter zu beschreibenden Zustandsgrößen, wie zum Beispiel der Porenzahl, kaum möglich.

Beispielhaft sei hier das Stoffgesetz von LADE [95] genannt. Dieses benötigt zur Bestimmung der Stoffkonstanten die Versuchsprotokolle mehrerer konventioneller triaxialer Kompressionsversuche und mindestens eines isotropen Kompressionsversuchs. Die Prozedur zur Bestimmung der Stoffkonstanten sind in WEIDNER [145] detailliert dargestellt. Auf eine ausführliche Darstellung und Diskussion elasto-plastischer Stoffgesetzformulierungen wird auf die umfangreiche Literatur verwiesen [31], [145], [41], [69].

Beim hypo-plastischen Stoffmodell entfällt die explizite Definition von Fließflächen, Fließregeln, Verfestigungsgesetzen. Die theoretischen Grundlagen für die Entwicklung des hypo-plastischen Stoffmodells mit intergranularer Dehnung zur Berechnung von Dichte- und Spannungsänderungen nichtbindiger Böden wurden in den letzten 20 Jahren am Institut für Boden- und Felsmechanik an der Universität Karlsruhe erarbeitet. Die Leistungsfähigkeit des Stoffmodells, mit dem sich die Kontraktanz und Dilatanz in Abhängigkeit von der Ausgangslagerungsdichte bei monotoner und zyklischer Beanspruchung abbilden lässt, wurde insbesondere im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 219 'Silobauwerke und ihre spezifischen Beanspruchungen' an der Universität Karlsruhe demonstriert [56].

Der Zustand des Korngerüstes wird in der Hypo-Plastizität durch die Porenzahl, den effektiven Druck resp. den Korndrucktensoren und die sogenannte 'intergranulare Dehnung' beschrieben. Bei der ursprünglichen Formulierung des hypo-plastischen Stoffgesetzes trat bei der Berechnung von zyklischen Beanspruchungen ein 'Sägezahn-Effekt' auf, wodurch zu große Verformungen berechnet wurden, was schließlich eine unrealistische Abbildung des Materialverhaltens zur Folge hatte [24]. Durch die Einführung der 'intergranularen Dehnung' konnte dieser Effekt beseitigt werden, so dass sich das Verhalten von nichtbindigen Böden bei zyklischer Beanspruchung, wie sie insbesondere bei Erdbeben auftreten, nunmehr realistisch abbilden lässt [38].

Bei dem hypo-plastischen Stoffmodell handelt es sich um eine Ratenformulierung, bei dem die Korndruckrate als Funktion der Deformationsrate, des Korndrucks und der Porenzahl beschrieben wird. Im Gegensatz zu elasto-plastischen Stoffmodellen werden bei der Hypo-Plastizität keine Materialkennwerte, wie zum Beispiel ein Elastizitätsmodul, verwendet. Das Material wird durch Zustandsgrößen beschrieben, die sich aus der Granulometrie sogenannter einfacher Korngerüste ableiten lassen. Eine ausführliche Darstellung der theoretischen Grundlagen der Hypo-Plastizität findet sich in den Veröffentlichungen von WU [152], GUDEHUS [70] und HÜGEL [79].

Ein weiteres Anwendungsgebiet erfuhr die Hypo-Plastizität durch die Arbeit von LOUKACHEV [99] mit theoretischen Untersuchungen zum Verflüssigungseffekten bei gesättigten nichtbindigen Böden bei zyklischer Scherbeanspruchung. Die Erweiterung der Hypo-Plastizitätstheorie für bindige Böden durch einen erweiterten viskosen Ansatz ist Gegenstand aktueller Forschung.

Die aktuelle Version des hypo-plastischen Stoffgesetzes enthält dreizehn Parameter, wovon fünf Parameter auf die Formulierung der 'intergranularen Dehnung' entfallen. Diese können mit Standardlaborversuchen an gestörten Proben ermittelt werden. Für einige repräsentative, nichtbindige Böden wurden diese Parameter ermittelt. Bei Kenntnis der granulometrischen Eigenschaften können diese auch für andere nichtbindige Böden mittels Korrelation näherungsweise bestimmt werden.

Trotz des beschriebenen breiten Anwendungsspektrums des hypo-plastischen Stoffmodells für nichtbindige Böden soll kritisch erwähnt werden, dass bei einer Vielzahl von praktischen Anwendungsfällen die Informationen zur Identifikation der dreizehn Materialparameter resp. der granulometrischen Eigenschaften nicht vollständig vorliegen. Da zudem der anstehende Untergrund in der Regel aus mehreren Bodenschichten unterschiedlicher Lagerungsdichten besteht, steigt wie bei den elasto-plastischen Stoffgesetzformulierungen zudem die Anzahl der experimentell zu bestimmenden Stoffparameter schnell an.

3.3 Eigene Stoffgesetzformulierung

Ein eigener Ansatz zur mathematischen Beschreibung des nichtlinearen deviatorischen Materialverhaltens von Böden unter zyklischer und dynamischer Beanspruchung basiert auf einer quasi-linearen Stoffgesetzformulierung mit Schädigung.

Das linear elastische deviatorische Materialverhalten wird in Abhängigkeit von den in Abschnitt 3.1 diskutierten empirischen Beziehungen für die elastischen Schubmoduln beschrieben, die in Abhängigkeit des effektiven Drucks p' und der Porenzahl e formuliert sind.

Die deviatorische Steifigkeitsreduktion resp. das 'strain-softening' bei zunehmender Scherdehnung wird durch inkrementell veränderliche Tangentenschubmoduln im Rahmen der Schädigungstheorie für die Fälle der Be-, Ent- und Wiederbelastung beschrieben. Da für die Berechnung von vertikal propagierenden SH-Wellen im geschichteten Baugrund insbesondere das deviatorische Materialverhalten von Interesse ist, wird das volumetrische Materialverhalten näherungsweise als linear elastisch vorausgesetzt.

Die Ermittlung der Stoffparameter für die Schädigungsfunktionen zur Beschreibung des nichtlinearen deviatorischen Materialverhaltens erfolgt an den in Abschnitt 3.1 diskutierten linear-äquivalenten Bodenkennziffern, die für bindige Böden mit moderatem OCR-Wert und für nichtbindige Böden in dem hier interessierenden Bereich vorliegen.

In Abschnitt 3.1 wurden die verschiedenen Einzelphänomene diskutiert, die durch Veränderung der Zustandsgrößen das deviatorische Materialverhalten beeinflussen. Es wird nie möglich sein in einem Stoffgesetz die komplexe Interaktion aller Zustandsgrößen zu berücksichtigen, sondern es müssen gewisse Idealisierungen eingeführt werden, um das Materialverhalten rechnerisch zu erfassen.

Eine wesentliche Vereinfachung resultiert aus der Verwendung der Versuchsergebnisse resp. linear-äquivalenten Bodenkennziffern aus den beschriebenen ResCol-Versuchen an ungestörten Materialproben. So sind zum Beispiel Effekte, die durch das kontraktante Materialverhalten entstehen und eine Zunahme der deviatorischen Steifigkeit hervorrufen, in den Materialkennwerten $G_{\text{sek}}/G_{\text{max}}$ und ξ bereits kompensiert. Für die Ermittlung der Stoffparameter wurde daher die vereinfachte Annahme einer volumenkonstanten Scherverformung zugrunde gelegt, woraus sich die Vereinfachung einer konstanten Porenzahl e ableitet. Die Formulierung des Stoffgesetzes beschränkt sich zunächst auf die Abbildung des deviatorischen Verformungsverhaltens nichtbindiger trockener Böden.

Nachfolgend erfolgt zunächst ein kurzer Abriss einiger Zusammenhänge der Elastizitäts- und Schädigungstheorie. Ausführliche Darstellungen der Elastizitätstheorie und Kontinuumsmechanik finden sich in zahlreichen Lehrbüchern [16], [102], [64], [140]. Auf eine Diskussion der Schädigungstheorie wird auf die Veröffentlichungen von KACHANOV [86] und LEMAITRE [97] verwiesen.

Lineare Elastizität

Bei ideal-elastischem Materialverhalten wird vorausgesetzt, dass die bei der Verformung aufgebrauchte Arbeit sich als rein potentielle Energie wiederfindet, so dass es sich hier um einen reversiblen und isothermen Vorgang handelt. Die Verzerrungsenergiedichte Ψ^0 kann mit der freien Energie eines isothermen Prozesses oder der inneren Energie eines isotropen, adiabatischen Prozesses identifiziert werden. Sie entspricht der mechanisch geleisteten Arbeit und ist eine eindeutige Funktion der Verzerrungen. Die konstitutive Gleichung für die Spannungen eines elastischen Materials hat die Form [102], [71]

$$\boldsymbol{\sigma}^0 = \mathbf{f}(\boldsymbol{\varepsilon}) \quad (3.9)$$

wobei $\mathbf{f}(\boldsymbol{\varepsilon})$ eine tensorwertige Funktion des linearen Verzerrungstensors $\boldsymbol{\varepsilon}$ ist. In Gleichung (3.9) ist $\boldsymbol{\sigma}$ der CAUCHYSche Spannungstensor. Der hochgestellte Index 0 , bezeichnet im weiteren elastische Spannungen und elastische Potentiale. Vektoren und Tensoren werden wie üblich in Fettschrift dargestellt.

In einem ideal-elastischen Körper hängt der Spannungszustand nach Gleichung (3.9) nur vom Verzerrungszustand ab. Dies bedeutet, dass sich die konstitutiven Gleichungen aus der Potentialfunktion herleiten lassen. Mit der Potentialfunktion Ψ^0 ergibt sich für die Spannungen

$$\boldsymbol{\sigma}^0 = \frac{\partial \Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon})}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (3.10)$$

wodurch das elastische Materialverhalten (GREEN-Elastizität) bei kleinen Verzerrungen definiert wird. Die Funktion $\Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon})$ wird als Verzerrungsenergiedichte bezeichnet. Die Formulierung nach Gleichung (3.10) muss nicht notwendig einen linearen Zusammenhang zwischen Spannungen und Dehnungen bedeuten, die Linearität wird erst durch das HOOKESche Gesetz

$$\boldsymbol{\sigma}^0 = \mathbf{E}^0 : \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3.11)$$

eingeführt. Der vierstufige Elastizitätstensor \mathbf{E}^0 hat 81 Komponenten. Aufgrund von Symmetriebedingungen reduzieren sich diese auf 21 unabhängige Komponenten. Dieser Fall liegt bei größtmöglicher Anisotropie des elastischen Materials vor.

Für ein elastisch isotropes Material liegt keinerlei Richtungsabhängigkeit vor, das Material ist also invariant gegenüber einer Drehung des Koordinatensystems, so dass die Anzahl der unabhängigen elastischen Konstanten sich auf zwei reduziert. Als unabhängige elastische Konstanten werden die LAMÉschen Elastizitätskonstanten λ^0 und μ^0 eingeführt. Der Elastizitätsmodul E^0 , der Schubmodul G^0 und die Querdehnzahl ν^0 stehen zu den LAMÉ-Konstanten in folgender Beziehung

$$\lambda^0 := \frac{E^0 \nu^0}{(1+\nu^0)(1-2\nu^0)} \quad ; \quad \mu^0 \equiv G^0 := \frac{E^0}{2(1+\nu^0)} \quad (3.12)$$

Mit dem Deviator des linearen Verzerrungstensors $\mathbf{e} = \text{dev } \boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon} - (\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon} / 3)\mathbf{1}$ lässt sich die Verzerrungsenergiedichte $\Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon})$ in einen volumetrischen $U^0(\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon})$ und in einen deviatorischen Anteil $\bar{\Psi}^0(\mathbf{e})$ additiv aufspalten

$$\Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon}) = U^0(\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon}) + \bar{\Psi}^0(\mathbf{e}) = \frac{K^0 (\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon})^2}{2} + G^0 \|\mathbf{e}\|^2 \quad (3.13)$$

mit der EUKLIDischen Norm $\|\cdot\|$ und der Spur tr des Tensors. Der Kompressionsmodul K^0 in Gleichung (3.13) ist definiert zu

$$K^0 := \frac{1}{3}(3\lambda^0 + 2\mu^0) = \frac{E}{3(1-2\nu^0)} \quad (3.14)$$

Aus der Verzerrungsenergiedichte in Gleichung (3.13) und mit Gleichung (3.10) ergibt sich für isotropes elastisches Material der additiv zerlegte Spannungstensor zu

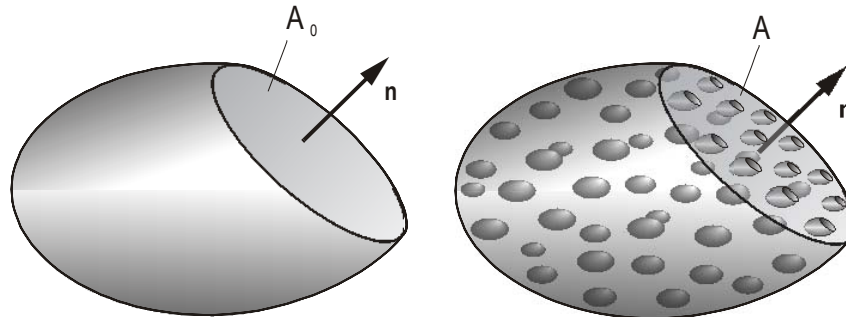
$$\boldsymbol{\sigma}^0 := \frac{\partial \Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon})}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = p^0 \mathbf{1} + \mathbf{s}^0 = K^0 (\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{1} + 2 G^0 \mathbf{e} \quad (3.15)$$

Mit dem zweistufigen Einstensor $\mathbf{1}$, dem Deviator des CAUCHYSchen Spannungstensors $\mathbf{s}^0 = \text{dev } \boldsymbol{\sigma}^0 = \boldsymbol{\sigma}^0 - (\text{tr } \boldsymbol{\sigma}^0 / 3)\mathbf{1}$ und dem hydrostatischen Druck $p^0 = K^0(\text{tr } \boldsymbol{\varepsilon}) = (\text{tr } \boldsymbol{\sigma}^0) / 3$.

Lineare Elastizität mit Schädigung

Der Begriff der Schädigung wird in der Mechanik mehrdeutig verwendet. In der klassischen Kontinuums-Schädigungs-Mechanik wird mit dem Begriff der Schädigung die Entstehung und das Wachstum von Mikrodefekten, die zu einer irreversiblen Veränderung der Materialstruktur führen, beschrieben. Wie in Bild 3-7 gezeigt, kann die Bildung von Mikrodefekten in Analogie zum Wachstum und zum Entstehen von Mikrohohlräumen beschrieben werden.

Die Bildung von Mikrohohlräumen in der Materialstruktur verursacht bei zunehmender Verformung eine Schädigung des Materials, die mit einer Reduktion der Steifigkeit resp. einem 'strain-softening' verbunden ist.



A_0 : ungeschädigte Ausgangsfläche A : Hohlraumfläche = 'Verlustfläche'

Bild 3-7 Schädigung des Kontinuums durch Bildung von Mikroporen [97]

Die Schädigungsformulierung basiert auf dem Ansatz isotroper kontinuierlicher Schädigung, sowie dem Konzept der die Hohlräume berücksichtigenden 'effektiven Spannungen' [97], [85], [86]. In den weiteren Betrachtungen wird der Begriff der Schädigung als eine Reduktion der Materialsteifigkeit resp. Entfestigung bei zunehmender Verformung verwendet. Wie in Bild 3-7 graphisch dargestellt, beschreibt die allgemeine Formulierung der Schädigung das Verhältnis der Hohlraumfläche A zur ungeschädigten Ausgangsfläche A_0 .

$$0 \leq D := \frac{A}{A_0} \leq 1 \quad (3.16)$$

Für die Schädigungsvariable gilt die Einschränkung $0 \leq D \leq 1$. Bezieht man nun die Spannungen und Dehnungen im geschädigten Kontinuum auf die verbleibende ungeschädigte Fläche, so gelangt man zur Formulierung von effektiven Spannungen und Verformungen. Die Beziehung zwischen einem fiktiven ungeschädigten Kontinuum in effektiven Größen und dem wirklichen Kontinuum wird durch einen Schädigungsoperator Φ hergestellt.

Im allgemeinen Fall anisotroper Schädigung ist der Schädigungsoperator Φ ein vierstufiger Tensor. Eine Diskussion und Zusammenfassung anisotroper Schädigungsmodelle und Schädigungsoperatoren findet sich in [118], [28]. Bei der hier betrachteten isotropen Schädigung reduziert sich der Schädigungsoperator auf eine skalare Funktion zu

$$\Phi = (1-D) I \quad (3.17)$$

mit dem vierstufigen Einsteinstensor I . Mit Hilfe des Ansatzes der äquivalenten Dehnungen werden die effektiven Spannungen im ungeschädigten Kontinuum so definiert, dass die effektiven Dehnungen mit den wirklichen Dehnungen übereinstimmen.

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\text{eff}} := \boldsymbol{\varepsilon} \quad ; \quad \boldsymbol{\sigma}_{\text{eff}} := \frac{1}{1-D} \boldsymbol{\sigma} \quad (3.18)$$

Mit den Definitionen in Gleichung (3.18) und der Beziehung in Gleichung (3.11) ergibt sich die Spannungs-Dehnungs-Beziehung für ein linear-elastisches Material mit dem (1-D) - Reduktionsfaktor für isotrope Schädigung

$$\boldsymbol{\sigma} := (1-D) \mathbf{E}^0 : \boldsymbol{\varepsilon} \quad (3.19)$$

Mit dem Ansatz der effektiven Spannungen nach Gleichung (3.18) und mit Gleichung (3.19) ergibt sich für die Spannungen bei isotroper Schädigung [85]

$$\boldsymbol{\sigma} = (1-D) \frac{\partial \Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon})}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (3.20)$$

Mit der freien HELMHOLTZschen Energie Ψ lässt sich eine freie Energie für ein zunächst ungeschädigtes Kontinuum definieren, dass einen Schädigungsprozess durchläuft. Diese repräsentiert den Anteil der zur Verfügung steht, um mechanische Arbeit bei konstanter Temperatur zu verrichten.

$$\Psi(\boldsymbol{\varepsilon}, D) = (1-D) \Psi^0(\boldsymbol{\varepsilon}) \quad ; \quad D \in [0,1] \quad (3.21)$$

Mit der CLAUSIUS-DUHEM Ungleichung für irreversible Prozesse und kleine Verzerrungen $-\dot{\Psi} + \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} \geq 0$ ergibt sich mit der Definition der freien Energie in der Form von Gleichung (3.21) zu

$$-\frac{\partial \Psi(\boldsymbol{\epsilon}, D)}{\partial D} \dot{D} \equiv \Psi^0(\boldsymbol{\epsilon}) \dot{D} \geq 0 \quad (3.22)$$

Die Ableitung eines thermodynamischen Potentials nach einer unabhängigen Variable im Rahmen eines exakten Differentials heißt thermisch konjugierte Kraft zu dieser Größe. Aus Gleichung (3.22) geht hervor, dass die freie gespeicherte Energie des ungeschädigten Materials $\Psi^0(\boldsymbol{\epsilon})$ die konjugierte thermodynamische Größe zur Schädigung D ist, da

$$\frac{\partial \Psi(\boldsymbol{\epsilon}, D)}{\partial D} \equiv -\Psi^0(\boldsymbol{\epsilon}) \quad (3.23)$$

Durch die Ungleichung (3.22) geht direkt hervor, dass es sich bei der Schädigungsformulierung um einen dissipativen Prozess handelt.

$$-\frac{\partial \Psi(\boldsymbol{\epsilon}, D)}{\partial D} \dot{D} \geq 0 \quad (3.24)$$

Die Definition der linear elastischen Potentialfunktion in Gleichung (3.13) führt mit Gleichung (3.21) zu einer um den Schädigungseinfluss erweiterten Potentialfunktion mit Schädigung, wobei die Schädigung auf den deviatorischen Anteil beschränkt ist. Hieraus ergibt sich die Potentialfunktion mit Schädigung für linear elastisches Material mit deviatorischer Schädigung zu

$$\Psi(\boldsymbol{\epsilon}, D) = U^0(\text{tr } \boldsymbol{\epsilon}) + \bar{\Psi}(\boldsymbol{e}, D) = \frac{K^0 (\text{tr } \boldsymbol{\epsilon})^2}{2} + (1-D) G^0 \|\boldsymbol{e}\|^2 \quad (3.25)$$

Mit der Potentialfunktion nach Gleichung (3.25) ergeben sich schließlich die Spannungen für linear elastisches Material mit deviatorischer Schädigung zu

$$\frac{\partial \Psi(\boldsymbol{\varepsilon}, D)}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} = \boldsymbol{\sigma} = K^0 (\text{tr} \boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{1} + (1-D) 2 G^0 \mathbf{e} \quad (3.26)$$

Stoffgesetzformulierung

Wie bereits erwähnt, wird die deviatorische Steifigkeitsreduktion resp. das 'strain-softening' bei zunehmender Scherdehnung durch inkrementell veränderliche Tangentenschubmoduln im Rahmen der Schädigungstheorie für die Fälle der Be-, Ent- und Wiederbelastung beschrieben. Der effektive CAUCHYSche Spannungstensor $\boldsymbol{\sigma}'$ ergibt sich nach Gleichung (3.26) in inkrementeller Schreibweise zu

$$\Delta \boldsymbol{\sigma}' := \Delta p' \mathbf{1} + (1-D) \Delta \mathbf{s} = K_t \Delta (\text{tr} \boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{1} + (1-D) 2 G_t \Delta \mathbf{e} \quad (3.27)$$

mit dem effektiven Korndruck $p' = (\text{tr} \boldsymbol{\sigma}' / 3) \mathbf{1}$, dem zweistufigen Einstensor $\mathbf{1}$, dem Spannungsdeviator $\mathbf{s} = \text{dev} \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma} - (\text{tr} \boldsymbol{\sigma}' / 3) \mathbf{1}$, dem tangentialen Kompressionsmodul K_t und dem tangentialen Schubmodul G_t . In Übereinstimmung mit dem in Abschnitt 3.2 diskutierten hypo-plastischen Stoffmodell werden keine Fließfunktionen definiert. Die deviatorische Steifigkeitsreduktion erfolgt durch skalare Schädigungsfunktionen.

Die Formulierung nach Gleichung (3.27) basiert auf den Annahmen einer linear-elastischen und schädigungsfreien volumetrischen Verformung, einer nichtlinearen deviatorischen Steifigkeitsreduktion infolge Schädigung mit isotropen Materialeigenschaften im Ausgangs- wie im geschädigten Zustand. Für die Abbildung des hysteretischen Materialverhaltens sind für die Tangentenschubmoduln verschiedene Schädigungsformulierungen für die Be-, Ent- und Wiederbelastungsphase notwendig, die nachfolgend diskutiert werden.

Belastungsphase

Das Kriterium für die Belastungsphase ist durch die zeitliche Änderung $\Delta\sqrt{J_{2D}} > 0$, mit der zweiten Invariante des Spannungsdeviators $J_{2D} = \text{tr}(\mathbf{s})^2 / 2$, definiert. Wie die Auswertung durchgeführter Parameterstudien gezeigt hat, kann die zeitliche Entwicklung der deviatorischen Schädigung nach Gleichung (3.27) bei Belastung mit dem Ansatz einer hyperbolischen Funktion

$$D := g(\alpha_D, \varphi_D, t) := \frac{1}{1 + \alpha_D(p', e) \cdot \varphi_D} \quad (3.28)$$

mit der skalaren Funktion $\alpha_D(p', e)$ in Abhängigkeit der Porenzahl e und dem effektiven Druck p' beschrieben werden. Als interne Variable wird die zweite Invariante des Spannungsdeviators

$$\varphi_D(t) := \sqrt{J_{2D}(\tau)} \quad (3.29)$$

mit der Geschichtsvariablen $\tau \in (0, t]$ definiert. Der Tangentenschubmodul G_t nach Gleichung (3.27) ergibt sich nach den Gleichungen (3.28) und (3.29) zu

$$G_t := (1 - D) G_{\max} = \frac{G_{\max}(p', e)}{1 + \alpha_D(p', e) \cdot \varphi_D} \quad (3.30)$$

mit den linear elastischen Schubmoduln G_{\max}^{sup} resp. G_{\max}^{inf} nach Gleichung (3.4), die für notwendige Parameterstudien eine hilfreiche obere und untere Grenze darstellen.

Durch eine hier nicht dargestellte umfangreiche numerische Parameterstudie mit Variation der elastischen Schubmoduln G_{\max}^{sup} und G_{\max}^{inf} nach Gleichung (3.4), der Porenzahl $e \in [0.4, 0.9]$, des effektiven Drucks $p' \in [0.01, 0.7]$ in [MPa] und der zyklischen Scherdehnungsamplitude γ konnten mit Hilfe einer potenziellen Regressionsanalyse skalare Funktionen α_D in Abhängigkeit von der Porenzahl e und des effektiven Drucks p' zur Beschreibung der Schädigung für den hier interessierenden Bereich nichtbindiger Böden ermittelt werden.

Sie lauten in Analogie zu den elastischen Schubmoduln G_{\max}^{sup} und G_{\max}^{inf} nach Gleichung (3.4) für die obere und untere Grenze

$$\alpha_D^{\text{sup}}(p', e) = (0.83 \cdot e - 0.145) p'^{-1.5} \quad \Leftrightarrow \quad \text{obere Grenze}$$

$$\alpha_D^{\text{inf}}(p', e) = (1.17 \cdot e - 0.134) p'^{-1.5} \quad \Leftrightarrow \quad \text{untere Grenze} \quad (3.31)$$

$$p' \in [0.01, 0.7] \text{ in [MPa]} \quad ; \quad e \in [0.4, 0.9]$$

Für linear elastische Schubmoduln, die innerhalb der oberen Grenze für G_{\max}^{sup} und der unteren Grenze G_{\max}^{inf} liegen, darf Gleichung (3.31) linear interpoliert werden. In Bild 3-8 sind beispielhaft die skalaren Funktionen α_D^{sup} und α_D^{inf} nach Gleichung (3.31) für die Porenzahlen $e = 0.5$ und $e = 0.8$ in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' im doppellogarithmischen Maßstab graphisch dargestellt.

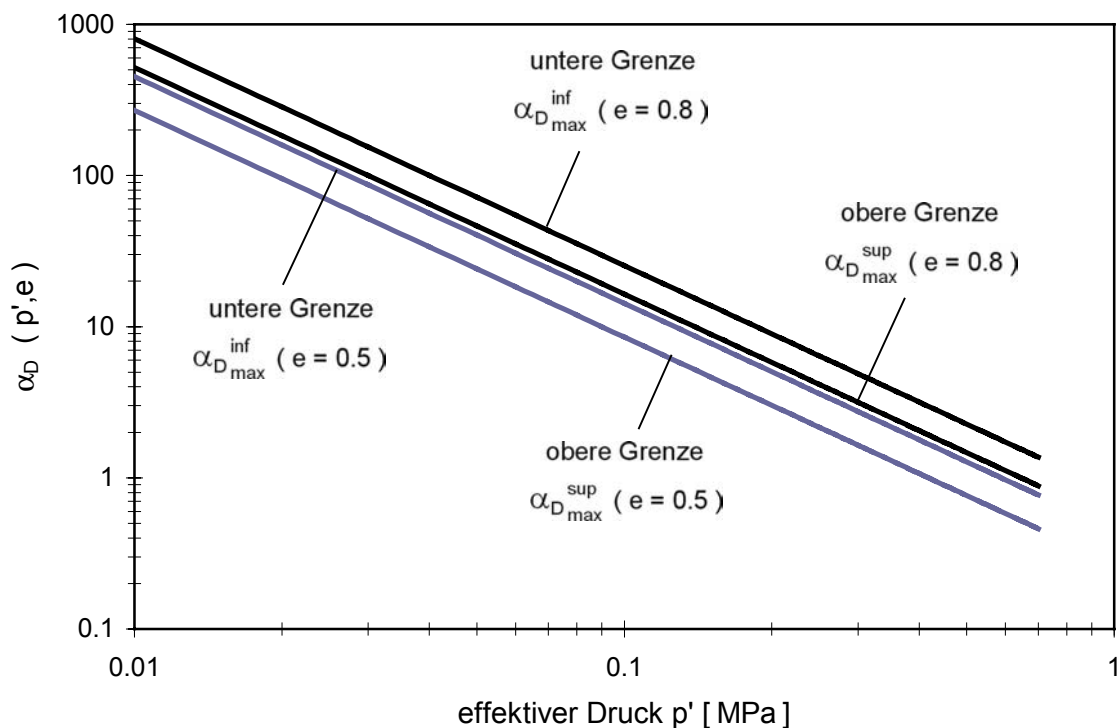


Bild 3-8 Lastfall Belastung, skalare Funktionen α_D^{sup} (obere Grenze) und α_D^{inf} (untere Grenze) für die Porenzahlen $e = 0.8$ und $e = 0.5$

Entlastungsphase

Die Entlastungsphase ist definiert durch die zeitliche Änderung $\Delta\sqrt{J_{2D}} < 0$. Die Entwicklung der deviatorischen Schädigung nach Gleichung (3.27) für die Entlastung wird in Analogie zu Gleichung (3.28) durch eine hyperbolische Funktion definiert zu

$$D := g(\beta_D, \kappa_D, t) := \frac{1}{1 + \beta_D(p', e) \cdot \kappa_D} \quad (3.32)$$

mit der Spannungsdifferenz $\left| \sqrt{J_{2D}^{\max}(\tau)} - \sqrt{J_{2D}(\tau)} \right|$ als interne Schädigungsvariable

$$\kappa_D(t) := \left| \sqrt{J_{2D}^{\max}(\tau)} - \sqrt{J_{2D}(\tau)} \right| \quad (3.33)$$

Die Variable $\sqrt{J_{2D}^{\max}(\tau)}$ definiert den Maximalwert bei beginnender Entlastung. Der Tangentenschubmodul G_t nach Gleichung (3.27) ergibt sich mit den Gleichungen (3.32) und (3.33) zu

$$G_t := (1-D) G_{\max} = \frac{G_{\max}(p', e)}{1 + \beta_D(p', e) \cdot \kappa_D} \quad (3.34)$$

mit den linear elastischen Schubmoduln G_{\max}^{\sup} resp. G_{\max}^{\inf} nach Gleichung (3.4). Die Definition nach Gleichung (3.33) erzwingt bei beginnender Entlastung die Bedingung $\kappa_D(t) = 0$, woraus nach Gleichung (3.34) stets $G_t = G_{\max}$ folgt.

Die skalaren Funktionen zur Beschreibung der Schädigung bei Entlastung lauten

$$\begin{aligned} \beta_D^{\sup}(p', e) &= (0.33 \cdot e - 0.024) p'^{-1.5} && \Leftrightarrow && \text{obere Grenze} \\ \beta_D^{\inf}(p', e) &= (0.6 \cdot e - 0.08) p'^{-1.5} && \Leftrightarrow && \text{untere Grenze} \end{aligned} \quad (3.35)$$

$p' \in [0.01, 0.7]$ in [MPa] ; $e \in [0.4, 0.9]$

Entsprechend Gleichung (3.31) darf für linear elastische Schubmoduln, die innerhalb der oberen Grenze für G_{\max}^{sup} und der unteren Grenze G_{\max}^{inf} liegen, Gleichung (3.35) linear interpoliert werden. In Bild 3-9 sind beispielhaft die skalaren Funktionen β_D^{sup} und β_D^{inf} nach Gleichung (3.35) für die Porenzahlen $e = 0.5$ und $e = 0.8$ in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' im doppellogarithmischen Maßstab graphisch dargestellt.

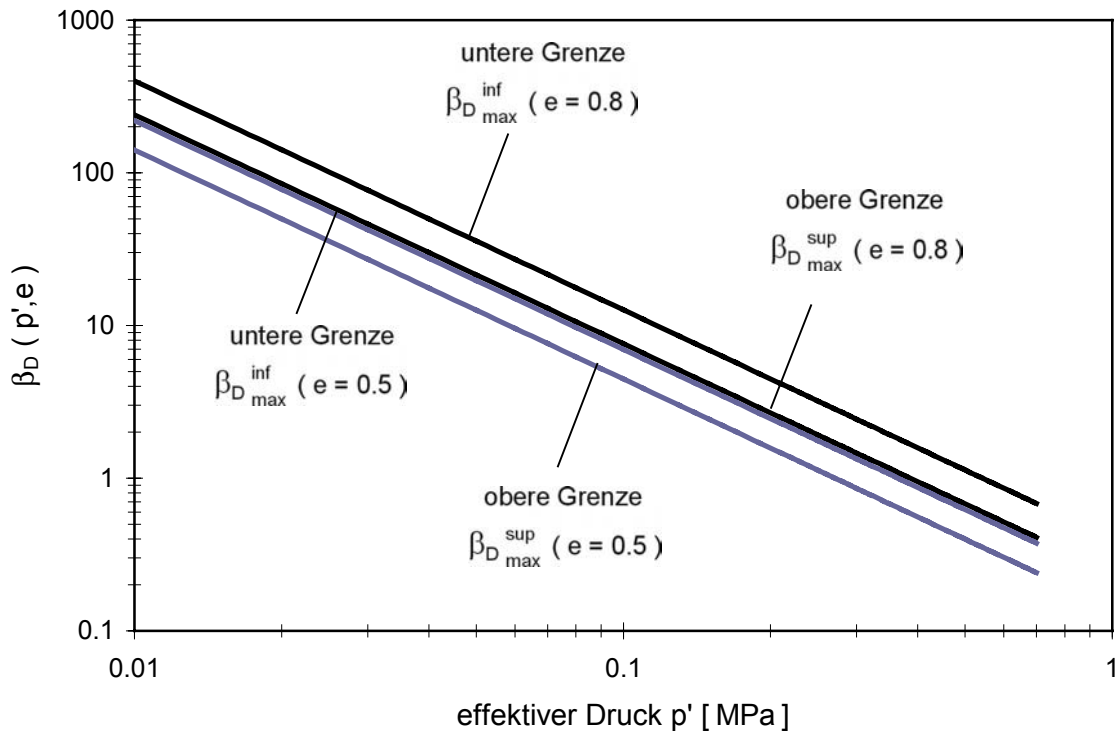


Bild 3-9 Lastfall Entlastung, skalare Funktionen β_D^{sup} (obere Grenze) und β_D^{inf} (untere Grenze) für die Porenzahlen $e = 0.8$ und $e = 0.5$

Wie aus der Darstellung der skalaren Funktionen für die Belastung in Bild 3-8 und für die Entlastung in Bild 3-9 ersichtlich ist, stimmen diese für $\alpha_D^{\text{sup}}(e = 0.8)$ und $\alpha_D^{\text{inf}}(e = 0.5)$ resp. $\beta_D^{\text{sup}}(e = 0.8)$ und $\beta_D^{\text{inf}}(e = 0.5)$ nahezu überein. Für die Verifikation des festgestellten funktionalen Zusammenhangs bedeutet dies aber, dass die Funktionen für die elastischen Schubmoduln $G_{\max}^{\text{sup}}(e = 0.8)$ resp. $G_{\max}^{\text{inf}}(e = 0.5)$ nach Gleichung (3.4) ebenfalls nahezu identisch sein müssen.

In Bild 3-10 sind die Funktionen von $G_{\max}^{\text{sup}}(e = 0.8)$ und $G_{\max}^{\text{inf}}(e = 0.5)$ in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' dargestellt. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass der geforderte funktionale Zusammenhang in sehr guter Näherung erfüllt ist.

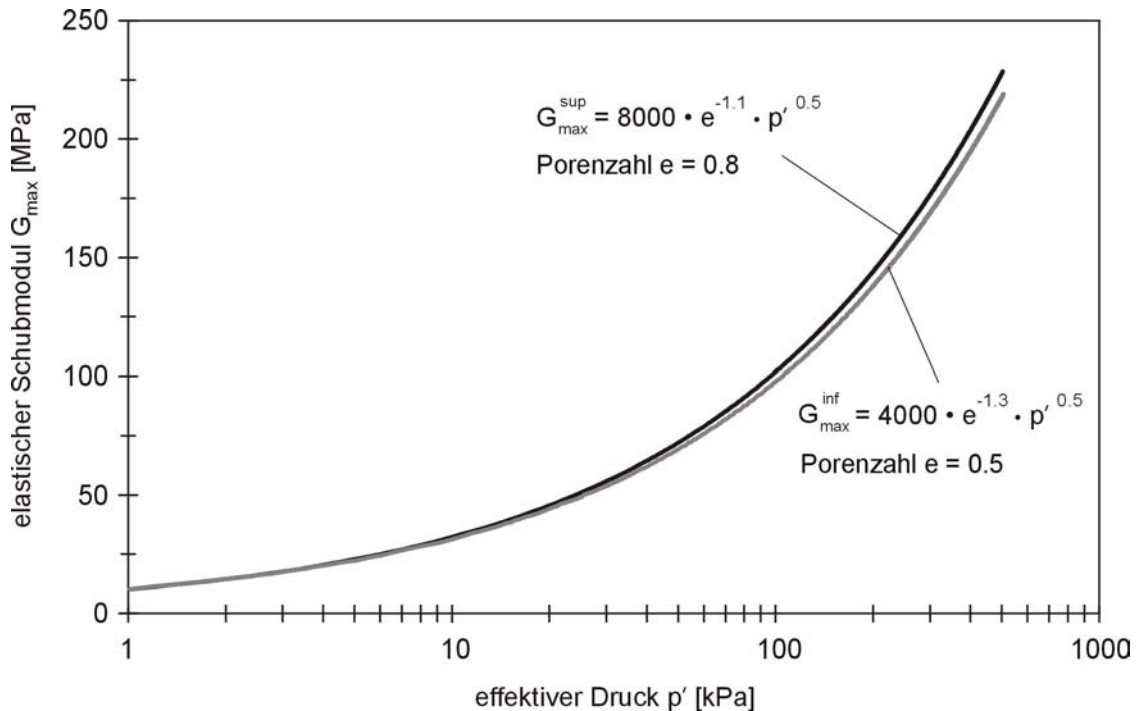


Bild 3-10 Elastische Schubmoduln $G_{\max}^{\text{sup}}(e = 0.8)$ und $G_{\max}^{\text{inf}}(e = 0.5)$ nach Gleichung (3.4) in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' [114]

Wiederbelastungsphase

Das Hauptkriterium für die Wiederbelastungsphase ist entsprechend der Belastungsphase durch die zeitliche Änderung $\Delta\sqrt{J_{2D}} > 0$ definiert. Für eine Fallunterscheidung, ob Be- oder Wiederbelastung vorliegt, muss das genannte Kriterium noch erweitert werden. Die Erweiterung erfolgt mit Hilfe einer Binärvariablen δ . Diese wird in Abhängigkeit von der zweiten Invarianten des Verzerrungsdeviators $J_{2E} = \text{tr}(\mathbf{e})^2 / 2$ durch die zeitliche Änderung der Variablen $\Delta\sqrt{J_{2E}}$ definiert. Für $\Delta\sqrt{J_{2E}} > 0$ gilt $\delta = 1$ und für $\Delta\sqrt{J_{2E}} < 0$ gilt $\delta = 0$. Erfolgt nun nach einer Entlastung eine Be- oder Wiederbelastungsphase, so wird die Fallunterscheidung durch Vergleich der Binärvariablen δ gesteuert.

Die Entwicklung der deviatorischen Schädigung entspricht formal der Definition für die Entlastung nach Gleichung (3.32). Sie lautet

$$D := g(\beta_D, \kappa_D^*, t) := \frac{1}{1 + \beta_D(p', e) \cdot \kappa_D^*} \quad (3.36)$$

mit der Spannungsdifferenz $\left| \sqrt{J_{2D}^{\max *}}(\tau) - \sqrt{J_{2D}}(\tau) \right|$ als interne Schädigungsvariable

$$\kappa_D^*(t) := \left| \sqrt{J_{2D}^{\max *}}(\tau) - \sqrt{J_{2D}}(\tau) \right| \quad (3.37)$$

Die Variable $\sqrt{J_{2D}^{\max *}}(\tau)$ definiert den Maximalwert der zweiten Invariante des Spannungsdeviators bei beginnender Wiederbelastung. Der Tangentenschubmodul G_t und die skalaren Funktionen β_D^{\sup} und β_D^{\inf} entsprechen den Formulierungen nach den Gleichungen (3.34) und (3.35). Eine weitere Schaltfunktion ist zur Steuerung des Übergangs von der Wiederbelastungsphase in die Belastungsphase notwendig. Diese wird durch die Bedingung $\sqrt{J_{2D}}(\tau) \leq \sqrt{J_{2D}^{\max}}(\tau)$, mit dem nach Gleichung (3.33) definierten Maximalwert bei beginnender Entlastung $\sqrt{J_{2D}^{\max}}(\tau)$, definiert. Ist die genannte Bedingung nicht mehr erfüllt, so erfolgt ein Wechsel von der Wiederbelastungsphase in die Belastungsphase.

Wie bereits erwähnt, wurde zunächst ein linear elastisches Materialverhalten für den volumetrischen Anteil vorausgesetzt. Der Kompressionsmodul nach Gleichung (3.27) berechnet sich nach der bekannten Beziehung der Elastizitätstheorie zu

$$K_t = \text{konst.} = \frac{2 G_{\max} (1 + \nu)}{2(1 - 2\nu)} \quad (3.38)$$

mit der Querdehnzahl ν und dem elastischen Schubmodul G_{\max} nach Gleichung (3.4). Für die in Abschnitt 4 vorgestellten numerischen Berechnungen wurde eine konstante Querdehnzahl von $\nu = 0.3$ vorausgesetzt.

3.4 Diskussion des Stoffgesetzes

Bei der Formulierung des Stoffgesetzes wurde als Näherung eine konstante Lagerungsdichte bei der Beanspruchung durch zyklische Scherdehnungen und konstantem Druckniveau vorausgesetzt. Die Annahme begründet sich mit der Anbindung der Stoffkennwerte an Versuchsergebnisse aus Resonant-Column-Versuchen in Form von linear-äquivalenten Bodenkennziffern, in denen der Einfluss des kontraktanten resp. dilatanten Materialverhaltens bereits weitgehend kompensiert ist. Die Formulierung besitzt somit keine Allgemeingültigkeit, sondern beschränkt sich auf die Abbildung des Materialverhaltens für die genannte Problemstellung mit den definierten Randbedingungen.

Die Beschreibung der deviatorischen materiellen Nichtlinearität erfolgte durch eine Formulierung im Rahmen der Schädigungstheorie. Die definierten Schädigungsfunktionen wurden in Analogie zu den elastischen Schubmoduln und den linear-äquivalenten Bodenkennziffern in Abhängigkeit von Zustandsgrößen definiert. Durch eine umfangreiche Parameterstudie und mit Hilfe einer Regressionsanalyse konnten die Schädigungsfunktionen in Abhängigkeit von der Lagerungsdichte und des Druckniveaus parametrisiert werden.

Die vorgestellte Stoffgesetzformulierung besitzt damit einen breiten Anwendungsbereich, der nahezu alle Lagerungsdichten von nichtbindigen Böden umfasst. Als Eingangsgrößen zur Beschreibung des linear-elastischen und des nichtlinearen deviatorischen Materialverhaltens müssen lediglich die Lagerungsdichte und das Druckniveau bekannt sein. Diese lassen sich durch Korrelationsbeziehungen aus geophysikalischen Messungen oder durch einfache bodenmechanische Untersuchungen im Laboratorium ermitteln.

Da die ermittelten Zustandsgrößen trotz sorgfältiger Labor- und in-situ-Techniken einen großen Streubereich aufweisen können, sind für eine realistische Erfassung des Übertragungsverhaltens Parameterstudien notwendig. Dies ist insbesondere bei der Behandlung von dynamischen Problemen für eine realistische Berechnung von entscheidender Bedeutung.

Im Gegensatz zu statischen Nachweisen gibt es bei dynamischen Problemen meist keine eindeutig 'sichere Seite', so dass der Einfluss einer Zustandsgröße ohne Parameterstudien schwer zu erkennen ist. Die Schädigungsfunktionen wurden daher für eine untere und obere Steifigkeitsgrenze formuliert.

Wie anhand der in Abschnitt 4 vorgestellten numerischen Berechnungen gezeigt wird, kann zwischen den Grenzen für die elastischen Schubmoduln und für die Schädigungsfunktionen durch die konsistente Formulierung in Abhängigkeit der Lagerungsdichte und des Druckniveaus linear interpoliert werden, so dass notwendige Parameterstudien in einfacher Weise und effizient durchgeführt werden können. Das Stoffgesetz besitzt dadurch einen breiten Anwendungsbereich zur Beschreibung des linearen und nichtlinearen deviatorischen Materialverhaltens.

Die vorgestellte Formulierung beschränkt sich zunächst auf die Beschreibung des deviatorischen Materialverhaltens von nichtbindigen Böden. Eine Erweiterung auf nichtbindige normalkonsolidierte Böden ist jedoch möglich, da sich die plastischen Materialeigenschaften, die durch die Plastizitätszahl I_p beschrieben werden, näherungsweise wie eine Zunahme des effektiven Drucks p' bei nichtbindigen Böden auswirken. Entsprechende Parameterstudien zur Formulierung der Schädigungsfunktionen unter Berücksichtigung der plastischen Materialeigenschaften sind Gegenstand aktueller Untersuchungen.

4 Anwendung des Bodenstoffgesetzes

Um die Leistungsfähigkeit der in Abschnitt 3.3 diskutierten eigenen Stoffgesetzformulierung aufzuzeigen, werden nachfolgend 'quasi-dynamische' und dynamische numerische Berechnungen für nichtbindige Böden auszugsweise vorgestellt. Unter dem Begriff 'quasi-dynamisch' wird die Berechnung des zyklischen Verformungsverhaltens unter Vernachlässigung der Massenträgheit verstanden. Die quasi-dynamischen und dynamischen Berechnungen erfolgten mit dem FE-Code ABAQUS (Finite-Elemente - FE), in welchen vom Verfasser das unter Abschnitt 3.3 diskutierte inkrementell formulierte Stoffgesetz über eine Schnittstelle implementiert wurde [3], [2]. Bei der FE-Methode wird die Struktur in Einzelemente aufgelöst und über lokale Verschiebungsansätze und das Prinzip der virtuellen Verrückungen ein algebraisches Gleichungssystem für die Verschiebungen der Elementknoten aufgebaut. Diese sind in jedem Lastschritt mit einem herkömmlichen Gleichungslöser zu berechnen. Auf eine Diskussion der Methode wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet und auf die umfangreiche Literatur zu diesem Thema verwiesen [155], [12], [31].

4.1 Quasi-dynamische Berechnungen

Zur Verifizierung des implementierten Stoffgesetzes wurden umfangreiche numerische Berechnungen für unterschiedliche Lastgeschichten durchgeführt, die nachfolgend auszugsweise dargestellt und diskutiert werden. Die numerischen Simulationen erfolgten an einem idealisierten Einfach-Schermodell, das mit einem 8-Knoten - 3-D Element mit linearem Verschiebungsansatz (C3D8-Element) diskretisiert wurde. Für genauere Angaben zu den im FE-Code ABAQUS implementierten Elementtypen wird auf [2] und [3] verwiesen. Die Berechnungen erfolgten unter der Annahme eines konstanten effektiven Drucks p' und einer konstanten Porenzahl e . In Bild 4-1 sind beispielhaft berechnete Spannungs-Dehnungskurven für eine ansteigende zyklische Lastgeschichte mit variierender maximaler Scherdehnungsamplitude und den Materialkennwerten $p' = 0.025$ MPa, $e = 0.8$ und $G_{\max}^{\text{sup}} = 51$ MPa nach Gleichung (3.4) dargestellt.

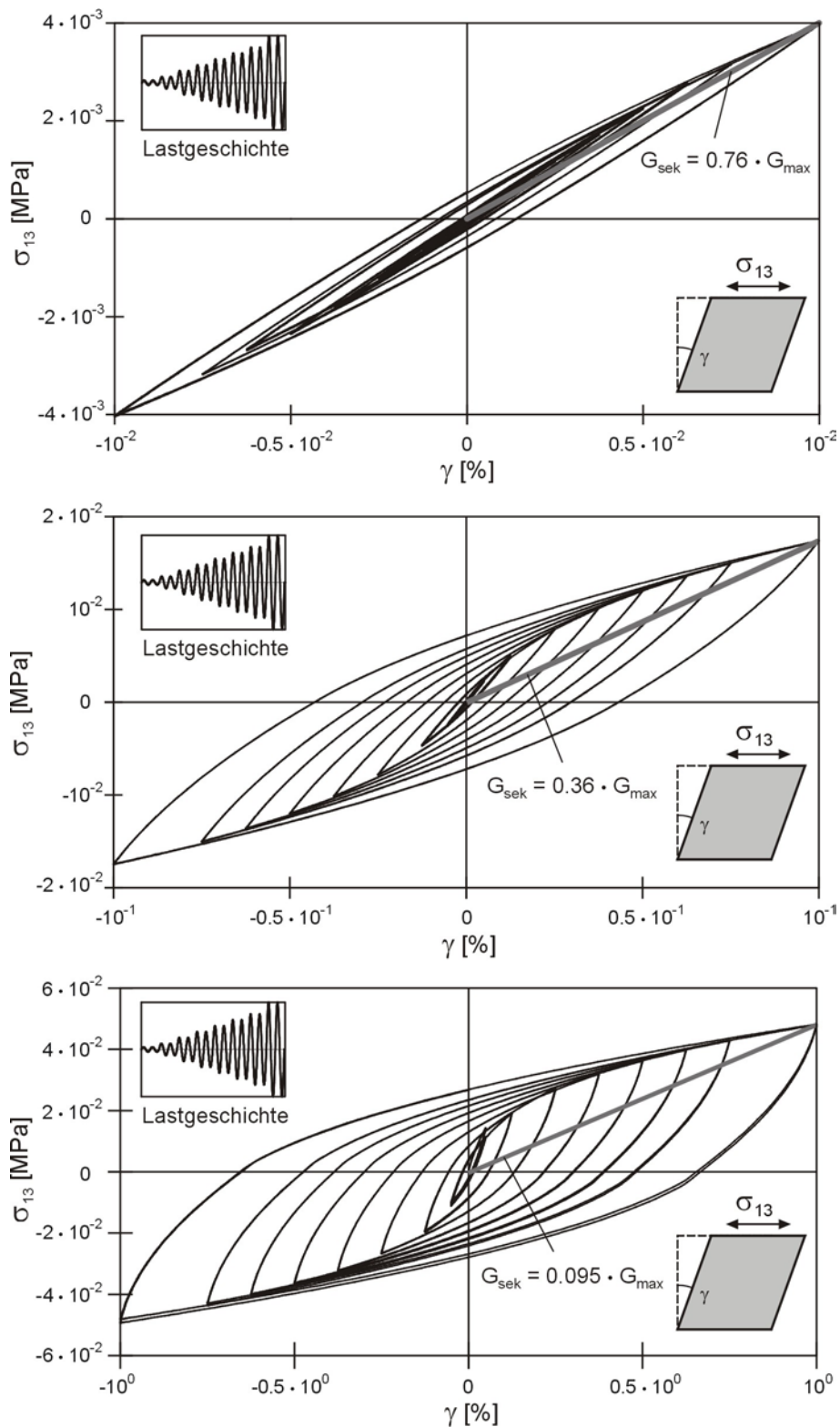


Bild 4-1 Simulierte Spannungs-Dehnungs-Kurven für zyklische Beanspruchung, $e = 0.8$, $p' = 0.025$ MPa, $G_{\text{max}}^{\text{sup}} = 51$ MPa, maximale Scherdehnungsamplitude $\gamma = 0.01\%$ (oben), $\gamma = 0.1\%$ (Mitte) und $\gamma = 1\%$ (unten)

Die Kalibrierung der Stoffparameter für die in Abschnitt 3.3 diskutierten Schädigungsfunktionen erfolgte an den empirisch ermittelten Beziehungen für nichtbindige Böden von ISHIBASHI und ZANG [83]. Diese beschreiben das nichtlineare deviatorische Materialverhalten in Form von quasi-linearen dynamischen Bodenkennziffern für die Steifigkeit $G_{\text{sek}}/G_{\text{max}}$ und die Materialdämpfung ξ .

In Bild 4-1 sind beispielhaft die ermittelten Sekantenschubmoduln G_{sek} für die maximalen Scherdehnungsamplituden $\gamma = 0.01\%$, $\gamma = 0.1\%$ und $\gamma = 1\%$ graphisch dargestellt. Durch die Normierung der Sekantenschubmoduln G_{sek} auf den linear elastischen Schubmodul $G_{\text{max}}^{\text{sup}} = 51 \text{ MPa}$ nach Gleichung (3.4) und der Berechnung der jeweiligen Materialdämpfung ξ erhält man die in Bild 4-2 dargestellten Bodenkennziffern. Wie der Vergleich der Versuchsergebnisse mit der Simulation in Bild 4-2 verdeutlicht, kann eine gute Übereinstimmung der Steifigkeits- und Materialdämpfungskennwerte für den hier interessierenden Scherdehnungsbereich erreicht werden.

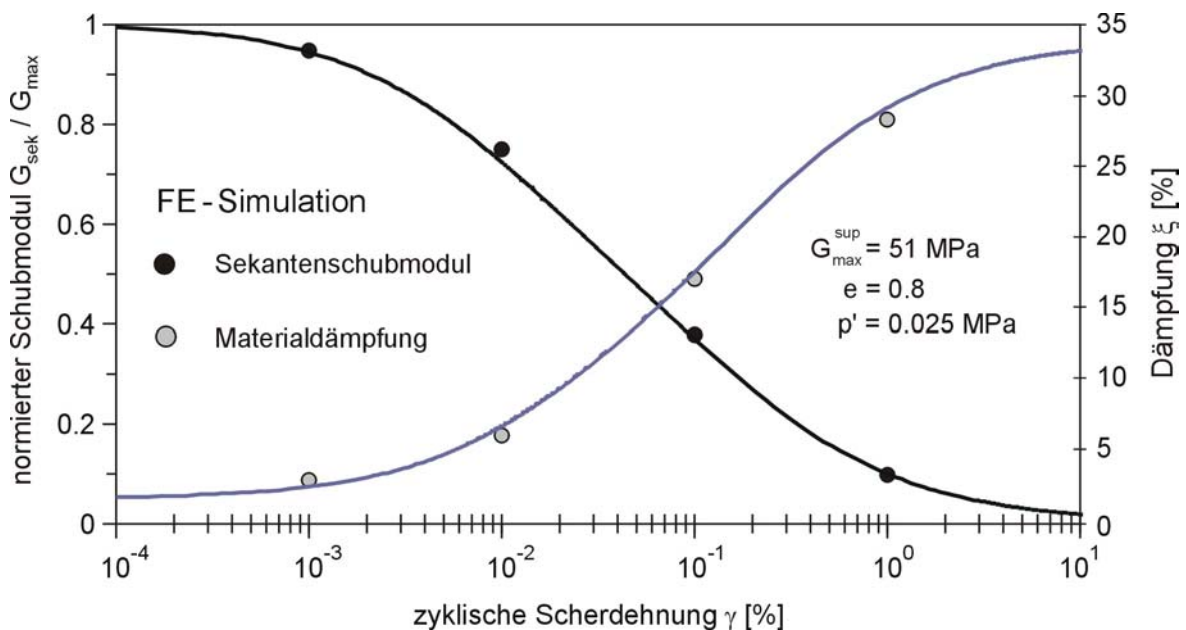


Bild 4-2 Vergleich der linear-äquivalenten dynamischen Bodenkennziffern [83] mit der numerischen Simulation nach Bild 4-1 für die Stoffkennwerte $e = 0.8$, $G_{\text{max}}^{\text{sup}} = 51 \text{ MPa}$ und $p' = 0.025 \text{ MPa}$

Wie bei der Diskussion des Stoffgesetzes in Abschnitt 3.3 erläutert, konnten durch die Auswertung umfangreicher Parameterstudien Schädigungsfunktionen in Abhängigkeit von der Porenzahl e und des effektiven Drucks p' formuliert werden, die in dem hier interessierenden Bereich Gültigkeit besitzen. In Abhängigkeit von den nach Gleichung (3.4) definierten elastischen Schubmoduln für eine obere Grenze G_{\max}^{sup} und eine untere Grenze G_{\max}^{inf} dürfen die Schädigungsfunktionen nach Gleichung (3.31) für die Belastungsphase und nach Gleichung (3.35) für die Entlastungsphase linear interpoliert werden. Dieser funktionale Zusammenhang ist insbesondere für notwendige Parameterstudien bei der Berechnung von Standorteffekten hilfreich, da diese durch die mögliche Interpolation sehr effizient und einfach durchgeführt werden können.

In Bild 4-3 sind die berechneten Spannungs-Dehnungskurven eines Einfachscherversuchs für einen nichtbindigen Boden mit dem linear elastischen Schubmodul $\bar{G}_{\max} = 137 \text{ MPa}$, der Porenzahl $e = 0.5$ und dem effektiven Druck $p' = 0.1 \text{ MPa}$ dargestellt. Der elastische Schubmodul \bar{G}_{\max} wurde durch Mittelwertbildung mit $\bar{G}_{\max} = (G_{\max}^{\text{sup}} + G_{\max}^{\text{inf}}) / 2$ nach Gleichung (3.4) berechnet und ist in Bild 3-2 beispielhaft für die Porenzahl $e = 0.8$ dargestellt. Dieser entspricht nahezu der in Gleichung (3.5) angegebenen Beziehung für den linear elastischen Schubmodul, der für Sande mit eckiger Kornform und normalkonsolidierte bindige Böden mit moderater Plastizitätszahl Gültigkeit besitzt. Entsprechend wurden die Mittelwerte für die Schädigungsfunktionen nach den Gleichungen (3.31) und (3.35) gebildet. Die in Bild 4-3 dargestellten Spannungs-Dehnungskurven wurden für eine zyklische Lastgeschichte mit Be-, Ent- und Wiederbelastungsphasen berechnet.

Ein hier nicht dargestellter Vergleich der linear-äquivalenten dynamischen Bodenkennziffern für die Steifigkeit G_{sek}/G_{\max} und die Materialdämpfung ξ aus Versuch und Rechnung zeigte in Analogie zu Bild 4-2 eine gute Übereinstimmung. Zudem wird aus den berechneten Spannungs-Dehnungskurven deutlich, dass bei zyklischen Ent- und Wiederbelastungen kein 'Sägezahneneffekt' auftritt, d.h. die Form der Hysteresen stabil bleibt. Auf den vorgestellten Ergebnissen aufbauend wurden verifizierende dynamische Berechnungen durchgeführt, die nachfolgend auszugsweise vorgestellt werden.

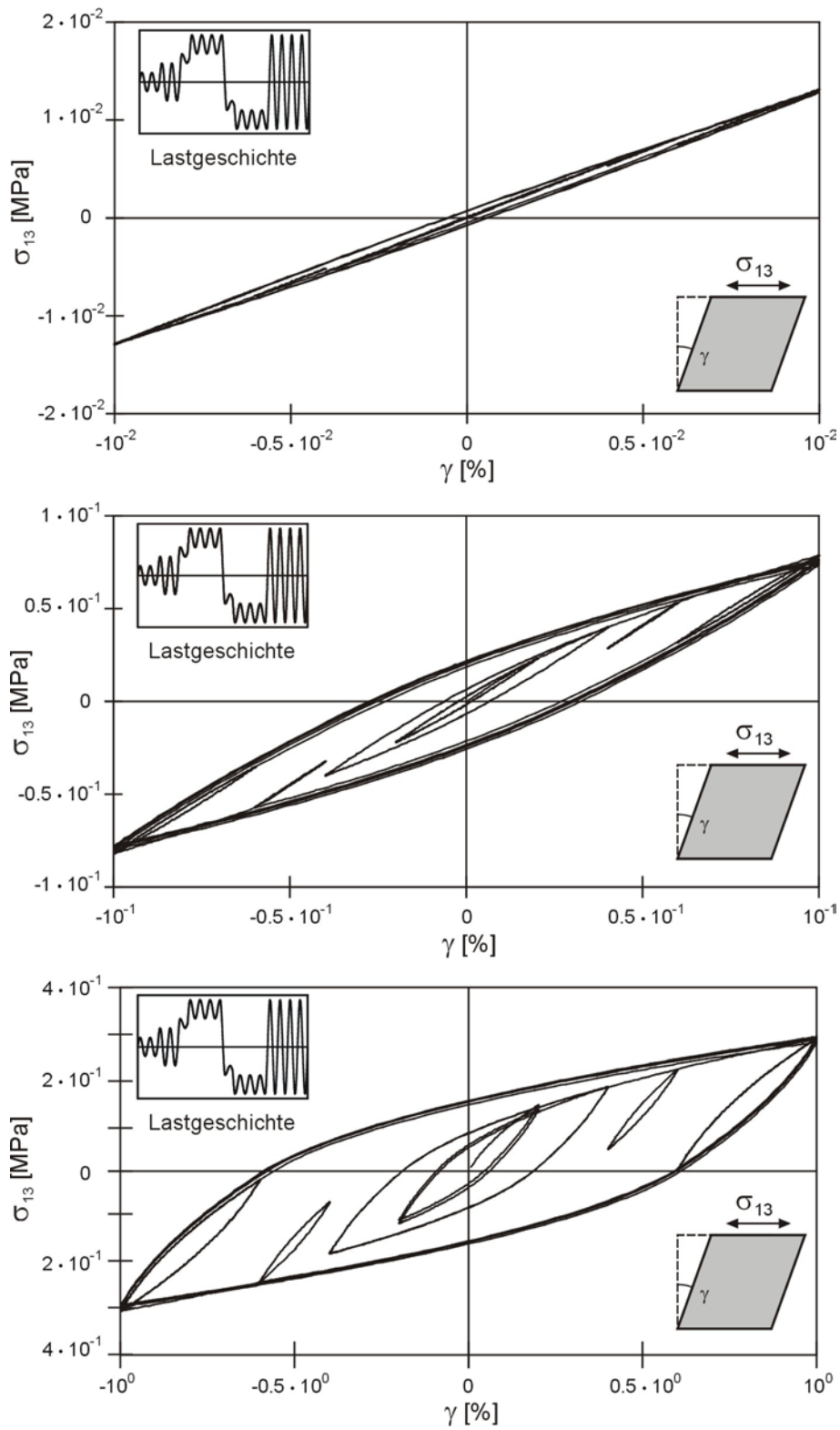


Bild 4-3 Simulierte Spannungs-Dehnungs-Kurven für zyklische Beanspruchung, $e = 0.5$, $p' = 0.1$ MPa, $\bar{G}_{\max} = 137$ MPa, maximale Scherdehnungsamplitude $\gamma = 0.01\%$ (oben), $\gamma = 0.1\%$ (Mitte) und $\gamma = 1\%$ (unten)

4.2 Dynamische Berechnungen

Zur Verifizierung des entwickelten Stoffgesetzes wurden zunächst dynamische Berechnungen mit einem idealisiertem Einfach-Schermodell durchgeführt. Hierbei wurde das dynamische System als 'Einmassenschwinger' abgebildet. Die Diskretisierung des in Bild 4-4 dargestellten dynamischen Systems erfolgte mit einem 8-Knoten - 3-D Element mit linearem Verschiebungsansatz (C3D8-Element). Die Systemmasse wurde in Form von Punktmassen resp. 'Lumped-Mass-Elementen' diskretisiert. Für die numerische Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichung wurde das im FE-Code ABAQUS implementierte implizite Zeitintegrationsverfahren nach HILBERT, HUGHES und TAYLOR verwendet [2]. Des weiteren wird auf die Darstellung der dynamischen Grundlagen auf die Literatur [33], [35], [94] verwiesen.

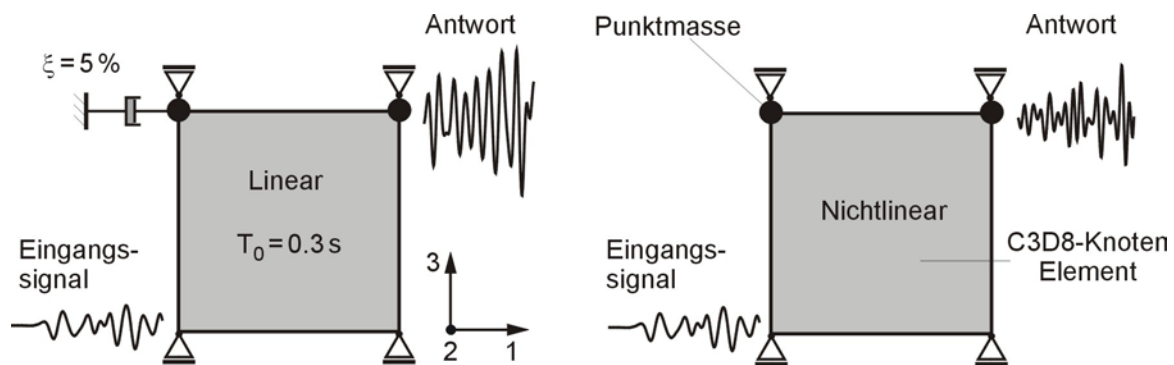


Bild 4-4 Lineares (links) und nichtlineares dynamisches System (rechts), Stoffkennwerte $e = 0.8$, $G_{\max}^{\text{sup}} = 51\text{ MPa}$, $p' = 0.025\text{ MPa}$

Um die Periodenverschiebung resp. den Einfluss des nichtlinearen Materialverhaltens auf die Systemantwort bei zunehmender Beanspruchung zu untersuchen, wurde ein Beschleunigungszeitverlauf, der mit den Lastfaktoren 1.0, 0.5, 0.2, 0.05 und 0.01 skaliert wurde, als Eingangssignal verwendet. Die ersten maßgebenden 10 s des Beschleunigungszeitverlauf und das berechnete normierte Antwortspektrum sind in Bild 4-5 dargestellt. Aus dem Antwortspektrum ist ersichtlich, dass die Grenzen mit konstanter Spektralbeschleunigung im Bereich von $T = 0.2\text{ s}$ bis $T = 0.5\text{ s}$ zu liegen kommen.

Mit den Stoffkennwerten für die Porenzahl $e = 0.8$ und dem effektiven Druck $p' = 0.025$ MPa ergibt sich nach Gleichung (3.4) der linear elastische Schubmodul $G_{\max}^{\text{sup}} = 51$ MPa. Anhand der Frequenzcharakteristik des in Bild 4-5 dargestellten Eingangssignals und den Stoffkennwerten wurde die Gesamtmasse des System so gewählt, dass die erste Eigenperiode des linearen Systems bei $T_0 = 0.3$ s zu liegen kam. Das nichtlineare Materialverhalten ist in Form von normierten linear-äquivalenten Bodenkennziffern in Bild 4-2 für den effektiven Druck $p' = 0.025$ MPa dargestellt.

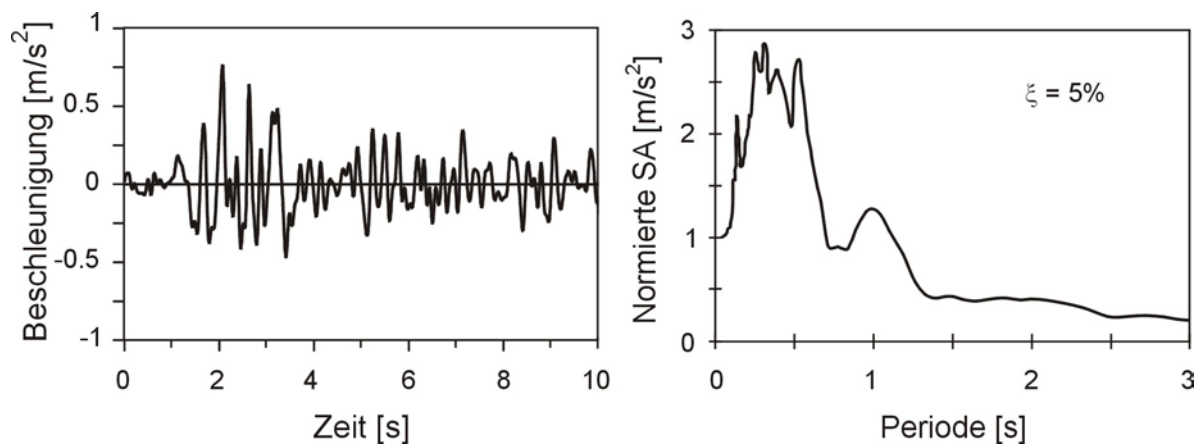


Bild 4-5 Vrancea Erdbeben 1990, Station INCERC, Bukarest/Rumänien, Beschleunigungszeitverlauf (links) und normiertes Antwortspektrum (rechts)

Vergleichend zu den nichtlinearen Berechnungen wurde eine lineare Berechnung mit dem elastischen Schubmodul $G_{\max}^{\text{sup}} = 51$ MPa und mit einer künstlichen viskosen Materialdämpfung von $\xi = 5\%$ durchgeführt. Die berechnete Spannungs-Dehnungskurve und die berechneten normierten Antwortspektren für den linearen und nichtlinearen Fall sind in Bild 4-6 dargestellt. Für den linearen Fall zeigt das Antwortspektrum entsprechend den definierten Systemwerten einen ausgeprägten Plateauwert bei $T_0 = 0.3$ s. Bei der nichtlinearen Rechnung werden zwei Effekte deutlich. So kommt es einerseits zu einer Verschiebung der Spektralwerte in den Bereich größerer Perioden und andererseits kommt es zu einer Deamplifikation der spektralen Beschleunigungen infolge der hysteretischen Materialdämpfung.

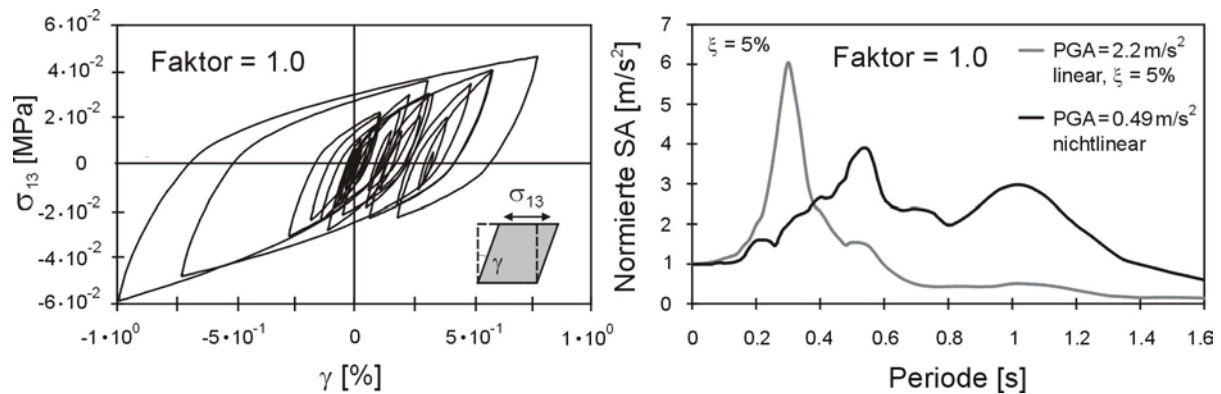


Bild 4-6 Berechnete Spannungs-Dehnungskurve, $G_{\max}^{\text{sup}} = 51 \text{ MPa}$, $p' = 0.025 \text{ MPa}$, $e = 0.8$ (links) und normiertes Antwortspektrum (rechts)

Um die Auswirkung der Größe der Beanspruchung auf die Periodenverschiebung im Vergleich zum linearen Fall zu untersuchen, wurden numerische Simulationen mit den Skalierungsfaktoren 0.5, 0.2, 0.05 und 0.01 durchgeführt. Die berechneten Spannungs-Dehnungskurven für die jeweilige Belastungsgröße sind in Bild 4-7 dargestellt. Hieraus wird deutlich, dass bei zunehmender Beanspruchung der Grad der materiellen Nichtlinearität stark zunimmt. Mit den jeweilig berechneten Beschleunigungszeitverläufen wurden normierte Antwortspektren berechnet, die in Bild 4-8 dargestellt sind.

Die Darstellung in Bild 4-8 verdeutlicht den Einfluss des nichtlinearen Materialverhaltens auf die spektralen Beschleunigungen. Bei abnehmender Beanspruchung kommt es zu einer sukzessiven Verschiebung resp. 'Wanderung' der Spektralbeschleunigungen in Richtung der Eigenperiode des dynamischen Systems bei $T_0 = 0.3 \text{ s}$. Hierbei verringern sich zunächst die Spektralwerte im Bereich von $T = 1.0 \text{ s}$ und bauen sich gleichzeitig im Bereich von $T = 0.55 \text{ s}$ auf. Nimmt die Beanspruchung weiter ab, so verlagern sich diese erneut hin zu der Eigenperiode bei $T_0 = 0.3 \text{ s}$, wie dies besonders ausgeprägt beim Antwortspektrum für die Beanspruchung mit dem Skalierungsfaktor von 0.01 zum Ausdruck kommt. Dieses schmiegt sich nahezu deckungsgleich an das mit einer viskosen Materialdämpfung von $\xi = 5\%$ berechnete elastische Antwortspektrum an.

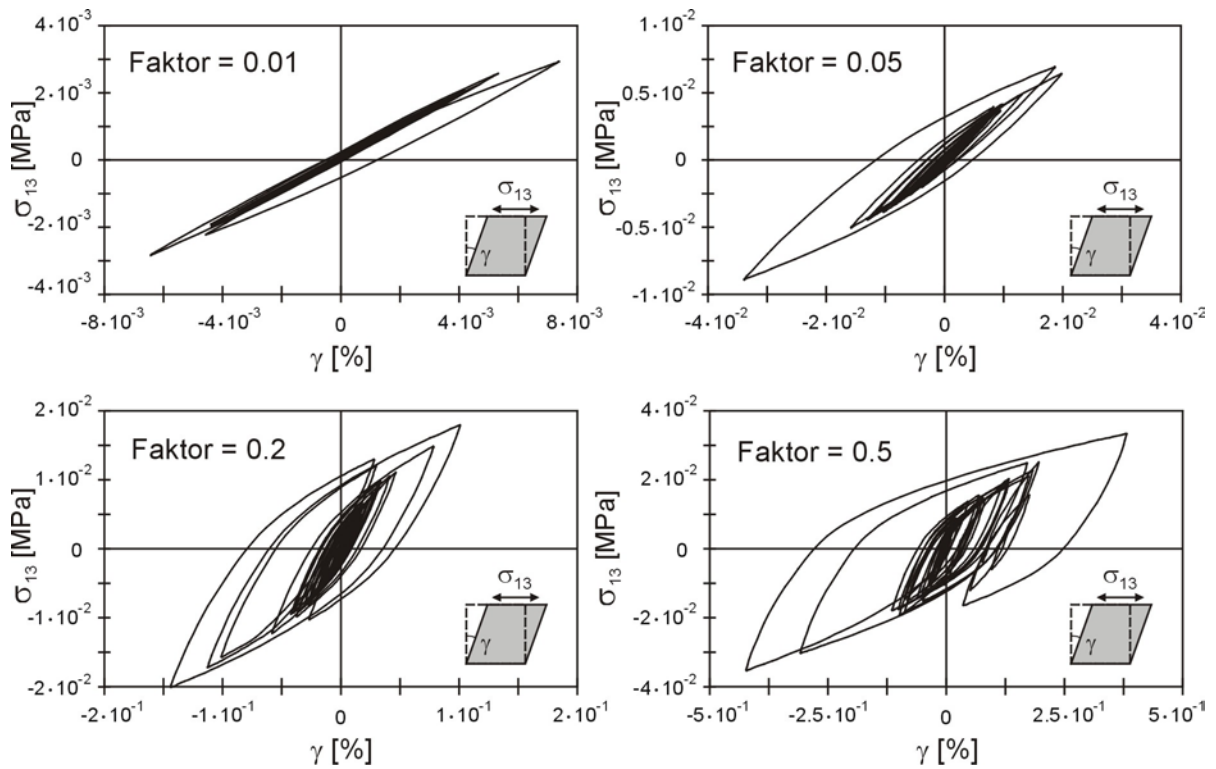


Bild 4-7 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für verschiedene Skalierungsfaktoren, $G_{\max}^{\text{sup}} = 51 \text{ MPa}$, $p' = 0.025 \text{ MPa}$, $e = 0.8$

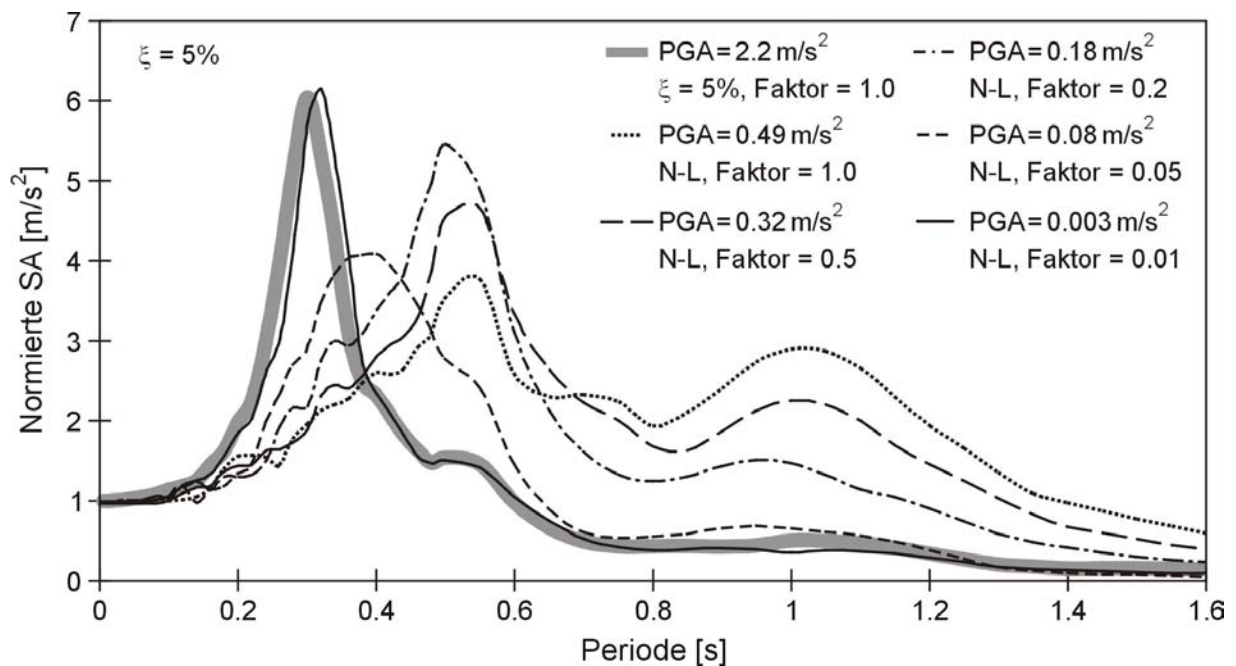


Bild 4-8 Berechnete normierte Antwortspektren

Die dargestellte Verschiebung der Spektralwerte in Abhängigkeit von der Größe der Beanspruchung zeigt deutlich die grundlegenden Eigenschaften dynamischer Systeme bei materieller Nichtlinearität, die durch das entwickelte Stoffgesetz gut abgebildet werden können. Für die Verifikation der Steifigkeits- und Dämpfungskennwerte wurden für die in Bild 4-7 dargestellten Spannungs-Dehnungskurven einige repräsentative linear-äquivalente Bodenkennziffern berechnet. Hierbei zeigte sich eine gute Übereinstimmung zu den in Bild 4-2 dargestellten Beziehungen.

Nichtlineare Standorteffekte

Die Berechnung der Freifeldantwort wurde für zwei idealisierte Bodenprofile durchgeführt. Wie bereits erläutert, basiert sowohl das linear-äquivalente Berechnungsmodell als auch die eigene Formulierung auf der vereinfachten Annahme einer volumenkonstanten Verformung infolge der Beanspruchung durch vertikal propagierende Scherwellen. Hieraus leitet sich das am Beispiel einer homogenen Schicht in Bild 4-9 dargestellte, vereinfachte Berechnungsmodell ab. Dieses wird in der Literatur auch als 'Scherbalkenmodell' bezeichnet [94].

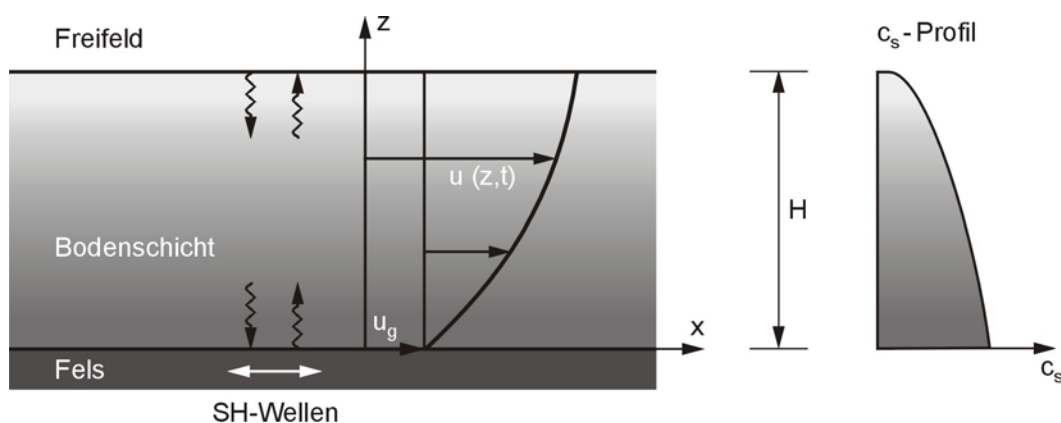


Bild 4-9 Vereinfachtes 'Scherbalkenmodell' zur Berechnung von Standorteffekten

Infolge der Abhängigkeit des linear elastischen Schubmoduls vom effektiven Druck p' kommt es im allgemeinen zu einer in Bild 4-9 dargestellten, tiefenabhängigen Zunahme der Steifigkeit resp. der Scherwellengeschwindigkeit c_s .

Bodenprofil – Nr.1, H = 30 m

Nachfolgend werden numerische Berechnungen für ein idealisiertes 30 m - Bodenprofil vorgestellt. Die Freifeldantwort wurde mit dem eigenen Stoffgesetz und mit einem linear-äquivalenten Berechnungsmodell, welches auf dem Programm-Code SHAKE [82], [119] basiert, ermittelt. Für die Berechnungen mit dem eigenen Stoffgesetz wurde das in Bild 4-10 dargestellte vereinfachte Modell mit vier homogenen Bodenschichten diskretisiert. Die Diskretisierung des FE-Modells erfolgte mit 8-Knoten - 3-D Elementen mit linearem Verschiebungsansatz (C3D8-Element) und infiniten Elementen (CIN3D8-Elemente) zur Abbildung der dynamischen Randbedingungen [2], [3]. Entsprechend dem in Bild 4-9 dargestellten 'Scherbalkenmodell' wurden alle Freiheitsgrade in 2- und 3-Richtung festgehalten. Das idealisierte 30 m - Schichtprofil ist in Bild 4-10 dargestellt.

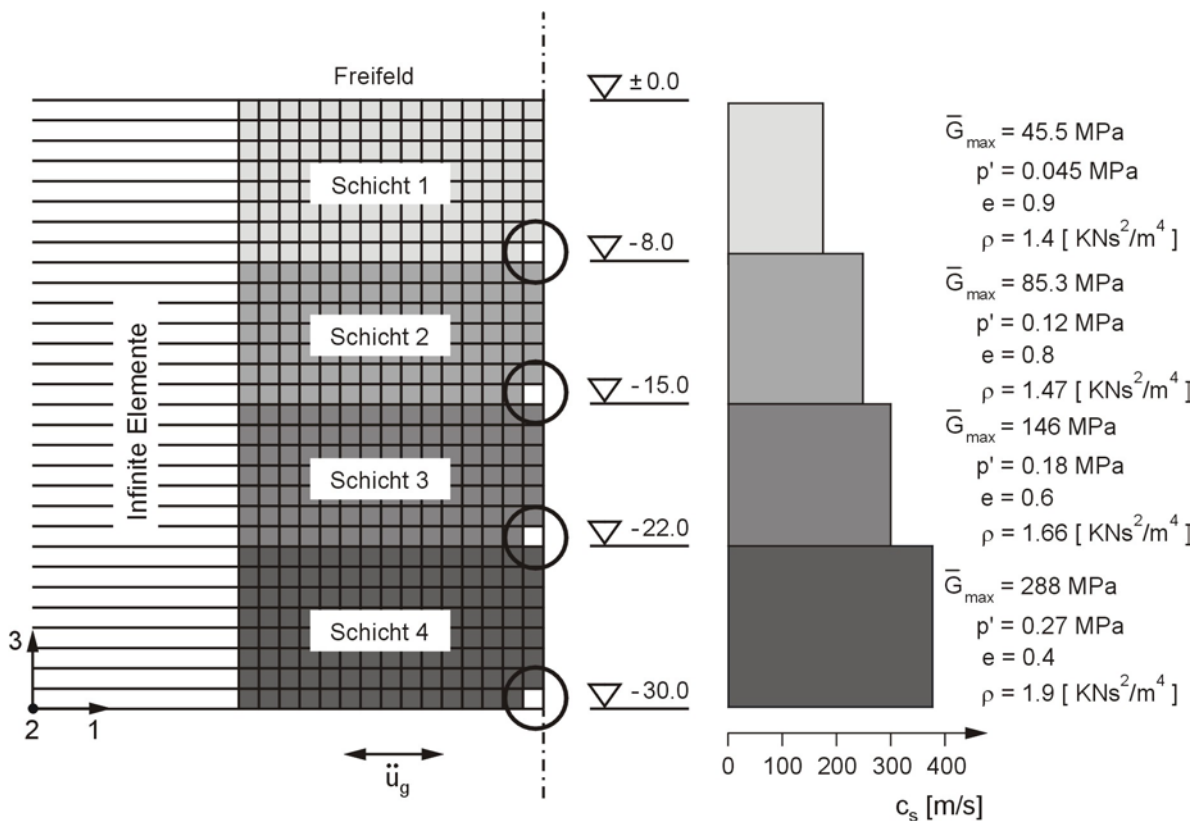


Bild 4-10 Finite-Elemente-Modell mit System- und Stoffkennwerten, 30 m - Profil mit vier homogenen Bodenschichten

Für die Vergleichsberechnungen mit SHAKE wurden die mittleren effektiven Drücke $p' = 0.045, 0.12, 0.18$ und 0.27 MPa für die jeweilige Bodenschicht definiert. Mit diesen und der Lagerungsdichte berechnen sich nach Gleichung (3.4) durch Interpolation die Mittelwerte der Schubmoduln $\bar{G}_{\max} = (G_{\max}^{\text{sup}} + G_{\max}^{\text{inf}}) / 2$, die in Bild 4-10 dargestellt sind. Anhand der in Abschnitt 3.1 diskutierten empirischen Beziehungen von ISHIBASHI und ZANG [83] ergeben sich die in Bild 4-11 dargestellten normierten linear-äquivalenten Bodenkennziffern für die jeweilige Bodenschicht in Abhängigkeit vom effektiven Druck p' und der zyklischen Scherdehnung γ .

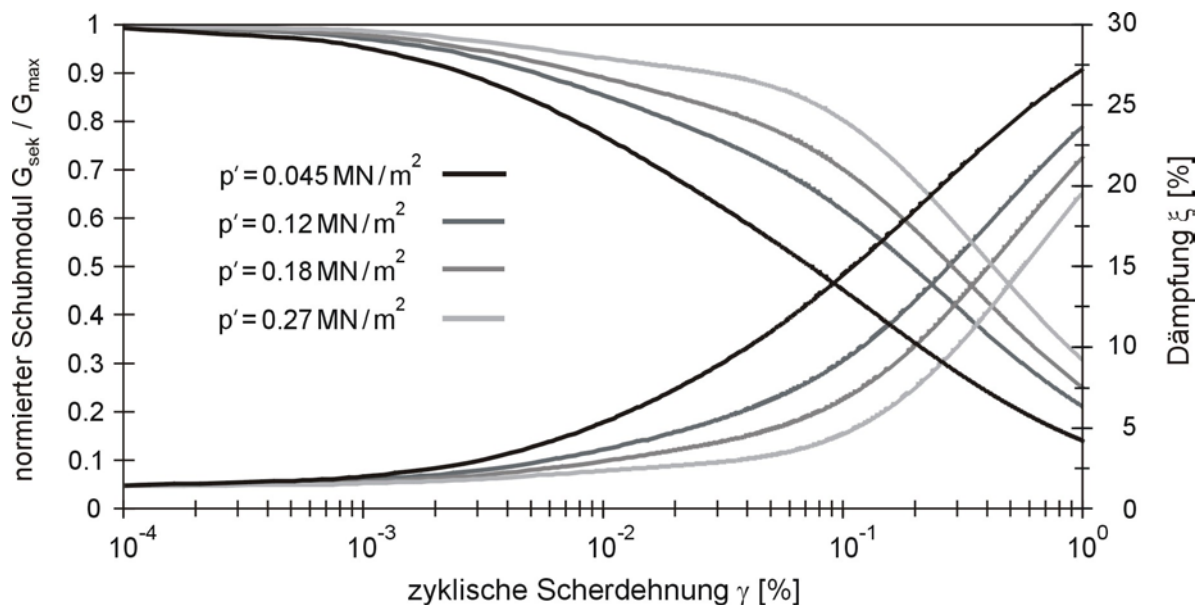


Bild 4-11 Deviatorische Steifigkeit und Materialdämpfung für die in Bild 4-10 dargestellten Bodenschichten [83]

Als Eingangssignal wurde der beim Vrancea Erdbeben 1990 an der Station INCERC in Bukarest/Rumänien registrierte Beschleunigungszeitverlauf mit einer Starkbeben-dauer von etwa 14 s verwendet. Dieser ist mit seinem Antwortspektrum in Bild 4-5 dargestellt. Bezüglich einer Erläuterung der Charakteristik der Vrancea Erdbeben wird auf Abschnitt 2.4 verwiesen. Für vergleichende rechnerische Untersuchungen wurden die Eingangssignale auf die PGA-Werte von 1.0 m/s^2 und 2.0 m/s^2 skaliert. Diese werden nachfolgend als VRA – 1 und VRA – 2 bezeichnet.

In Bild 4-12 ist die mit dem eigenen Stoffgesetz berechnete Freifeldantwort dem Eingangssignal VRA – 1 gegenübergestellt. Man erkennt deutlich, dass es durch das Übertragungsverhalten zu einer signifikanten Amplifikation der Beschleunigungen und zu einer Verlängerung der Bebedauer kommt.

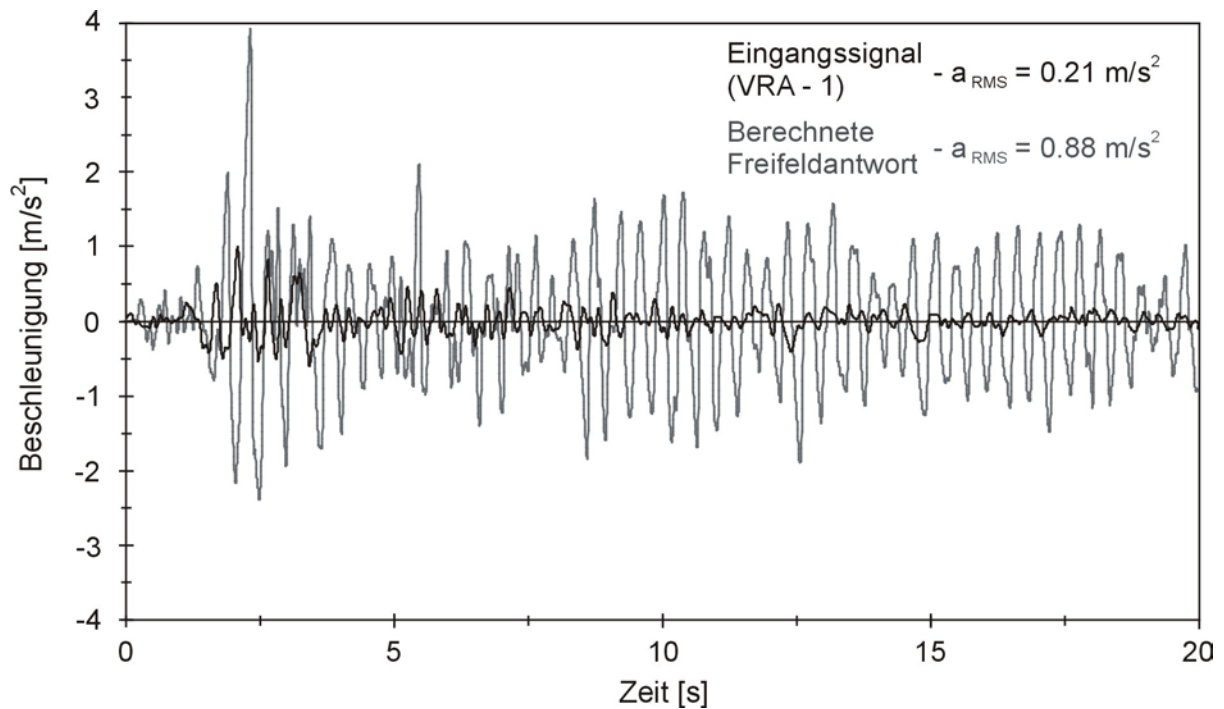


Bild 4-12 Eingangssignal VRA – 1 und berechnete Freifeldantwort

Zur Charakterisierung der berechneten absoluten Beschleunigungswerte wurde die mittlere Beschleunigung a_{RMS} nach der Definition von TRIFUNAC [139] verwendet. Sie lautet

$$a_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{t_D} \int_0^{t_D} [a(t)]^2 dt} \quad (4.1)$$

mit der Starkbebedauer t_D . Diese definiert die zeitliche Dauer, in der zwischen 5% und 95% der gesamten Bewegungsenergie gespeichert ist. Im Gegensatz zu der häufig verwendeten Spitzenbeschleunigung PGA, die nur einen Maximalwert wieder spiegelt und zur Charakterisierung des Beschleunigungszeitverlaufs ungeeignet ist, stellt die Beschreibung durch die mittlere Beschleunigung a_{RMS} eine realistische Größe dar.

Die berechnete mittlere Beschleunigung a_{RMS} wurde daher für die nachfolgenden Betrachtungen als Einhängewert bei der Darstellung im Antwortspektrum bei der Periode $T = 0$ verwendet.

In Bild 4-13 sind die mit dem eigenen Stoffgesetz berechneten Spannungs-Dehnungskurven für die an den Schichtgrenzen liegenden Elemente dargestellt. Die Tiefenlage der ausgewählten Elemente ist aus der Darstellung in Bild 4-10 ersichtlich.

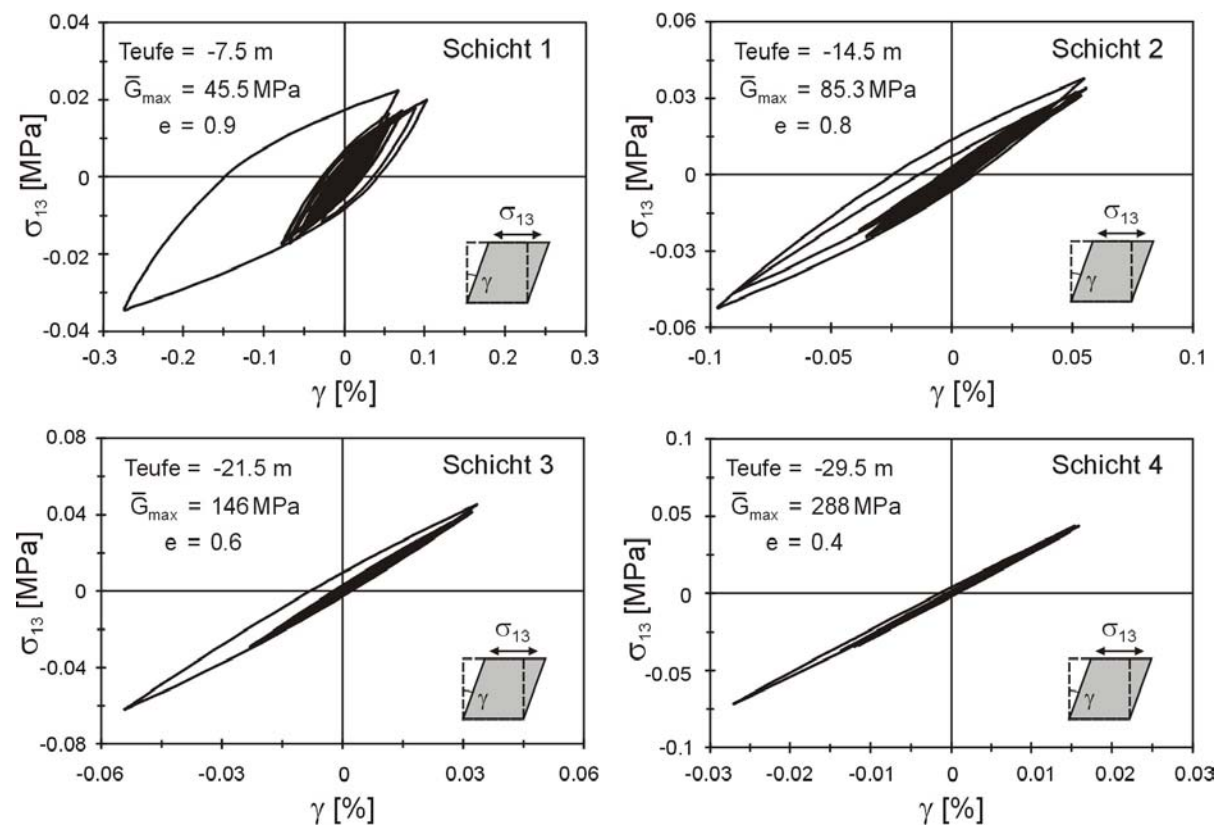


Bild 4-13 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für die in Bild 4-10 indizierten Elemente an den Schichtgrenzen, Eingangssignal VRA - 1

Die berechneten Spannungs-Dehnungs-Kurven machen deutlich, dass insbesondere an den Schichtgrenzen nichtlineares Materialverhalten auftritt, da hier die Impedanzunterschiede am größten sind. Des weiteren nimmt dieses in Abhängigkeit von der Steifigkeit vom definierten Referenzniveau bei $t = -30\text{m}$ hin zum Freifeld nahezu kontinuierlich zu.

Dies steht in Zusammenhang mit der in Abschnitt 3.1 diskutierten linearen Grenzscherdehnung γ_{gl} , deren Wert sich mit zunehmendem Druckniveau vergrößert.

Für Vergleichsstudien wurde die Freifeldantwort für das in Bild 4-10 dargestellte idealisierte System mit dem in Abschnitt 3.2 diskutierten linear-äquivalenten Programm-Code SHAKE berechnet. Die diskreten Werte der in Bild 4-11 dargestellten linear-äquivalenten Bodenkennziffern wurden über eine Schnittstelle in den Programm-Code implementiert. Auf eine Darstellung der mit SHAKE berechneten Freifeldantwort wird verzichtet, da ein Vergleich der spektralen Beschleunigungen aussagekräftiger ist. In Bild 4-14 sind die berechneten elastischen Antwortspektren aus der nichtlinearen Berechnung mit dem eigenen Stoffgesetz und der nichtlinearen Berechnung mit dem Programm-Code SHAKE einander gegenübergestellt. Des Weiteren ist das Antwortspektrum einer linearen Berechnung für eine viskose Materialdämpfung von $\xi = 4\%$ dargestellt. Um die Verschiebung der Spektralbeschleunigungen infolge der materiellen Nichtlinearität zu verdeutlichen, wurde eine Eigenwertberechnung für das in Bild 4-10 gezeigte System durchgeführt. Die ersten drei Eigenperioden ergaben sich hieraus zu $T_0 = 0.37$ s, $T_1 = 0.16$ s und $T_2 = 0.1$ s.

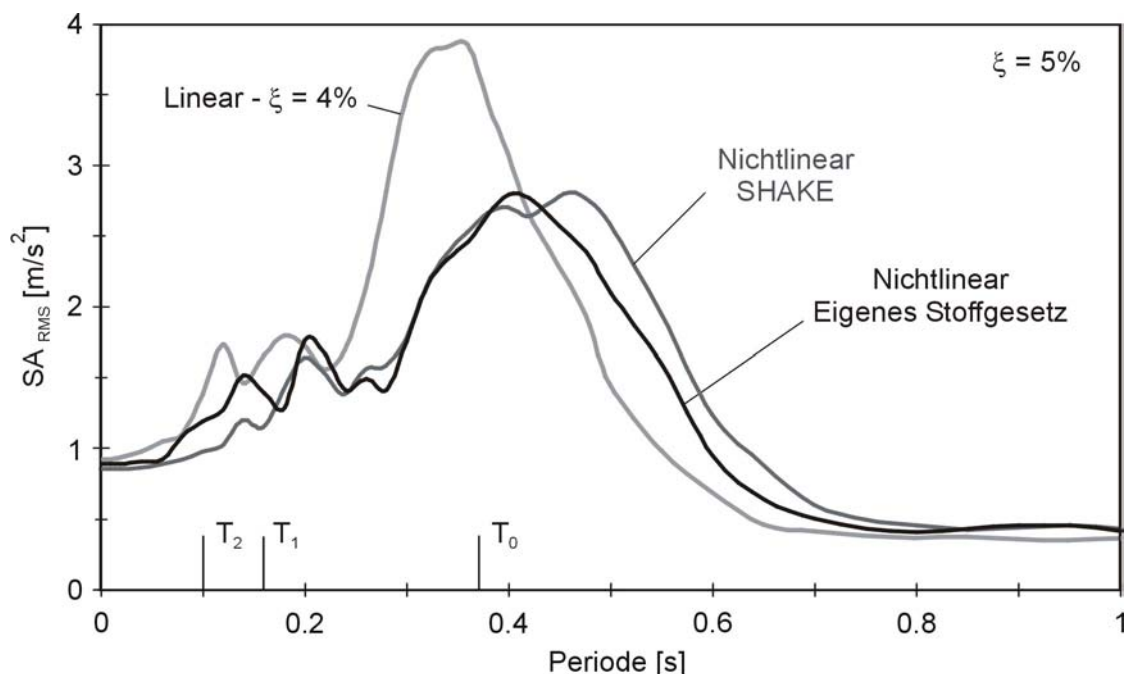


Bild 4-14 Berechnete Antwortspektren für simulierte Freifeldantworten, Eingangssignal VRA - 1

Für den linearen Fall zeigt das in Bild 4-14 dargestellte Antwortspektrum entsprechend den definierten Systemwerten einen ausgeprägten Plateauwert im Resonanzbereich der ersten Eigenperiode bei $T_0 = 0.37$ s.

Durch die Berücksichtigung des nichtlinearen Materialverhaltens und der damit verbundenen Reduktion der Steifigkeit kommt es bei der Berechnung mit dem eigenen Stoffgesetz und mit dem Programm-Code SHAKE zu einer geringen Verschiebung der Spektralbeschleunigungen in den Bereich größerer Perioden. Des Weiteren wird anhand der berechneten Antwortspektren deutlich, dass es infolge des in Bild 4-11 dargestellten nichtlinearen Materialverhaltens bei zunehmender Scherdehnungsamplitude zu einem Anstieg der Materialdämpfung kommt, wodurch sich die im Vergleich zu der linearen Berechnung geringeren maximalen Spektralbeschleunigungen erklären.

Vergleicht man nun beide nichtlinearen Berechnungen, so wird deutlich, dass die mit dem eigenen Stoffgesetz berechneten Spektralbeschleunigungen im Periodenbereich $T < 0.2$ s im Vergleich zu den Berechnungen mit SHAKE größer sind, während im Periodenbereich $T > 0.45$ s der gegenteilige Effekt festzustellen ist. Eine gute Übereinstimmung beider nichtlinearer Berechnungen zeigen die Spektralbeschleunigungen im Periodenbereich zwischen $T = 0.2$ s und $T = 0.45$ s.

Wie in Abschnitt 3.2 ausführlich diskutiert, können die genannten Abweichungen der Berechnungsergebnisse in der linear-äquivalenten Lösungsstruktur von SHAKE ihre Ursache haben. Weitere Aussagen hierzu lassen sich jedoch erst durch weitere rechnerische Untersuchungen machen.

Um den Einfluss der Verschiebung der Spektralbeschleunigungen im Antwortspektrum bei zunehmender Beanspruchung zu untersuchen, wurde das in Bild 4-5 dargestellte Eingangssignal auf den PGA-Wert von 2.0 m/s^2 skaliert. In Bild 4-15 ist das Eingangssignal VRA -2 und die berechnete Freifeldantwort dargestellt. Im Vergleich zu der Berechnung für das Eingangssignal VRA - 1 in Bild 4-12 wird deutlich, dass die zweifache Beanspruchung nicht zu einer proportionalen Erhöhung der Freifeldbeschleunigungen führt, was auf nichtlineare Effekte zurückzuführen ist.

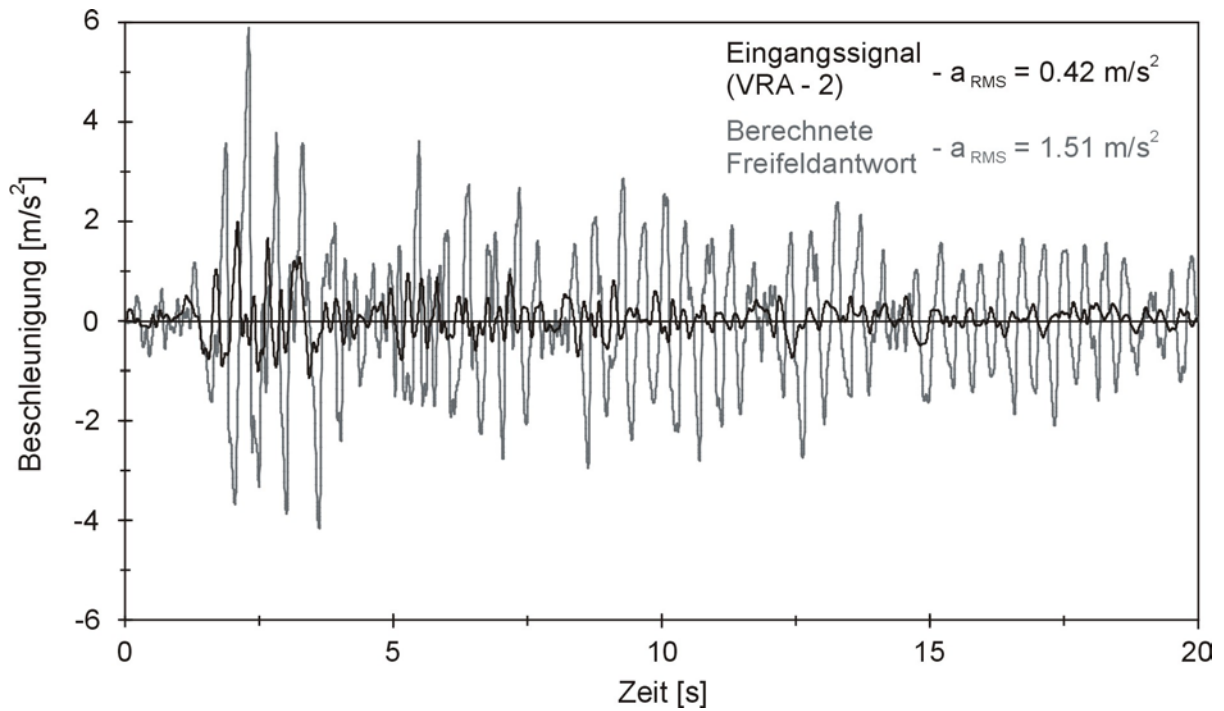


Bild 4-15 Eingangssignal VRA – 2 und berechnete Freifeldantwort

In Bild 4-16 und Bild 4-17 sind die mit dem eigenen Stoffgesetz berechneten Spannungs-Dehnungskurven für die an den Schichtgrenzen liegenden Elemente dargestellt. Die Tiefenlage der ausgewählten Elemente ist aus der Darstellung in Bild 4-10 ersichtlich.

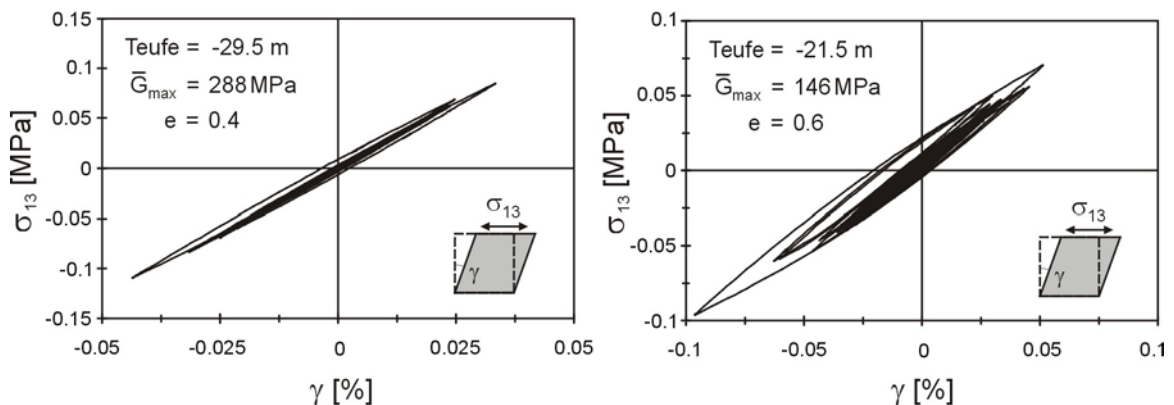


Bild 4-16 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für die in Bild 4-10 indizierten Elemente an den Schichtgrenzen, Eingangssignal VRA - 2

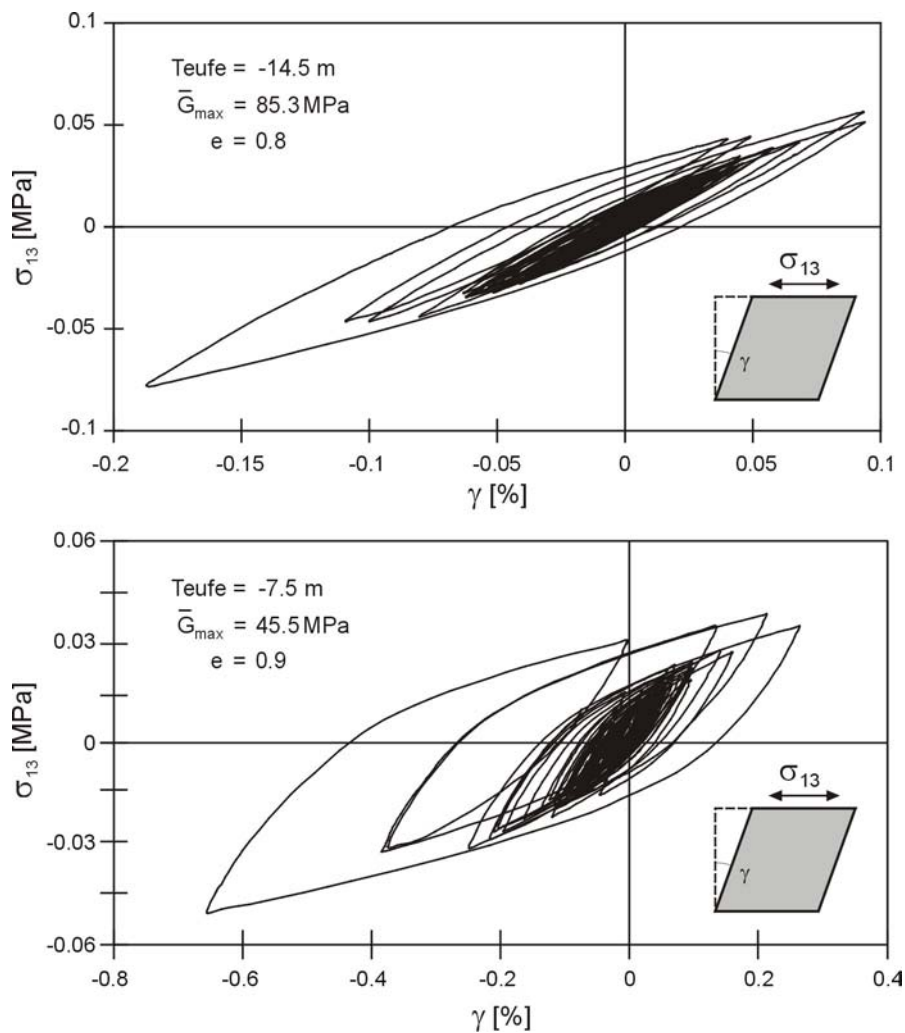


Bild 4-17 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für die in Bild 4-10 indizierten Elemente an den Schichtgrenzen, Eingangssignal VRA - 2

Die berechneten Spannungs-Dehnungs-Kurven bestätigen die zuvor gemachten Aussagen, dass das nichtlineare Materialverhalten vom definierten Referenzniveau bei $t = -30$ m hin zum Freifeld nahezu kontinuierlich zunimmt.

In Analogie wurden vergleichende Berechnungen der Freifeldantwort für lineares Materialverhalten mit einer viskosen Dämpfung von $\xi = 5\%$ und für nichtlineares Materialverhalten mit dem Programm-Code SHAKE für das Eingangssignal VRA – 2 durchgeführt. Die berechneten Antwortspektren sind in Bild 4-18 einander gegenübergestellt.

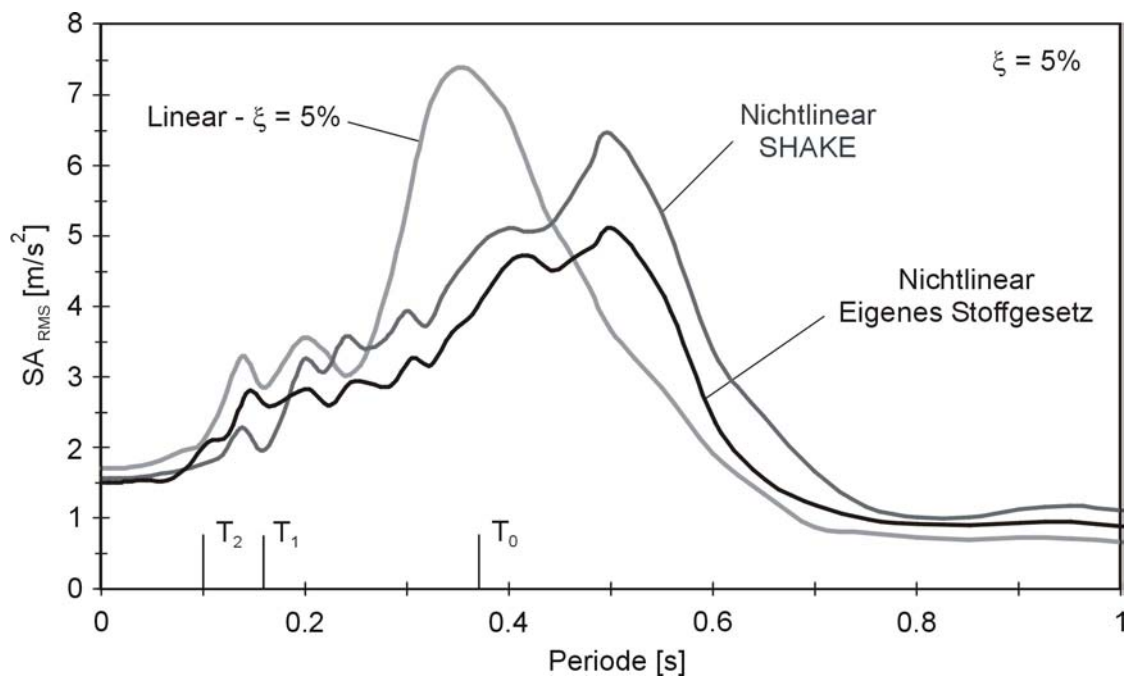


Bild 4-18 Berechnete Antwortspektren für simulierte Freifeldantworten, Eingangssignal VRA - 2

Wie aus der Darstellung in Bild 4-18 ersichtlich ist, nimmt durch die erhöhte Beanspruchung die Verschiebung der Spektralamplituden in den Bereich größerer Perioden zu, was in direktem Zusammenhang mit der materiellen Nichtlinearität steht. In Bezug auf die Berechnung mit dem eigenen Stoffgesetz und die Berechnung mit SHAKE bestätigen sich die zuvor gemachten Aussagen für den Periodenbereich $T < 0.2$ s. Für den Periodenbereich $T > 0.2$ s wurden mit SHAKE hingegen größere Spektralamplituden berechnet. Auch hierzu lassen sich erst durch weitere rechnerische Untersuchungen genauere Aussagen machen.

Die vorgestellten Berechnungen machen deutlich, dass mit der eigenen Stoffgesetzformulierung unter den genannten Randbedingungen das nichtlineare Materialverhalten bei dynamischer Beanspruchung realistisch abgebildet werden kann.

Bodenprofil – Nr.2, H = 60 m

Um die Leistungsfähigkeit der in Abschnitt 3.3 diskutierten Stoffgesetzformulierung für die praktische Anwendung aufzuzeigen, werden nachfolgend numerische Simulationen am Beispiel eines idealisierten 60 m – Bodenprofils vorgestellt. Die Diskretisierung des FE-Modells erfolgte durch eine einfache Erweiterung des in Bild 4-10 dargestellten Modells. Durch die bewusst einfach gehaltene Formulierung des Stoffgesetzes und die Anbindung an empirische Beziehungen zur Beschreibung des linearen und nichtlinearen Materialverhaltens, lassen sich die benötigten Stoffkennwerte und Stoffparameter für die Berechnung in einfacher Weise ermitteln.

Als maßgebende Zustandsgröße zur Beschreibung der Materialeigenschaften dient die Porenzahl e . Mit ihr werden nach Gleichung (3.4) die linear elastische Schubmoduln für eine obere und untere Grenze ermittelt, zwischen denen ebenfalls linear interpoliert werden darf. Mit dem tiefenabhängigen Verlauf des effektiven Drucks p' kann anschließend die linear elastische Steifigkeit des Bodenprofils berechnet werden.

Im FE-Code ABAQUS erfolgt die Elementzuweisung der Porenzahl e und des effektiven Drucks p' über eine Benutzerschnittstelle. Entsprechend den Vorgaben, ob für die elastischen Schubmoduln eine obere oder untere Grenze gewählt wird, erfolgt die Elementzuweisung der Schädigungsfunktionen zur Beschreibung des nichtlinearen Materialverhaltens. Da in der Regel die der Berechnung zugrunde liegenden Zustandsgrößen und Stoffkennwerte einen gewissen Streubereich aufweisen, können durch die Variation der oberen und unteren Grenzen für die elastischen Schubmoduln und die Schädigungsfunktionen effizient notwendige Parameterstudien durchgeführt werden.

In Bild 4-19 ist der tiefenabhängige Verlauf der Schubmoduln für das definierte 60 m – Bodenprofil dargestellt. Als Eingangsgröße wurde für die dargestellten vier Bodenschichten die jeweilige Porenzahl e festgelegt, die innerhalb der Bodenschicht konstant ist.

Mit der Beziehung für trockene Böden $\rho = \rho_s / (1+e)$ lässt sich dann die Dichte ρ berechnen, wobei für die Korndichte $\rho_s = 2.65 \text{ KNs}^2/\text{m}^4$ angesetzt wurde. Aus der Dichteverteilung folgt der effektive Druck p' nach Gleichung (3.2) mit dem Erddruckruhebeiwert $K_0 = 0.5$. Der Verlauf des effektiven Drucks wurde hier als linear über die Tiefe angenommen.

Für die elastischen Schubmoduln wurde die obere Grenze nach Gleichung (3.4) festgelegt, woraus unmittelbar der Tiefenverlauf der in Bild 4-19 dargestellten Schubmoduln folgt. Die Scherwellengeschwindigkeiten berechnen sich nach Gleichung (2.4) zu $c_s = \sqrt{G_{\max}^{\text{sup}} / \rho}$. Aus der Darstellung in Bild 4-19 wird die starke graduelle Änderung der Steifigkeit an den Schichtgrenzen deutlich.

Wie in Abschnitt 3.3 diskutiert, wird das nichtlineare Materialverhalten durch Schädigungsfunktionen beschrieben. Für deren Definition sind in Analogie zu den elastischen Schubmoduln lediglich die Angaben der Zustandsgrößen für die Porenzahl e und für den effektiven Druck p' erforderlich.

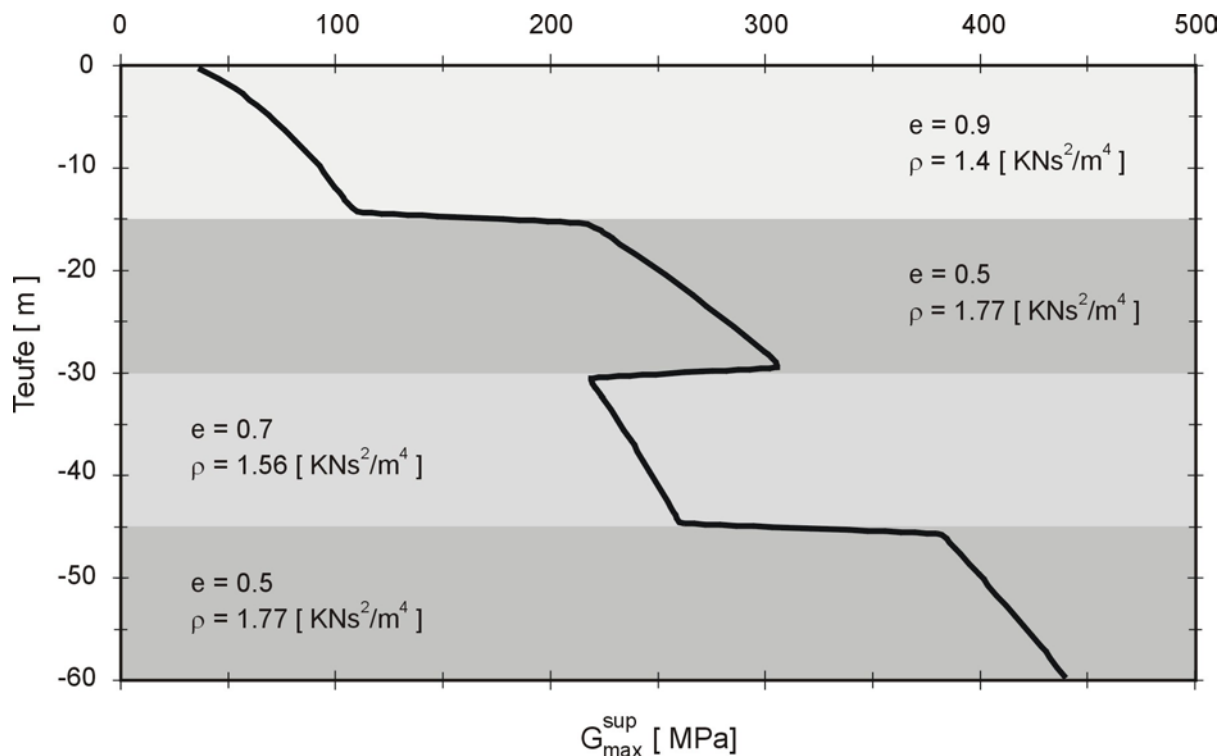


Bild 4-19 60 m – Bodenprofil, Stoffkennwerte und Verlauf der Schubmoduln

Eine Eigenwertberechnung für das in Bild 4-19 dargestellte Profil ergab die ersten drei Eigenperioden zu $T_0 = 0.55$ s, $T_1 = 0.22$ s und $T_2 = 0.14$ s. Für die numerischen Berechnungen wurde das Übertragungsverhalten infolge der Beanspruchung durch zwei Beschleunigungszeitverläufe mit unterschiedlichen Charakteristiken im Frequenz- und Zeitbereich untersucht. Diese werden nachfolgend als M 65 und YPT bezeichnet. Um das Übertragungsverhalten in Abhängigkeit von der Beanspruchung zu untersuchen, wurden diese jeweils auf die PGA-Werte von 1.0 m/s^2 und 2.0 m/s^2 skaliert.

Zunächst werden die Berechnungen für das synthetisch erzeugte Eingangssignal M 65 vorgestellt. Das berechnete elastische Antwortspektrum und der generierte Beschleunigungszeitverlauf, der eine Starkbebendauer von $t_D = 5$ s aufweist, sind in Bild 2-9 dargestellt. Im Antwortspektrum liegt der Bereich mit konstanten Spektralbeschleunigungen zwischen $T_B = 0.05$ s und $T_C = 0.3$ s. Bei der Darstellung der Ergebnisse werden die auf die PGA-Werte von 1.0 m/s^2 und 2.0 m/s^2 skalierten Beschleunigungszeitverläufe mit M 65 - 1 und M 65 - 2 bezeichnet.

Wie bereits erwähnt, tritt nichtlineares Materialverhalten insbesondere an den Schichtgrenzen auf, wo das Impedanz- resp. Steifigkeitsverhältnis der angrenzenden Bodenschichten am größten ist. Für das in Bild 4-19 dargestellte Profil ist daher insbesondere das Materialverhalten in der Teufe bei $t = 14.5$ m von Interesse. In Bild 4-20 sind die mit dem eigenen Stoffgesetz berechneten Spannungs-Dehnungskurven für die Eingangssignale M 65 - 1 und M 65 - 2 dargestellt.

Wie aus der Darstellung in Bild 4-20 ersichtlich ist, tritt nur moderates nichtlineares Materialverhalten auf. Dies steht insbesondere mit dem Frequenzgehalt des Eingangssignals und den Resonanzperioden des Systems in Zusammenhang.

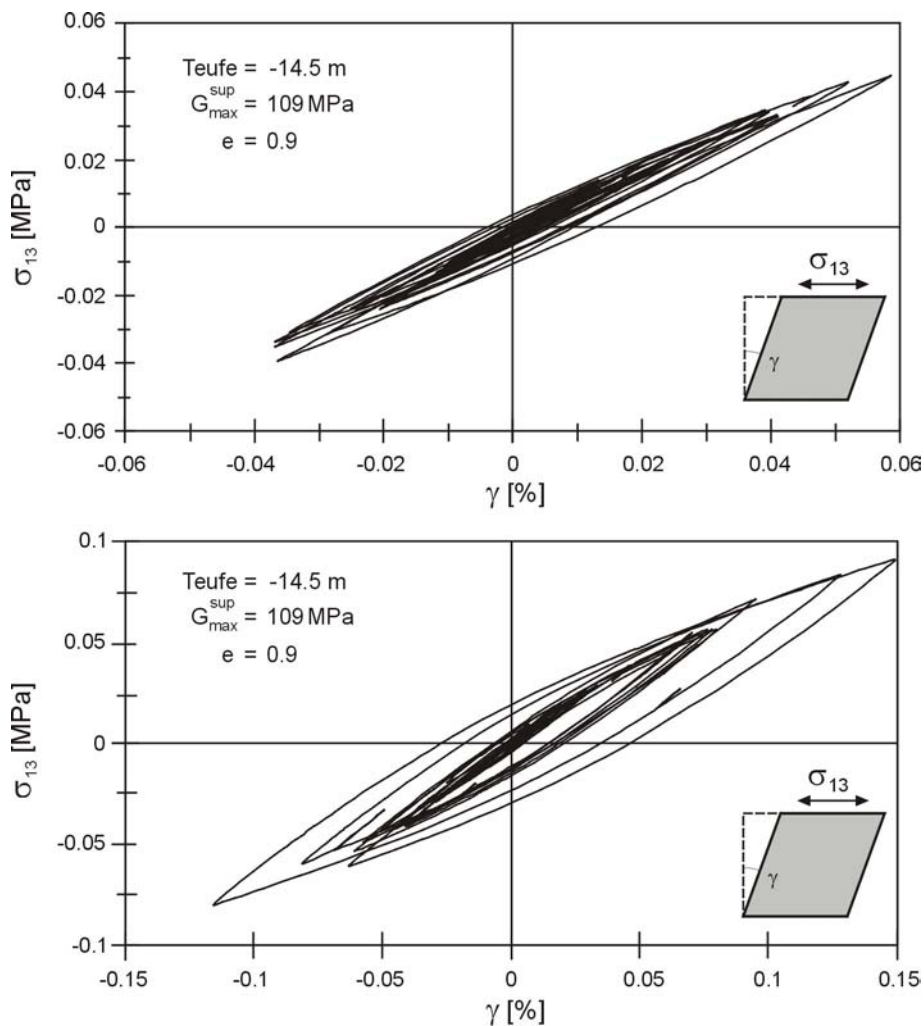


Bild 4-20 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für das Eingangssignal M 65 - 1 (oben) und M 65 - 2 (unten)

Vergleicht man die Maximalwerte des Eingangssignals im Periodenbereich zwischen $T = 0.05 \text{ s}$ und $T = 0.3 \text{ s}$ mit der ersten Eigenperiode des Systems bei $T_0 = 0.55 \text{ s}$, so wird deutlich, dass die Anregung im Bereich der Resonanzperiode T_0 relativ gering ist. Dies wird auch beim Vergleich der für die jeweilige Freifeldantwort berechneten elastischen Antwortspektren deutlich, die in Bild 4-21 dargestellt sind. Infolge des moderaten nichtlinearen Materialverhaltens kommt es beim Vergleich der beiden Berechnungen insbesondere im Periodenbereich $T < 0.3 \text{ s}$ zu einer Verschiebung und Deamplifikation der Spektralwerte. Im Periodenbereich $T > 0.6 \text{ s}$ kommt es hingegen zu einer Amplifikation verbunden mit einer geringen Verschiebung der Spektralwerte.

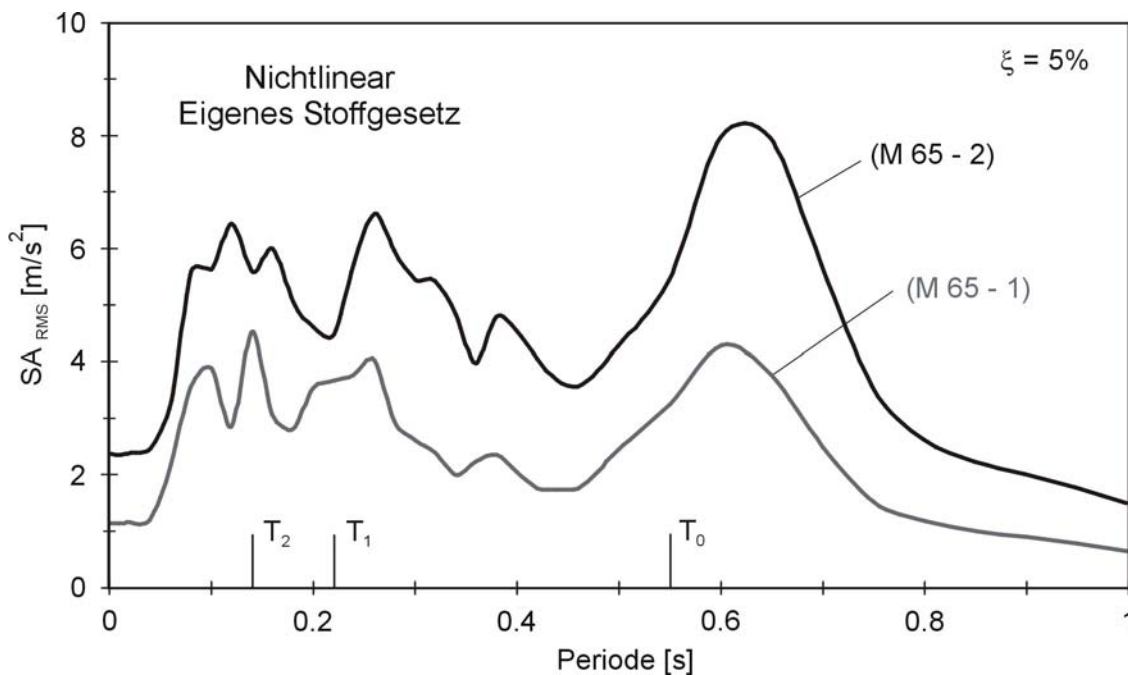


Bild 4-21 Berechnete Antwortspektren für simulierte Freifeldantworten, Eingangssignale M 65 – 1 und M 65 – 2

Die Berechnung zeigt jedoch insbesondere, dass mit dem vorgestellten Stoffgesetz das Übertragungsverhalten im Periodenbereich $T < 0.3$ s gut abgebildet werden kann, was für eine realistische Berechnung von Standorteffekten von entscheidender Bedeutung ist.

Auf den gezeigten Ergebnissen aufbauend, wurde das Übertragungsverhalten des 60 m – Profils infolge der Beanspruchung durch den in Bild 7-18 dargestellten Beschleunigungszeitverlauf untersucht. Dieser wurde beim Kocaeli-Erdbeben/Türkei ($M_w = 7.4$) an der Nahfeld-Station Yarimca registriert. Bezüglich weiterer Erläuterungen zu diesem Erdbeben wird auf Abschnitt 7.2 verwiesen. Das elastische Antwortspektrum des Eingangssignals ist in Bild 7-21 dargestellt. Die Bereiche konstanter Spektralbeschleunigungen liegen hier im Bereich zwischen $T = 0.25$ s und $T = 0.8$ s. Die Starkbebendauer beträgt etwa 14 s. Bei der Darstellung der Ergebnisse werden die auf die PGA-Werte von 1.0 m/s^2 und 2.0 m/s^2 skalierten Beschleunigungszeitverläufe mit YPT - 1 und YPT - 2 bezeichnet.

In Bild 4-22 sind beispielhaft die mit dem eigenen Stoffgesetz berechneten Spannungs-Dehnungskurven für das in Bild 4-19 dargestellte Profil infolge der Beanspruchung durch die Eingangssignale YPT - 1 und YPT - 2 für die Teufe $t = -14.5$ m dargestellt.

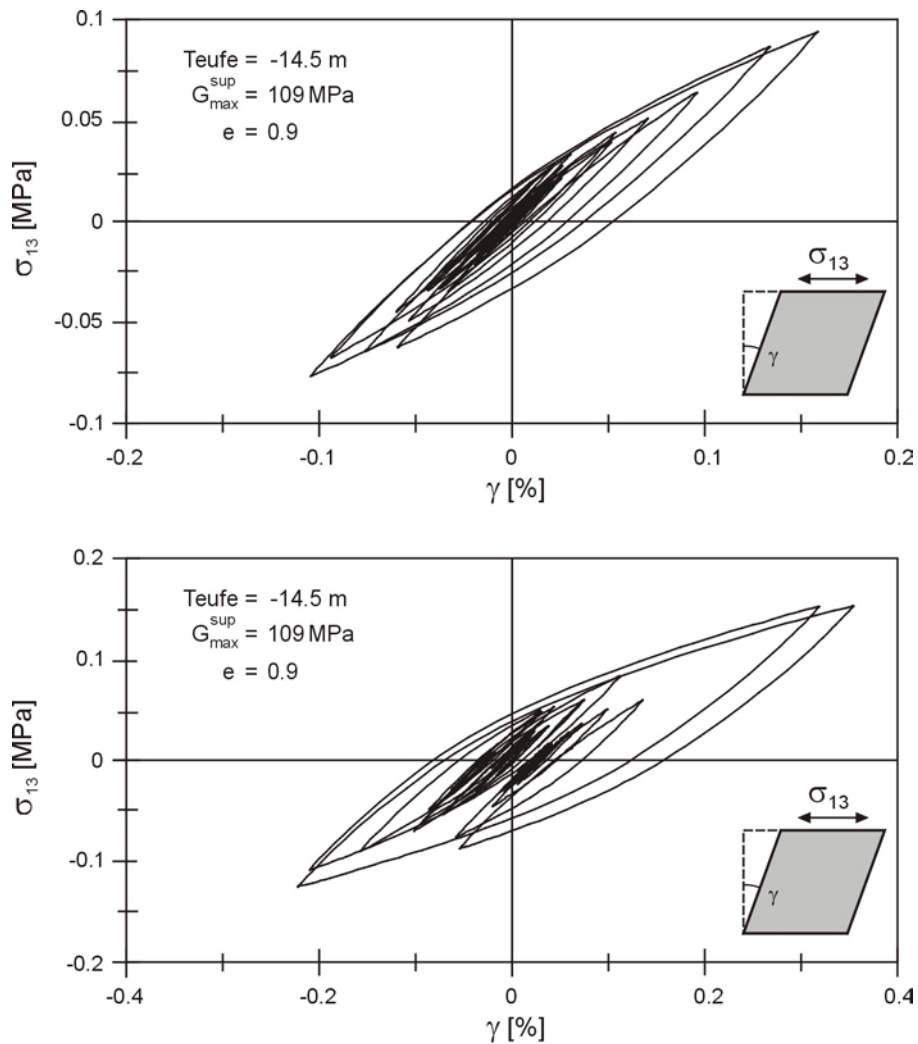


Bild 4-22 Berechnete Spannungs-Dehnungskurven für das Eingangssignal YPT - 1 (oben) und YPT - 2 (unten)

Wie die berechneten Spannungs-Dehnungskurven in Bild 4-22 deutlich machen, kommt es infolge der Beanspruchungen durch das Eingangssignal YPT -2 im Vergleich zum Eingangssignal YPT -1 zu größeren Verformungen und infolgedessen zu einer Zunahme der materiellen Nichtlinearität.

Die für die jeweiligen Freifeldantworten berechneten elastischen Antwortspektren sind in Bild 4-23 dargestellt.

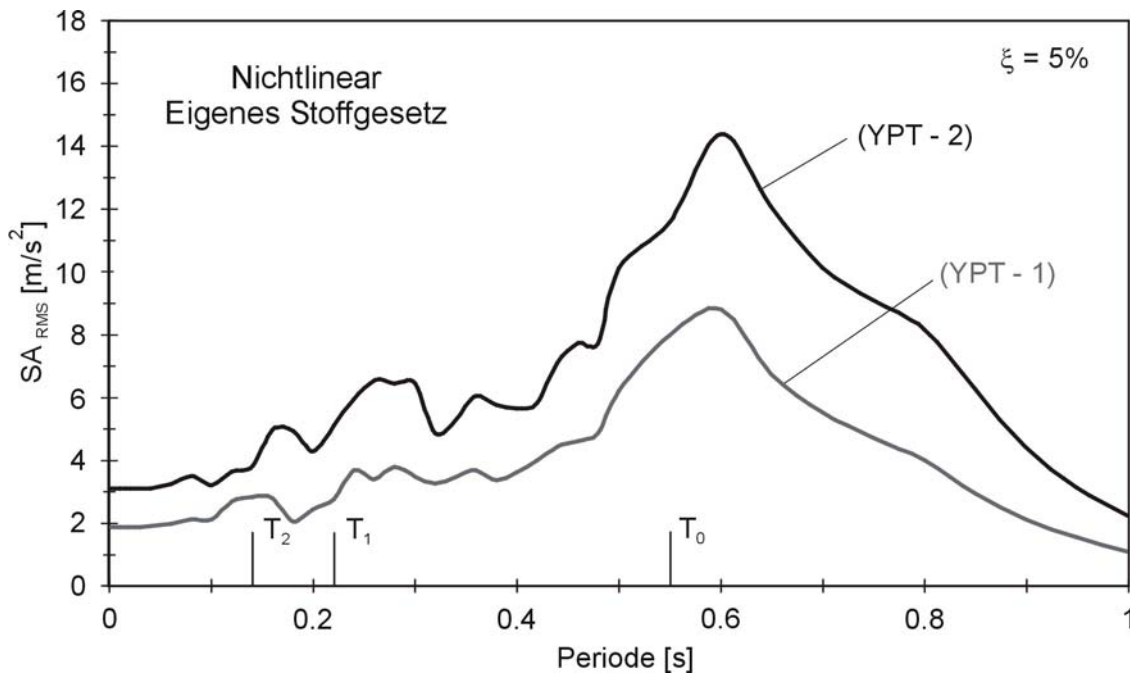


Bild 4-23 Berechnete Antwortspektren für simulierte Freifeldantworten, Eingangssignale YPT – 1 und YPT – 2

Beim Vergleich der beiden Antwortspektren in Bild 4-23 wird deutlich, dass es zu einer Verschiebung der Resonanzperiode hin zu der Spektralperiode $T = 0.6$ s kommt. Infolge des hysteretischen Materialverhaltens resp. der Materialdämpfung kommt es bei der Berechnung für das Eingangssignal YPT - 2 gleichzeitig zu einer Deamplifikation der Spektralampplituden, die besonders ausgeprägt im Periodenbereich $0.4 \text{ s} < T < 0.6 \text{ s}$ in Erscheinung tritt.

5 Materialeigenschaften von Elastomeren

Das Materialverhalten von Werkstoffen ist durch die Art und Stärke ihrer Reaktionen auf einwirkende Kräfte und erzwungene Deformationen gekennzeichnet. Diese Reaktionen hängen bei Elastomeren überwiegend von der Temperatur, der Verformungsgeschwindigkeit bzw. der Dehnrage, der Verformungsamplitude, der Lastgeschichte und dem Formfaktor ab, wodurch diese Werkstoffe ein sehr komplexes Materialverhalten aufweisen [65], [67]. Für die Entwicklung und Formulierung von Stoffgesetzen, welche das Materialverhalten mit mathematischen Modellen beschreiben, ist die Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der Materialstruktur unter den oben genannten Einflüssen und deren Auswirkung auf das Verformungsverhalten von entscheidender Bedeutung.

Da Elastomere ähnlich wie Flüssigkeiten nahezu inkompressibel sind, d.h. Verformungen erfolgen unter nahezu konstantem Volumen, ist das Materialverhalten überwiegend durch die Schubsteifigkeit charakterisiert.

In den letzten Jahrzehnten wurde eine Vielzahl von verschiedenen Elastomertypen für unterschiedliche Anforderungen und Einsatzbereiche entwickelt. Da Elastomerlager zur seismischen Basisisolierung von Bauwerken besonderen Anforderungen in Bezug auf das Verformungs- und Dämpfungsverhalten unterliegen (High Damping Rubber Bearings – HDRB), wurde im Rahmen eines europäischen Forschungsprojektes 'Brite-EuRam II' ein auf Naturkautschuk basierender Elastomertyp BE64 speziell für diese Aufgabenstellung entwickelt und optimiert [61], [60].

Am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe wurde mit diesem Elastomertyp ein umfangreiches Versuchsprogramm an ASTM-Scherproben (American Society for Testing Materials - ASTM) und an skalierten Modelllagern, deren Geometrien zuvor durch Tastversuche optimiert wurden, durchgeführt [18], [19], [58], [59], [57]. Ergänzend zu den Versuchen im Laboratorium wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 461 'Starkbeben: Von geowissenschaftlichen Grundlagen zu Ingenieurmaßnahmen' an der Universität Karlsruhe ein Feldversuch in Bukarest/Rumänien konzipiert, um das Verformungsverhalten von Elastomerlagern unter seismischer Beanspruchung zu untersuchen.

Bevor nachfolgend die wichtigsten Eigenschaften der komplexen Materialstruktur von Elastomeren in allgemeiner Form diskutiert werden, erfolgt eine kurze Beschreibung der durchgeführten Versuche und ein Auszug der wichtigsten Versuchsergebnisse [59], [54], [53].

5.1 Versuchsbeschreibung und Ergebnisse

Um das Verformungsverhalten des entwickelten Elastomertyps BE64 zu untersuchen, wurden im Rahmen des genannten Forschungsprojektes verformungs-gesteuerte Versuche an ASTM-Scherproben und an auf 25% skalierten Modelllagern durchgeführt. Die Lager und ASTM-Scherproben wurden zyklisch mit einer ansteigenden Sinuslastfunktion bei einer Belastungsfrequenz von $f = 0.1 \text{ Hz}$ beansprucht. Da die verwendete Sinuslastfunktion nur bedingt auf das Verhalten unter seismischer Beanspruchung übertragbar ist, wurden ergänzend eigene ASTM-Scherversuche mit höheren Belastungsfrequenzen durchgeführt. Anhand dieser Versuche sollte die wichtige Frage geklärt werden, ob der untersuchte Elastomertyp in dem für eine seismische Beanspruchung typischen Frequenzband ein geschwindigkeitsabhängiges Verformungsverhalten zeigt.

Versuche an ASTM-Scherproben

Für die Durchführung von Tastversuchen und um den Versuchsaufwand gering zu halten, eigneten sich die in Bild 5-1 dargestellten ASTM-Scherproben. Das Verformungsverhalten des Elastomertyps BE64 wurde anhand dieser Proben für unterschiedliche Lastgeschichten und Querpressungen untersucht. Obwohl die Versuchsergebnisse aufgrund der unterschiedlichen Geometrien nicht generell auf das Verformungsverhalten der nachfolgend vorgestellten Versuche an skalierten Elastomerlager übertragbar sind, lassen sich aus den ASTM-Scherversuchen grundsätzliche Materialeigenschaften ableiten. Der Einfluss des Maßstabeffektes auf das Verformungsverhalten wird durch den in Abschnitt 5.4 diskutierten Formfaktor S_F ausgedrückt. Dieser definiert das Verhältnis der freien Oberfläche zur gedrückten Oberfläche.

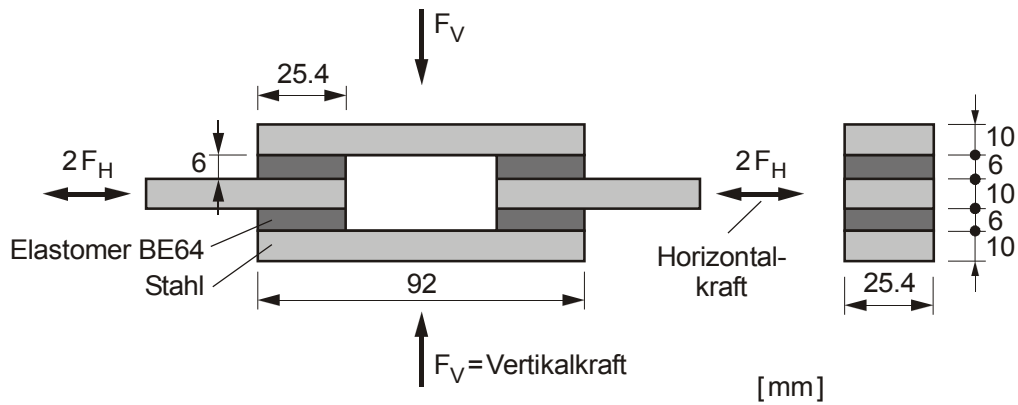


Bild 5-1 ASTM-Scherprobe

Die Materialproben wurden verformungsgesteuert mit unterschiedlichen Lastfunktionen bis $\tan \gamma = 2$ -horizontale Scherverformung bezogen auf die Nettodicke der Elastomerprobe beansprucht. Die verwendeten Lastfunktionen 'LF1' und 'LF2' sind für 2 Lastzyklen pro Amplitude in Bild 5-2 dargestellt.

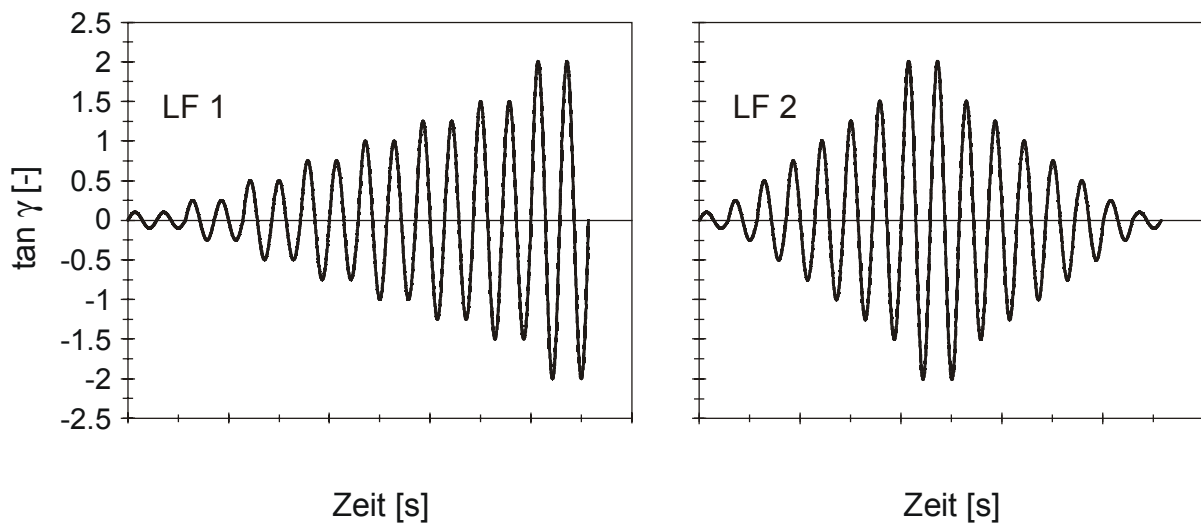


Bild 5-2 Sinuslastfunktionen LF1 und LF2 für 2 Lastzyklen pro Amplitude

Frequenzen: $f = 0.1, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ und 3.0 Hz

In Bild 5-3 ist die Prüfmaschine und eine bis $\tan \gamma = 2$ verformte Materialprobe dargestellt.

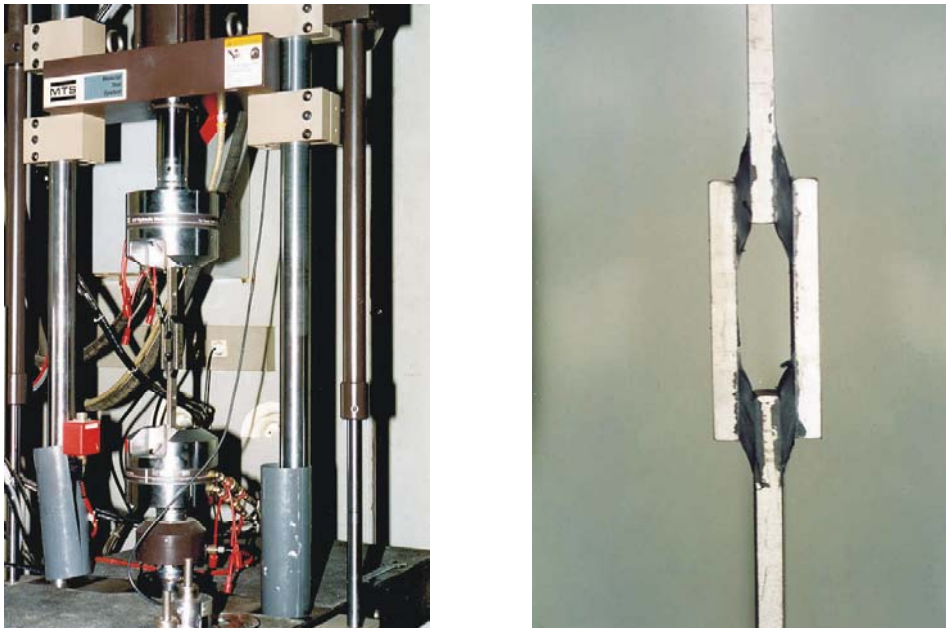


Bild 5-3 Prüfmaschine mit Messeinrichtungen (links) und verformte Materialprobe ohne Querpressung bei einer Scherverformung von $\tan \gamma = 2$ (rechts)

Um den Einfluss unterschiedlicher Querpressungen auf das Verformungsverhalten untersuchen, wurden die Materialproben für die genannten Lastfunktionen zunächst ohne Querpressung und anschließend mit Querpressungen von 1 und 2 MPa beansprucht.

Bei den durchgeführten ASTM-Scherversuchen zeigte sich, dass sowohl die Querpressung als auch die Erstverformung einer unvorbelasteten Materialprobe im Vergleich zu einer vorbelasteten Materialprobe einen starken Einfluss auf die Materialsteifigkeit und die Materialdämpfung hat. Im Gegensatz hierzu wurde ein von der Belastungsgeschwindigkeit und den in Bild 5-2 dargestellten Lastfunktionen LF1 und LF2 unabhängiges Verformungsverhalten beobachtet. Es wurden bei allen Lastfunktionen nahezu gleiche Kraft-Verformungskurven gemessen. Das Verformungsverhalten ist somit im hier interessierenden Bereich unabhängig von den aufbrachten Belastungsgeschwindigkeiten.

Beispielhaft ist in Bild 5-4 die Kraft-Verformungskurve eines ASTM-Scherversuches für eine eingefahrene Materialprobe ohne Querpressung für die Lastfunktion LF 2 mit der Belastungsfrequenz $f = 1.0 \text{ Hz}$ gezeigt.

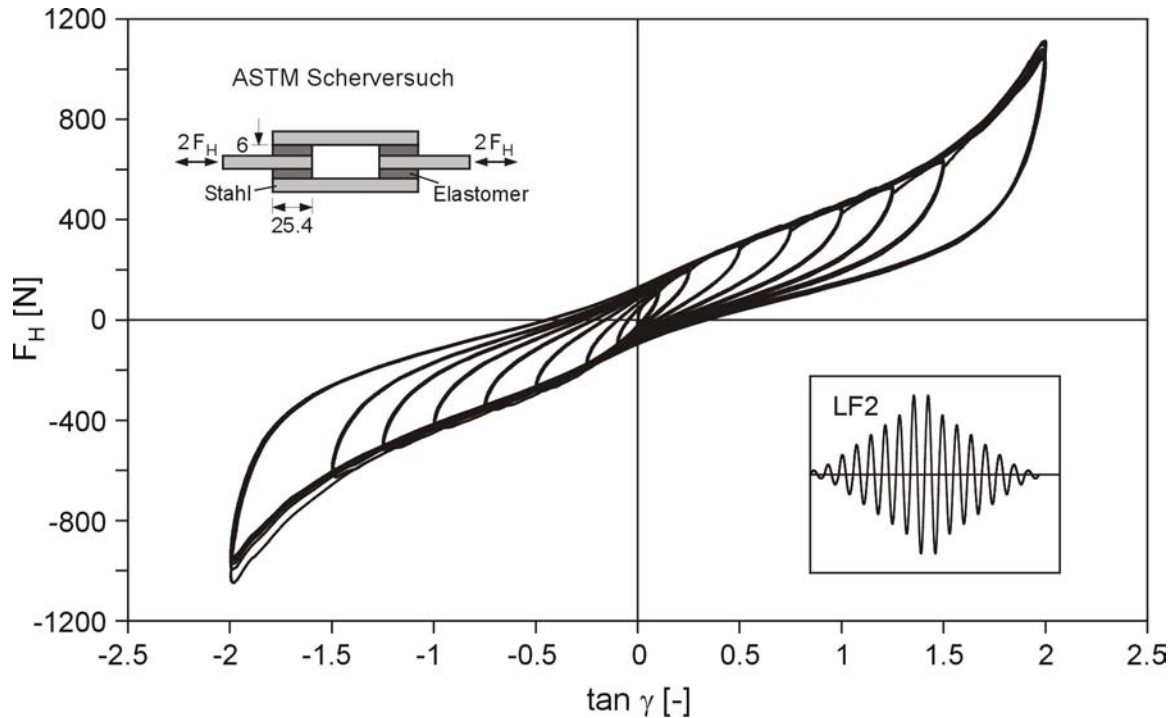


Bild 5-4 ASTM-Scherversuch ohne Querpressung, Lastfunktion LF 2 mit vier Zyklen pro Amplitude, Belastungsfrequenz $f = 1.0 \text{ Hz}$

Versuche an Elastomerlagern

Für die experimentellen Untersuchungen des zyklischen Verformungsverhaltens von Elastomerlagern, die nachfolgend auszugsweise vorgestellt werden, wurde im Rahmen des genannten europäischen Forschungsprojektes 'Brite-EuRam II' und in Zusammenarbeit mit der Dyckerhoff & Widmann AG eine spezielle Prüfmaschine entwickelt und im Laboratorium des Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie gebaut [60]. Die Prüfmaschine mit den erforderlichen Messeinrichtungen ist in Bild 5-5 dargestellt.

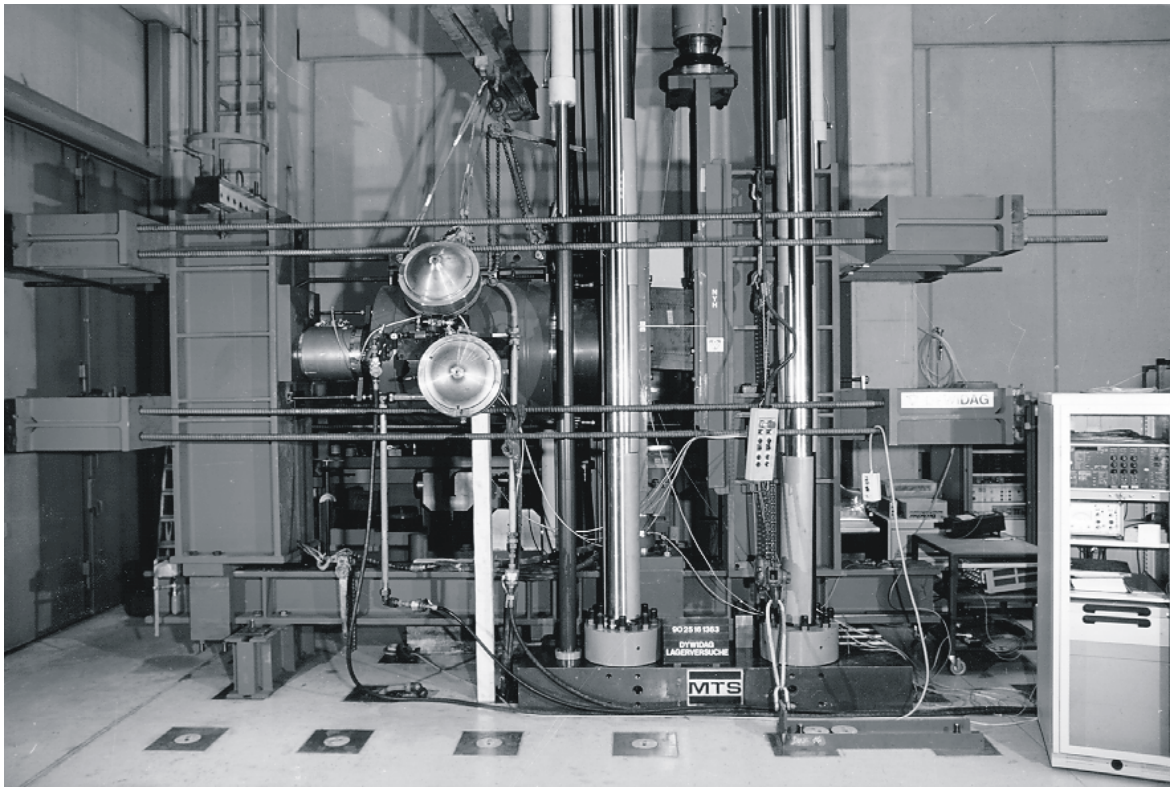


Bild 5-5 Prüfmaschine mit erforderlichen Messeinrichtungen zur Untersuchung des Verformungsverhaltens von Elastomerlagern unter zyklischer Beanspruchung

In Bild 5-6 sind erläuternd die Konstruktionselemente der in Bild 5-5 gezeigten Prüfmaschine dargestellt.

Zur Untersuchung des Lagerverhaltens bei zyklischen Scherverformungen wurden Parameterstudien an skalierten Modelllagern $\varnothing = 250\text{mm}$ mit einer vertikalen Bemessungslast von $F_v = 400\text{ kN}$ durchgeführt. Die Elastomerlager wurden mit der bereits erwähnten Mischung BE64 hergestellt. Verankerte und unverankerte Lagerkonstruktionen mit variierender Elastomerdicke und Anzahl an Schichten wurden zuerst zyklisch bis zur zulässigen Scherverformung von $\tan \gamma = 2$ im Gebrauchszustand und anschließend bis zum Bruchversagen beansprucht. Zudem wurden zyklische Druckversuche zur Ermittlung der vertikalen Lagersteifigkeit durchgeführt.

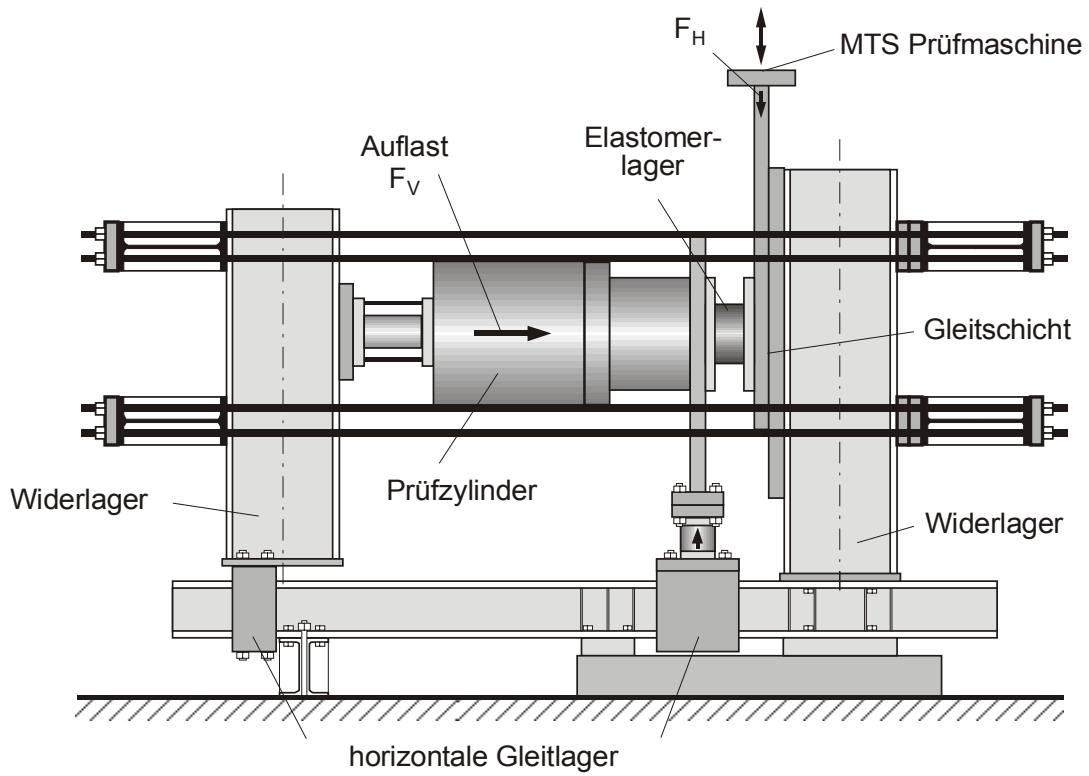


Bild 5-6 Konstruktionselemente der Prüfmaschine

In Bild 5-7 ist die verankerte und die unverankerte Lagerkonstruktion schematisch dargestellt.

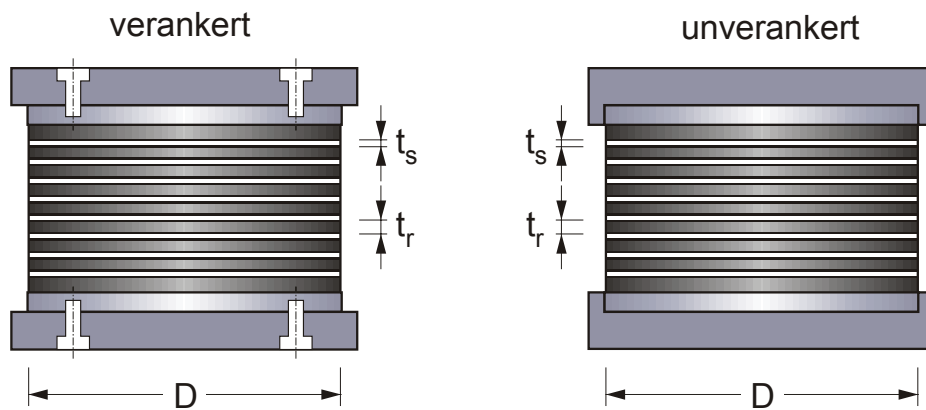


Bild 5-7 Verankerte und unverankerte Lagerkonstruktion

Die in dieser Arbeit dargestellten Versuchsergebnisse wurden an Lagern mit $\varnothing = 250\text{mm}$ und einer Gesamtelastomerdicke von $T_R = 60\text{mm}$ ermittelt. Wie in Bild 5-7 gezeigt, sind die mit Stahlblechen bewehrten Elastomerlager schichtweise aufgebaut. Die Lagerkonstruktion bestand aus 24 Elastomerschichten mit einer Dicke von $t_r = 2.5\text{mm}$ und 23 Stahlblechen aus St 52 mit einer Blechdicke von $t_s = 1.5\text{mm}$. Den Lagerabschluss bildeten jeweils 2 Stahlplatten aus St 52 mit der Dicke von 20 mm. Aus der Schichtdicke t_r einer Elastomerschicht und dem Durchmesser des Lagers berechnet sich der Formfaktor $S_F = 24$.

In Bild 5-8 ist sowohl ein in die Prüfmaschine eingebautes verankertes wie auch ein unverankertes Lager bei einer horizontalen Verformung von $\tan \gamma = 2$ gezeigt.

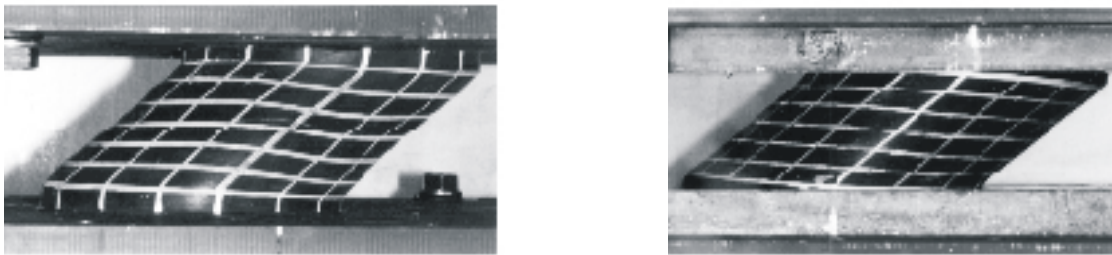


Bild 5-8 Verankertes Lager (links) und unverankertes Lager (rechts) bei einer horizontalen Verformung von $\tan \gamma = 2$

Die Versuchsergebnisse in Bild 5-9 zeigen, dass verankerte Lager gegenüber unverankerten Lagern im Bereich der zulässigen Verformungen im Gebrauchszustand bis $\tan \gamma = 2$ keine wesentlichen Unterschiede aufweisen. Der Einschnitt in den Hysteresen beim Nulldurchgang der Scherverformung ist durch die Hydraulik der Prüfmaschine bedingt, da beim Durchfahren von größeren Lastamplituden ein Aufladen des Ölspeichers nach einem Zyklus erforderlich war.

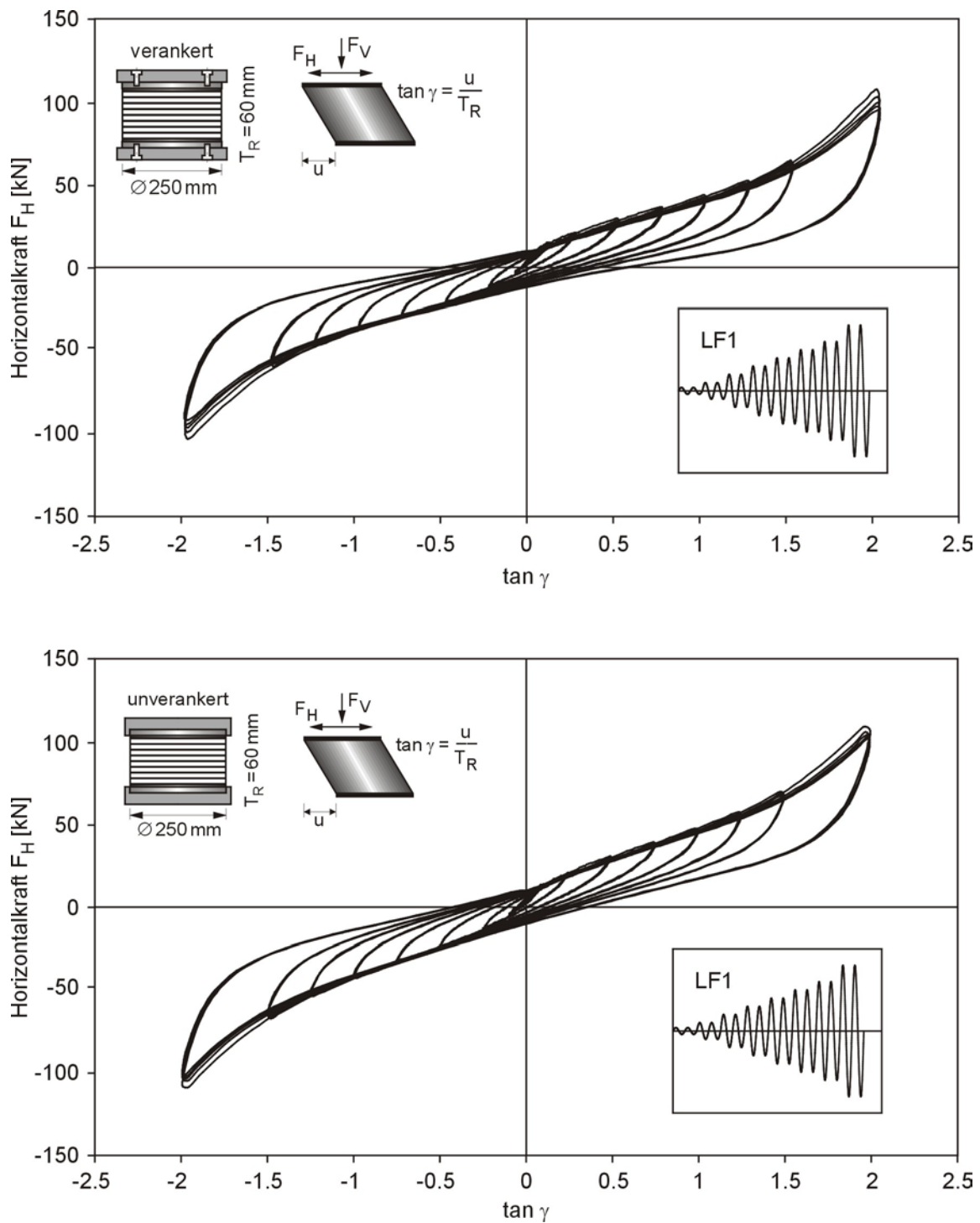


Bild 5-9 Scherversuch an einem verankerten (oben) und an einem unverankerten (unten) Lager $\varnothing = 250$ mm, $T_R = 60$ mm, Formfaktor = 24, Lastfunktion LF 1 mit 5 Zyklen pro Amplitude, Belastungsfrequenz $f = 0.1$ Hz, Vertikalkraft $F_V = 400$ kN

Nach der Durchführung der zyklischen Versuchsreihe für den Gebrauchszustand bis zu einer Scherverformung $\tan \gamma = 2$ wurden die Lager mit einer monoton ansteigenden Scherverformung bis zum Bruchversagen beansprucht.

Bedingt durch die in Bild 5-7 dargestellten unterschiedlichen Lagerkonstruktionen, zeigte sich ein sehr unterschiedliches Verformungsverhalten der beiden Lagertypen bei einer Scherverformung von $\tan \gamma > 2.5$ bis zum Bruchversagen. In Bild 5-10 ist ein verankertes Lager und ein unverankertes Lager im Bruchzustand dargestellt.

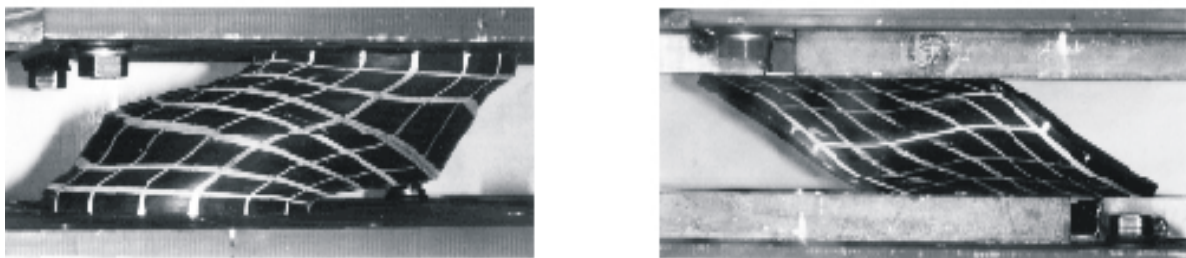


Bild 5-10 Scherversuche an Lagern $\varnothing 250\text{mm}$, $T_R = 60\text{mm}$, Formfaktor = 24
Verankertes Lager (links) bei $\tan \gamma = 3.5$ und unverankertes Lager (rechts) bei $\tan \gamma = 4$ im Bruchzustand

Unverankerte Lagerkonstruktionen sind lediglich durch eine in die Verankerungsplatte eingefräste Vertiefung in horizontaler Richtung gehalten. Da keine vertikale Verbindung zwischen dem Lager und der Verankerungsplatte besteht, kam es bei großen Scherverformungen von $\tan \gamma > 2.5$ zu einem Abheben des Lagers aus der Verankerungsplatte und bei fortschreitender Verformung zu einem Stabilitätsversagen. Der Vorgang vom Abheben des Lagers bis zum Stabilitätsversagen wird in der Literatur als 'Roll-Out' bezeichnet. Ursprünglich hat diese Lagerkonstruktion das Ziel, unerwünschte Zugspannungen senkrecht zur Verankerungsplatte im Elastomermaterial zu vermeiden. Wie experimentelle Untersuchungen an Elastomerlagern jedoch zeigten, können von dem Elastomermaterial durchaus begrenzte Zugspannungen aufgenommen werden, ohne die Funktion des Lagers negativ zu beeinflussen [90].

In Bild 5-11 ist das Verformungsverhalten mit dem 'Roll-Out'-Effekt eines unverankerten Elastomerlagers bis zum Erreichen der Bruchverformung dargestellt.

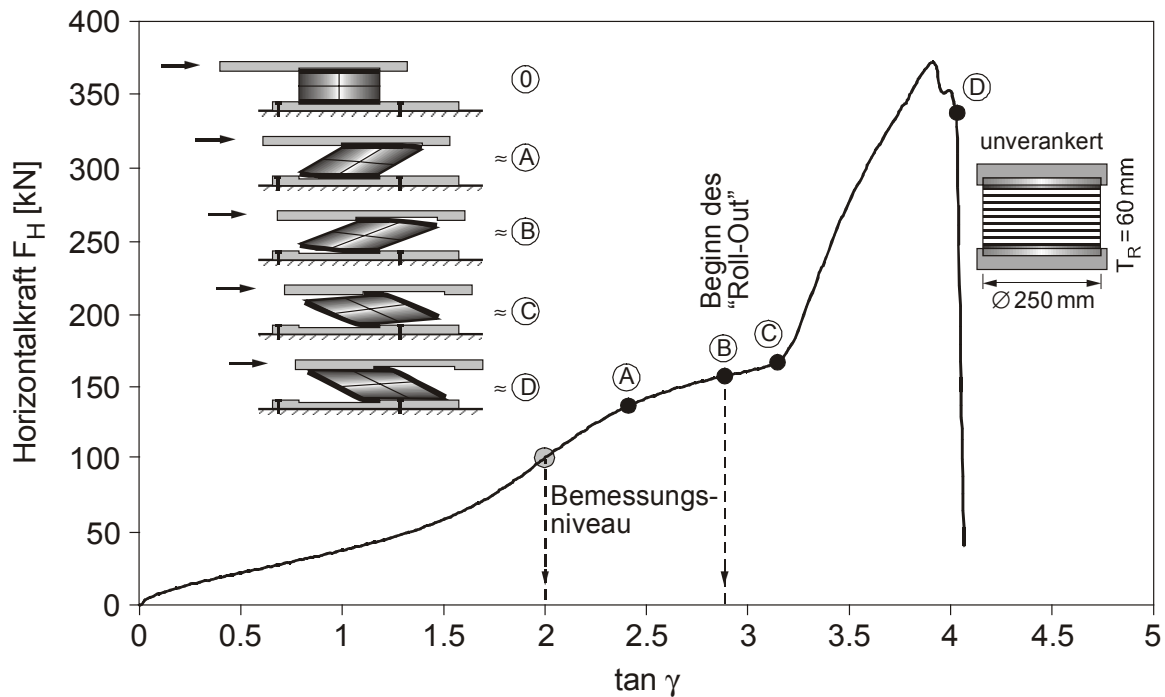


Bild 5-11 Unverankertes Lager $\varnothing = 250$ mm, $T_R = 60$ mm, Formfaktor = 24, Bruchversagen bei $\tan \gamma = 4$, Vertikalkraft $F_V = 400$ kN

Im Punkt 'B' in Bild 5-11 kam es zu einem Lösen des Lagers von der Auflagerplatte und zu einer kurzfristigen Reduktion der Steifigkeit, da vom Lager keine Zugspannungen aufgenommen werden konnten. Bei fortschreitender Verformung nahm die Steifigkeit wieder zu, wobei die Druckflächen zur Übertragung der zunehmenden resultierenden Vertikalkräfte immer kleiner wurden und deren innerer Hebelarm sich stetig verringerte. Schließlich konnte das durch die Horizontalkraft erzeugte 'rechtsdrehende' Moment durch das von den resultierenden Vertikalkräften erzeugte 'linksdrehende' Moment nicht mehr kompensiert werden, so dass es zu einer Art 'Durchrollen' des Lagers im Punkt 'D' und zu einem schlagartigen Versagen kam. Wie in Bild 5-10 gezeigt, war der Vorgang zudem mit starken plastischen Deformationen der 20 mm dicken Stahlplatten und den innen liegenden Stahlblechen verbunden, die durch ihren Biege widerstand einen großen Einfluss auf das Anwachsen der horizontalen Steifigkeit hatten.

Verankerte Lager haben gegenüber unverankerten Lagern den konstruktiven Vorteil Zugspannungen senkrecht zur Verankerungsplatte aufzunehmen, wodurch ein stabileres Verformungsverhalten gewährleistet ist. Da durch die Verankerung ein Abheben des Lagers bei großen Verformungen verhindert wird, war das Bruchverhalten durch ein schlagartiges Ablösen des Elastomermaterials von der Verankerungsplatte charakterisiert. Dieser Vorgang wird auch als 'Delamination' bezeichnet.

Im Gegensatz zum 'Roll-Out' bei unverankerten Lagern, wo ein Stabilitätsversagen vorliegt, handelt es sich bei der 'Delamination' bei verankerten Lagern um ein Materialversagen durch Überschreiten der maximal aufnehmbaren Zugspannungen. In Bild 5-12 ist das Verformungsverhalten eines unverankerten und eines verankerten Lagers für eine monoton ansteigende Belastung bis zum Bruchversagen gegenübergestellt.

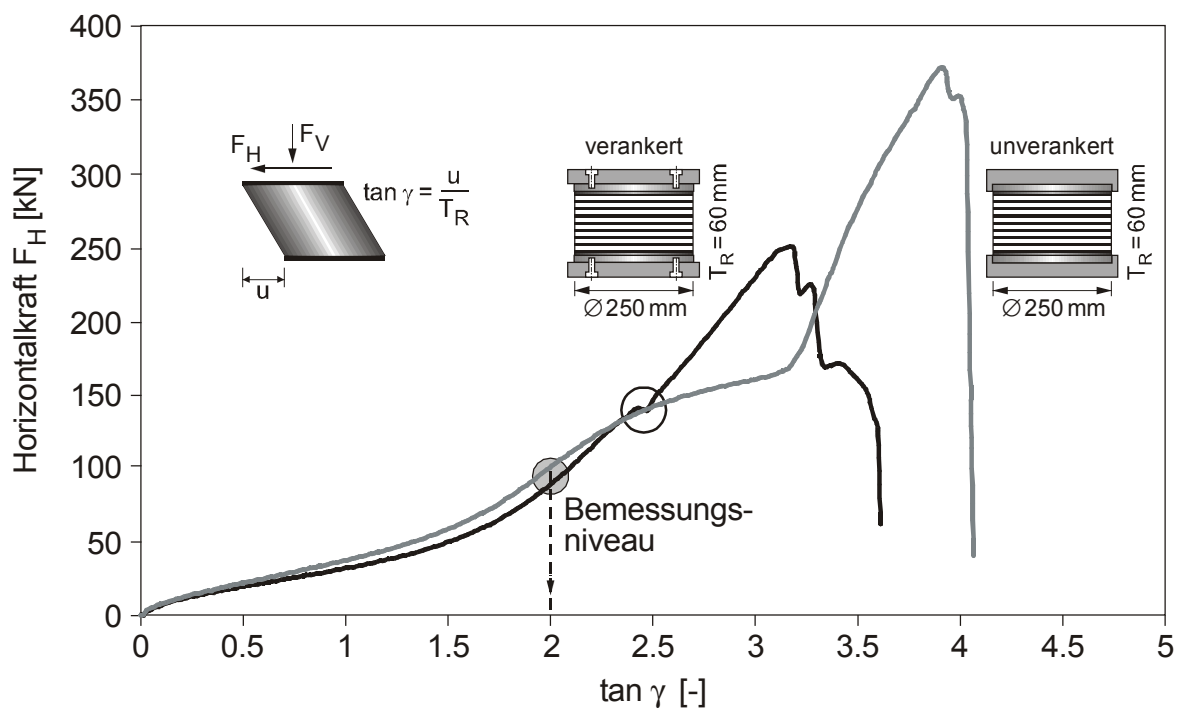


Bild 5-12 Verformungsverhalten bis zum Bruchversagen, Lager $\varnothing = 250$ mm, $T_R = 60$ mm, Formfaktor = 24, Vertikalkraft $F_V = 400$ kN

Das Verformungsverhalten der verankerten Lagerkonstruktion war durch eine nichtlineare stetige Zunahme der Steifigkeit charakterisiert. Das Lagerversagen trat durch fortschreitende 'Delamination' des Elastomermaterials von den Stahlplatten ein.

Bei verankerten Lagern ist zu beachten, dass bei der Einleitung von großen Zugkräften an einigen Stellen im Lager ein hydrostatischer Zugspannungszustand entstehen kann, der zu schädigender Blasenbildung bzw. Kavitation im Elastomermaterial führt [44], [27]. Für die sichere Auslegung von Elastomerlagern im Gebrauchszustand ist es daher sinnvoll, die zulässigen Scherverformungen auf den Wert von $\tan \gamma = 2$ zu begrenzen.

Die vertikale Steifigkeit der Lager ist überwiegend vom Formfaktor S_F abhängig, dessen Einfluss auf das Materialverhalten in Abschnitt 5.4 diskutiert wird. In Bild 5-13 ist die vertikale Lagerverformung bei Aufbringen der Bemessungslast von $F_V = 400$ kN gezeigt. Die vertikale Lagerverformung war durch einen nahezu linearen Anstieg der Steifigkeit charakterisiert.

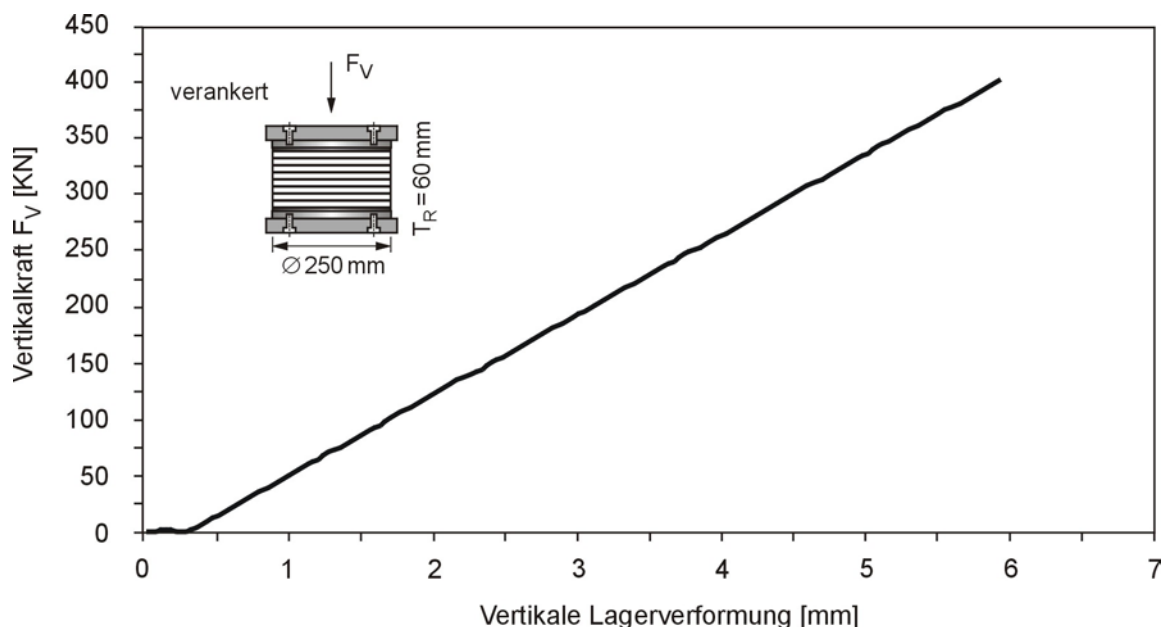


Bild 5-13 Vertikalverformung, Lager $\varnothing = 250$ mm, $T_R = 60$ mm, Formfaktor = 24

Feldversuch in Bukarest/Rumänien

Bedingt durch die Kapazität der Prüfmaschine in Bild 5-5 und Bild 5-6 konnten im Laboratorium nur zyklische Versuche mit einer Belastungsfrequenz von $f = 0.1 \text{ Hz}$ gefahren werden. Um das komplexe Verhalten der Elastomerlager unter seismischer Beanspruchung zu untersuchen, wurde im Rahmen des seit dem Jahre 1996 laufenden Sonderforschungsbereiches 461 an der Universität Karlsruhe, ergänzend zu den Untersuchungen im Laboratorium, ein Feldversuch in Bukarest/Rumänien konzipiert. In Zusammenarbeit mit Seismologen des geophysikalischen Instituts an der Universität Karlsruhe und Kollegen von der TU Bukarest wurde ein multidisziplinärer Feldversuch realisiert, der es ermöglicht unter bekannten Randbedingungen das Verhalten der Elastomerlager unter seismischer Beanspruchung bei Starkbeben zu untersuchen. Wie in Abschnitt 2.4 bei der Diskussion von Standorteffekten erläutert, resultiert die seismische Gefährdung für die Hauptstadt Bukarest aus dem Einfluss der Vrancea Erdbeben [148]. Aus den Daten des rumänischen Erdbebenkatalogs lassen sich mit probabilistischen Methoden die Wiederholungsraten für Vrancea Starkbeben, $M_w \geq 6.5$ alle 10 Jahre, $M_w \geq 7.0$ alle 25 Jahre und $M_w \geq 7.4$ alle 50 Jahre, berechnen, so dass in der Laufzeit des Sonderforschungsbereiches ein Starkbeben $M_w \geq 6.5$ zu erwarten ist.

Der wissenschaftliche Ansatz des multidisziplinären Feldversuches wurde bereits in zahlreichen Publikationen veröffentlicht, so dass nachfolgend nur grundlegende Zusammenhänge in Bezug auf das Lagerbauwerk erläutert werden [53], [13], [54], [14].

Das allgemeine Grundprinzip einer seismischen Basisisolierung mit Elastomerlagern ist in Bild 5-14 skizziert. Da die Steifigkeit der elastomeren Lagerung im Vergleich zur Steifigkeit des Bauwerks bedeutend geringer ist, kommt die Eigenperiode des basisisolierten Systems im Bereich größerer Perioden zu liegen, wo in der Regel die spektralen Beschleunigungen geringer sind. Die Bauwerksverformungen infolge der seismischen Beanspruchung können daher mit einer Basisisolierung bedeutend reduziert werden. Des weiteren erfolgt durch die visko-elastischen Materialeigenschaften der Elastomerlager eine günstige Energiedissipation.

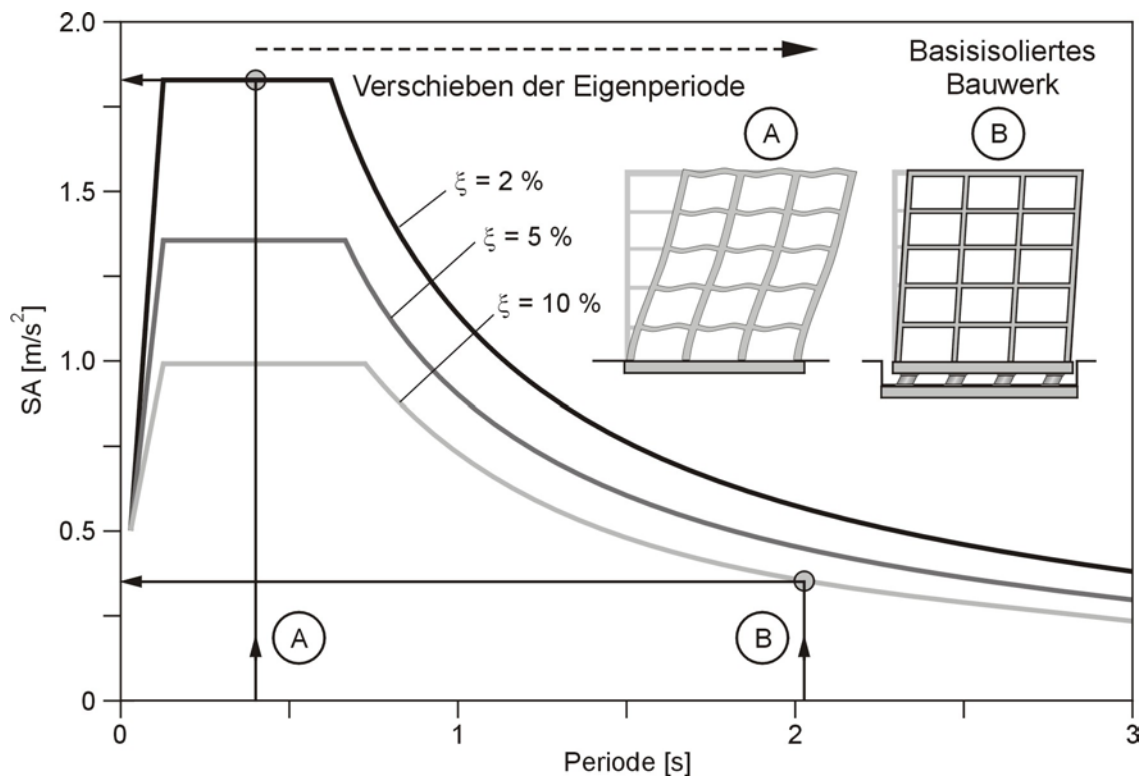


Bild 5-14 Grundprinzip einer seismischen Basisisolierung mit Elastomerlagern

Das dynamische Verhalten des basisisolierten Bauwerks wird somit entscheidend durch das Verformungsverhalten der Elastomerlager beeinflusst. Bedingt durch die geringe Steifigkeit der Lager treten bei einer seismischen Beanspruchung große horizontale Verschiebungen auf, die bei der konstruktiven Durchbildung und Planung von Versorgungsanschlüssen zu beachten sind. Auf eine ausführliche Darstellung der Grundlagen einer seismischen Basisisolierung wird insbesondere auf die Arbeiten von KELLY [91], [106] verwiesen.

Zur Untersuchung des Verhaltens der Elastomerlager wurde ein spezielles Lagerbauwerk konzipiert und gebaut, welches in Bild 5-15 dargestellt ist. Hier wurden baugleiche zu dem in Bild 7-1 dargestellten Elastomerlager eingebaut. Um den Einfluss infolge Eigenschwingungen auf die Lagerverformung zu minimieren, wurde das Bauwerk starr ausgebildet. Durch die Dreipunktlagerung liegt ein statisch bestimmtes System vor.

Der Massenschwerpunkt des Bauwerks stimmt zudem mit dem Steifigkeitschwerpunkt der Elastomerlager in der horizontalen Ebene überein, so dass bei einer dynamischen Beanspruchung des Bauwerks, bedingt durch bauliche Exzentrizitäten, nur geringe Torsionsbewegungen zu erwarten sind. Durch die Anordnung der Lager verteilt sich das Gesamtgewicht von 1200 kN gleichmäßig auf die drei Elastomerlager. Die vertikale Belastung der Lager im Feldversuch entspricht somit der im Experiment aufgetragenen vertikalen Bemessungslast von 400 kN. Zur Registrierung der Bewegungen bei einer seismischen Beanspruchung wurden jeweils drei Akzellerometer auf der Fundation und am starren Bauwerk installiert. Die Anordnung der Messeinrichtung ermöglicht die Registrierung aller sechs Freiheitsgrade auf der Fundation und am Bauwerk. Durch die Auswertung der Registrierungen können somit die Relativbewegungen für die Lagerverformungen in allen drei Richtungen berechnet werden.

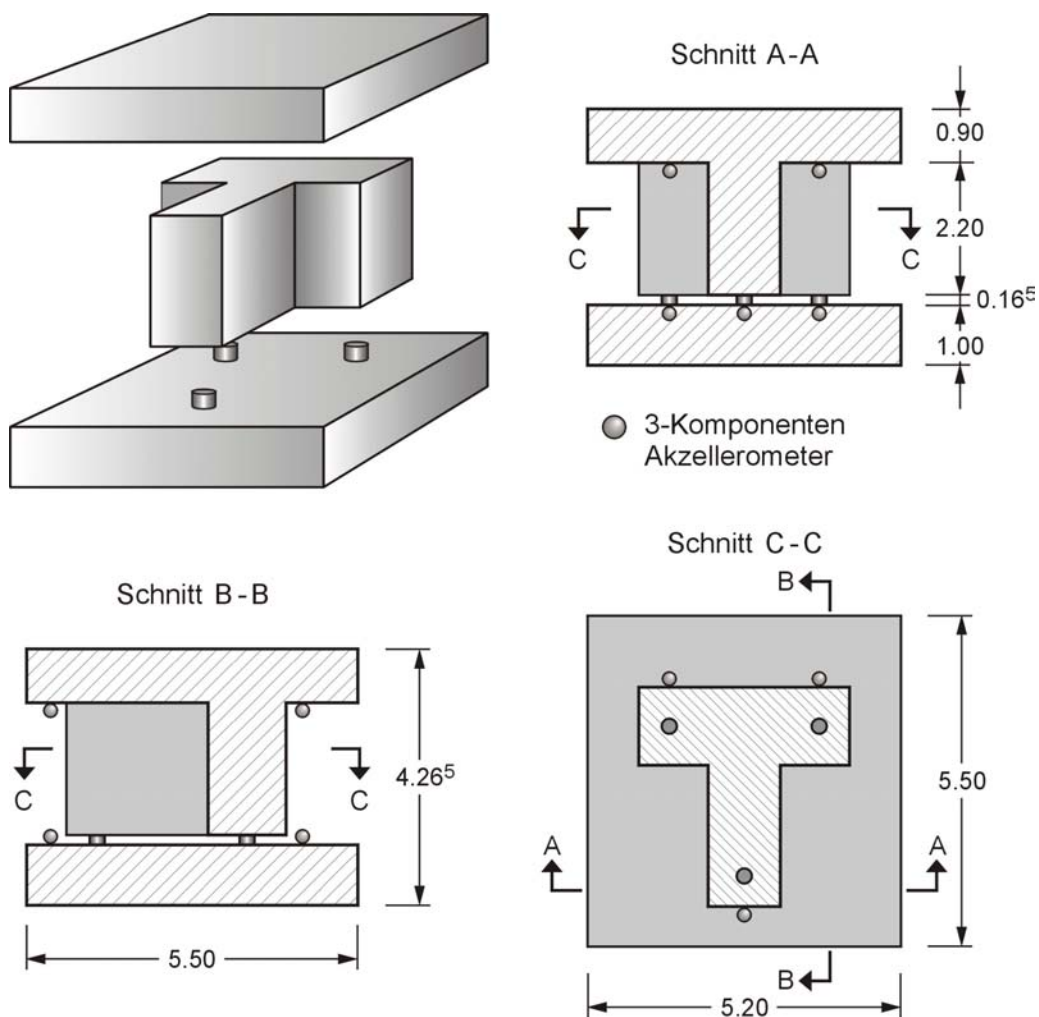


Bild 5-15 Lagerbauwerk in Bukarest/Rumänien mit Messeinrichtungen

Die Messanordnung am Lagerbauwerk wird durch eine zeitgleiche Registrierung der Bodenbewegungen im Freifeld ergänzt, wodurch sich bei einer seismischen Beanspruchung der Einfluss des Bauwerks auf die Registrierung an der Fundation ermitteln lässt. Durch die relativ kleine Masse des Lagerbauwerks ist zudem eine sehr geringe Boden-Bauwerk-Wechselwirkung zu erwarten.

Als Standort für den multidisziplinären Feldversuch wurde die Lokation INCERC im Osten von Bukarest gewählt. Hier lagen Messungen von Beschleunigungszeitverläufen der Vrancea-Starkbeben von 1977, 1986 und 1990 vor, so dass eine genaue dynamische Auslegung des Lagerbauwerks nach den gestellten Anforderungen möglich war. Neben den Registrierungen der Starkbeben sind zudem die Untergrundverhältnisse durch Bohrsondierungen weitgehend bekannt [100], [55], [101]. In der laufenden Projektphase des Sonderforschungsbereiches ist eine genaue Ermittlung der bodenmechanischen und bodendynamischen Kennwerte des anstehenden Untergrundes geplant. Die berechneten normalisierten Antwortspektren am Standort INCERC für die Vrancea-Starkbeben von 1977, 1986 und 1990 und das Frequenzband des Lagerbauwerks sind in Bild 5-16 dargestellt. Das ermittelte Frequenzband ergibt sich aus dem nichtlinearen Verformungsverhalten der Elastomerlager.

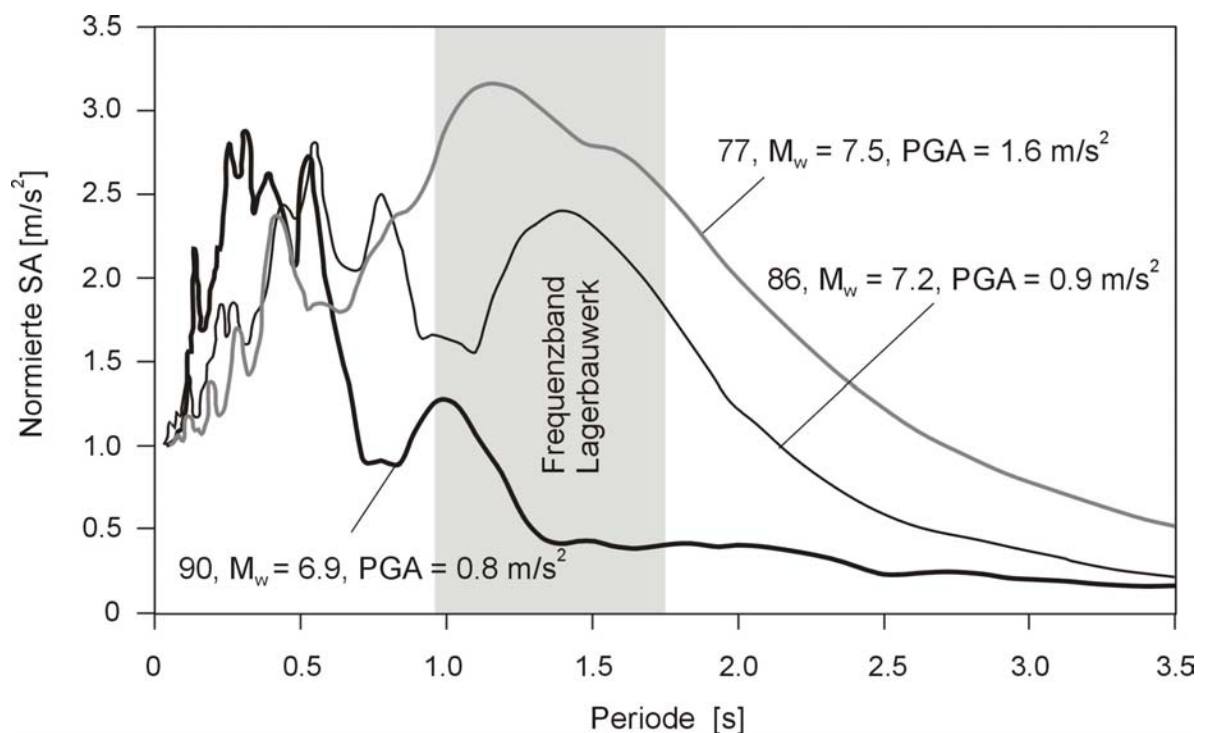


Bild 5-16 Dynamische Auslegung des Lagerbauwerks, Standort INCERC

Wie aus Bild 5-16 ersichtlich ist, entspricht die momentane dynamische Auslegung des Lagerbauwerks nicht den in Bild 5-14 dargestellten üblichen Grundprinzipien der Basisisolierung von Bauwerken, da dessen Frequenzband im Bereich der größten spektralen Beschleunigungen der Starkbeben von 1977 und 1986 zu liegen kommt. Da die Grundkonzeption des Feldversuchs nicht auf den Nachweis der günstigen Wirkungsweise einer Basisisolierung ausgerichtet ist, sondern die Lagerverformungen unter seismischer Beanspruchung von wissenschaftlichen Interesse sind, erklärt sich die in Bild 5-16 dargestellte dynamische Auslegung. Die seismische Beanspruchung dient somit lediglich als 'experimentelle Lastfunktion'. Die momentanen dynamischen Eigenschaften des Lagerbauwerks können natürlich wie zum Beispiel durch das Aufbringen von zusätzlicher Masse, was eine Vergrößerung der dominierenden Eigenperioden des Systems bewirkt, bei Bedarf geändert werden.

Seit der Inbetriebnahme der Anlage im Jahre 1999 konnten bereits mehrere Schwachbeben registriert werden. In Bild 5-17 und Bild 5-18 sind beispielhaft für ein Aufnehmerpaar die registrierten Beschleunigungszeitverläufe der NS-Komponente am Fundament und am Aufbau mit Fourierspektren dargestellt. Das Vrancea-Erdbeben ereignete sich am 24.05.2001, $M_w = 5.1$, Herdtiefe = 153 km.

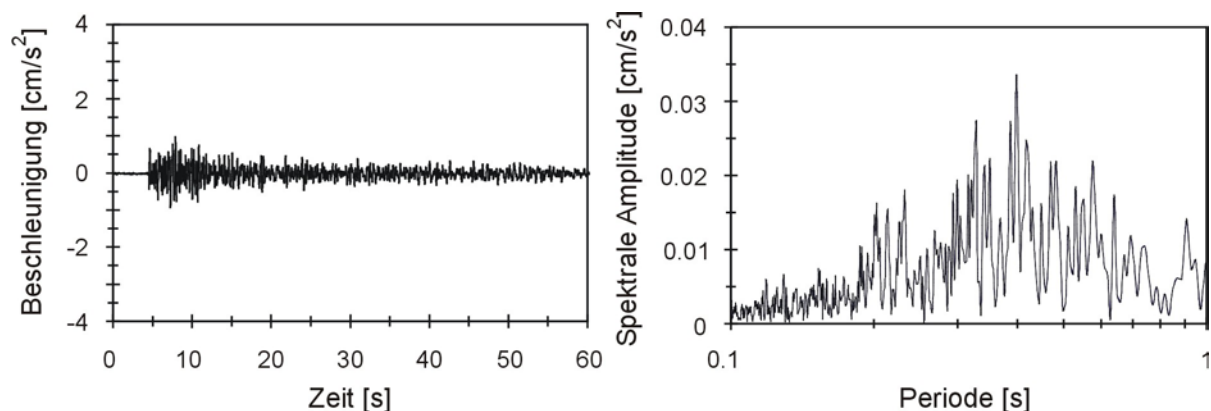


Bild 5-17 Am Fundament registrierter Beschleunigungszeitverlauf (links) mit Fourierspektrum (rechts)

Von den in Bild 5-17 und Bild 5-18 gezeigten Beschleunigungszeitverläufen wurden Antwortspektren und die spektrale Überhöhung berechnet, die in Bild 5-19 dargestellt sind. Hierbei zeigt sich deutlich, dass die Eigenperiode des Lagerbauwerks für Schwachbeben im Bereich von $T = 0.26$ s liegt.

Zudem zeigt die spektrale Überhöhung nahezu über den gesamten Periodenbereich eine Verstärkung der spektralen Amplituden.

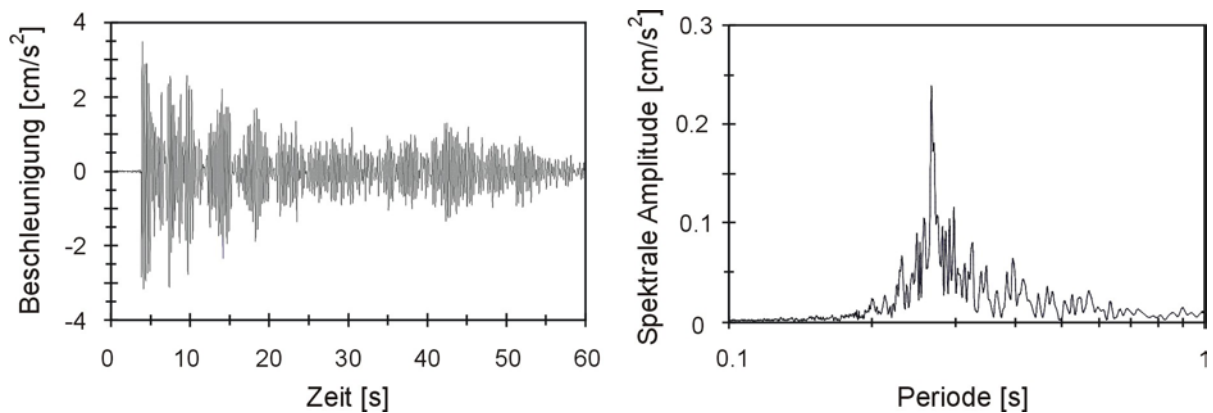


Bild 5-18 Am Aufbau registrierter Beschleunigungszeitverlauf (links) mit Fourier-Spektrum (rechts)

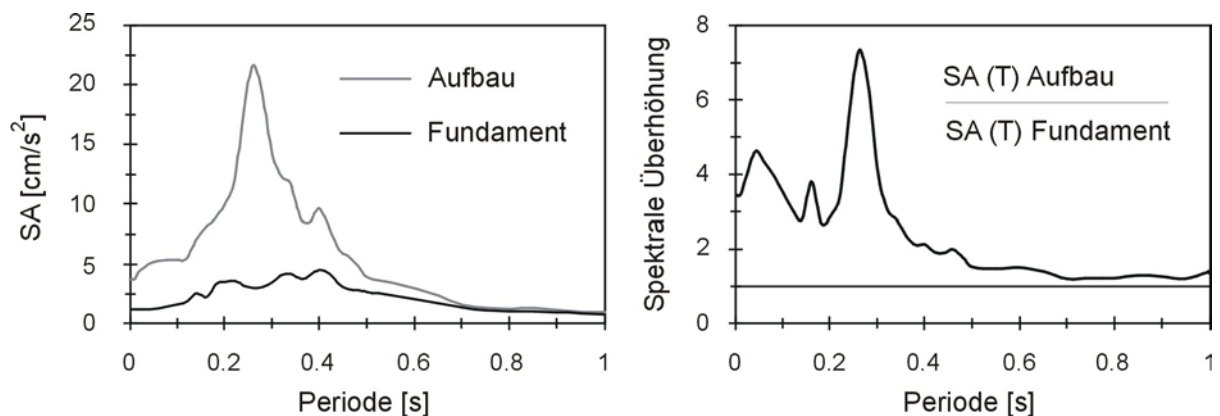


Bild 5-19 Berechnete Antwortspektren ($\xi = 5\%$) am Fundament und am Aufbau des Lagerbauwerks (links) und spektrale Überhöhung (rechts)

Bedingt durch die große Anfangssteifigkeit der bewehrten Elastomerlager und die geringe seismische Belastung wiesen die Lager ein nahezu linear elastisches Materialverhalten auf, wodurch sich die ausgeprägte Resonanzperiode bei $T = 0.26$ s in Bild 5-19 erklären lässt. Die aufgetretene seismische Beanspruchung und die daraus resultierenden Verformungen waren jedoch zu gering, um in den nicht-linearen Verformungsbereich zu gelangen. Aus den vorliegenden Messungen lassen sich jedoch prinzipielle Erkenntnisse über das dynamische Verhalten von bewehrten Elastomerlagern gewinnen.

5.2 Materialstruktur von Elastomeren

Elastomere sind weitmaschig vernetzte Polymerwerkstoffe. Sie entstehen durch Vulkanisation von natürlichem und synthetischem Naturkautschuk unter Zugabe von Füll- und Hilfsstoffen. Elastomere werden daher auch als gefüllte Polymerwerkstoffe bezeichnet. Der schematisierte molekulare Aufbau eines Elastomers ist in Bild 5-20 dargestellt.

Da reiner Naturkautschuk bautechnisch unbrauchbar ist, werden gezielt spezielle Füll- und Hilfsstoffe zugesetzt, um die gewünschten mechanischen und thermischen Materialeigenschaften zu erreichen. Als Füllstoffe kommen insbesondere Ruß- und Aschetypen zur Anwendung, in denen vorwiegend Kohlenstoff und Siliziumdioxid als Bestandteile enthalten sind.

Mit zunehmenden Füllstoffgehalt kommt es zu einer Festigkeitssteigerung und zu einer Veränderung des Relaxationsverhaltens. Zudem tritt schon bei kleinen Dehnungen nichtlineares Materialverhalten auf.

Die physikalischen Eigenschaften von Elastomeren werden daher maßgeblich durch den Anteil:

- des Rohkautschuks (≥ 60 Gew. -%)
- der Beimengung von Füllstoffen (≤ 30 Gew. -%)
- der Beimengung von Hilfsstoffen (≤ 15 Gew. - %)

und dem anschließenden Vulkanisationsprozess bestimmt [49].

Während vor allem die verwendeten Füllstoffe, hier ist insbesondere Ruß zu nennen, durch die chemische Bindungen zwischen den einzelnen Fadenmolekülen die mechanische Festigkeit des verwendeten Naturkautschuks beeinflussen, kann durch die gezielte Beimengung von geeigneten Hilfsstoffen die Widerstandsfähigkeit gegen Umwelteinflüsse, wie zum Beispiel die Alterungsbeständigkeit, verbessert werden.

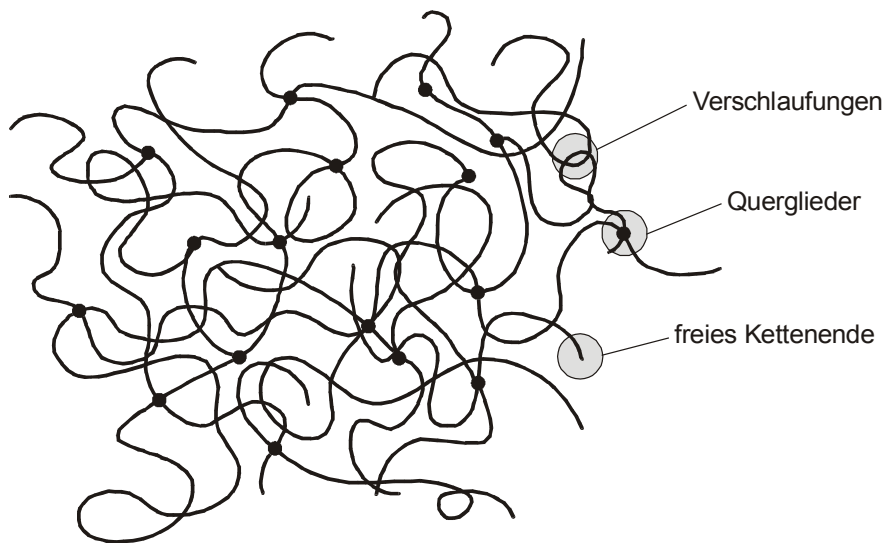


Bild 5-20 Schematische Darstellung der netzartigen Struktur eines Elastomers

Zur Beschreibung des mechanischen Verhaltens können Elastomere vereinfachend, wie in Bild 5-20 gezeigt, als ein Zweiphasenmodell charakterisiert werden: der zusammenhängenden Matrix, die aus Polymermaterial besteht, und den darin eingebetteten Füllstoff.

Elastomere bestehen aus langen Molekülketten, die in sich an fast allen Stellen frei gelenkig sind. Diese sind chemisch und mechanisch durch vereinzelte chemische Querglieder und mechanische Verschlaufungen verbunden. An allen anderen Stellen sind die Molekülketten frei beweglich, aufgrund der schwachen molekularen Anziehungskräfte.

Diese schwachen Bindungen sind von elektrostatischer Natur und werden durch van-der-Waals-Kräfte hervorgerufen, während die starken Bindungen chemischer und mechanischer Natur sind. Beide Bindungsarten liegen nebeneinander vor, wobei die Anzahl der starken chemischen und mechanischen Bindungen wesentlich geringer ist als die Anzahl der elektrostatischen Bindungen [67], [65].

Durch Zugabe der Füllstoffe und durch den Vorgang der Vulkanisation entstehen an einigen Stellen entlang der Molekülketten chemische Querglieder oder Brücken, wodurch aus den einzelnen Fadenmolekülen eine dreidimensionale netzartige Struktur oder ein Makromolekül entsteht.

Da sich die Abstände der Atome unter Belastung kaum ändern, sind Elastomere ähnlich wie Flüssigkeiten nahezu inkompressibel, d.h. Materialverformungen erfolgen unter nahezu konstantem Volumen. Erst bei sehr hohen hydrostatischen Drücken, wie in Bild 5-21 am Beispiel eines hydrostatischen Druckversuches gezeigt, ist ein leicht nichtlineares Anwachsen der Volumensteifigkeit zu beobachten [61], [48].

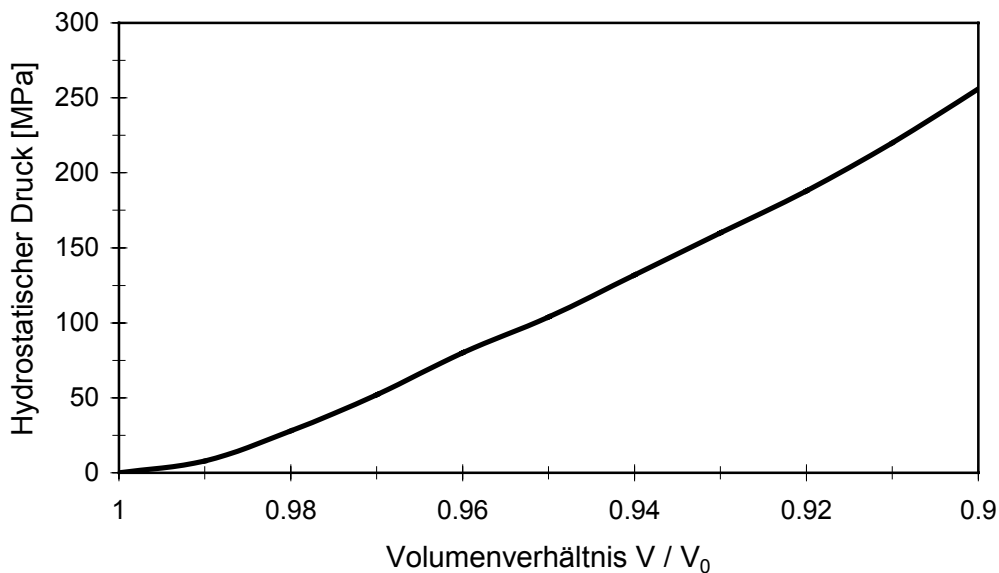


Bild 5-21 Volumensteifigkeit für den Elastomertyp BE64 [48]

Im Gegensatz zur hohen Volumensteifigkeit unter hydrostatischer Druckbeanspruchung steht die Abnahme der Volumensteifigkeit bei hydrostatischer Zugbeanspruchung. Wie experimentell nachgewiesen wurde, kommt es bei zunehmender hydrostatischer Zugbeanspruchung zu einer Bildung von Mikrobblasen oder Kavitation, verbunden mit einem starken Abfall der Volumensteifigkeit [61], [27], [109], [44]. Die Größenordnung des negativen hydrostatischen Drucks bei dem der Kavitationsprozess beginnt, entspricht ungefähr der Größe des Schubmoduls [60].

5.3 Thermisch-Mechanische Zustandsbereiche

Zur Definition der verwendeten Begriffe werden zunächst in knapper Form einige thermodynamischen Zusammenhänge erläutert. Ausführliche Darstellungen des Themas und weiterführende Literatur finden sich in zahlreichen Lehrbüchern [4], [64]. Anschließend werden die thermischen Zustandsbereiche für Elastomere mit dem charakteristischen Materialverhalten diskutiert.

Die Thermodynamik beschreibt die Zustände und deren Änderung, die ein materielles System infolge der Wechselwirkung mit der Umgebung erfährt. Es werden daraus Gesetzmäßigkeiten abgeleitet, die diese Wechselwirkungen beschreiben. Das materielle System kann makroskopisch betrachtet werden. Hierbei wird das gesamte System durch makroskopisch messbare Systemeigenschaften und deren Zusammenhänge beschrieben. Dies wird als phänomenologische Thermodynamik bezeichnet.

Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik entspricht die Änderung der inneren Energie dE eines geschlossenen Systems der Summe von übertragener Wärmeenergie dQ und mechanischer Energie dW

$$dE = dQ + dW \quad (5.1)$$

In Gleichung (5.1) bedeutet dQ die dem System reversibel zu- oder abgeführte Wärmeenergie bei der absoluten Temperatur Θ [K]. Mit dW wird die Änderung der inneren mechanischen Energie bezeichnet. Für geschlossene Systeme beschreibt Gleichung (5.1) die Äquivalenz zwischen mechanischer und thermischer Energie in der Form eines thermomechanischen Gleichgewichts. Die innere Energie dE ist eine Zustandsgröße, während dQ und dW vom Weg abhängig sind, den der Prozess durchläuft. Die Ausdrücke dQ und dW sind somit keine vollständigen Differentiale.

Im zweiten Hauptsatz der Thermodynamik wird als eine wichtige Zustandsgröße die Entropie S eingeführt. Die Entropie S beschreibt den inneren Zustand des betrachteten Systems.

Für reversible und irreversible Zustandsänderungen gilt für die Entropieänderung

$$dS \geq \frac{dQ}{\Theta} \quad (5.2)$$

Diese Zustandsgröße bestimmt die Richtung und die Irreversibilität eines thermodynamischen Prozesses. Das Gleichheitszeichen in Gleichung (5.2) gilt für reversible Prozesse. Reversible oder umkehrbare Prozesse werden in der Mechanik beobachtet, wenn keine Wärmeentwicklung infolge von Reibung auftritt. Da jedoch bei genauer Betrachtung alle technisch ablaufenden Prozesse irreversibel sind, ist dies stets mit einer Zunahme der Entropie verbunden. Die innere Energie für irreversible Prozesse ergibt sich somit aus der geleisteten Arbeit und der Entropieänderung.

Nach dem zweiten Satz der Thermodynamik führen alle Vorgänge zu einer Erhöhung der Entropie, so dass

$$dS_{\text{gesamt}} \geq 0 \quad (5.3)$$

für die gesamte Entropieänderung gilt. Für idealisierte adiabatische Prozesse, also Prozesse die in einem geschlossenen System und bei konstanter Temperatur ablaufen, findet kein Wärmeaustausch mit der Umgebung statt, so dass für die Entropieänderung $dS_{\text{gesamt}} = 0$ gilt und die innere Energie sich zu

$$dE = dW \text{ (adiabatisch)} \quad (5.4)$$

ergibt. Reversible adiabatische Prozesse werden deshalb auch als isentrop bezeichnet.

Beschreibung der Zustandsbereiche

Die mechanischen Eigenschaften von Elastomeren ändern sich nicht gleichmäßig mit der Temperatur. Vielmehr ergeben sich drei Zustandsbereiche, in denen die Abhängigkeit von der Temperatur zunächst gering ist, und zwei Übergangsbereiche - zwischen den drei Zustandsbereichen - in denen geringe Änderungen der Temperatur zu starken Änderungen der mechanischen Eigenschaften führen [50].

Die drei Zustandsbereiche, auf die nachfolgend näher eingegangen wird, gliedern sich in einen spröde-elastischen Bereich, in einen zähen visko-elastischen Bereich und in einen fließenden visko-plastischen Bereich. Der prinzipielle Zusammenhang zwischen dem Temperaturanstieg und den Übergängen der Zustandsbereiche ist in Bild 5-22 dargestellt. Der thermische Übergangsbereich vom spröde-elastischen Verhalten zum zähen visko-elastischen Verhalten ist durch die Glasübergangstemperatur T_g gekennzeichnet. Diese charakterisiert daher die größte Änderung des Schubmoduls G bei zunehmender Temperatur.

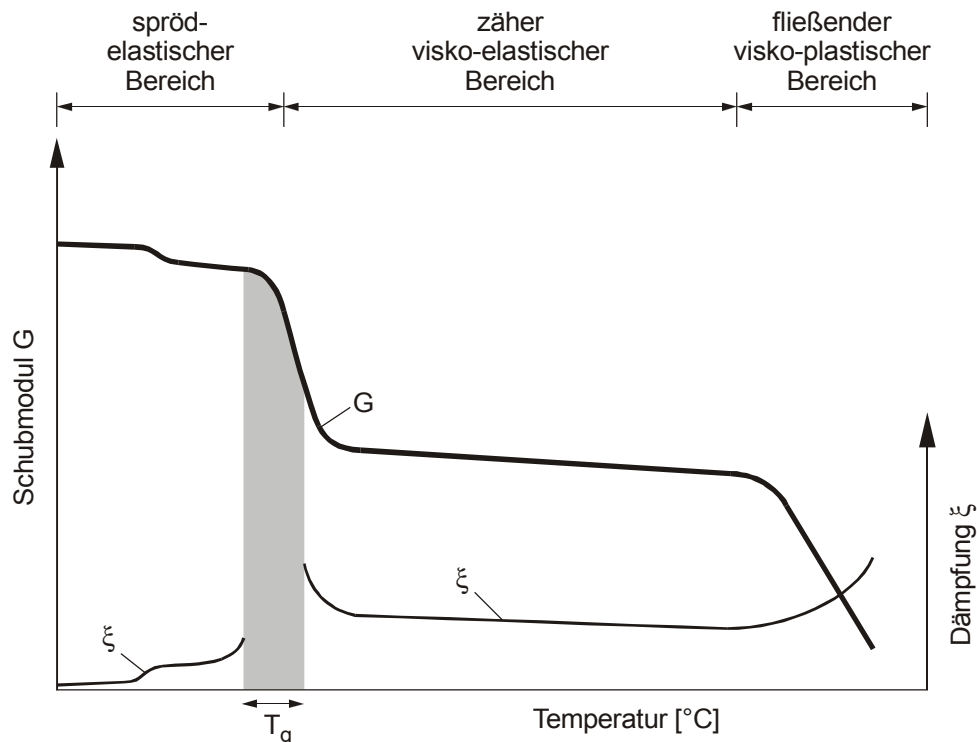


Bild 5-22 Schematische Darstellung des Schubmoduls G und der Materialdämpfung ξ von Elastomeren in Abhängigkeit von der Temperatur [50]

Die Materialdämpfung ξ bezeichnet das Verhältnis der in Wärme dissipierten Energie zur elastischen wiedergewinnbaren Energie für einen Belastungszyklus.

Bei Elastomerwerkstoffen wie sie im Bauwesen zur Anwendung kommen, wird im allgemeinen die Glasübergangstemperatur erst bei sehr tiefen Temperaturen von $T_g < -60^\circ\text{C}$ erreicht, so dass im Gebrauchszustand das Material fast ausschließlich durch ein visko-elastisches Verhalten charakterisiert ist.

In Abhängigkeit vom Vernetzungsgrad der Makromoleküle bzw. vom Füllstoffgehalt unterscheidet man polymere Werkstoffe in Duroplaste, Elastomere und Thermoplaste [34]. Ein Überblick über deren Materialverhalten und deren Gebrauchsbereich in Abhängigkeit von der Temperatur ist schematisch in Bild 5-23 gezeigt.

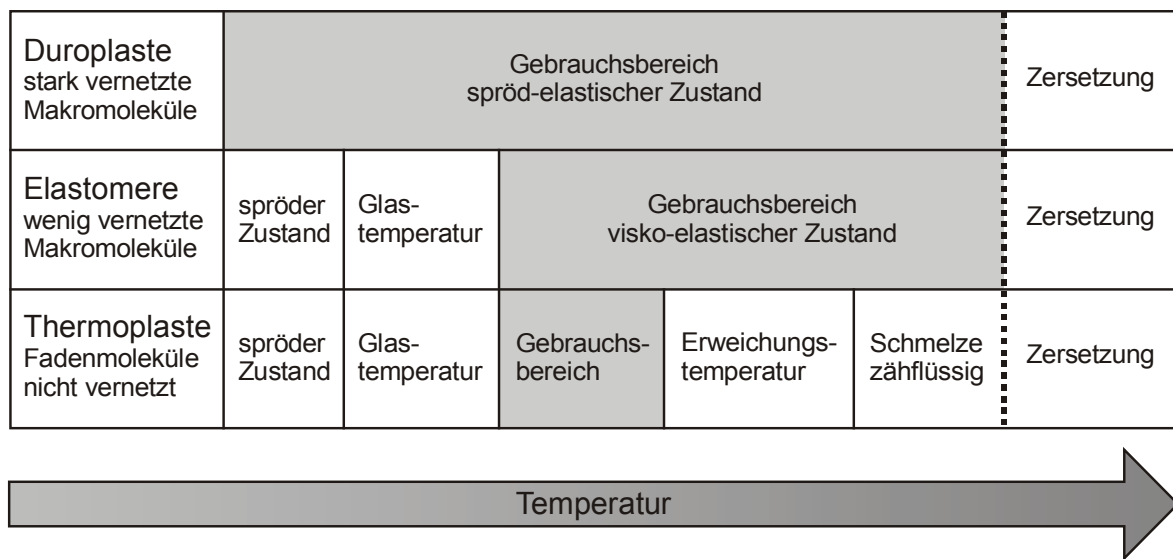


Bild 5-23 Thermische Zustandsbereiche von polymeren Werkstoffen [34]

Nachfolgend wird das Materialverhalten der Elastomere für die in Bild 5-22 genannten Zustandsbereiche diskutiert.

Spröd-elastischer Zustandsbereich

Im Bereich tiefer Temperaturen zeigen Elastomere ein spröd-elastisches Materialverhalten. Das Verformungsverhalten bis zum Bruchversagen des Materials ist nahezu elastisch und reversibel. Die Atome führen bei tiefen Temperaturen nur geringe Wärmeschwingungen um ihre Ruhelage aus, so dass Umlagerungen von ganzen Kettenteilen, die Voraussetzung für ein viskoses Materialverhalten sind, selten stattfinden.

Bei nahezu elastischem Materialverhalten ist die Quantität der an die Umgebung abgeführten Wärmeenergie vernachlässigbar, so dass die bei der Verformung geleistete Arbeit als innere Energie gespeichert wird und bei Entlastung vollständig zurückgewonnen werden kann. Solche idealisierten Prozesse werden nach Gleichung (5.4) als reversible adiabatische oder isentrope Prozesse bezeichnet.

Zäher visko-elastischer Zustandsbereich

Wird bei zunehmender Temperatur die Glasübergangstemperatur überschritten, zeigen Elastomere ein visko-elastisches Materialverhalten. Dieser Bereich, wie in Bild 5-22 gezeigt, wird als visko-elastischer resp. entropie-elastischer Zustandsbereich bezeichnet. Die visko-elastischen Materialeigenschaften bleiben in diesem Zustandsbereich über einen großen Temperaturbereich nahezu konstant.

Die in Bild 5-20 dargestellte Kettenstruktur liegt im Ausgangszustand in einer geknäulten amorphen Form vor. Dieser stabile Zustand stellt für amorphe molekulare Strukturen einen inneren natürlichen Gleichgewichtszustand dar. Beim Verformungsprozess erfolgt eine Streckung der Molekülketten, wodurch dem System mechanische Arbeit zugeführt wird. Die Moleküle können in diesem Zustandsbereich durch Umlagerungen von Kettensegmenten und Seitenketten eine gestreckte Form annehmen.

Bei Entlastung hat das Material das Bestreben in den inneren Gleichgewichtszustand oder in den Zustand mit der größten Unordnung der Kettensegmente zurückzukehren. Ein Teil der zugeführten mechanischen Arbeit kann als gespeicherte elastische Energie wieder zurückgewonnen werden, wodurch eine elastische Rückstellkraft entsteht. Dieser Prozess wird als 'Gummielastizität' bezeichnet.

Die beim Verformungsprozess durch innere Reibung der Molekülketten erzeugte Wärmeenergie geht dem betrachteten System verloren, d.h. nach Gleichung (5.3) wird Entropie produziert und es handelt sich somit um einen irreversiblen Prozess. Die Irreversibilität des Prozesses zeigt sich durch das hysteretische Materialverhalten bei zyklischer Belastung. Der Inhalt der erzeugten Hysterese fläche entspricht dem Energieanteil, welcher während des Verformungsprozesses als Wärmeenergie an die Umgebung abgeführt wurde.

Um den Einfluss der Temperatur auf die Schubsteifigkeit und das Dämpfungsverhalten des Elastomertyps BE64 experimentell zu untersuchen, wurden zyklische Scherversuche bei unterschiedlichen Temperaturen an dem in Bild 5-9 gezeigten Elastomerlager durchgeführt [61]. Die Lager wurden mit einer zyklischen Scherdehnung von $\tan \gamma = 1$ und einer Belastungsfrequenz von $f = 0.5 \text{ Hz}$ beansprucht. Die in Bild 5-24 dargestellten Versuchsergebnisse zeigen, dass der Sekantenschubmodul $G_{\text{sek.}}$ in Abhängigkeit von der Temperatur stark variiert. Im Gegensatz zur Schubsteifigkeit erfährt die Materialdämpfung ξ erst bei tiefen Temperaturen einen Anstieg. Der Sekantenschubmodul $G_{\text{sek.}}$ für die Lagerfläche A_{Lager} berechnet sich nach der bekannten Beziehung aus der Festigkeitslehre

$$G_{\text{sek.}} = \frac{F_{\text{H}}^{\text{max}}}{\tan \gamma^{\text{max}} A_{\text{Lager}}} \quad (5.5)$$

mit der maximalen Horizontalkraft $F_{\text{H}}^{\text{max}}$ und Scherverformung $\tan \gamma_{\text{max}} = 1$. Die Ergebnisse in Bild 5-24 machen deutlich, dass die Variation der Schubsteifigkeit und der Materialdämpfung besonders bei der Auslegung und Bemessung von Elastomerbauteilen, die starken Temperaturwechseln unterliegen zu beachten ist.

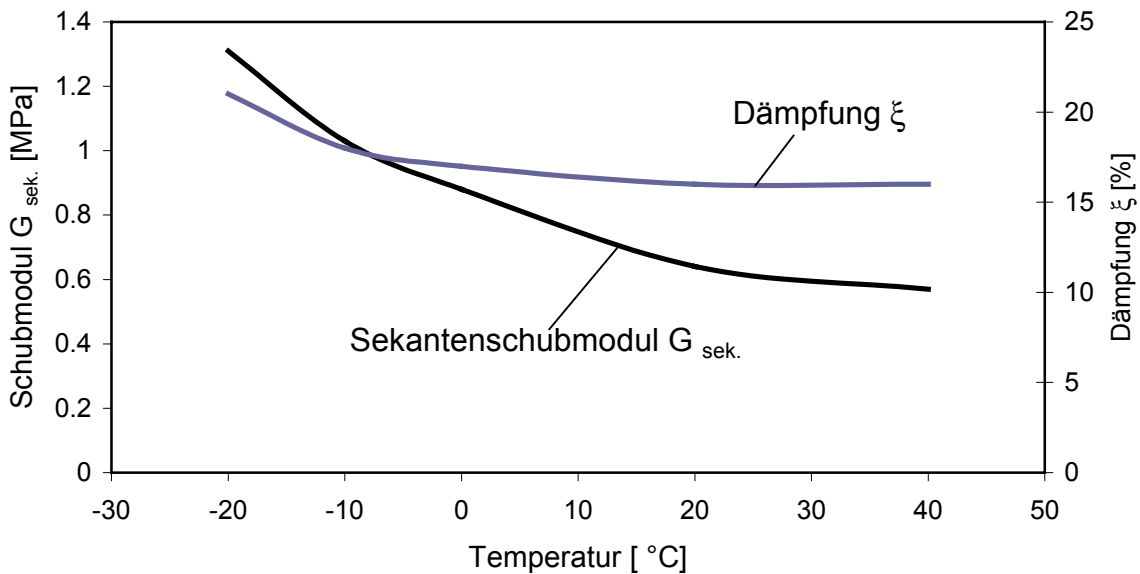


Bild 5-24 Sekantenschubmodul $G_{\text{sek.}}$ und Materialdämpfung ξ in Abhängigkeit von der Temperatur, zyklischer Lagerversuch bei $\tan \gamma^{\text{max}} = \pm 1$, $f = 0.5 \text{ Hz}$ [61]

Ein weiterer Effekt bei starken Temperaturwechseln ist die Alterung von Elastomeren. Mit dem Begriff der Alterung wird die Gesamtheit aller im Laufe der Zeit in einem Material irreversibel ablaufenden chemischen und physikalischen Vorgänge bezeichnet. Die Alterung wird beeinflusst durch das Zusammenwirken von UV-Strahlung, Ozon, Sauerstoff und Temperaturwechseln, die das Materialgefüge verändern und zu Verhärtungen, Versprödungen und Rissbildungen führen.

Durch die gezielte Beimengung von geeigneten Füllstoffen lässt sich der Einfluss der Alterung auf das Materialverhalten begrenzen. Wie die Versuchsergebnisse an künstlich gealterten Materialproben zeigen, hat die Alterung einen großen Einfluss auf die Schubsteifigkeit und die Materialdämpfung [61].

In Tabelle 5.1 ist beispielhaft die prozentuale Änderung der Materialdämpfung ξ und des Sekantenschubmoduls $G_{\text{sek.}}$ nach Gleichung (5.5) für ein nach Bild 5-9 künstlich gealtertes Lager mit dem Elastomertyp BE64 dargestellt.

Das Elastomerlager wurde bei einer konstanten Temperatur von $T = 60\text{ °C}$ künstlich gealtert und nach den in Tabelle 5.1 angegebenen Tagen zyklisch mit einer sinusförmigen Scheramplitude von $\tan \gamma = 1$ und einer Belastungsfrequenz von $f = 0.5\text{ Hz}$ beansprucht [61].

Tage	7	14	28	56	112	224
Schubmodul $G_{\text{sek.}}$	+6	+9	+19	+26	+36	+56
Dämpfung ξ	-9	-11	-12	-12	-15	-18

Tabelle 5.1 Prozentuale Änderung des Sekantenschubmoduls $G_{\text{sek.}}$ und der Materialdämpfung ξ infolge künstlicher Alterung, zyklischer Lager-versuch bei $\tan \gamma = \pm 1$, $f = 0.5\text{ Hz}$, $T_{\text{konstant}} = 60\text{ °C}$ [61]

Wie anhand der Werte in Tabelle 5.1 ersichtlich ist, kommt es durch den Einfluss der Alterung zu einer zunehmenden Versprödung des Materials, verbunden mit einem starken Anstieg der Schubsteifigkeit und einer gleichzeitigen Abnahme der Materialdämpfung.

Fließender viskoplastischer Bereich

Oberhalb des entropie-elastischen Bereichs beginnt bei weiterer Erhöhung der Temperatur der Fließbereich. Beim Übergang vom entropie-elastischen bzw. visko-elastischen Bereich in den visko-plastischen Fließbereich werden die in Bild 5-20 dargestellten Verschlaufungen und Querglieder sukzessive bis zum Erreichen der Schmelztemperatur aufgelöst. Durch deren Auflösung kommt es zu einer irreversiblen Veränderung der Materialstruktur, die mit einer starken Reduktion des Schubmoduls verbunden ist. Das Verformungsverhalten in diesem Zustandsbereich ist durch ein visko-plastisches Materialverhalten charakterisiert. Wie in Bild 5-22 dargestellt ist, erfolgt beim Erreichen der Schmelztemperatur eine zunehmende Zersetzung des Materials mit einem steilen Abfall des Schubmoduls.

In dem hier interessierenden Bereich spielt jedoch das Materialverhalten bei sehr hohen Temperaturen keine entscheidende Rolle, weshalb bei den weiteren Betrachtungen nicht näher darauf eingegangen wird.

5.4 Mechanisches Materialverhalten

Wie zuvor bereits erwähnt, sind Elastomerwerkstoffe nahezu inkompressibel. Das mechanische Materialverhalten ist fast ausschließlich durch den Schubmodul charakterisiert. Dieser ist bei konstanter Umgebungstemperatur abhängig von der Verformungsamplitude, der Vorverformung, der Verformungsgeschwindigkeit resp. der Dehnrate, dem hydrostatischen Druck und dem Formfaktor. Nachfolgend werden die genannten Einflüsse diskutiert.

Monotone Scherdehnungen

Bei kleiner Scherdehnungsamplitude ist zunächst eine starke Reduktion der Schubsteifigkeit zu beobachten. Dieses Materialverhalten wird in der Literatur als 'strain-softening' bezeichnet. Die Reduktion der Schubsteifigkeit steht in Zusammenhang mit der bereits erwähnten Streckung der Molekülketten aus der ursprünglich geknäulten Ausgangsform. Dieses Materialverhalten bei zunehmender Verformung wurde erstmals von MULLINS experimentell nachgewiesen und wird deshalb in der Literatur als MULLINS-Effekt bezeichnet [104], [103], [105]. Der Name MULLINS-Effekt wird nachfolgend auf eine allgemeine belastungsinduzierte Reduktion der Schubsteifigkeit ausgedehnt und nicht auf eine reversible oder irreversible Reduktion beschränkt.

Durch die Streckung geht die Materialstruktur von einer anfänglichen isotropen Form, in der die Orientierung der Molekülketten statistisch verteilt ist, in eine anisotrope Form über. Ist die Kettenstruktur weitgehend ausgerichtet, so bildet sich bei zunehmender Scherdehnung ein Plateaubereich aus, in dem der Schubmodul über einen gewissen Verformungsbereich nahezu konstant bleibt. Der schematische Verlauf des Schubmoduls bei zunehmender Scherdehnung ist in Bild 5-25 dargestellt.

Bei zunehmender Verformung werden die Molekülketten in immer stärkerem Maße parallel zueinander ausgerichtet. Ist die Verformung genügend groß und die Orientierung der Molekülketten in Bereichen weitgehend parallel, so kommt es zur Kristallisation. Unter dem Kristallisationseffekt versteht man kleine Bereiche im Makromolekül, in denen die Molekülketten regelmäßig und parallel angeordnet sind.

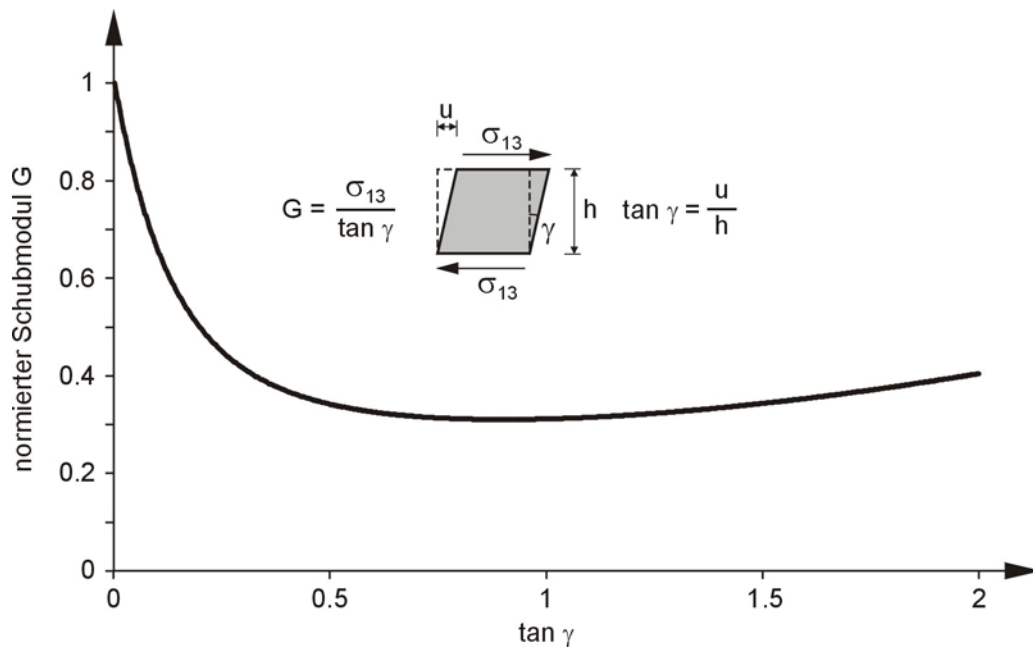


Bild 5-25 Prinzipieller Verlauf des normierten Schubmoduls G bei monoton ansteigender Scherdehnungsamplitude

Bei zunehmender Parallelisierung der Molekülketten und zunehmender Ausbildung der 'kristallinen Bereiche' kommt es zu einer Einschränkung der Umlagerungsmöglichkeiten der Molekülketten, wodurch sich eine Zunahme des Schubmoduls oder eine Versteifung der netzartigen Struktur ergibt. Die Versteifung der Materialstruktur bei großen Verformungen wird in der Literatur als 'strain-hardening' bezeichnet. Der zuvor beschriebene Kristallisationseffekt ist bei Entlastung nahezu reversibel, so dass die Materialstruktur nach vollständiger Entlastung wieder in ihren regellosen amorphen Zustand zurückkehrt.

Bei sehr großen Verformungen kann ein sehr hoher Kristallisationsgrad und eine weitgehende Parallelisierung der Molekülketten erreicht werden. Wenn das 'Kristallgitter' sich stabilisiert, kann es bei der Entlastung erhalten bleiben. Es kommt dann zu plastischen irreversiblen Deformationen und einer Veränderung der molekularen Struktur.

Zyklische Scherdehnungen

Wie bei monoton ansteigender Verformungsamplitude in Bild 5-25 dargestellt, zeigt das Material bei zunehmender Verformungsamplitude ein stark nichtlineares Verhalten. Bei zyklischen Scherdehnungen ist zudem ein unterschiedliches Materialverhalten im Vergleich einer unberührten Probe zu einer durch mehrere Lastzyklen eingefahrenen Probe festzustellen. Durch die amorphe geknäulte Materialstruktur sind die Molekülketten ohne Deformation statistisch in alle Richtungen verteilt. Bei zunehmender Verformung kommt es zu einer Umlagerung der Molekülketten, wobei diese in Verformungsrichtung orientiert werden. Gleichzeitig kommt es zwischen den Molekülketten zu einem stetigen Lösen von schwachen mechanischen und chemischen Verbindungen. Die Reduktion der Steifigkeit nach dem ersten Lastzyklus ist insbesondere auf die Neuorientierung der Molekülketten in Verformungsrichtung zurückzuführen. Die Neuorientierung der Molekülketten und das Lösen der schwachen Bindungen nach dem ersten Lastzyklus bewirkt eine Veränderung der Materialstruktur und ist somit ein teilweise irreversibler Vorgang [84]. In Bild 5-26 ist schematisch die Orientierung der Molekülketten im unverformten und im verformten Zustand für eine Erstbelastung und für eine Wiederbelastung dargestellt.

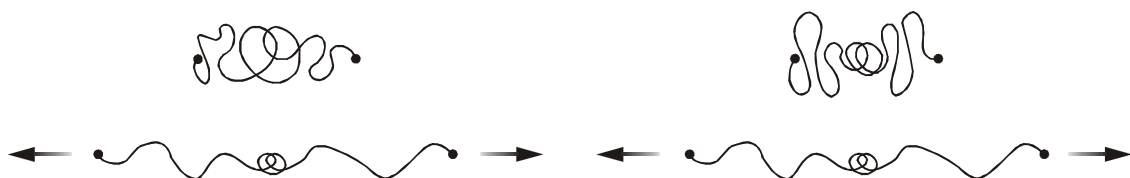


Bild 5-26 Molekülketten im unverformten und im verformten Zustand bei Erstbelastung (links) und bei anschließender Wiederbelastung (rechts) [84]

Sehr deutlich lässt sich diese Materialeigenschaft bei Versuchen mit zyklischen Scherverformungen aufzeigen. Betrachtet man zunächst eine gleichbleibende zyklische Belastung bei einer unvorbelasteten Materialprobe, so ist die Steifigkeit und die Völligkeit bzw. der Flächeninhalt der Hysterese im ersten Lastzyklus immer größer als in den darauf folgenden Zyklen. Nach nur wenigen Zyklen stabilisieren sich die Hysteresen und bleiben dann nahezu konstant. Die von der Vorverformung abhängige Reduktion der Steifigkeit bei gleicher Verformungsamplitude wurde von MULLINS [104], [103] erstmals beschrieben.

Die Reduktion der Steifigkeit ist am Beispiel eines ASTM-Scherversuchs mit zunehmender Belastungsamplitude in Bild 5-27 dargestellt [57]. Bei dem gezeigten Versuch wurden pro Belastungsamplitude jeweils zwei Lastzyklen durchfahren. Wie aus Bild 5-27 ersichtlich ist, erfolgt im zweiten Lastzyklus eine Reduktion der Steifigkeit bei gleicher Belastungsamplitude. Wird nun die nächste Belastungsamplitude durchfahren und die maximale Scherdehnung aus der vorangegangenen Belastungsamplitude überschritten, nimmt die Steifigkeit zunächst wieder zu und der beschriebene Vorgang wiederholt sich.

Bei Entlastung der Materialprobe, unabhängig ob eine Erst- oder Zweitbelastung vorliegt, erfolgt durch die Relaxation des Materials zunächst ein sehr schnelles Absinken der Spannungen, da die gestreckten Molekülketten nur zeitverzögert in Richtung ihrer ursprünglichen Gestalt zurückkehren können.

Durch die bereits erwähnte Orientierung der Molekülketten in Belastungsrichtung liegt nach vollständiger Entlastung eine neue Anordnung der Materialstruktur vor, die teilweise irreversibel ist. Belastet man nun die eingefahrene Probe, so wird die Strukturänderung durch die Reduktion der Steifigkeit im Vergleich zur unvorbelasteten Probe sichtbar. Lässt man allerdings eine sehr lange Relaxationszeit verstreichen, so zeigt sich bei einer zyklischen Belastung der relaxierten Probe wieder ein Steifigkeitsunterschied im Vergleich zur Erstbelastung. Jedoch ist die Steifigkeit der relaxierten Probe im Vergleich zur unvorbelasteten Probe geringer. In Bild 5-28 ist die Kraft-Verformungskurve einer eingefahrenen Materialprobe dargestellt. Im Vergleich zu der Kraft-Verformungskurve der unvorbelasteten Probe in Bild 5-27 zeigt sich eine konstante und stabile Hysterese.

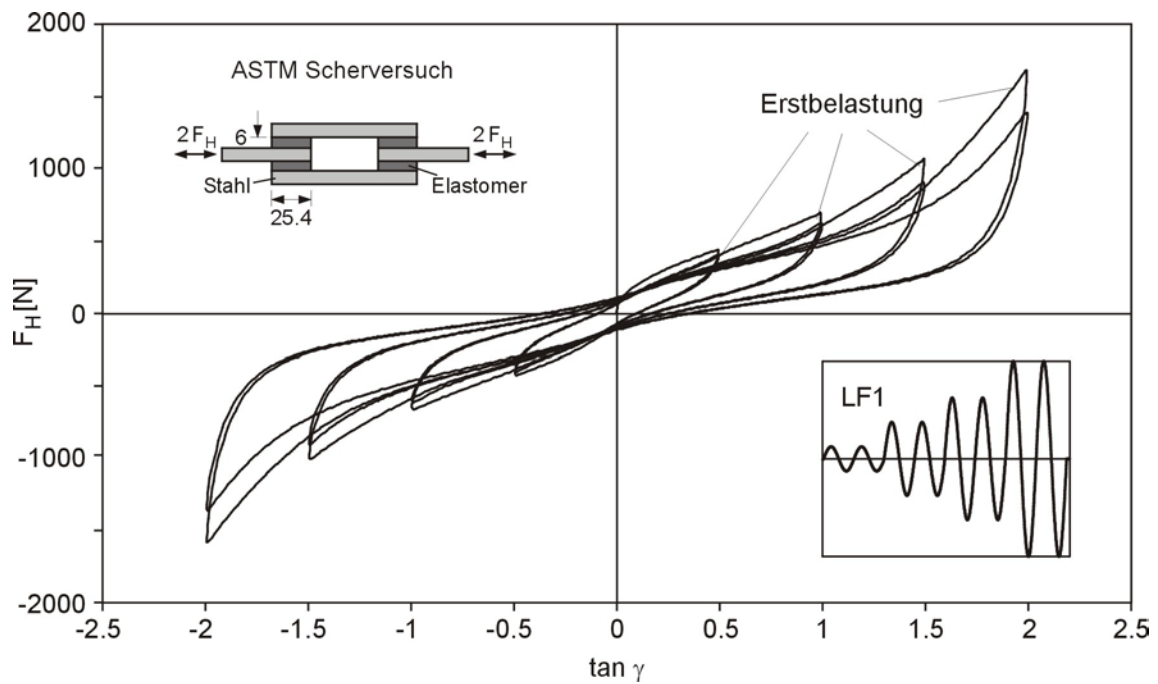


Bild 5-27 ASTM-Scherversuch an einer unvorbelasteten Probe ohne Querpressung, Lastfunktion LF1 mit 2 Zyklen pro Amplitude, $f = 0.1\text{Hz}$

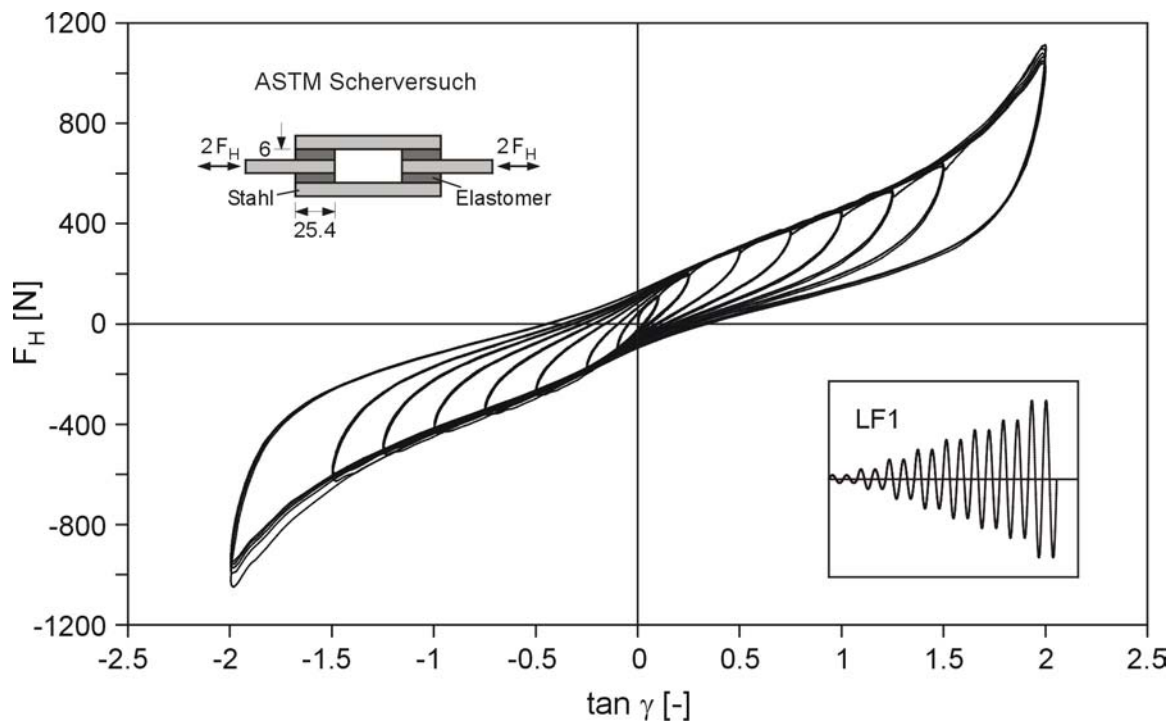


Bild 5-28 ASTM-Scherversuch an einer eingefahrenen Probe ohne Querpressung, Lastfunktion LF1 mit 5 Zyklen pro Amplitude, $f = 0.1\text{Hz}$

Eigene Versuche an eingefahrenen Materialproben haben gezeigt, dass die jeweilige Lastfunktion einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Kraft-Verformungskurve hat. Für die beiden in Bild 5-2 dargestellten Lastfunktion LF1 und LF2 wurden nahezu die gleichen Kraft-Verformungskurven gemessen.

Um reproduzierbare und vergleichbare Materialeigenschaften zu erzielen, sollte die Probe daher mehrmals bis zur maximalen Verformungsamplitude belastet werden. Dadurch wird eine Orientierung der Molekülketten in Belastungsrichtung erreicht, wodurch sich einigermaßen konstante Materialeigenschaften, wie in Bild 5-28 an der eingefahrenen Materialprobe gezeigt, gewährleisten lassen.

Formfaktor

Der in Bild 5-29 dargestellte Formfaktor S_F ist eine geometrische Größe die das Verhältnis der gedrückten Oberfläche zur freien Oberfläche ausdrückt. Er hat bei Elastomerbauteilen einen starken Einfluss auf die vertikale und horizontale Steifigkeit und die Materialdämpfung. Der Einfluss auf die genannten Eigenschaften nimmt bei einem kleiner werdenden Formfaktor zu.

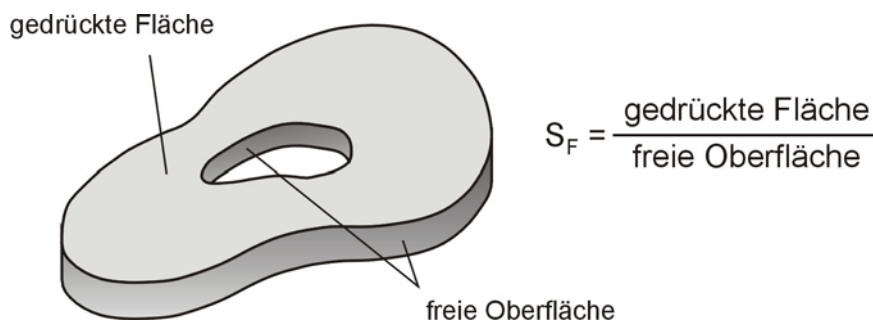


Bild 5-29 Definition des Formfaktors S_F

Am Beispiel von zwei ASTM-Scherversuchen mit dem Formfaktor $S_F = 1$ ist der Einfluss der Querpressung auf die Steifigkeit und die Materialdämpfung in Bild 5-30 dargestellt.

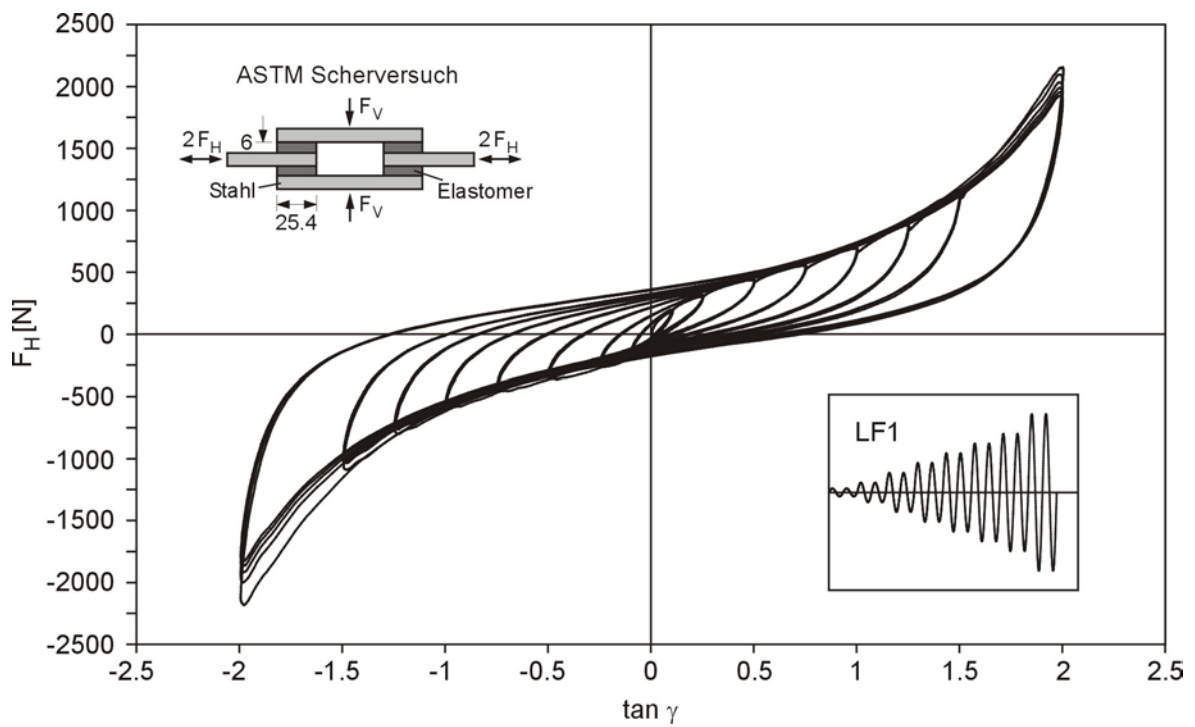
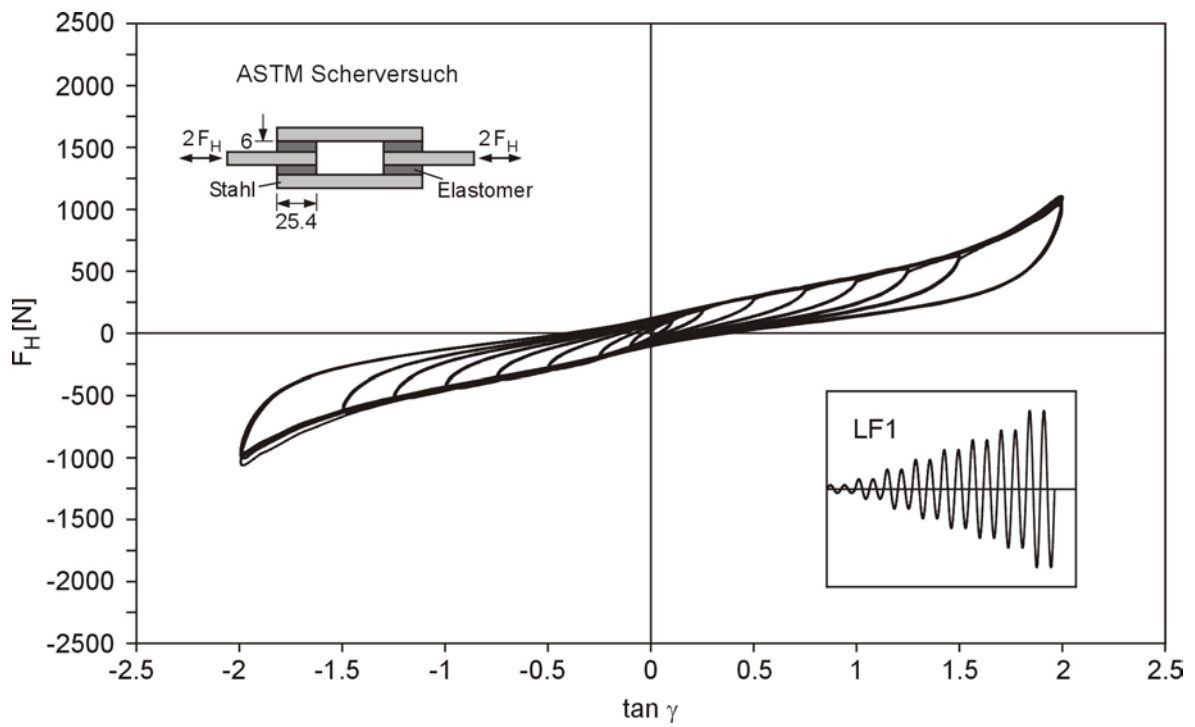


Bild 5-30 ASTM-Scherversuche ohne Querpressung (oben) und mit Querpressung von 2 MPa (unten), Lastfunktion LF1 mit 5 Zyklen pro Amplitude, $f = 0.5 \text{ Hz}$, Formfaktor $S_F = 1$

Bei einer Querpressung der Materialproben von 2 MPa kam es zu seitlichen wulstartigen Ausquetschungen. Dieses bekannte Phänomen und die Größe des Wulstes ist abhängig vom Formfaktor. Die Zunahme der Steifigkeit und der Materialdämpfung im Vergleich zu der Probe ohne Querpressung lässt sich durch Betrachtung der Materialstruktur auf Molekularebene deuten.

Wird die Probe durch eine Querpressung belastet, so lässt sich der aufgebrachte Verformungs- und Spannungszustand additiv in einen deviatorischen und hydrostatischen Anteil entkoppeln. Durch die senkrecht zur Belastungsrichtung aufgebrachten allseitigen Scherdehnungen erfolgt eine sternförmige Orientierung der Molekülketten und durch die volumetrische Verformung verringern sich geringfügig deren Abstände in der netzartigen Struktur. In Anbetracht des nahezu inkompressiblen Materialverhaltens kann der Einfluss der volumetrischen Verformung vernachlässigt werden, so dass es bei einer anschließenden Scherverformung der Probe einerseits durch die quer zur Verformungsrichtung orientierten Molekülketten und andererseits durch deren eingeschränkte Umlagerungsmöglichkeiten zu einer Festigkeitssteigerung kommt. Durch die genannte Veränderung der inneren Materialstruktur erhöht sich zudem die innere Reibung bei der Verformung, was zu einer Erhöhung der Entropie und damit zu einer Erhöhung der Materialdämpfung führt.

Betrachtet man das Verformungsverhalten einer Materialprobe mit hohem Formfaktor, so erfolgt durch die Querpressung nur noch eine geringfügige Veränderung der inneren Materialstruktur, so dass deren Einfluss auf die Steifigkeit und die Materialdämpfung geringer wird. Um dieses Materialverhalten zu untersuchen, wurden im Rahmen des Brite-EuRam II - Forschungsprojektes Scherverversuche an bewehrten Elastomerlagern $\varnothing 240\text{mm}$ durchgeführt. Die Lager hatten eine Gesamtelastomerdicke von $T_R = 52.8\text{ mm}$ und wiesen einen Formfaktor von $S_F = 12$ auf [59], [60]. Die in Bild 5-7 gezeigte unverankerte Lagerkonstruktion bestand aus 11 Elastomerschichten mit einer Dicke von $t_r = 4.8\text{ mm}$ und 10 Stahlblechen aus St 52 mit einer Blechdicke von $t_s = 2.0\text{ mm}$. Den Lagerabschluss bildeten jeweils 2 Stahlplatten mit einer Dicke von 15 mm. Aus der Schichtdicke t_r einer Elastomerschicht und dem Durchmesser des Lagers berechnet sich der Formfaktor $S_F = 12$.

Das unverankerte Lager wurde bei variierenden Querpressungen von $p = 0, 5, 10, 15$ und 20 N/mm^2 durch eine Scherverformung bis zum Bruchversagen beansprucht. Das Verformungsverhalten bis zu einer Scherverformung von $\tan \gamma = 2.5$ ist in Bild 5-31 dargestellt.

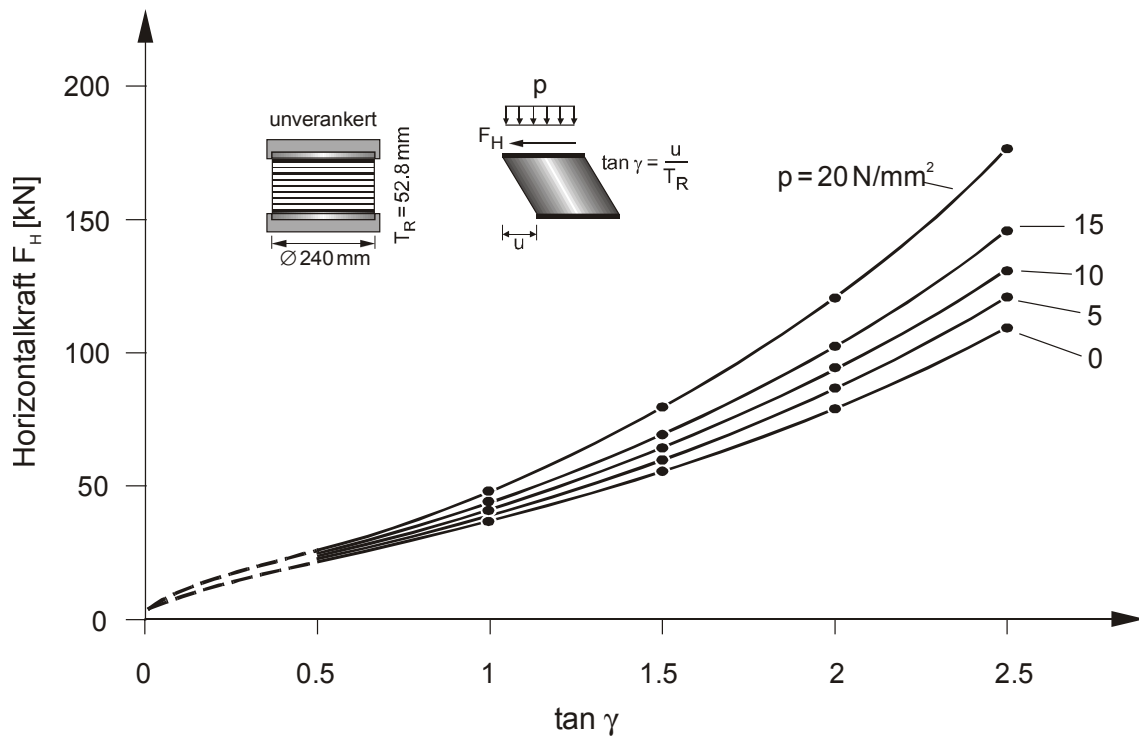


Bild 5-31 Lager $\varnothing 240 \text{ mm}$, $T_R = 52.8 \text{ mm}$, Formfaktor $S_F = 12$, Verformungsverhalten bei monotoner Scherverformung und bei variierender Querpressung von $p = 0, 5, 10, 15$ und 20 N/mm^2

Wie in Bild 5-31 gezeigt, hat die Querpressung bei hohen Formfaktoren einen geringen Einfluss auf die Steifigkeit. Dies gilt insbesondere für den hier interessierenden Gebrauchszustand, mit Querpressungen im Bereich von $p = 5 - 15 \text{ N/mm}^2$ und für eine Lagerverformung bis $\tan \gamma = 2$.

Die in Abschnitt 5.1 vorgestellten optimierten Lager $\varnothing 250 \text{ mm}$ mit einer Gesamtelastomerdicke von $T_R = 60 \text{ mm}$ wiesen einen Formfaktor von $S_F = 24$ auf. Der Einfluss der Querpressung auf die horizontale Steifigkeit im Gebrauchszustand ist dort somit sehr gering.

Schließlich sei noch erwähnt, dass bei zunehmendem Formfaktor die vertikale Steifigkeit der Lager anwächst, was in Hinblick auf die Gebrauchstauglichkeit der Lager eine günstige Wirkung hat. Da bei der Basisisolierung von Bauwerken die Elastomerlager in der Regel zwischen der Fundamentplatte und einem mit dem Tragwerk verbundenen steifen Trägerrost eingebaut werden, kann es bei variierenden Lagerpressungen und bei einem kleinen Lagerformfaktor zu unterschiedlichen Relativsetzungen zwischen dem steifen Trägerrost und der Fundamentplatte kommen, was schließlich zu Zwangsbeanspruchungen und Schäden am Tragwerk führen kann. Diese können durch die Verwendung von Lagern mit hohen Formfaktoren weitgehend vermieden werden.

Einfluss der Dehnrates

Elastomere zeigen eine starke Änderung der Steifigkeit bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten resp. Dehnraten, wie sie bei Stoßbelastungen auftreten. Bei hohen Dehnraten erfolgt ein starker Anstieg der Steifigkeit. Das Material verhält sich nahezu elastisch und ähnelt dem bei tiefen Temperaturen, die kleiner als die in Bild 5-22 dargestellte Glasübergangstemperatur T_g sind. Durch das nahezu elastische Materialverhalten ist zudem die Materialdämpfung sehr gering.

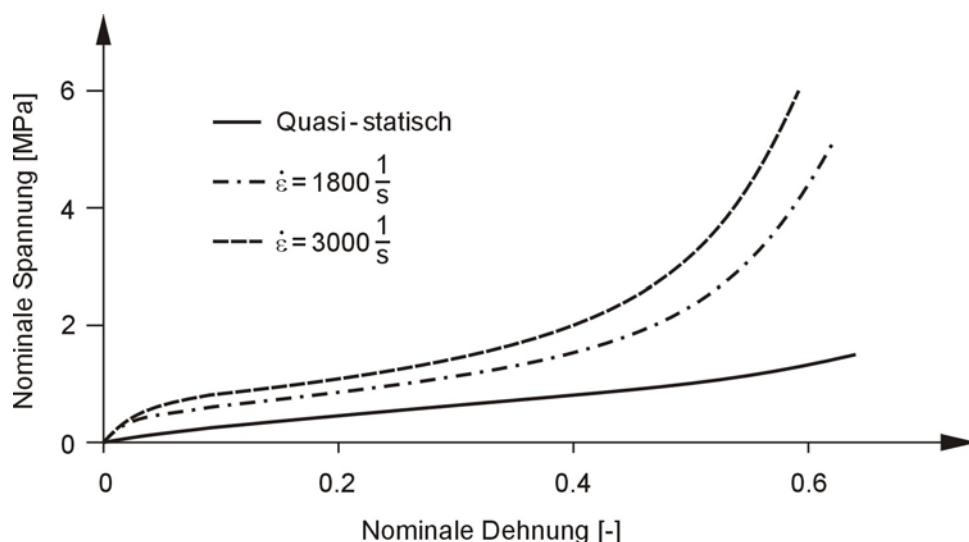


Bild 5-32 Einfluss der Dehnrates auf das Materialverhalten von Elastomeren [153]

In Bild 5-32 sind beispielhaft die an einer 2 mm dicken Elastomerscheibe ermittelten Spannungs-Dehnungsbeziehungen aus einem modifizierten SHB-Versuch (Splitt-Hopkinson-Bar-SHB) dargestellt [153]. Die Versuchsergebnisse zeigen, dass bei hohen Dehnraten die Steifigkeit im Vergleich zu der quasi-statischen Belastung stark ansteigt. Dieser Anstieg tritt auf, wenn die zeitliche Dauer der molekularen Umlagerungen der Kettensegmente im Vergleich zur Dehnrade größer ist, wie dies in Bild 5-33 angedeutet ist.

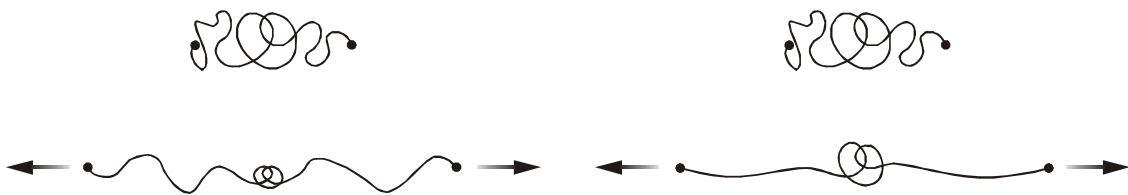


Bild 5-33 Molekülketten bei einer quasi-statischen Belastung (links) und bei einer Stoßbelastung (rechts) [84]

Für dynamische Belastungen mit kleinen Dehnraten, wie sie zum Beispiel im Fall einer dynamischen Beanspruchungen durch Erdbeben ($10^{-3} \leq \dot{\epsilon} \leq 10^0$) auftreten, hat dieser Effekt allerdings kaum einen Einfluss auf das Materialverhalten und kann vernachlässigt werden. Dies wurde durch eigene Versuche an ASTM-Scherproben experimentell nachgewiesen. Die Proben wurden mit den in Bild 5-2 dargestellten Lastfunktionen LF1 und LF2 und den Belastungsfrequenzen von $f = 0.1, 0.5, 0.7, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ und 3.0 Hz beansprucht. Bei den gemessenen Kraft-Verformungskurven zeigte sich kein nennenswerter Unterschied, so dass der Einfluss der Dehnrade in den weiteren Betrachtungen vernachlässigt werden kann.

6 Verifikation und Erweiterung des Stoffgesetzes nach SIMO-TAYLOR

Für die rechnerische Abbildung des hochgradig nichtlinearen Verformungsverhaltens von Elastomeren sind für die jeweilige Problemstellung eine Vielzahl von Stoffgesetzformulierungen entwickelt worden. Diese basieren vorwiegend auf einem erweiterten hyper-elastischen Materialmodell nach OGDEN [107], [108]. Der große Vorteil bei der Formulierung nach OGDEN besteht in der Identifizierung der Stoffparameter, die anhand von speziellen Versuchen, die ausgezeichnete Verformungs- und Spannungszustände aufweisen, kalibriert werden können. Wie zum Beispiel in der Arbeit von JOHANNKNECHT [84] gezeigt, sind zur Kalibrierung der Materialparameter uniaxiale, equibiaxiale und volumetrische Versuche kombiniert mit Scherversuchen durchzuführen. Werden die Stoffparameter nur aus einem der genannten Versuche ermittelt, so zeigen die Berechnungen erhebliche Abweichungen bei stark differierenden Verformungszuständen. Da hyper-elastische Formulierungen generell nur einen eindeutigen belastungspfadunabhängigen Zusammenhang zwischen dem Spannungs- und Dehnungszustand herstellen, müssen sie für die Abbildung des visko-elastischen resp. hysteretischen Materialverhaltens von Elastomeren bei zyklischer Beanspruchung erweitert werden.

Dies kann zum Beispiel durch eine formale Erweiterung mit einem visko-elastischen Ansatz realisiert werden. Derartige Formulierungen werden als hyper-visko-elastische Stoffgesetze bezeichnet. Für die Kalibrierung der zahlreichen Stoffparameter sind jedoch weitere Relaxations- bzw. Kriechversuche notwendig. Für eine Erläuterung zur prinzipiellen Vorgehensweise bei der Ermittlung der Stoffparameter wird auf die Literatur [1], [84] verwiesen. Neuere Entwicklungen von hyper-elastischen Stoffgesetzen mit Schädigung beinhalten die Formulierung von kontinuierlichen und diskontinuierlichen Schädigungsfunktionen, mit denen sich das hysteretische Materialverhalten näherungsweise abbilden lässt. Eine ausführliche Darstellung und Diskussion der Leistungsfähigkeit erweiterter hyper-elastischer und hyper-visko-elastische Formulierungen mit zahlreichen Anwendungsbeispielen findet sich in [45].

Zur Abbildung des nichtlinearen visko-elastischen Materialverhaltens von Elastomeren bei zyklischer Beanspruchung eignet sich im Besonderen das Stoffgesetz nach SIMO-TAYLOR [129] für finite Deformationen, welches in dieser Arbeit zur Anwendung kommt. Dieses beinhaltet eine visko-elastische Formulierung zur Abbildung der Spannungsrelaxation resp. des hysteretischen Materialverhaltens und eine Schädigungsformulierung zur Abbildung des 'strain-softening' bei zunehmender Scherdehnung. Das Stoffgesetz wurde im Rahmen des europäischen Forschungsprojektes 'Brite-EuRam II' von SCHMIDT-HURTIENNE [117] über eine Schnittstelle in den FE-Code ABAQUS [2] implementiert. Der für die numerische Integration der konstitutiven Gleichung nach SIMO-TAYLOR aufbereitete rekursive und linearisierte Algorithmus basiert auf einer Veröffentlichung von KIM, GUPTA und MARCHERTAS [92]. Auf eine formale Herleitung des implementierten Stoffgesetzes wird im Rahmen dieser Arbeit verzichtet. Für eine ausführliche Darstellung wird auf den unter Mitarbeit des Verfassers veröffentlichten Forschungsbericht von EIBL et al. [57] und auf die Veröffentlichungen von SCHMIDT-HURTIENNE [117] und EIBL [51], [52] verwiesen.

Um die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes zu untersuchen, wurden zunächst eigene verifizierende Berechnungen anhand der in Abschnitt 5.1 vorgestellten ASTM-Scherversuche durchgeführt. Wie nachfolgend aufgezeigt wird, lässt sich mit der Formulierung nach SIMO-TAYLOR und einer entsprechenden Kalibrierung der Stoffparameter das nichtlineare hysteretische Materialverhalten für ansteigende monofrequente Beanspruchungen bis zur einer Scherdehnung von $\tan\gamma=1$ prinzipiell abbilden.

Bei weitergehenden Untersuchungen zeigte sich jedoch, dass die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes in seiner ursprünglichen Form zur Abbildung des Materialverhaltens bei zyklischen Scherdehnungen $\tan\gamma>1$ und für dynamische Beanspruchungen nicht ausreichend ist. Um diese Mängel zu beseitigen, wurde eine Erweiterung der Formulierung notwendig.

Diese Erweiterung beinhaltet die Einführung einer von SCHMIDT-HURTIERNE [117] definierten Versteifungsfunktion, einer eigenen Relaxationszeitfunktion in Abhängigkeit von der Dehnrage und einer eigenen modifizierten Geschichtsfunktion für die Schädigung, die nachfolgend diskutiert werden sollen.

Die in Abschnitt 5 diskutierte Abhängigkeit des Materialverhaltens von der Temperatur und der Erstverformung ist nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die numerischen Simulationen orientierten sich an Versuchsergebnissen, die bei konstanter Raumtemperatur und mit 'eingefahrenen' resp. vorbelasteten ASTM-Scherproben und Elastomerlagern ermittelt wurden.

6.1 Verifizierung des Stoffgesetzes

Zunächst sollen die wichtigsten Zusammenhänge der Formulierung des verwendeten Stoffgesetzes in knapper Form erläutert werden. Für eine ausführliche Darstellung der kontinuumsmechanischen Zusammenhänge wird auf die Veröffentlichungen [16], [102], [64], [98], [140], [36] verwiesen. Die Formulierung der Kinematik erfolgt in LAGRANGEScher Schreibweise. Da Elastomere nahezu inkompressibel sind, erfolgt eine zweckmäßige Entkopplung der Kinematik in einen volumetrischen und isochoren Anteil. Diese Entkopplung basiert auf der multiplikativen Zerlegung des Deformationsgradienten \mathbf{F} [66]. Sie lautet

$$\mathbf{F} = J^{\frac{1}{3}} \bar{\mathbf{F}} \quad (6.1)$$

mit der JACOBIschen Determinante J . Der Deformationsgradient ist somit in einen volumetrischen Anteil $J^{\frac{1}{3}} \mathbf{1}$ und in einen isochoren Anteil $\bar{\mathbf{F}}$ aufgespalten. Für eine isochore Deformation ergibt sich $\det \bar{\mathbf{F}} \equiv 1$.

Mit der additiven Aufspaltung der Deformation ergeben sich der deviatorische rechte CAUCHY-GREEN-Tensor $\bar{\mathbf{C}}$ und der deviatorische LAGRANGESche Verzerrungstensor $\bar{\mathbf{E}}$ zu

$$\bar{\mathbf{C}} = J^{-\frac{2}{3}} \mathbf{C} = \bar{\mathbf{F}}^T \cdot \bar{\mathbf{F}} \quad ; \quad \bar{\mathbf{E}} = \frac{1}{2}(\bar{\mathbf{C}} - \mathbf{1}) \quad (6.2)$$

Das finite Stoffgesetz nach SIMO-TAYLOR [129], [131], [132] wurde für die Implementierung in einen Finite-Elemente-Code von KIM, GUPTA und MARCHERTAS [92] aufbereitet und in die äquivalente Form

$$\boldsymbol{\sigma}(t) = \underbrace{K^0 \ln J \mathbf{1}}_{\text{linearer volumetrischer Anteil}} + \underbrace{\int_0^t \mu(t-\tau) \frac{d}{d\tau} g(\varphi_D, \tau) \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau) d\tau}_{\text{nichtlinearer deviatorischer Anteil}} \quad (6.3)$$

mit der Schädigungsfunktion $g(\varphi_D, t)$, der Relaxationsfunktion $\mu(t)$ und dem volumetrischen Anteil $p^0(J) = K^0 \ln J$ überführt. Das deviatorische visko-elastische Materialverhalten wird mit der Relaxationsfunktion

$$\mu(t) = \left[G^0 + (G^0 - G^\infty) e^{-\frac{t}{\nu}} \right] \quad ; \quad \nu \in [0, \infty) \quad (6.4)$$

beschrieben, die sich aus dem in Bild 6-1 dargestellten rheologischen Modell eines 'Standard-Linear-Solid' mit der Viskosität η , der Relaxationszeit $\nu = \eta / (G^1 + G^0)$ und den Schubmoduln G^0 und $G^\infty = G^0 / (G^0 + G^1)$ ableitet [143].

Das finite visko-elastische Stoffgesetz mit Schädigung nach Gleichung (6.3) beinhaltet drei Stoffkennwerte, den elastischen Kompressionsmodul K^0 und die Schubmoduln G^0 und G^∞ , die sich aus experimentellen Versuchen bestimmen lassen.

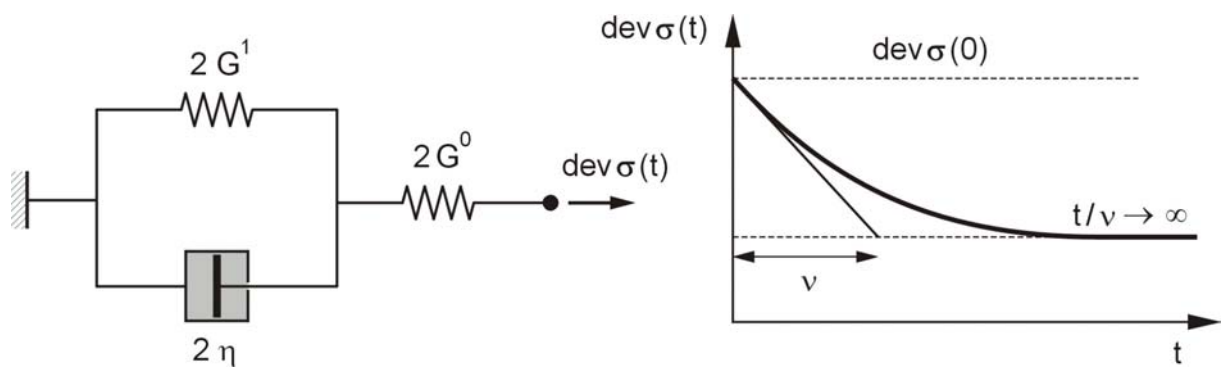


Bild 6-1 Rheologisches Modell 'Standard-Linear-Solid' und deviatorischer viskoelastischer Spannungsabfall

Der Schubmodul G^∞ definiert die deviatorische Steifigkeit, wenn das Material vollständig von seiner elastischen Anfangssteifigkeit G^0 auf seinen Endwert relaxiert ist, resp. für $t/v \rightarrow \infty$ im thermodynamischen Gleichgewicht steht. Für $G^\infty = G^0$ erhält man elastisches nichtdissipatives Materialverhalten. Mit $G^\infty = 0$ wird das Materialverhalten einer viskosen Flüssigkeit abgebildet. Bei visko-elastischem Materialverhalten gilt somit für den Stoffkennwert $0 < G^\infty < G^0$. Den zeitlichen Verlauf der Relaxation beschreibt der Stoffparameter v , der als charakteristische Relaxationszeit definiert ist. Je kleiner der Stoffparameter v gewählt wird, desto schneller erfolgt der Spannungsabfall.

Für die Berechnung einer kontinuierlichen Deformationsgeschichte werden nach dem Prinzip der linearen Visko-Elastizität die einzelnen Spannungsantworten linear überlagert. Jede neu aufgebrachte Teildeformation trägt zur Enddeformation bei, so dass sich die Enddeformation durch die algebraische Summe der Teildeformationen nach dem BOLTZMANNschen Superpositionsprinzip ergibt. Dies führt auf die Konvolutionsintegralformulierung nach Gleichung (6.3).

Wie in Abschnitt 5 erläutert, erfolgt bei zunehmender Verformung von Elastomeren eine sukzessive, innere Zerstörung struktureller Bindungen und eine Neuorientierung der Molekülketten. Die damit verbundene Änderung der Materialstruktur lässt sich formal im Rahmen der in Abschnitt 3.3 diskutierten, klassischen Schädigungstheorie beschreiben.

Die Formulierung der Schädigung $g(\varphi_D, t)$ basiert nach SIMO-TAYLOR [131], [132] auf einer linear-elastischen und schädigungsfreien, volumetrischen Verformung und einer nichtlinearen deviatorischen Steifigkeitsreduktion des Materials infolge Schädigung mit isotropen Materialeigenschaften im Ausgangs- wie im geschädigten Zustand. Die skalare Schädigungsfunktion mit verzerrungsgestützter Schädigung lautet

$$D := g(\varphi_D, t) := \left[\beta + (1-\beta) \frac{1 - e^{-\varphi_D/\alpha}}{\varphi_D/\alpha} \right] ; \quad \beta \in [0,1] ; \quad \alpha \in [0, \infty) \quad (6.5)$$

Die interne Schädigungsvariable $\varphi_D(t)$ ist als Funktion der EUKLIDischen Norm des isochoren rechten CAUCHY-GREEN-Tensors $\|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ definiert zu

$$\varphi_D(t) := \max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\| ; \quad \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\| = \sqrt{\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau) : \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}]^T(\tau)} \quad (6.6)$$

Die Entwicklung der Schädigung nach Gleichung (6.5) ist durch die zwei Stoffparameter α und β parametrisiert. Sie nähert sich bei wachsender Norm resp. bei großen deviatorischen Verformungen asymptotisch dem Grenzwert β . Während der Parameter β den Grenzwert für die Schädigung festlegt, beschreibt der Parameter α deren Verlauf.

Die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes soll nachfolgend schrittweise anhand durchgeführter numerischer Simulationen aufgezeigt werden. Die Berechnungen beziehen sich auf die in Abschnitt 5.1 vorgestellten ASTM-Scherversuche ohne Querpressung. Die Diskretisierung der ASTM-Scherprobe erfolgte mit 20-Knoten-3 D Elementen mit quadratischem Verschiebungsansatz (C3D20-Elemente) für die Stahlteile und hybriden Elementen (C3D20H-Elemente) für das Elastomer. Für genauere Angaben zu denen im FE-Code ABAQUS implementierten Elementtypen wird auf [2] und [3] verwiesen. Das Materialverhalten der Stahlteile wurde als linear-elastisch vorausgesetzt, da keine plastischen Verformungen bei den Versuchen auftraten. Für den Stahl wurde ein Elastizitätsmodul von $E = 210000 \text{ MPa}$ mit der Querdehnzahl $\nu = 0.3$ angesetzt. Die Berechnungen erfolgten für die in Bild 5-2 definierten Sinuslastfunktionen LF1 und LF2 für 2 Zyklen pro Belastungsamplitude.

In Bild 6-2 (oben) ist das diskretisierte FE-Modell und eine verformte ASTM-Scherprobe bei $\tan\gamma = 2$ dargestellt. Das verformte FE-Modell bei einer Scherverformung von $\tan\gamma = \pm 2$ ist in Bild 6-2 (unten) gezeigt.

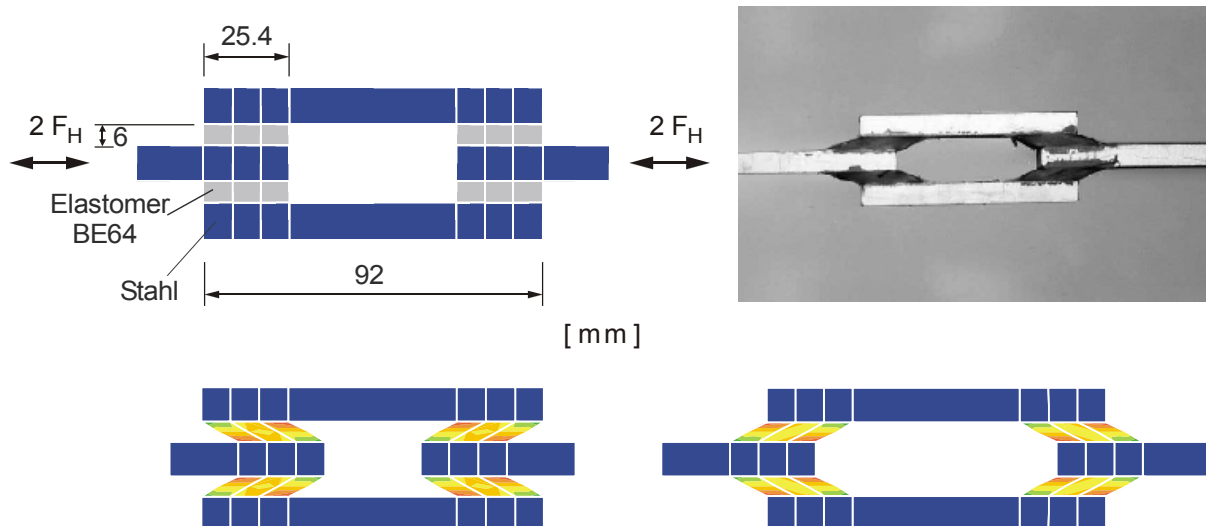


Bild 6-2 FE-Modell und verformte ASTM-Scherprobe bei $\tan\gamma = 2$ (oben), verformtes FE-Modell bei $\tan\gamma = \pm 2$ (unten)

Für die Ermittlung der Eingabewerte für das Stoffgesetz nach Gleichung (6.3) war ein schrittweises Vorgehen notwendig. Nach der Ermittlung der Stoffkennwerte für die Schubmoduln G^0 und G^∞ musste zuerst die Relaxationszeit ν kalibriert werden. Für diese Berechnungen wurde der Einfluss der Schädigung zunächst nicht berücksichtigt, so dass für den Schädigungsparameter der Wert $\beta=1$ angesetzt wurde. Dies entspricht der Formulierung für linear visko-elastisches Materialverhalten. In Bild 6-3 ist die Berechnung eines ASTM-Scherprobe mit den Eingabeparametern $G^0=3.0\text{MPa}$, $G^\infty=1.1\text{MPa}$, $\nu=0.5$ und $\beta=1$ für die Lastfunktion LF1 und die Belastungsfrequenz von $f=0.1\text{Hz}$ gezeigt. Die Kraft-Verformungskurve des entsprechenden ASTM-Scherversuchs ist in der Darstellung der Berechnungsergebnisse in Grau hinterlegt.

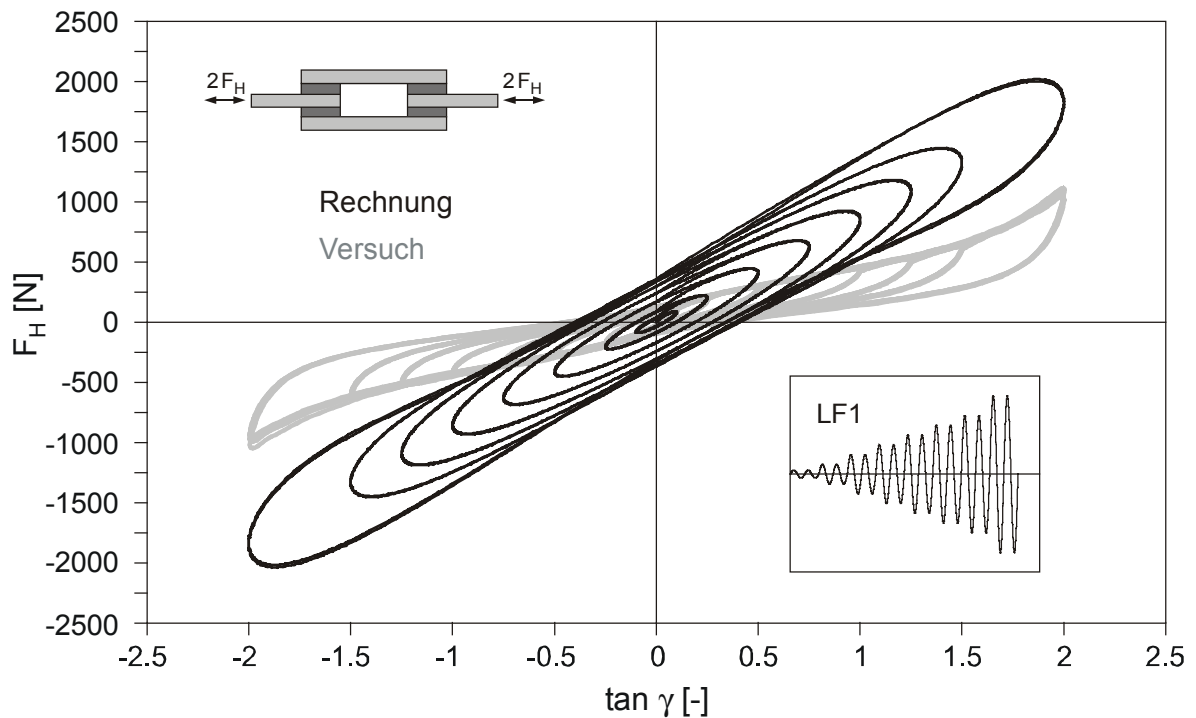


Bild 6-3 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.1\text{Hz}$

Eingabewerte: $G^0=3.0\text{MPa}$, $G^\infty=1.1\text{MPa}$, $\nu=0.5$ und $\beta=1$

Die berechnete Kraft-Verformungskurve in Bild 6-3 zeigt das charakteristische hysteretische Verhalten für linear visko-elastische Stoffgesetzformulierungen, mit einem nahezu linearen Anstieg der deviatorischen Sekantensteifigkeit.

Zur Abbildung des in Abschnitt 5.4 diskutierten 'strain-softening' bei zunehmender Scherdehnungsamplitude, wurde anschließend die verzerrungsgestützte Schädigungsfunktion nach Gleichung (6.5) eingeführt. Die Eingabewerte für das Stoffgesetz nach Gleichung (6.3) sind nachfolgend in Tabelle 6.1 angegeben. Die Größe des elastischen Kompressionsmoduls K^0 basiert auf Ergebnissen aus volumetrischen Kompressionsversuchen [61].

K^0 [MPa]	G^0 [MPa]	G^∞ [MPa]	ν [-]	α [-]	β [-]
2550	3.0	1.1	0.5	0.1	0.3

Tabelle 6.1 Eingabewerte für die Berechnung der ASTM-Scherversuche (ohne Querpressung) nach Gleichung (6.3)

In Bild 6-4 ist die Berechnung eines ASTM-Scherversuchs mit den Eingabewerten nach Tabelle 6.1 gezeigt.

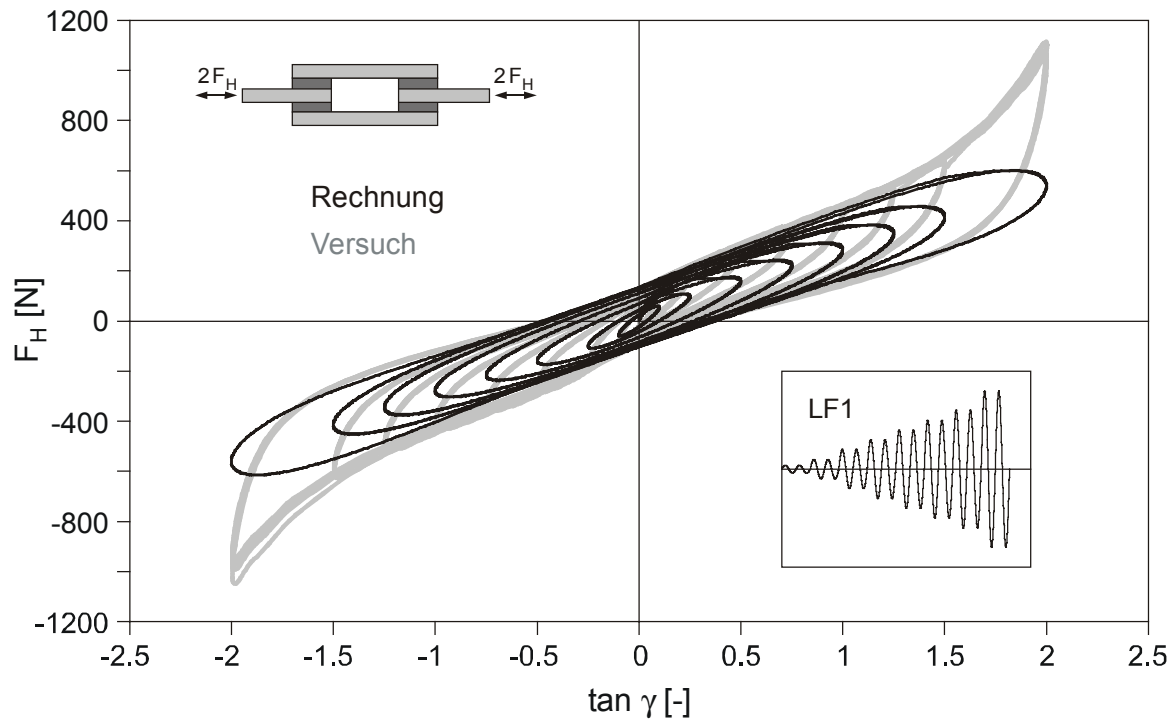


Bild 6-4 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.1\text{Hz}$

Die Berechnung in Bild 6-4 zeigt, dass sich die verzerrungsabhängige Erweichung des Elastomers mit der in Gleichung (6.5) eingeführten Schädigungsfunktion im Bereich kleiner Scherdehnungen gut abbilden lässt. Die bei großen Scherdehnungen auftretende Versteifung des Elastomers konnte jedoch mit dem Stoffgesetz nach SIMO-TAYLOR nicht abgebildet werden. Des Weiteren zeigt die Berechnung infolge der konstant gehaltenen Relaxationszeit ν eine von den Versuchsergebnissen stark abweichende elliptische Form der Hysteresen.

Betrachtet man eine gleichmäßige sinusförmige Beanspruchung, so nimmt die Dehnrage beim Erreichen der maximalen Scherdehnungsamplitude stetig ab. Infolgedessen ist der berechnete viskose Spannungsabfall durch die konstante Relaxationszeit ν in diesem Bereich zu groß, wodurch die elliptische Form der Hysteresen entsteht.

Da zudem die Sekantensteifigkeit und der Inhalt der Hysteresen mit wachsender Scherdehnungsamplitude nahezu linear visko-elastische Eigenschaften zeigen, erhält man eine nahezu gleichbleibende Materialdämpfung über den gesamten Verformungsbereich, die ebenfalls im Gegensatz zu den Versuchsergebnissen steht. Um die festgestellten und diskutierten Mängel der Stoffgesetzformulierung nach SIMO-TAYLOR zu beseitigen, wurde eine Erweiterung des Stoffgesetzes notwendig, die nachfolgend diskutiert werden soll.

6.2 Erweiterung des Stoffgesetzes

Versteifungsfunktion

Um die in Abschnitt 5.4 diskutierte Zunahme der deviatorischen Steifigkeit bei großen Scherdehnungen abzubilden, wurde von SCHMIDT-HURTIENNE [117], [57] eine verzerrungsgestützte Versteifungsfunktion eingeführt. Sie lautet

$$H := h(\kappa, t) = \delta \cdot \kappa + 1 \quad ; \quad \delta \in [0, \infty) \quad (6.7)$$

mit der quadrierten EUKLIDischen Norm des rechten CAUCHY-GREEN-Tensors $\|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|^2 = \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau) : \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}]^\top(\tau)$ als interne Variable

$$\kappa(t) = \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](t)\|^2 \quad (6.8)$$

und dem Stoffparameter $\delta \in [0, \infty)$. Mit Einführung der Versteifungsfunktion nach Gleichung (6.7) lässt sich zunächst die konstitutive Beziehung nach Gleichung (6.3) in der erweiterten Form anschreiben.

$$\boldsymbol{\sigma}(t) = K^0 \ln J \mathbf{1} + \int_0^t \mu(t-\tau) \frac{d}{d\tau} g(\varphi_D, \tau) h(\kappa, \tau) \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau) d\tau \quad (6.9)$$

In Bild 6-5 ist die Berechnung eines ASTM-Scherversuchs mit dem um die Versteifungsfunktion erweiterten Stoffgesetz nach Gleichung (6.9) dargestellt. Die Eingabewerte für die Berechnung sind in Tabelle 6.2 aufgeführt.

K^0 [MPa]	G^0 [MPa]	G^∞ [MPa]	ν [-]	α [-]	β [-]	δ [-]
2550	3.0	1.1	0.5	0.1	0.3	0.02

Tabelle 6.2 Eingabewerte für die Berechnung der ASTM-Scherversuche (ohne Querpressung) nach Gleichung (6.9)

Wie die Berechnung in Bild 6-5 zeigt, kann durch die Erweiterung des Stoffgesetzes die Versteifung des Elastomers bei großen Scherdehnungsamplituden gut abgebildet werden. Die bereits beschriebene elliptische Form der Hysteresen, bedingt durch die konstant gehaltene Relaxationszeit ν , ändert sich jedoch nicht.

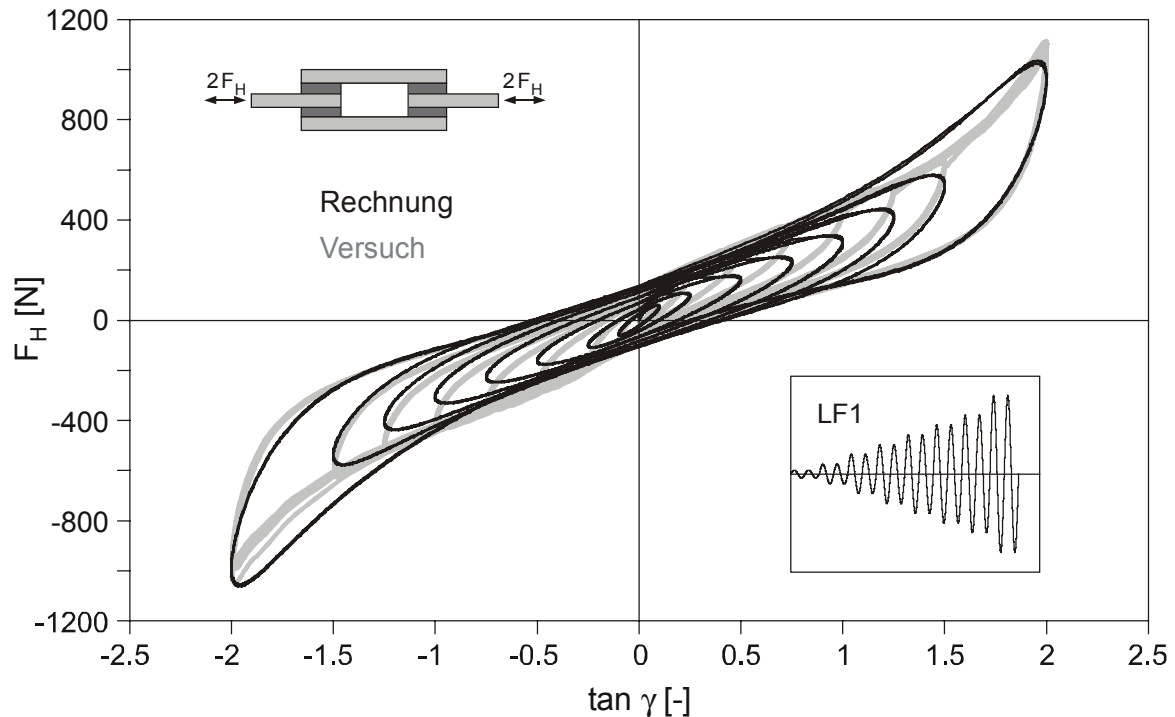


Bild 6-5 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.1\text{Hz}$

In Bild 6-6 ist der Funktionsgraph der Schädigungsfunktion nach Gleichung (6.5) und der Graph für die erweiterte Funktion $g(\varphi_D, t) \cdot h(\kappa, t)$ nach Gleichung (6.7) für einen normierten Schubmodul gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass die Schädigungsfunktion nach SIMO-TAYLOR bei monoton zunehmender Scherdehnung asymptotisch dem Grenzwert $\beta = 0.3$ zustrebt. Durch den Einfluss der Versteifungsfunktion $h(\kappa, t)$ nach SCHMIDT-HURTIENNE, die sich multiplikativ der Schädigungsfunktion überlagert, kommt es bei anwachsender Scherdehnung zu einem Anstieg der Steifigkeit. Um den Einfluss der Belastungsfrequenz auf das simulierte Verformungsverhalten zu untersuchen, wurde die ASTM-Scherprobe mit der gleichen Lastfunktion LF1, aber mit einer geänderten Belastungsfrequenz von $f = 0.7\text{Hz}$ beansprucht. Die Eingabewerte für das Stoffgesetz aus Tabelle 6.2 wurden beibehalten. Die berechnete Kraft-Verformungskurve ist in Bild 6-7 dargestellt.

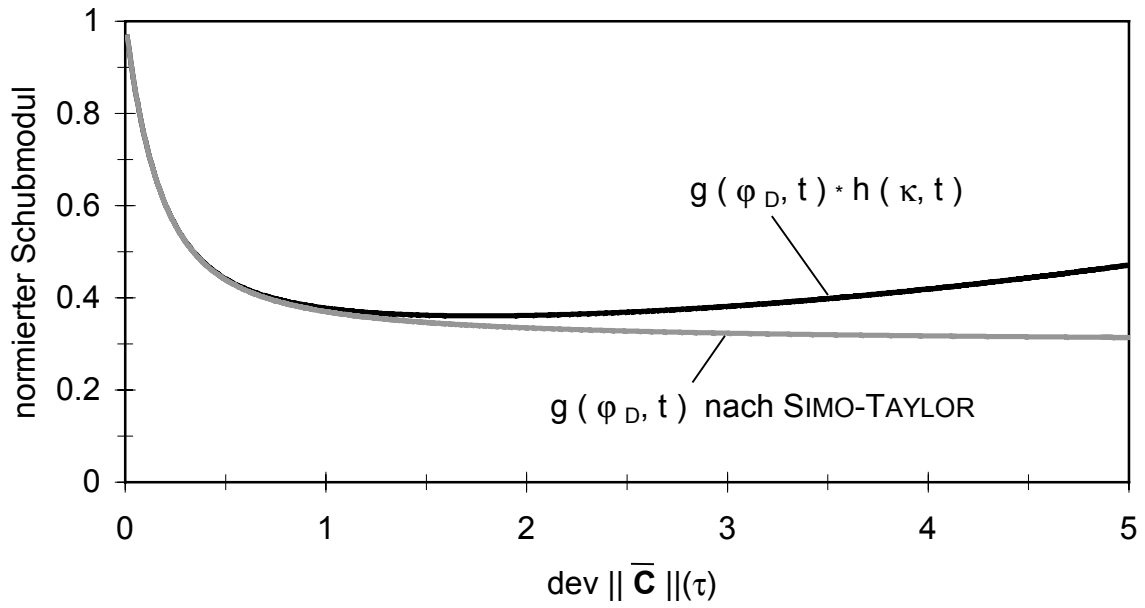


Bild 6-6 Schädigungs- und Versteifungsfunktion bei monotoner Scherdehnung

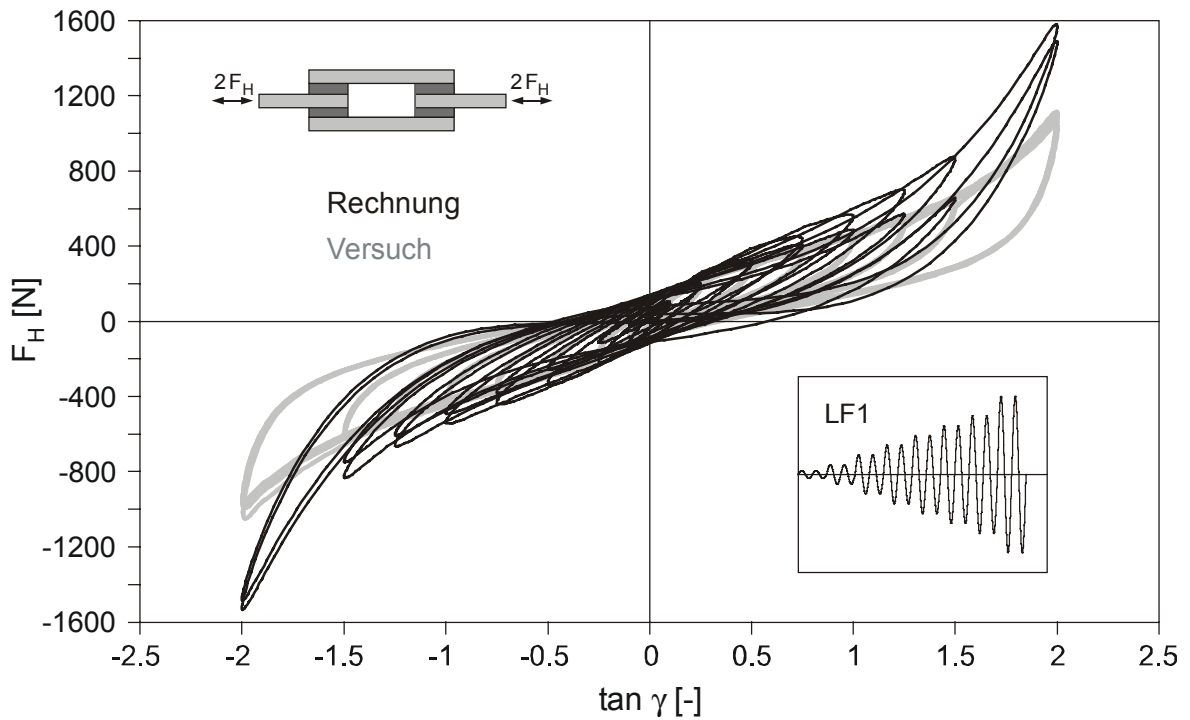


Bild 6-7 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.7 \text{ Hz}$, $\nu = 0.5$

Wie in Bild 6-7 gezeigt, kann durch die Änderung der Belastungsfrequenz die Kraft-Verformungskurve aus dem Versuch nicht abgebildet werden. Dies steht in Zusammenhang mit der konstant gehaltenen Relaxationszeit ν und zeigt das für visko-elastische Stoffgesetzformulierungen bekannte Phänomen der Abhängigkeit von der Dehnrates. Der geschichtsabhängige viskose Spannungsabfall bei der Erhöhung der Dehnrates resp. der Belastungsfrequenz von $f = 0.1\text{Hz}$ auf $f = 0.7\text{Hz}$ bei konstant gehaltener Relaxationszeit ν ist zu gering, so dass eine Zunahme der Steifigkeit mit einer gleichzeitigen Reduzierung der Materialdämpfung die Folge ist. Bei geringeren Belastungsfrequenzen als $f = 0.1\text{Hz}$ zeigt sich der gegenteilige Effekt.

Um den geschichtsabhängigen viskosen Spannungsabfall an die Belastungsfrequenz anzupassen, ist somit eine Änderung der Relaxationszeit ν erforderlich, durch deren Reduzierung eine Erhöhung des Spannungsabfall erfolgt. Für die in Bild 6-8 dargestellte Berechnung wurde daher, unter Beibehaltung der übrigen Eingabewerte nach Tabelle 6.2, die Relaxationszeit von $\nu = 0.5$ auf $\nu = 0.08$ reduziert. Durch diese notwendige Reduzierung konnte das Verformungsverhalten wieder näherungsweise abgebildet werden.

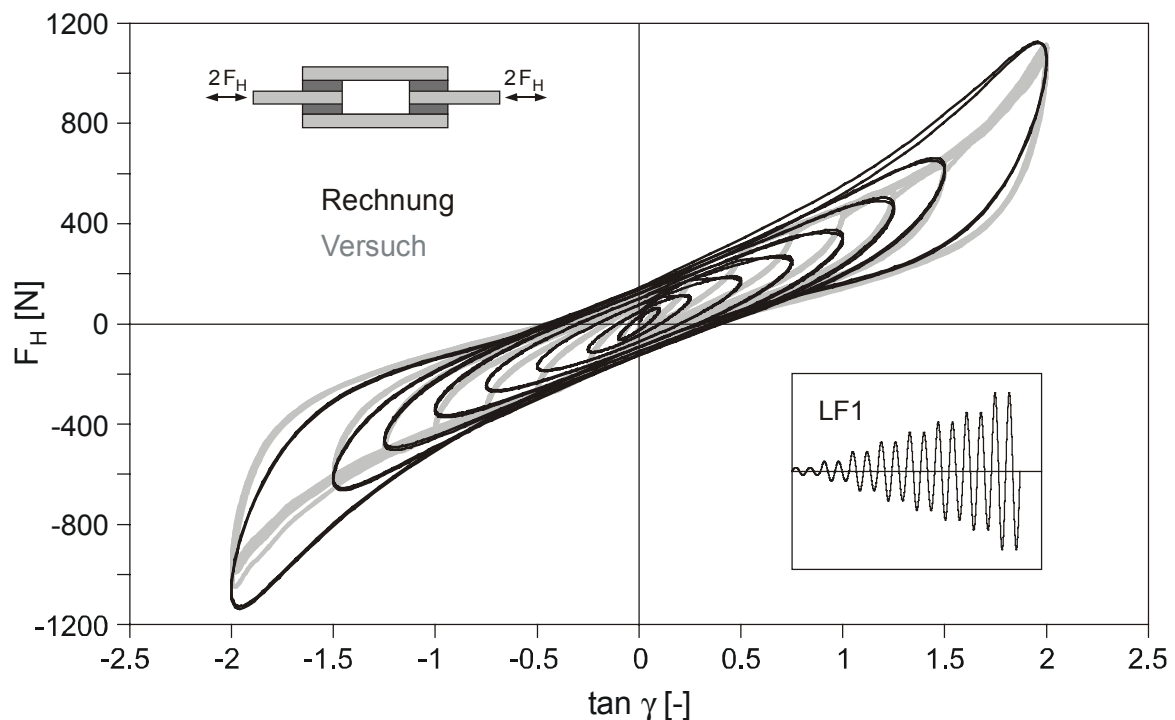


Bild 6-8 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.7\text{ Hz}$, $\nu = 0.08$

Die auszugsweise gezeigten Berechnungen von ASTM-Scherversuchen machen deutlich, dass die diskutierte Stoffgesetzformulierung durch die aufgezeigte Abhängigkeit von der Dehnrates für die dynamische Berechnung von bewehrten Elastomerlagern unter seismischer Beanspruchung nicht anwendbar ist. Nur bei dynamischen Belastungen, die in einem sehr engen Frequenzband liegen, ist die Annahme einer konstanten Relaxationszeit ν zu rechtfertigen.

Dehnratenabhängige Relaxationszeit

Um die aufgezeigten Einschränkungen des diskutierten Stoffgesetzes zu beseitigen, wurden umfangreiche Parameterstudien durchgeführt, um einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Relaxationszeit und der Dehnrates herzustellen. Als Dehnrates wurde in Anlehnung an die Definition der Schädigungs- und Versteifungsfunktion die Dehnrates der EUKLIDischen Norm des rechten CAUCHY-GREEN-Tensors $\phi(t) = \|\text{dev}[\dot{\mathbf{C}}](\tau)\| = \sqrt{\text{dev}[\dot{\mathbf{C}}](\tau) : \text{dev}[\dot{\mathbf{C}}]^T(\tau)}$ definiert. Durch die Auswertung der umfangreichen Parameterstudien konnten schließlich die Relaxationszeiten in Abhängigkeit von der definierten Dehnrates ermittelt werden. Eine anschließende potenzielle Regressionsanalyse führte auf eine von der definierten Dehnrates

$$\nu(\phi, t) := \zeta_1 \phi^{\zeta_2} \quad ; \quad \phi(t) = \|\text{dev}[\dot{\mathbf{C}}](\tau)\| \quad (6.10)$$

abhängige Relaxationszeitfunktion, mit den Stoffparametern $\zeta_1 = 0.6$ und $\zeta_2 = -0.9$. Anforderungen an die numerische Stabilität im Bereich der maximalen Scherdehnungsamplituden, insbesondere für den Fall $\phi(t) \rightarrow 0$, machten eine Einschränkung der Funktion im Intervall $\phi(t) \in [0.05, 50.0]$ erforderlich, die jedoch ohne nennenswerten Einfluss auf die Berechnungsergebnisse war. In Bild 6-9 ist der Funktionsgraph nach Gleichung (6.10) dargestellt, wobei der doppellogarithmische Maßstab zu beachten ist.

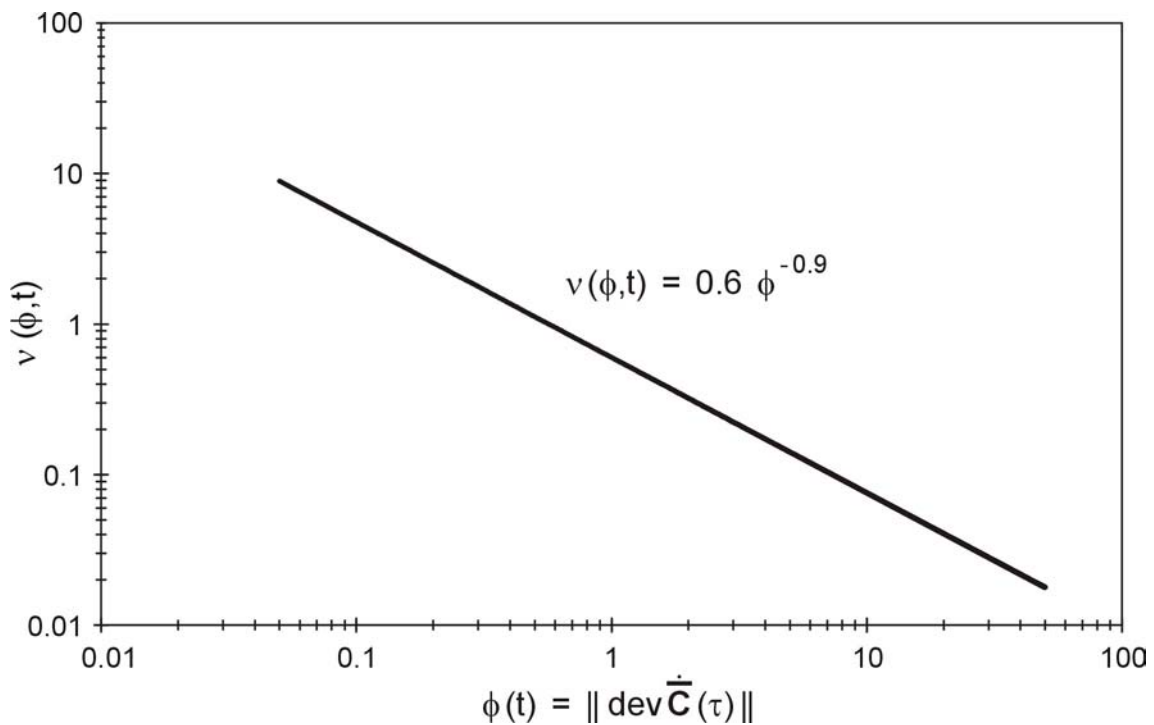


Bild 6-9 Dehnungsratenabhängige Relaxationszeitfunktion in doppellogarithmischer Darstellung

Aus dem funktionalen Zusammenhang in Bild 6-9 wird deutlich, dass für kleine Dehnungsraten die Relaxationszeiten groß und infolgedessen die viskosen Spannungsanteile klein sind. Im Gegensatz hierzu nehmen die Relaxationszeiten bei anwachsenden Dehnraten zu, wodurch die viskosen Spannungsanteile anwachsen.

In Bild 6-10 ist die simulierte Kraft-Verformungskurve mit der vom Verfasser in den rekursiven Algorithmus implementierten Relaxationszeitfunktion nach Gleichung (6.10) für eine Belastungsfrequenz von $f = 0.7 \text{ Hz}$ gezeigt. Wie in Bild 6-11 an der Berechnung eines ASTM-Scherversuchs für die Belastungsfrequenz von $f = 2.0 \text{ Hz}$ gezeigt, konnte durch die Einführung der Relaxationszeitfunktion das Verformungsverhalten für Beanspruchungen im Bereich hoher Belastungsfrequenzen gut abbildet werden. Ähnlich gute Ergebnisse, die hier nicht dargestellt sind, wurden auch für niederfrequente Beanspruchungen erreicht.

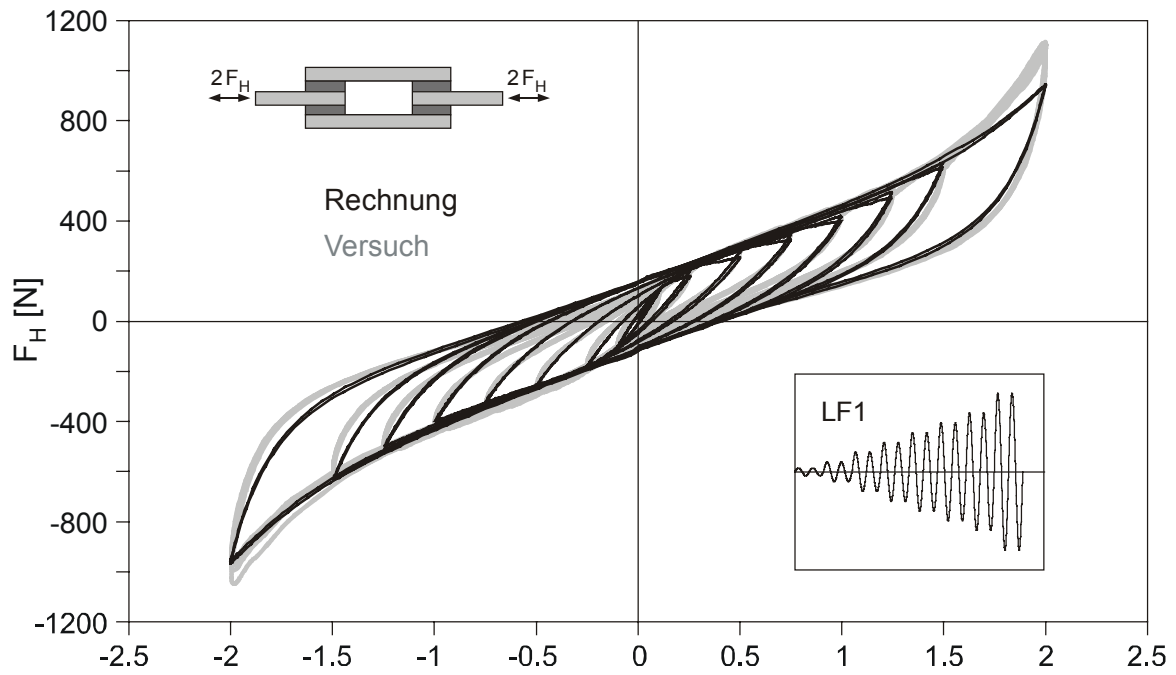


Bild 6-10 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.7$ Hz

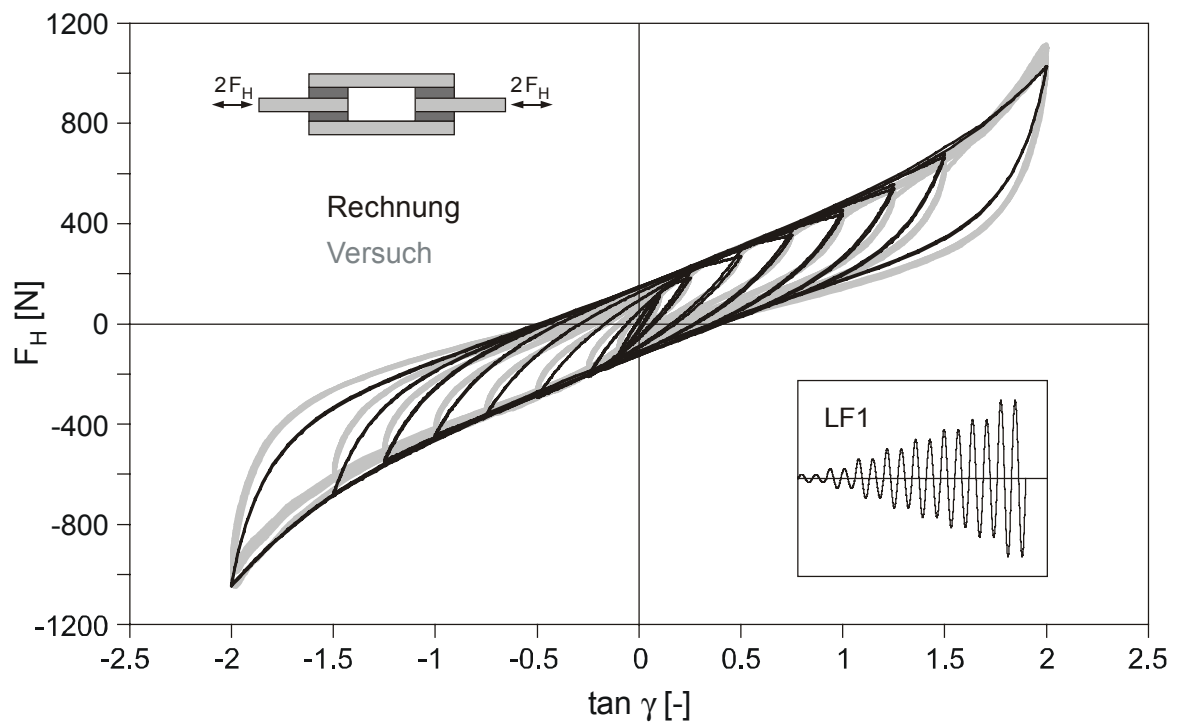


Bild 6-11 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 2.0$ Hz

Wie anhand der in Bild 6-10 und Bild 6-11 auszugsweise gezeigten Berechnungen deutlich wird, konnten durch die Erweiterung des Stoffgesetzes mit der Relaxationszeitfunktion die Versuchskurven unabhängig von der Belastungsfrequenz gut abgebildet werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen in Bild 6-5 und Bild 6-8 konnte zudem die spitze Form der Hysterese bei Lastumkehr und die Materialdämpfung in Abhängigkeit von der Scherdehnungsamplitude reproduziert werden.

Aufbauend auf den dargestellten Berechnungsergebnissen wurden numerische Simulationen für die in Bild 5-2 dargestellte Lastfunktion LF2 durchgeführt. Die berechnete Kraft-Verformungskurve ist in Bild 6-12 für die Belastungsfrequenz $f = 0.7 \text{ Hz}$ dargestellt. Das Berechnungsergebnis macht deutlich, dass das Verformungsverhalten bei abnehmenden zyklischen Scherdehnungen, insbesondere bei Scherdehnungen von $\tan \gamma \leq 0.5$, nicht realistisch abgebildet wird.

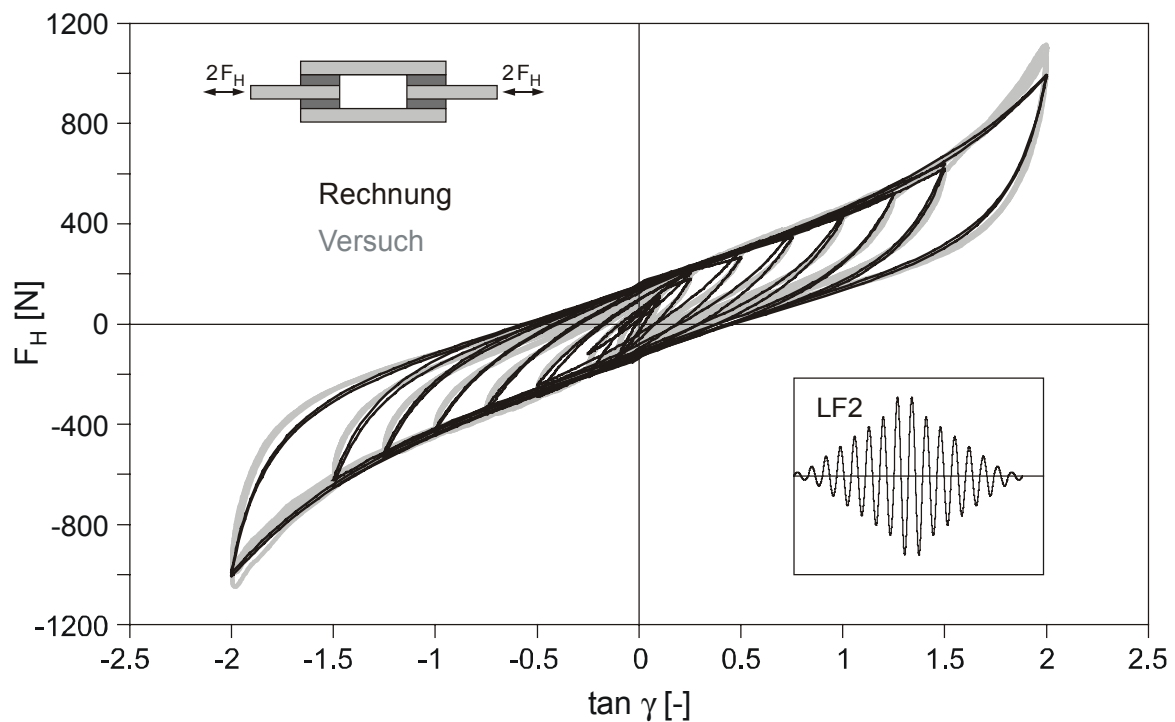


Bild 6-12 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF2, $f = 0.7 \text{ Hz}$

Wie in Abschnitt 5.4 bereits diskutiert, kehrt die Materialstruktur nach der Entlastung bei den hier interessierenden Verformungen und bei mehrfach zyklisch vorbebelasteten resp. eingefahrenen Proben wieder nahezu in ihre ursprüngliche Form zurück. Das Elastomermaterial besitzt somit neben der geschichtsabhängigen Spannungsrelaxation eine weitere Gedächtnisfunktion in Bezug auf die unverformte Materialstruktur.

Diese Materialeigenschaft bewirkt, dass bei abnehmenden zyklischen Scherdehnungen wieder ein Anstieg der Steifigkeit zu beobachten ist, so dass nahezu die gleichen Kraft-Verformungskurven wie bei zunehmenden zyklischen Scherdehnungen durchfahren werden. Hieraus resultiert, dass die Materialeigenschaften in dem hier interessierenden Bereich nahezu unabhängig von der Lastfunktion und der Belastungsfrequenz sind, was insbesondere bei dynamischer Beanspruchung von entscheidender Bedeutung ist.

Da die Funktion $D := g(\varphi_D, t)$ für die Entwicklung der Schädigung nach Gleichung (6.5) in Abhängigkeit der internen Variablen $\varphi_D(t) := \max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ definiert ist, bleibt diese nach dem Erreichen der maximalen Norm $\max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ in der fortschreitenden Berechnung konstant. Die mit dem bisher diskutierten Stoffgesetz berechnete Kraft-Verformungskurve steht somit im Gegensatz zu den experimentellen Ergebnissen. Um diesen Mangel zu beseitigen, wurde eine Änderung der Schädigungsformulierung resp. der Geschichtsfunktion notwendig, die nachfolgend diskutiert werden soll.

Erweiterte Schädigungsfunktion

Für die Formulierung der erweiterten Geschichtsfunktion mit der internen Variablen $\varphi_D(t)$ nach Gleichung (6.6) wurde eine verzerrungsgestützte Fallunterscheidung für den Lastfall 'Belastung' und 'Entlastung' notwendig. Die Fallunterscheidung basiert auf der inkrementellen Änderung der EUKLIDischen Norm des isochoren rechten CAUCHY-GREEN-Tensors $\|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$.

Betrachtet man zunächst den Fall bei beginnender Belastung, so nimmt der Wert für die interne Variable $\varphi_D(t) := \varphi_{D_1}(t) = \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ in Abhängigkeit von der anwachsenden Verformung kontinuierlich zu. Bei anschließender Entlastung wird der Wert der internen Variablen $\varphi_D(t) := \varphi_{D_2}(t) = \max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ aktualisiert und bleibt während der Entlastungsphase konstant.

Tritt nach der Entlastung eine Wiederbelastung ein, so ist die Bedingung $\|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\| \leq \max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ zu überprüfen. Solange diese erfüllt ist, bleibt der bei beginnender Entlastung gespeicherte Wert $\varphi_{D_2}(t)$ für die interne Variable konstant. Wird allerdings bei der Wiederbelastung der gespeicherte Wert $\varphi_{D_2}(t)$ überschritten, so gilt wieder die Bedingung $\varphi_D(t) := \varphi_{D_1}(t) = \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$. Bei der anschließenden Entlastung wird der Wert für die Variable wieder entsprechend der Definition $\varphi_D(t) := \varphi_{D_2}(t) = \max \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$ aktualisiert und der beschriebene Vorgang wiederholt sich. Die Modifizierung der Schädigung durch die erweiterte verzerrungsgestützte Geschichtsfunktion benötigt keine weiteren Stoffparameter.

Der Funktionsgraph für die resultierende Steifigkeitsänderung mit der modifizierten GeschichtsvARIABLE ist in Bild 6-13 für die Lastfunktion LF2 und für eine Belastungsfrequenz von $f = 0.7 \text{ Hz}$ dargestellt. Die mit der modifizierten Geschichtsfunktion berechnete Kraft-Verformungskurve zeigt Bild 6-14. Der in Bild 6-13 dargestellte Verlauf der Schädigungsfunktion zeigt deren prinzipiellen Einfluss auf die deviatorische Steifigkeit. So erfolgt bei kleiner Scherdehnungsamplitude zunächst einen starken Abfall der Steifigkeit. Bei zunehmender Amplitude überlagert sich die Versteifungsfunktion multiplikativ, was zu einem Anstieg der Steifigkeit bei großen Scherdehnungen führt.

Im Vergleich zu der dargestellten Geschichtsfunktion nach SIMO-TAYLOR bewirkt die eigene modifizierte Geschichtsfunktion wieder ein kontinuierliches Anwachsen der Steifigkeit bei abnehmender Scherdehnungsamplitude, so dass nahezu die gleichen Kraft-Verformungskurven wie bei zunehmender Scherdehnungsamplitude durchfahren werden.

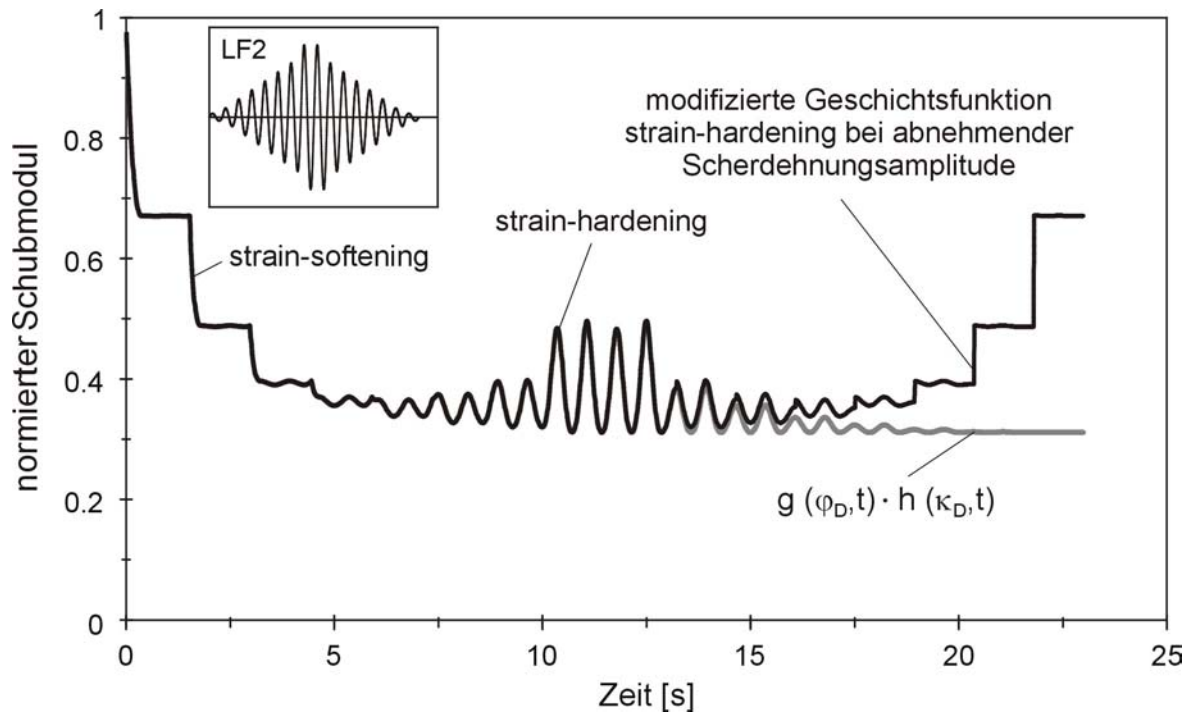


Bild 6-13 Entwicklung der modifizierten Schädigungs- und Versteifungsfunktion im Vergleich zu der Formulierung nach SIMO-TAYLOR

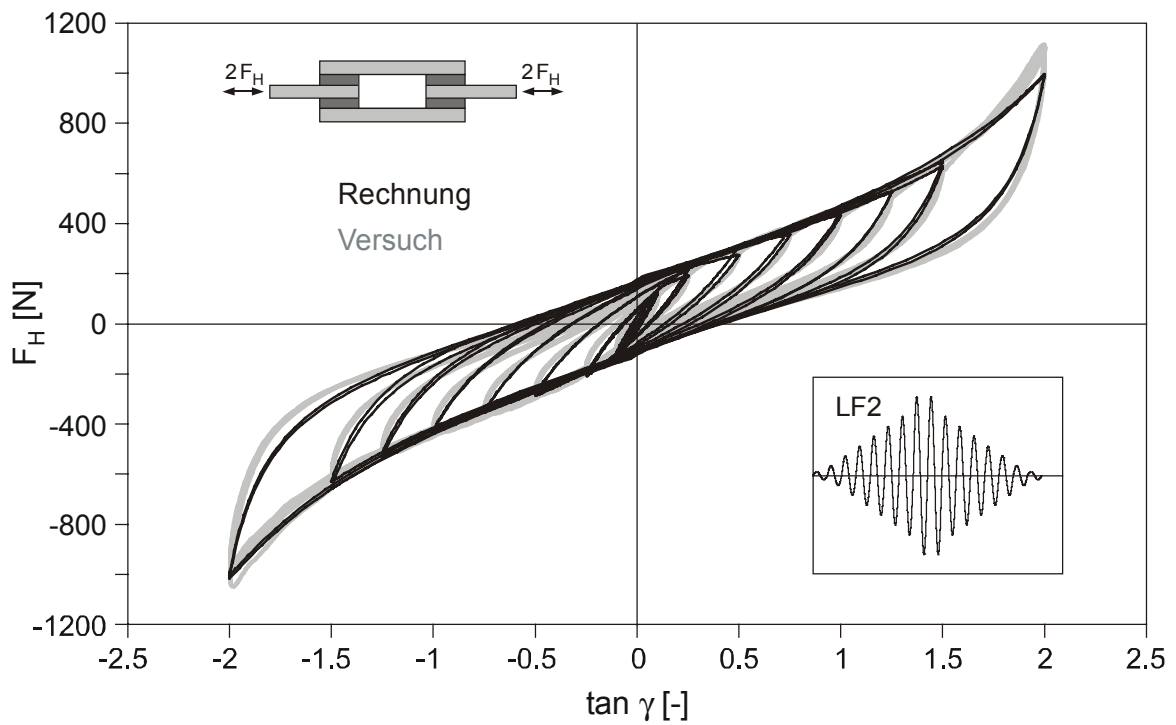


Bild 6-14 Simulierte Kraft-Verformungskurve mit modifizierter Geschichtsfunktion, LF2, $f = 0.7$ Hz

Im Vergleich zu der in Bild 6-12 gezeigten Kraft-Verformungskurve konnte durch die erweiterte Geschichtsfunktion das Materialverhalten im Bereich abnehmender zyklischer Scherdehnungsamplituden realistisch abgebildet werden. In Bild 6-15 ist ein vergrößerter Ausschnitt für den Verformungsbereich $\tan \gamma < 0.5$ der in Bild 6-12 und Bild 6-14 gezeigten Berechnungen dargestellt.

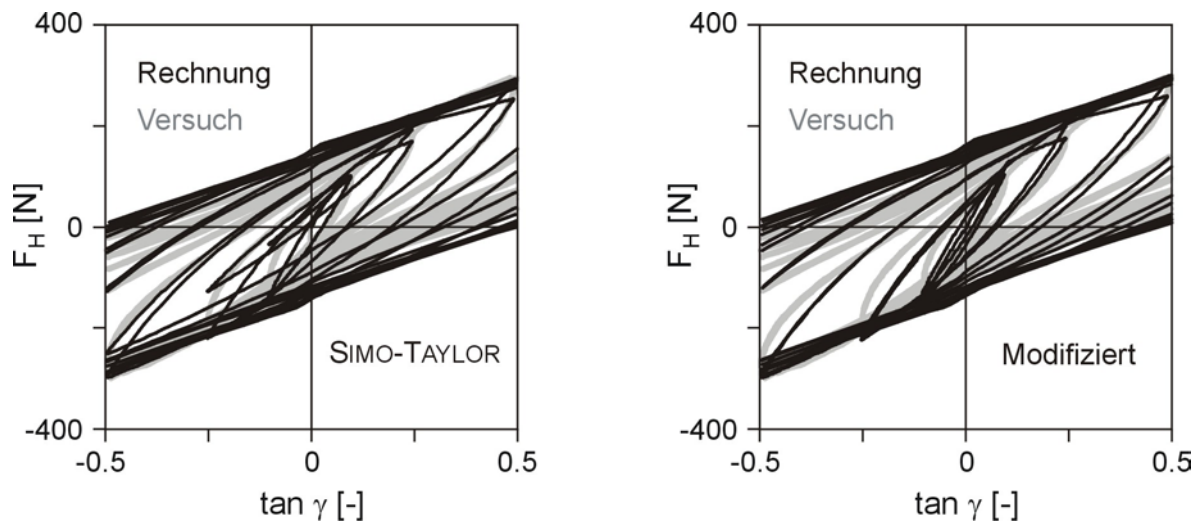


Bild 6-15 Simulierte Kraft-Verformungskurven mit der Geschichtsfunktion nach SIMO-TAYLOR (links) und mit der eigenen modifizierten Geschichtsfunktion (rechts), LF2, $f = 0.7$ Hz

Die notwendige, physikalisch begründete Weiterentwicklung des Stoffgesetzes nach SIMO-TAYLOR zeigt, dass durch die Einführung einer Versteifungsfunktion von SCHMIDT-HURTIENNE [117], einer eigenen Relaxationszeitfunktion und einer eigenen modifizierten Geschichtsfunktion die Kraft-Verformungskurven aus den ASTM-Scherversuchen für alle Belastungsfrequenzen und Lastfunktionen gut reproduziert werden konnten. Die erzielten Ergebnisse dienen als Grundlage für die nachfolgend vorgestellten quasi-dynamischen und dynamischen Berechnungen von bewehrten Elastomerlagern.

Zur besseren Übersicht sind nachfolgend noch einmal die wichtigsten Gleichungen der Stoffgesetzformulierung in knapper Form zusammengestellt.

- Erweiterte finite Stoffgesetzformulierung

$$\sigma(t) = \underbrace{K^0 \ln J \mathbf{1}}_{\text{linearer volumetrischer Anteil}} + \underbrace{\int_0^t \mu(t-\tau) \frac{d}{d\tau} g(\varphi_D, \tau) h(\kappa, \tau) \text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau) d\tau}_{\text{nichtlinearer deviatorischer Anteil}}$$

- Relaxationsfunktion $\mu(t)$ und eigene Relaxationszeitfunktion $v(\phi, t)$

$$\mu(t) = \left[G^0 + (G^0 - G^\infty) e^{-\frac{t}{v}} \right]$$

$$v(\phi, t) := \zeta_1 \cdot \phi^{\zeta_2} \quad ; \quad \phi(t) = \|\text{dev}[\dot{\bar{\mathbf{C}}}] (\tau)\| \quad ; \quad \phi(t) \in [0.05, 50.0]$$

- Schädigungsfunktion $g(\varphi_D, t)$ mit eigener erweiterter Geschichtsfunktion

$$g(\varphi_D, t) := \left[\beta + (1-\beta) \frac{1 - e^{-\varphi_D/\alpha}}{\varphi_D/\alpha} \right] \quad ; \quad \varphi_D(t) = \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|$$

- Versteifungsfunktion $h(\kappa, t)$ nach SCHMIDT-HURTIENNE [117]

$$h(\kappa, t) := \delta \cdot \kappa + 1 \quad ; \quad \kappa(t) = \|\text{dev}[\bar{\mathbf{C}}](\tau)\|^2$$

Für die berechneten ASTM-Scherversuche (Formfaktor $S_F = 1$) ohne Querpressung ergaben sich die in Tabelle 6.3 aufgeführten Stoffkennwerte und Stoffparameter.

K^0 [MPa]	G^0 [MPa]	G^∞ [MPa]	ζ_1 [-]	ζ_2 [-]	α [-]	β [-]	δ [-]
2550	3.0	1.1	0.6	-0.9	0.1	0.3	0.02

Tabelle 6.3 Eingabewerte für ASTM-Scherversuche ohne Querpressung

7 Lagerberechnungen

Aufbauend auf dem erweiterten Stoffgesetz und den Berechnungsergebnissen der ASTM-Scherversuche werden quasi-dynamische und dynamische Berechnungen an bewehrten Elastomerlagern vorgestellt. Im Rahmen dieser Arbeit beschränken sich die numerischen Untersuchungen der Elastomerlager auf den Gebrauchszustand, für den eine zulässige Scherverformung der Lager von $\tan\gamma=2$ definiert ist. Des Weiteren orientieren sich die Berechnungen an Versuchen, die bei konstanter Raumtemperatur und mit 'eingefahrenen' resp. vorbelasteten Lagern durchgeführt wurden.

7.1 Quasi-dynamische Lagerberechnungen

Unter dem Begriff 'quasi-dynamisch' wird die Berechnung des zyklischen Verformungsverhaltens unter Vernachlässigung der Massenträgheit verstanden. Die numerischen Berechnungen wurden mit dem in Bild 7-1 gezeigten verankerten Elastomerlager durchgeführt.

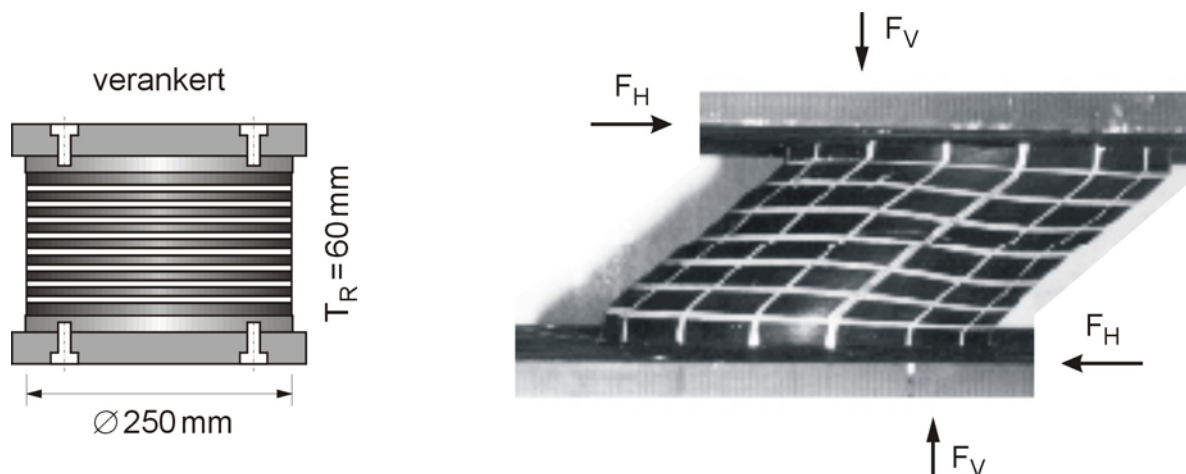


Bild 7-1 Verankerte Lagerkonstruktion $\text{Ø } 250 \text{ mm}$ (links), $T_R = 60 \text{ mm}$, Formfaktor $S_F = 24$, verformtes Lager bei $\tan \gamma = 2$ (rechts), $F_V = 400 \text{ kN}$

Für eine detaillierte Erläuterung der am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie durchgeführten Lagerversuche wird auf Abschnitt 5.1 und auf die veröffentlichten Forschungsberichte [57], [59] und [61] verwiesen. In Bild 7-2 ist die Kraft-Verformungskurve für das in Bild 7-1 dargestellte Elastomerlager für die Lastfunktion LF1 und die Belastungsfrequenz $f = 0.1 \text{ Hz}$ gezeigt.

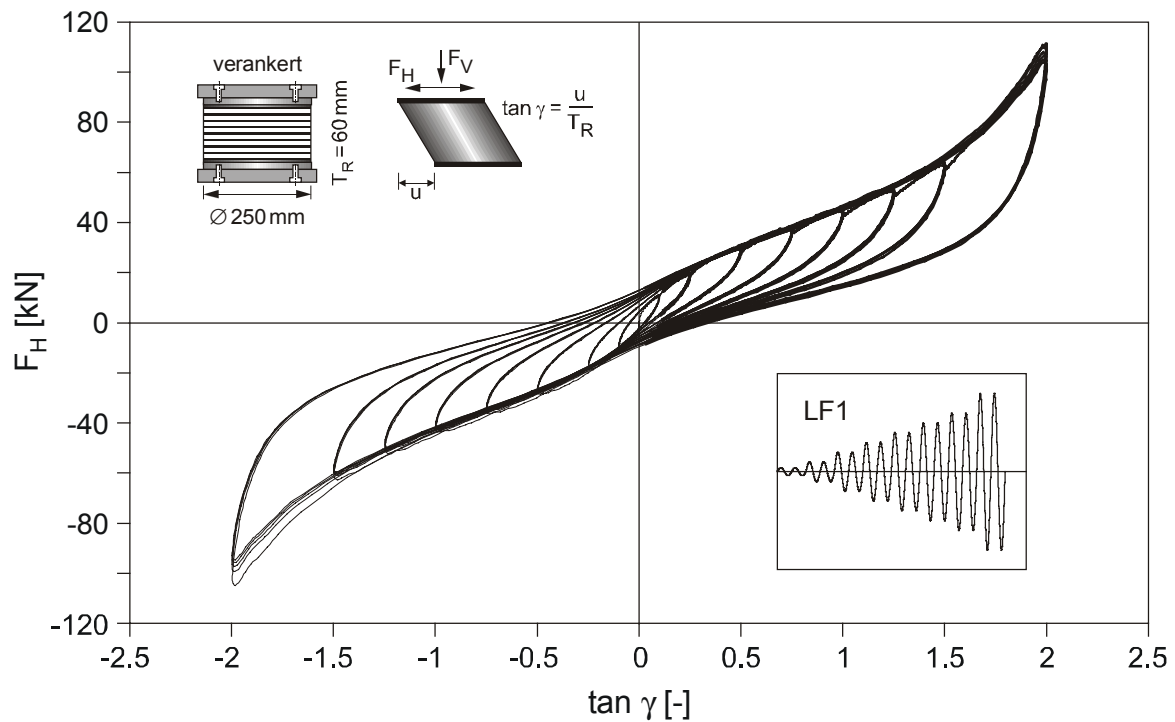


Bild 7-2 Scherversuch Elastomerlager $\varnothing 250 \text{ mm}$, $T_R = 60 \text{ mm}$, Lastfunktion LF 1 mit 5 Zyklen pro Amplitude, Belastungsfrequenz $f = 0.1 \text{ Hz}$, Vertikalkraft $F_V = 400 \text{ kN}$, Formfaktor $S_F = 24$

Bedingt durch die begrenzte Kapazität der Hydraulikzylinder der in Bild 5-5 und Bild 5-6 gezeigten Prüfmaschine konnten nur zyklische sinusförmige Lastfunktionen bis zu einer Belastungsfrequenz von $f = 0.1 \text{ Hz}$ vorgegeben werden. Wie jedoch anhand der gezeigten ASTM-Scherversuchen experimentell bestätigt wurde, hat die Belastungsfrequenz resp. Dehnrate im hier interessierenden Bereich keinen nennenswerten Einfluss auf das Materialverhalten, so dass die durchgeführten Lagerversuche mit der Belastungsfrequenz von $f = 0.1 \text{ Hz}$ als Referenzversuche dienten.

Die vertikale Belastung der Lager mit der Bemessungslast von $F_v = 400 \text{ kN}$ wurde vor dem Aufbringen der zyklischen Scherverformungen aufgebracht und während der Versuchsdurchführung konstant gehalten.

Bevor eigene numerische Simulationen zur Berechnung der Lagerverformung unter zyklischer Scherbelastung vorgestellt werden, soll die Leistungsfähigkeit hyper-elastischer Stoffgesetzformulierungen kritisch erörtert werden.

Im Rahmen des genannten Forschungsprojektes 'Brite-EuRam II' wurden zur Ermittlung der Stoffparameter für die hyper-elastische Stoffgesetzformulierung nach OGDEN [108] spezielle Versuche, die jeweils ausgezeichnete Verformungs- und Spannungszustände aufwiesen, durchgeführt. Die jeweiligen Stoffparameter wurden mittels volumetrischer Versuche, ebener Scherversuche, uniaxialen Zug- und Druckversuche und biaxialer Zugversuchen bestimmt [61].

Mit den ermittelten Stoffparametern wurden dann im Finite-Elemente-Code ABAQUS durch eine Ausgleichsrechnung mit bereits vorhandenen Routinen die allgemeinen Stoffparameter für das hyperelastische Stoffgesetz nach OGDEN ermittelt [1], [48]. In Bild 7-3 ist eine von DUSI und FORNI [48] durchgeführte numerische Simulation für den in Bild 7-2 gezeigten Lagerversuch dargestellt.

Die Berechnungen zeigen, dass mit dem hyper-elastischen Ansatz nach OGDEN die nichtlineare Sekantensteifigkeit gut abgebildet werden kann. Bedingt durch die diskutierte vollkommene Reversibilität hyper-elastischer Stoffgesetzformulierungen, kann jedoch das hysteretische resp. visko-elastische Materialverhalten nicht abgebildet werden. Um diesen Mangel zu beseitigen, ist eine entsprechende Erweiterung der Formulierung nach OGDEN notwendig. Dies kann zum Beispiel durch einen erweiterten visko-elastischen Ansatz oder eine Schädigungsformulierung realisiert werden. Jedoch steigt hierdurch die Anzahl der mit speziellen Versuchen zu bestimmenden Stoffparameter schnell an.

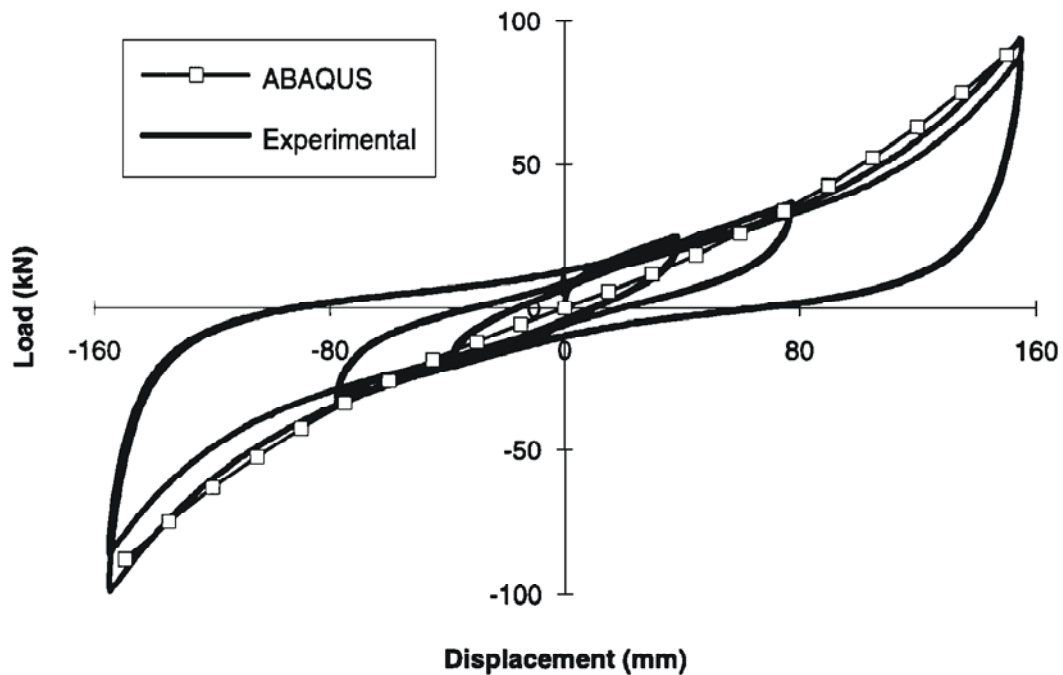


Bild 7-3 Simulierte Kraft-Verformungskurve nach DUSI und FORNI [48] mit hyperelastischem Stoffgesetz nach OGDEN ($N=2$), $\tan\gamma=2$, $F_V=400\text{ kN}$, Formfaktor $S_F=24$

Die numerischen Simulationen mit dem erweiterten Stoffgesetz wurden an dem in Bild 7-1 gezeigten verankerten Elastomerlager durchgeführt. Das Lager bestand aus 24 Elastomerschichten mit einer Dicke von $t_r=2.5\text{ mm}$ und 23 Stahlblechen aus St 52 mit einer Blechdicke von $t_s=1.5\text{ mm}$. Den Lagerabschluss bildeten jeweils 2 Stahlplatten aus St 52 mit einer Dicke von 20 mm. Aus der Schicht-dicke t_r einer Elastomerschicht und dem Durchmesser des Lagers berechnet sich der Formfaktor zu $S_F=24$.

Die Diskretisierung des Elastomerlagers erfolgte mit hybriden 20-Knoten 3-D Elementen (C3D20H-Elemente) für die Elastomerschichten und 8-Knoten Schalenelementen (S8R-Elemente) für die Stahlbleche mit quadratischen Verschiebungsansätzen. Genauere Angaben zu den im FE-Code ABAQUS implementierten Elementtypen finden sich in [2], [3]. Um Rechenzeit einzusparen, wurde unter Ausnutzung von Symmetrieeigenschaften nur das halbe Lager diskretisiert.

Das diskretisierte Elastomerlager ist in Bild 7-4 im unverformten Zustand und bei der max. Scherdehnung von $\tan \gamma = 2$ im verformten Zustand dargestellt.

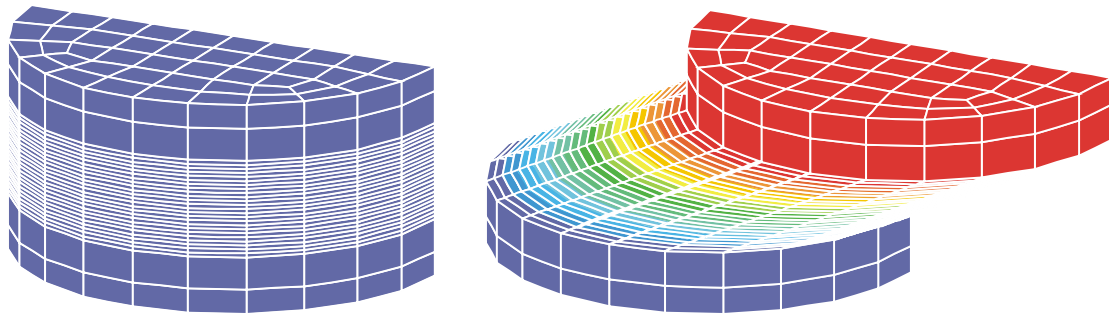


Bild 7-4 FE-Modell im unverformten Zustand (links) und im verformten Zustand bei der max. Scherdehnung von $\tan \gamma = 2$ (rechts)

Die Ermittlung der Materialeigenschaften an ASTM-Scherproben verfolgte das Ziel, den hohen experimentellen Aufwand, der für die Durchführung von Lagerversuchen notwendig ist, zu reduzieren. Da jedoch, wie in Abschnitt 5.4 bereits diskutiert wurde, der Formfaktor S_F und die Größe der Querpressung einen starken Einfluss auf das Verformungsverhalten haben, konnten die Stoffkennwerte und Stoffparameter aus den Berechnungen der ASTM-Scherversuche ($S_F = 1$, ohne Querpressung) nicht unmittelbar auf die Berechnung der Versuche an Elastomerlager ($S_F = 24$, Querpressung $p = 8.5$ MPa) übertragen werden.

Während die Stoffparameter zur Beschreibung der Schädigung, Versteifung und Relaxation unverändert blieben, mussten die Stoffkennwerte für die Schubmoduln G^0 und G^∞ neu kalibriert werden, woraus sich die in Tabelle 7.1 aufgeführten Eingabewerte ergaben.

K^0 [MPa]	G^0 [MPa]	G^∞ [MPa]	ζ_1 [-]	ζ_2 [-]	α [-]	β [-]	δ [-]
2550	4.0	1.3	0.6	-0.9	0.1	0.3	0.02

Tabelle 7.1 Eingabewerte für die Lagerberechnungen

Wie in Bild 5-31 dargestellt wurde, hat die Querpressung bei hohen Formfaktoren ($S_F > 12$) einen geringen Einfluss auf das Verformungsverhalten. Deshalb sollte bei zukünftigen experimentellen Untersuchungen darauf geachtet werden, dass der Formfaktor der Scherproben mit dem Formfaktor für die Lager übereinstimmt. Dadurch wäre die Übertragbarkeit gewährleistet und eine neue Kalibrierung der Stoffkennwerte ließe sich vermeiden. Die beschriebene Problematik ergibt sich auch bei der Ermittlung der Stoffparameter für hyperelastische Stoffgesetzformulierungen.

Um das Deformationsverhalten der Stahlbleche zu untersuchen, wurde nach Durchführung der Scherversuche für den Gebrauchszustand (max. Scherdehnung $\tan\gamma = 2$) das Lager längs der Mitte aufgetrennt. Hierbei waren keine plastische Deformationen an den Stahlblechen festzustellen, so dass für die Stahlteile ein linear-elastisches Materialverhalten, mit dem Elastizitätsmodul $E = 210000$ MPa und der Querdehnzahl $\nu = 0.3$, für die Berechnungen im Gebrauchszustand vorausgesetzt wurde. Für Berechnungen von Scherverformungen $\tan\gamma > 2.5$ ist diese Annahme jedoch nicht mehr zutreffend, da hier plastische Deformationen an den Stahlblechen auftraten.

Bei den nachfolgend vorgestellten numerischen Simulationen wurde das Lager wie im Experiment zuerst mit der vertikalen Bemessungslast von $F_V = 400$ kN in Form einer Flächenlast beansprucht. Anschließend wurden jeweils die Lastfunktionen LF1 und LF2 für die zyklische Scherverformung aufgebracht. Der den Berechnungen zugrunde gelegte Referenzversuch in Bild 7-2 ist bei der Darstellung der Ergebnisse in Grau hinterlegt.

Die Berechnung der vertikalen Verformung des Lagers nach Aufbringen der Bemessungslast ergab einen linearen Anstieg auf den Endwert von $s = 2.5$ mm. Im Vergleich zu den in Bild 5-13 dargestellten Versuchsergebnissen mit einer resultierenden Verformung von $s = 6.0$ mm, waren die diskretisierten Lager in vertikaler Richtung zu steif. Auf die Ergebnisse der anschließend aufgetragenen zyklischen Scherverformung hatte dies jedoch keinen nennenswerten Einfluss.

In Bild 7-5 ist die simulierte Kraft-Verformungskurve für eine Belastungsfrequenz von $f = 0.1 \text{ Hz}$ gezeigt. Der Vergleich mit dem Versuch demonstriert eine sehr gute Übereinstimmung bis zu einer Scherverformung von $\tan \gamma = 1.5$. Bei der Scherdehnungsamplitude von $\tan \gamma = 2$ konnte der rechtsseitige maximale Wert der Kraft-Verformungskurve nicht ganz erreicht werden.

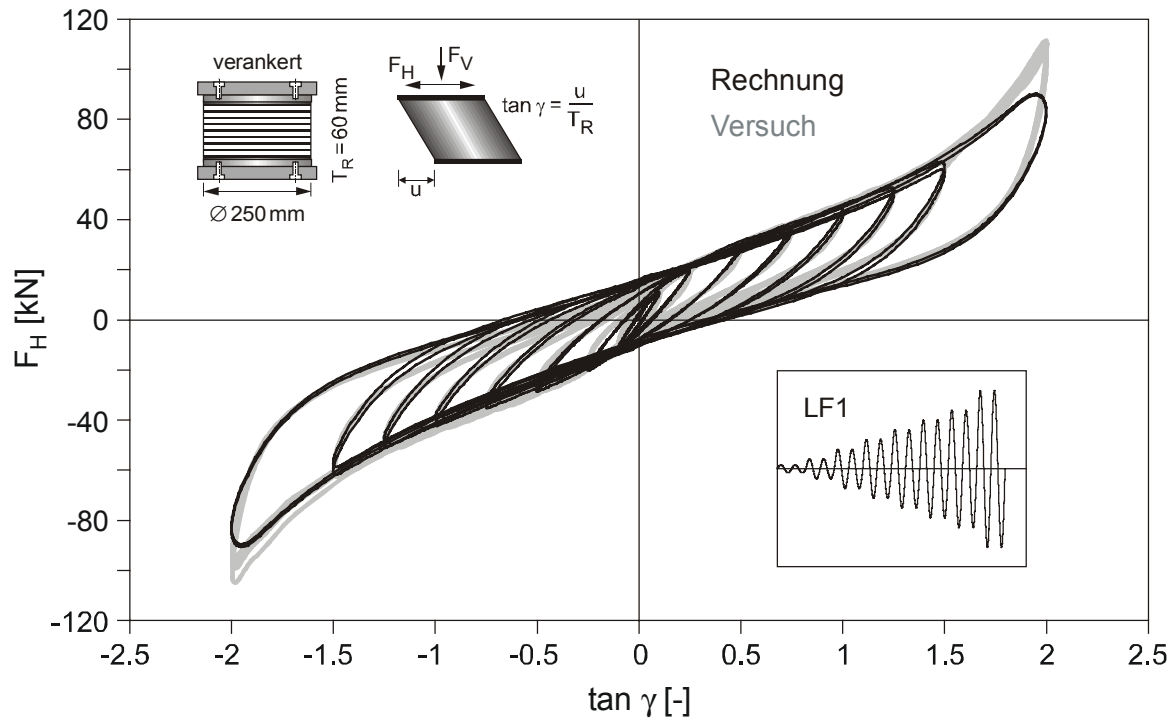


Bild 7-5 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF1, $f = 0.1 \text{ Hz}$

In Bild 7-6 und Bild 7-7 sind die berechneten Kraft-Verformungskurven für die Belastungsfrequenzen von $f = 0.5 \text{ Hz}$ und $f = 2.0 \text{ Hz}$ für die Lastfunktion LF2 dargestellt. Wie die Rechnungen demonstrieren, kann das Verformungsverhalten der Lager unabhängig von der Lastfunktion und der Belastungsfrequenz gut abgebildet werden.

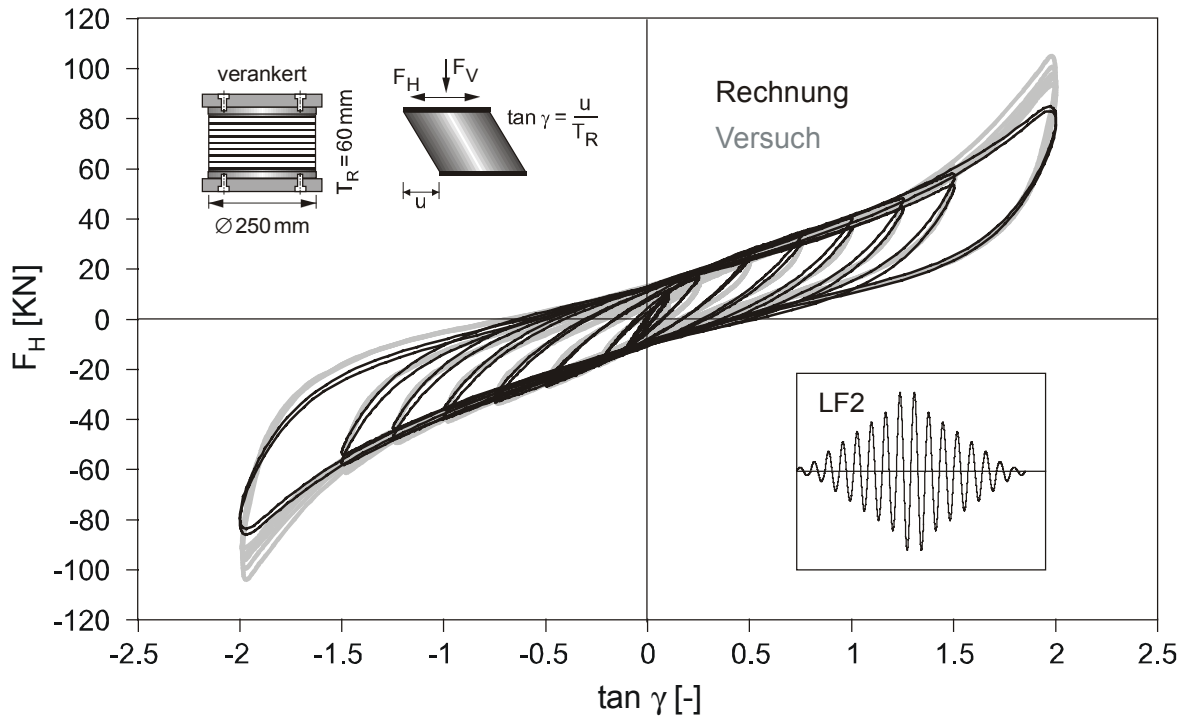


Bild 7-6 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF2, $f = 0.5 \text{ Hz}$

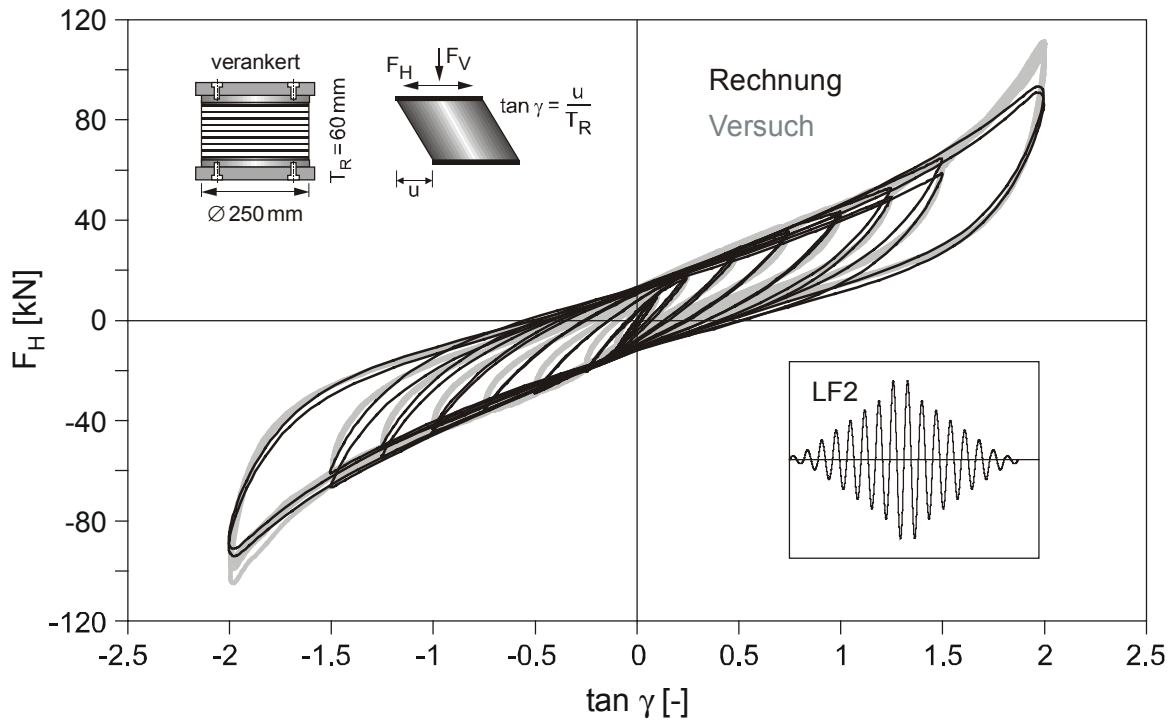


Bild 7-7 Simulierte Kraft-Verformungskurve, LF2, $f = 2.0 \text{ Hz}$

Die bisher vorgestellten Berechnungen orientierten sich an der Abbildung der in Abschnitt 5.1 vorgestellten Scherversuche an Elastomerlagern mit uniaxial verformungsgesteuerter Belastung. Da jedoch in der praktischen Anwendung der Elastomerlager zur Basisisolierung von Bauwerken multiaxiale Belastungen auftreten, ist das Verformungsverhalten der Lager für derartige Belastungen von besonderem Interesse. Um die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes zu untersuchen, wurden numerische Simulationen an Elastomerlager mit mehraxialer Belastung durchgeführt. Da die benötigten Rechenzeiten für die bisher vorgestellten Berechnungen sehr groß waren, wurde eine im Vergleich zu Bild 7-4 gröbere Diskretisierung der Lager vorgenommen. Die Diskretisierung des reduzierten Lagers im unverformten und in verformten Zustand ist in Bild 7-8 gezeigt.

Die Diskretisierung des Elastomerlagers erfolgte mit 20-Knoten 3-D Elementen (C3D20-Elemente) mit quadratischen Verschiebungsansätzen. Für die Elastomerschichten wurden hybride Elemente (C3D20H-Elemente) verwendet. Das Materialverhalten der Stahlteile wurde als linear-elastisch vorausgesetzt. Da die Elastomerschichten von ursprünglich 24 auf 4 reduziert wurden, bewirkte dies eine Änderung des Formfaktors. Der Formfaktor des reduzierten Lagers betrug nunmehr $S_F = 4$, wobei die Gesamtdicke der Elastomerschichten mit $T_R = 60\text{mm}$ unverändert blieb. Die Dicke der Stahlbleche betrug 4.2mm .

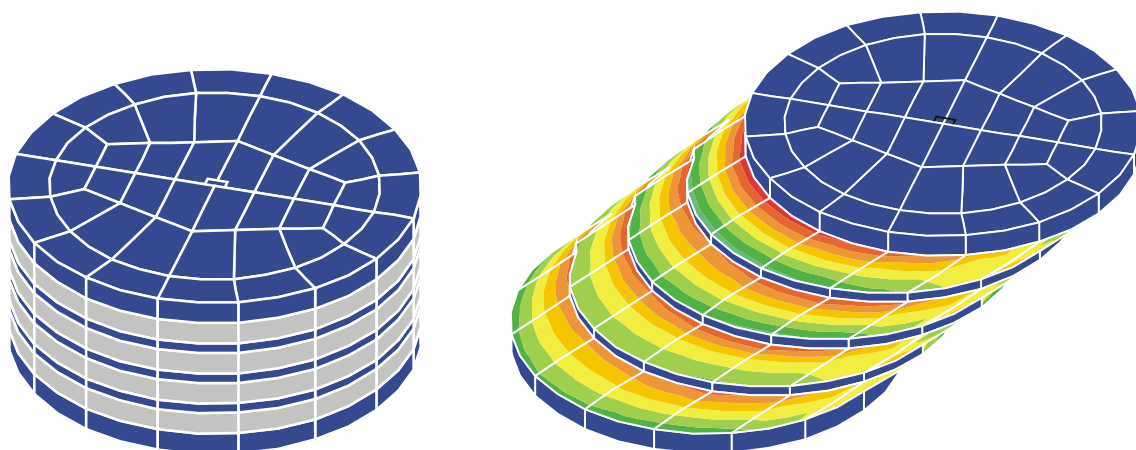


Bild 7-8 FE-Modell für ganzes Lager im unverformten Zustand (links) und im verformten Zustand bei der resultierenden Scherdehnung von $\tan \gamma = 2.1$ (rechts)

Zur Verifikation des FE-Modells in Bild 7-8 wurden vergleichende Berechnungen zu den bisher vorgestellten Ergebnissen durchgeführt. Hierbei zeigte sich nahezu das gleiche Verformungsverhalten wie für das in Bild 7-4 gezeigte feiner diskretisierte FE-Modell. Neben der Einsparung von Rechenzeit stellte sich als positiver Nebeneffekt, bedingt durch die gröbere Diskretisierung, eine Reduzierung der vertikalen Steifigkeit ein.

Die berechnete vertikale Verformung nach Aufbringen der Bemessungslast betrug 5.5 mm, womit die im Versuch gemessene Verformung, wie in Bild 5-13 gezeigt, von 6 mm gut abgebildet werden konnte. Wie bereits erwähnt betrug die berechnete vertikale Verformung mit dem feiner diskretisierten FE-Modell 2.5 mm.

Für die Berechnung der Lagerverformungen unter multiaxialer Belastung wurde das Lager mit der Lastgeschichte LF1 und einer Belastungsfrequenz von $f = 0.7$ Hz in x- und y-Richtung gleichzeitig belastet. Die maximale Scherverformung in beide Richtungen betrug $\tan \gamma = 1.5$. Die berechnete Kraft-Verformungskurve in x-Richtung ist in Bild 7-9 gezeigt. In y-Richtung ergab sich eine hier nicht dargestellte identische Kraft-Verformungskurve.

Die Berechnung der resultierenden Kraft-Verformungskurve in Bild 7-10 erfolgte durch vektorielle Addition der Reaktionskräfte und Scherdehnungen in x- und y-Richtung. Der Referenzversuch für die Lastgeschichte LF1 und die Belastungsfrequenz von $f = 0.1$ Hz ist zur Orientierung der berechneten resultierenden Kraft-Verformungskurve in Grau hinterlegt. Das FE-Modell des verformten Lagers bei einer resultierenden Scherverformung von $\tan \gamma = 2.1$ ist in Bild 7-8 gezeigt.

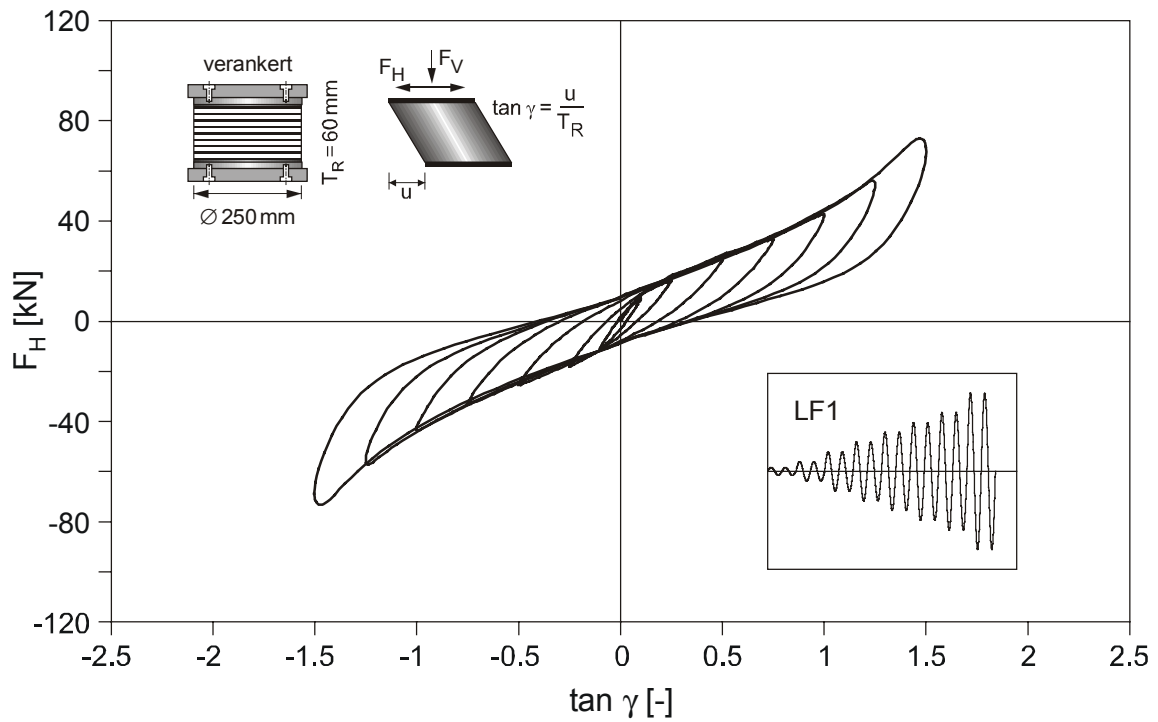


Bild 7-9 Simulierte Kraft-Verformungskurve in x-Richtung, LF1, $f = 0.7$ Hz

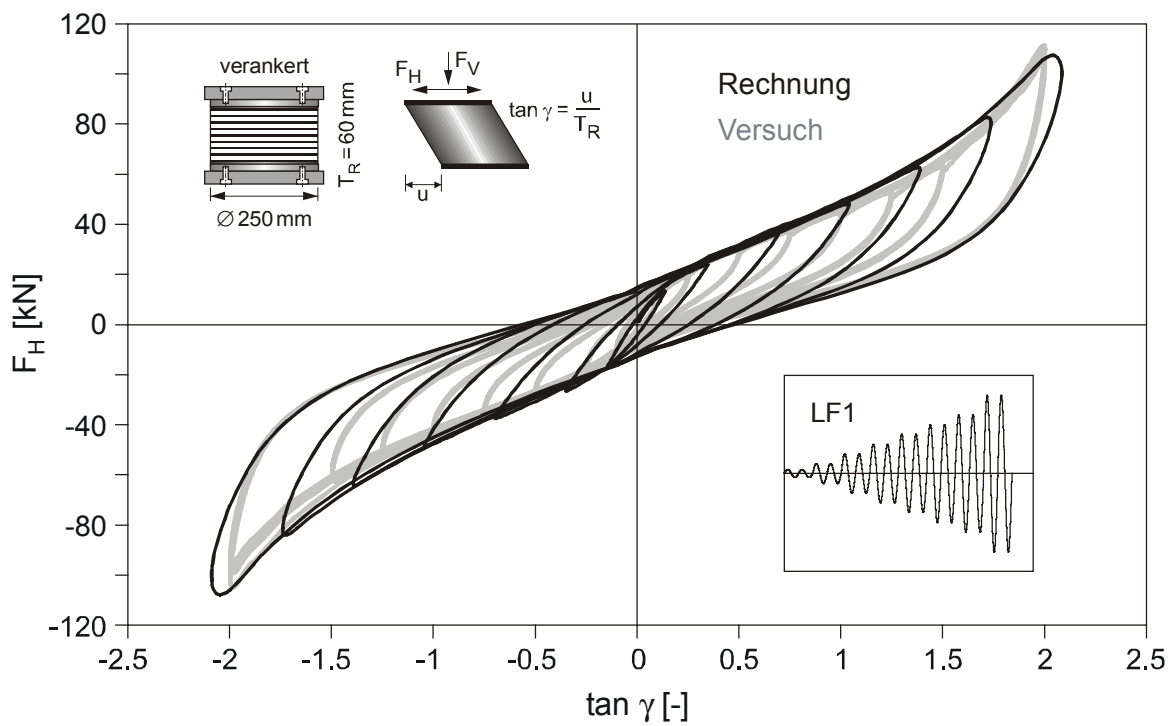


Bild 7-10 Resultierende Kraft-Verformungskurve durch vektorielle Addition der berechneten Kraft-Verformungskurven in x- und y-Richtung, LF1, $f = 0.7$ Hz

Wie die Berechnungsergebnisse in Bild 7-10 zeigen, konnte mit dem erweiterten Stoffgesetz die Steifigkeit und die Materialdämpfung des Elastomerlagers unter multiaxialer zyklischer Beanspruchung gut abgebildet werden. Die Abweichung der resultierenden Kraft-Verformungskurven vom Referenzversuch in Bild 7-10 ist durch die vektorielle Addition der Scherdehnungen bedingt.

7.2 Dynamische Lagerberechnungen

Die nachfolgend auszugsweise vorgestellten Berechnungen orientierten sich an dem in Bild 5-15 gezeigten Lagerbauwerk, welches im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 461 in Bukarest/Rumänien errichtet wurde. Aus den Systemwerten des Lagerbauwerks leitete sich das in Bild 7-11 dargestellte vereinfachte dynamische Berechnungsmodell ab.

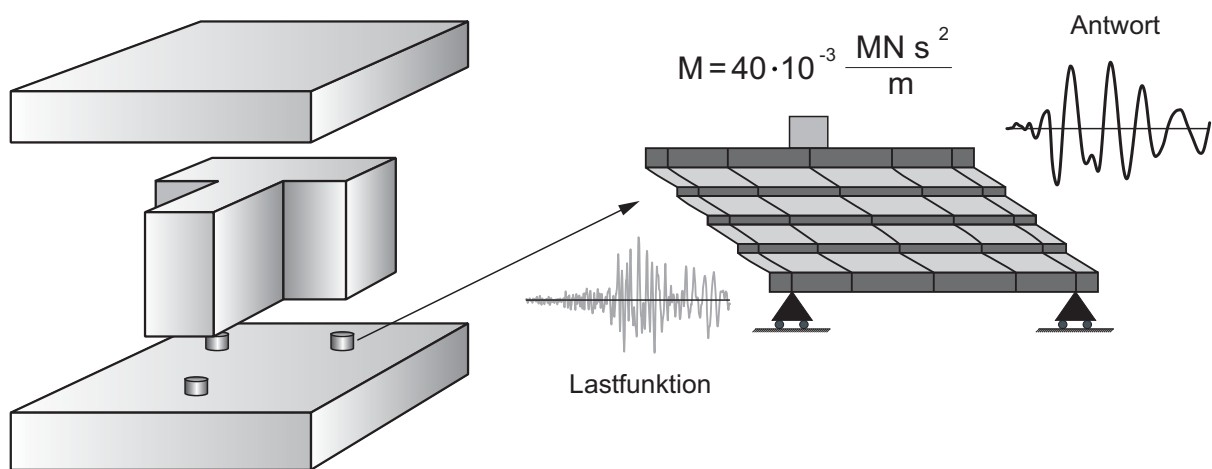


Bild 7-11 FE-Modell für die dynamischen Lagerberechnungen

Wie in Abschnitt 5.1 erläutert, ist durch die konstruktive Ausbildung des Lagerbauwerks der Einfluss aus Torsionsbewegungen und aus Boden-Bauwerk-Interaktion vernachlässigbar. Des weiteren wurde der Einfluss der zeitlich variierenden Querpressungen infolge von Kippschwingungen vernachlässigt, da wie in Bild 5-31 gezeigt, die horizontale Lagersteifigkeit hierdurch nur geringfügig beeinflusst wird.

Aus diesen Betrachtungen folgt, dass die Annahme des in Bild 7-11 dargestellten reduzierten Berechnungsmodells gerechtfertigt ist. Die Diskretisierung des Lagers erfolgte mit 20-Knoten 3-D Elementen (C3D20-Elementen) mit quadratischem Verschiebungsansatz. Für die Elastomerschichten wurden hybride Elemente (C3D20H-Elemente) verwendet. Die Masse des Bauwerks, die anteilig pro Lager 40 t beträgt, wurde als Punktmasse resp. 'lumped-mass' diskretisiert. Für die nachfolgend vorgestellten Berechnungen wurde das in Abschnitt 6.2 diskutierte Stoffgesetz und die Stoffkennwerte und Stoffparameter nach Tabelle 7.1 verwendet.

Für die numerische Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichung wurde das im FE-Code ABAQUS implementierte implizite Zeitintegrationsverfahren nach HILBERT, HUGHES und TAYLOR verwendet [2]. Ausführliche Erläuterungen zu diesem Thema finden sich in zahlreichen Lehrbüchern [12], [21], [155]. Des Weiteren wird auf die Darstellung der dynamischen Grundlagen auf die Literatur verwiesen [35], [33].

Zur Verifikation des erweiterten Stoffgesetzes und um die Wirkungsweise einer Basisisolierung bei realistischen Starkbeben aufzuzeigen, wurden die Systemantworten für ein freies Ausschwingen nach einer statisch aufgebrachten Verformung und für drei realistische Beschleunigungszeitverläufe mit unterschiedlichen Charakteristiken berechnet, die nachfolgend diskutiert werden.

Ausschwingberechnung

Für die Verifikation des Stoffgesetzes nach Gleichung (6.9) und insbesondere der eigenen Relaxationszeitfunktion nach Gleichung (6.10) ist die Abbildung des Materialverhaltens bei freiem Ausschwingen von entscheidender Bedeutung. Für die Ausschwingberechnung wurde das Lager zunächst statisch mit der anteiligen Auflagerkraft von 400 kN belastet. Danach erfolgte eine Auslenkung des Lager bis zu einer Scherdehnung von $\tan\gamma=1.5$ mit anschließendem freiem Ausschwingen. Die Kraft-Verformungskurve der numerischen Simulation ist in Bild 7-12 dargestellt. Diese zeigt, dass mit der eigenen Erweiterung des Stoffgesetzes durch die Relaxationszeitfunktion nach Gleichung (6.10) und der modifizierten Geschichtsfunktion das Verformungsverhalten bei dynamischer Beanspruchung gut abgebildet werden kann.

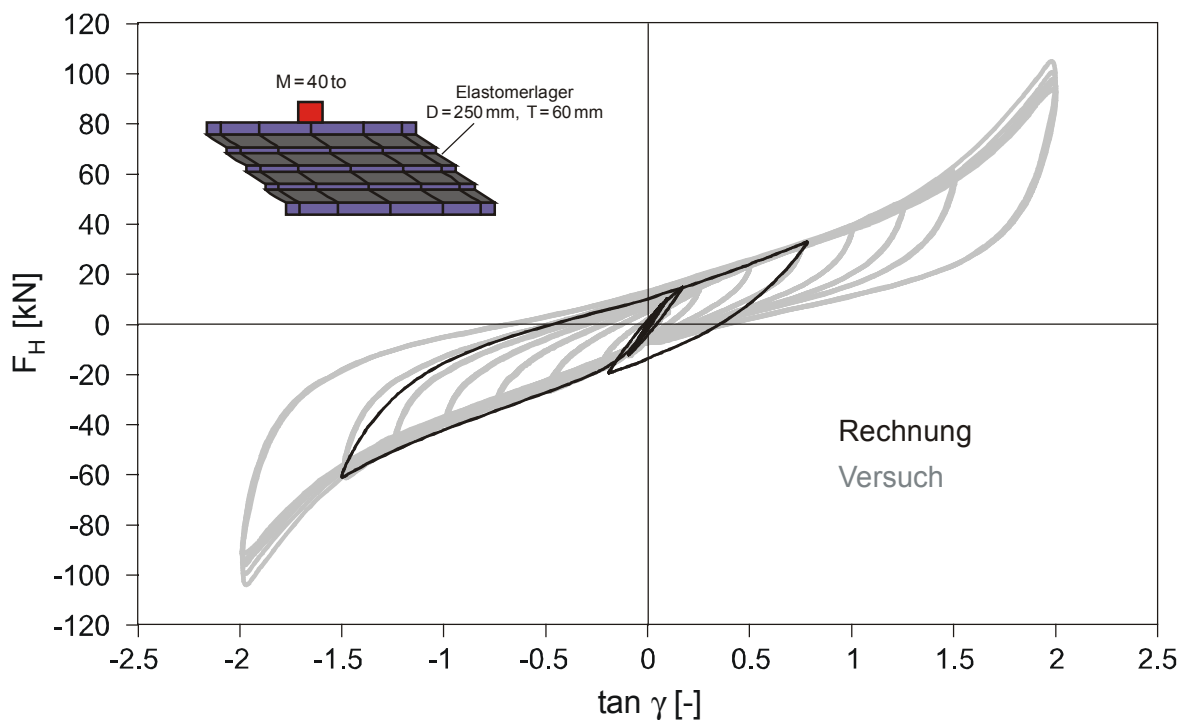


Bild 7-12 Simulierte Kraft-Verformungskurve bei freiem Ausschwingen, statische Auslenkung bis $\tan\gamma=1.5$, $F_V=400\text{ kN}$

In Bild 7-13 ist der berechnete zeitliche Verlauf der Scherdehnungen für das freie Ausschwingen dargestellt. Die schnelle zeitliche Abnahme der Amplituden zeigt sehr anschaulich das günstige Dämpfungsverhalten der HDRB-Lager (High-Damping-Rubber-Bearings – HDRB).

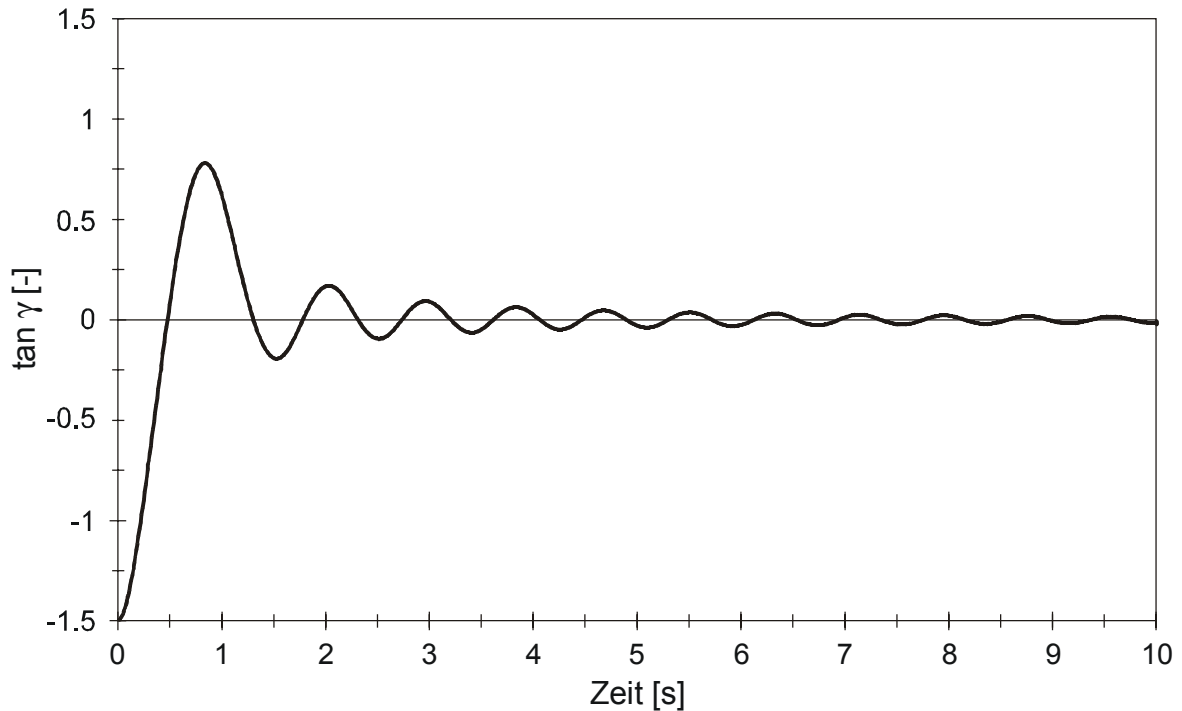


Bild 7-13 Berechneter Zeitverlauf der Scherdehnungen bei freiem Ausschwingen

Aufbauend auf den Ergebnissen der Ausschwingberechnung wurden dynamische Berechnungen für die Beanspruchung durch verschiedene Beschleunigungszeitverläufe durchgeführt. Den Berechnungen lag das in Bild 7-11 gezeigte dynamische System zugrunde.

Vrancea-Erdbeben, Rumänien, 1986

Das Vrancea-Erdbeben ereignete sich am 30.08.1986. Die Momentenmagnitude betrug $M_w = 7.2$ und die Herdtiefe 133 km. Die Spitzenbeschleunigung des an der Station INCERC in Bukarest/Rumänien registrierten Zeitverlaufs betrug $PGA = 0.9 \text{ m/s}^2$. Der Standort des errichteten Lagerbauwerks befindet sich in etwa 100 m Entfernung zu dieser Station. Der anstehende weiche Untergrund besteht vorwiegend aus Tonen unterschiedlicher Konsistenz und Festigkeit, die von sandigen und kiesigen Schichtbändern durchsetzt sind [101]. Die Besonderheiten dieses Standortes wurden bereits in Abschnitt 2.4 diskutiert. Wie in Bild 7-11 dargestellt, wurde das Lager durch den Beschleunigungszeitverlauf am Fußpunkt beansprucht. Die berechnete Systemantwort und die Lastfunktion sind in Bild 7-14 dargestellt. Da das Frequenzspektrum des Beschleunigungszeitverlaufs im Resonanzbereich des Systems zu liegen kommt, ergab sich trotz der hohen Materialdämpfung des Elastomerlagers eine Amplifikation der Amplituden .

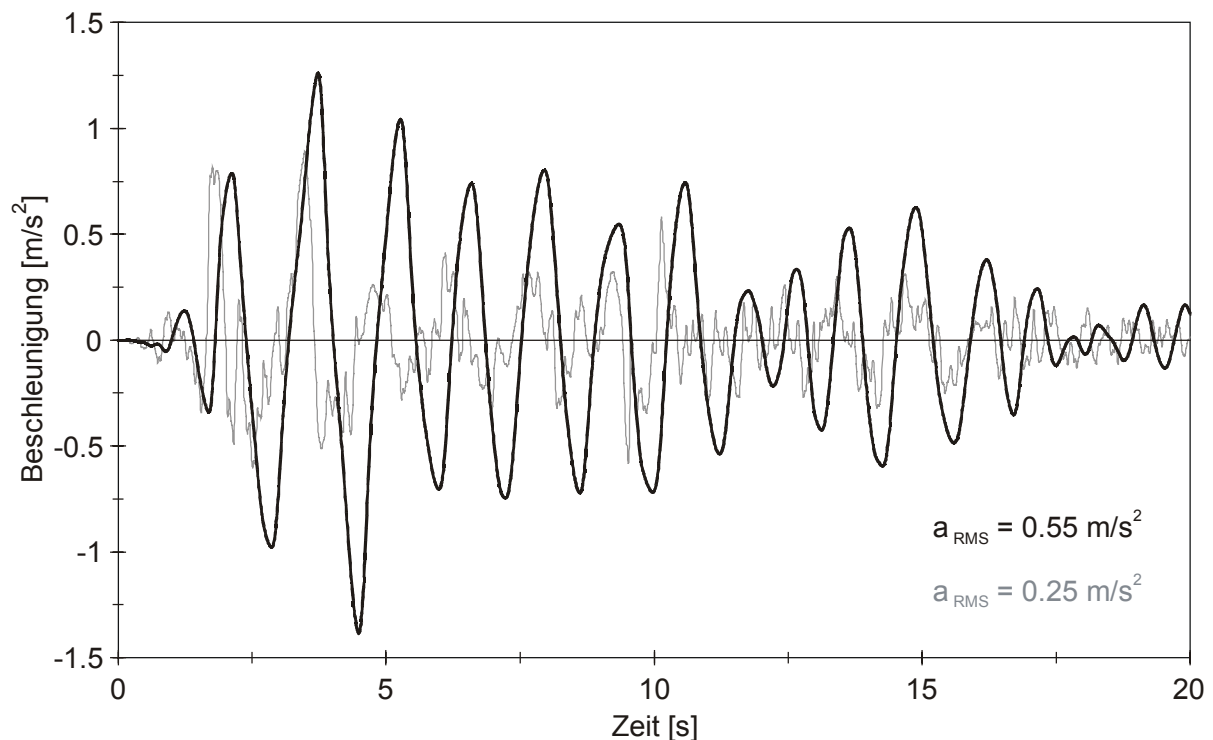


Bild 7-14 Simulierter Beschleunigungszeitverlauf (schwarz),
Lastfunktion: Vrancea-Erdbeben, 1986 (grau)

Die berechnete Lagerverformung und der Zeitverlauf der Scherdehnungen sind in Bild 7-15 und Bild 7-16 dargestellt. Die für die Lastfunktion berechnete maximale Scherdehnung betrug $\tan \gamma = 1.3$.

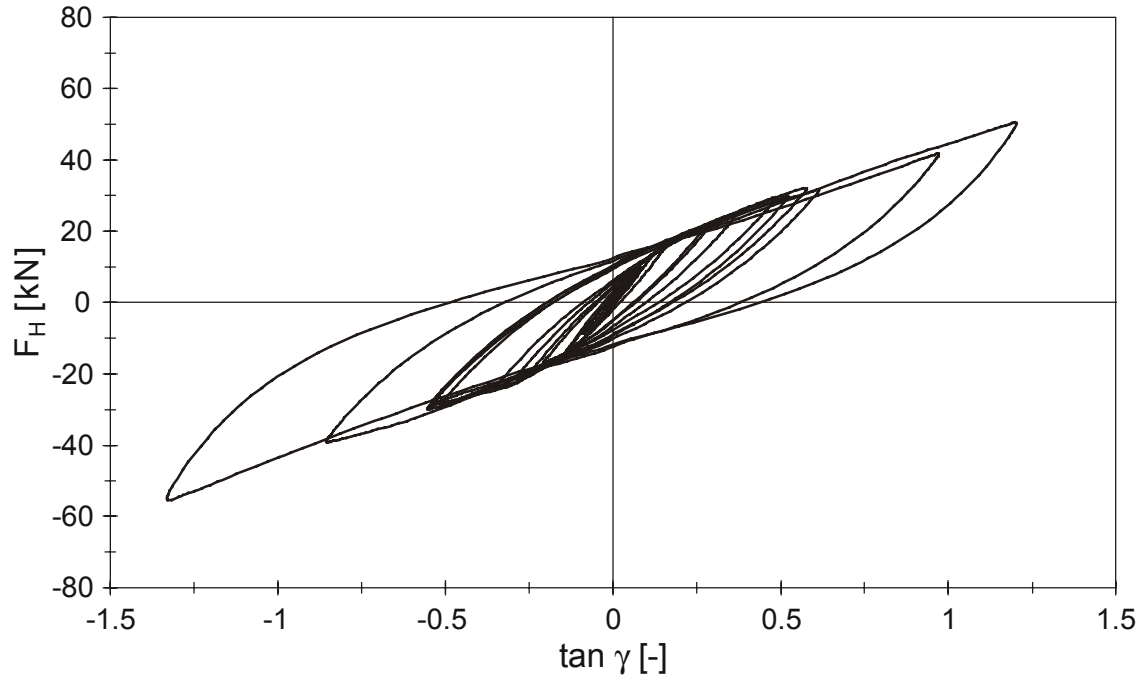


Bild 7-15 Simulierte Lagerverformung, Lastfunktion: Vrancea-Erdbeben, 1986

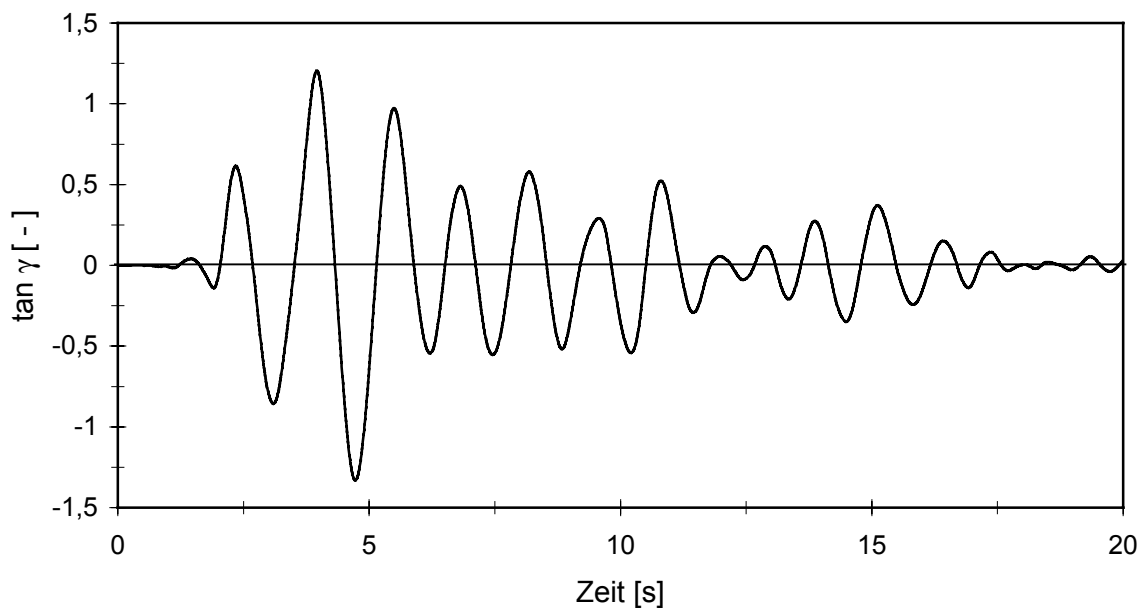


Bild 7-16 Simulierter Zeitverlauf der Scherdehnungen, Lastfunktion: Vrancea-Erdbeben, 1986

Das für die Antwortfunktion in Bild 7-17 dargestellte berechnete Antwortspektrum zeigt eine starke Amplifikation der spektralen Beschleunigungen im Periodenbereich von $T = 1$ s bis $T = 2$ s, welcher dem Resonanzbereich des in Bild 7-11 dargestellten dynamischen Systems entspricht. Für einen realistischen Vergleich der Spektralbeschleunigungen wurde bei der Darstellung in Bild 7-17 als Einhängewert bei $T = 0$ die von TRIFUNAC [139] definierte mittlere Beschleunigung a_{RMS} nach Gleichung (4.1) berechnet.

Wie aus Bild 7-17 ersichtlich ist, entspricht die in Abschnitt 5.1 diskutierte momentane dynamische Auslegung des Lagerbauwerks nicht den in Bild 5-14 dargestellten üblichen Grundprinzipien der Basisisolierung von Bauwerken, da dessen Frequenzband im Bereich der größten spektralen Beschleunigungen des Starkbebens von 1986 zu liegen kommt. Da mit der berechneten Antwortfunktion der Beschleunigung letztlich das Bauwerk beansprucht wird, macht die Berechnung deutlich, dass die Anwendung der Basisisolierung in der Praxis bei derartigen Untergrundverhältnissen und dynamischen Systemeigenschaften nicht sinnvoll ist, da genau der gegenteilige Effekt erzielt wird.

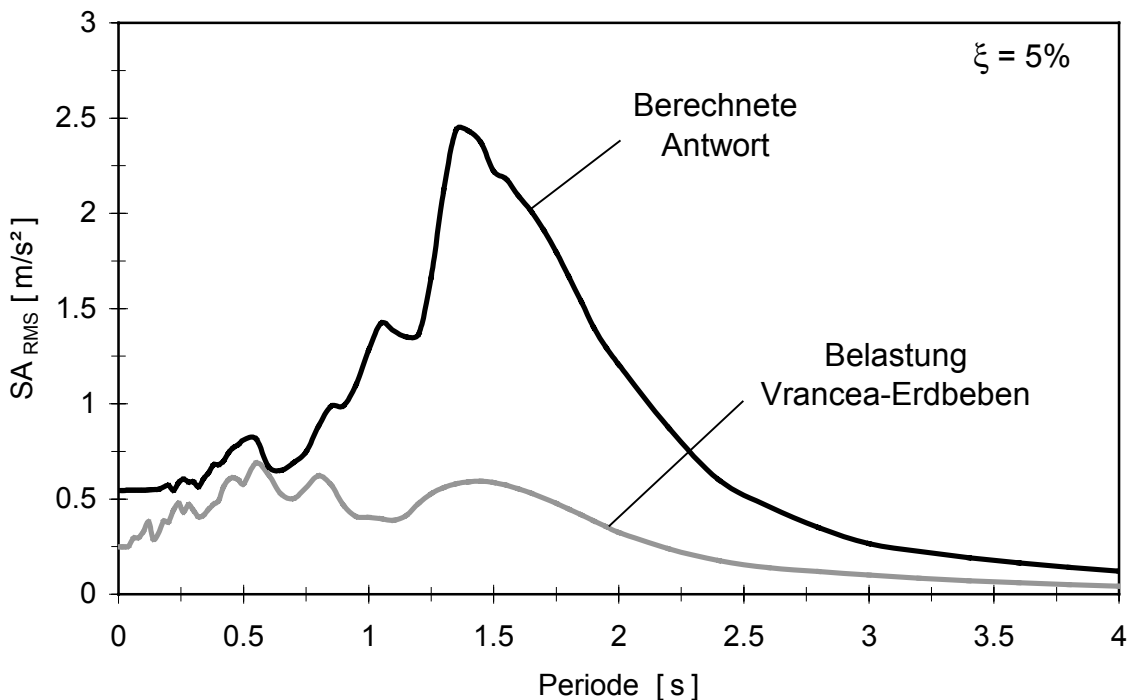


Bild 7-17 Berechnete Antwortspektren für den simulierten Beschleunigungszeitverlauf (schwarz) und das Vrancea-Erdbeben, 1986 (grau)

Kocaeli-Erdbeben, Türkei, 1999

Das Kocaeli-Erdbeben ereignete sich entlang der Nord-Anatolischen Verwerfung am 17.08.1999 mit der Momentenmagnitude $M_W = 7.4$. Eine ausführliche Dokumentation des Erdbebens findet man in [9]. Der für die Berechnung verwendete Zeitverlauf wurde an der Nahfeld-Station Yarimca registriert. Der Untergrund an der Station Yarimca besteht aus Sedimenten mittlerer Konsistenz und Festigkeit. Die Spitzenbeschleunigung des registrierten Zeitverlaufs betrug $PGA = 2.35 \text{ m/s}^2$. Wie in Abschnitt 2.3 diskutiert wurde, weisen Nahfeld-Beben zwei besondere Effekte auf.

Der erste Effekt wird als sogenannter 'Fault-Fling' bezeichnet. Dieser Ausdruck bezeichnet die Tatsache, dass es im unmittelbaren Epizentralbereich zu starken Bewegungsimpulsen kommen kann. Zustande kommt dieser Effekt durch Überlagerung von Bruchfortpflanzung- und Wellenausbreitungsgeschwindigkeit. Der zweite Effekt, verursacht durch den Doppler-Effekt und Welleninterferenzen, bewirkt die Abstrahlung der seismischen Energie in einem sehr breiten Frequenzband [146].

Für die NS-Komponente des an der Nahfeld-Station Yarimca registrierten Beschleunigungszeitverlaufs ist die simulierte Antwort in Bild 7-18 dargestellt.

Die maximale berechnete Scherdehnung der in Bild 7-19 gezeigten Kraft-Verformungskurven betrug $\tan\gamma = 2.2$. In Bild 7-20 ist der zeitliche Verlauf der Scherdehnungen dargestellt. Man erkennt die impulsartige Beanspruchung des Systems bei $t \approx 6 \text{ s}$ verursacht durch den 'Fling-Effekt', der auch im simulierten Beschleunigungszeitverlauf in Bild 7-18 erkennbar ist.

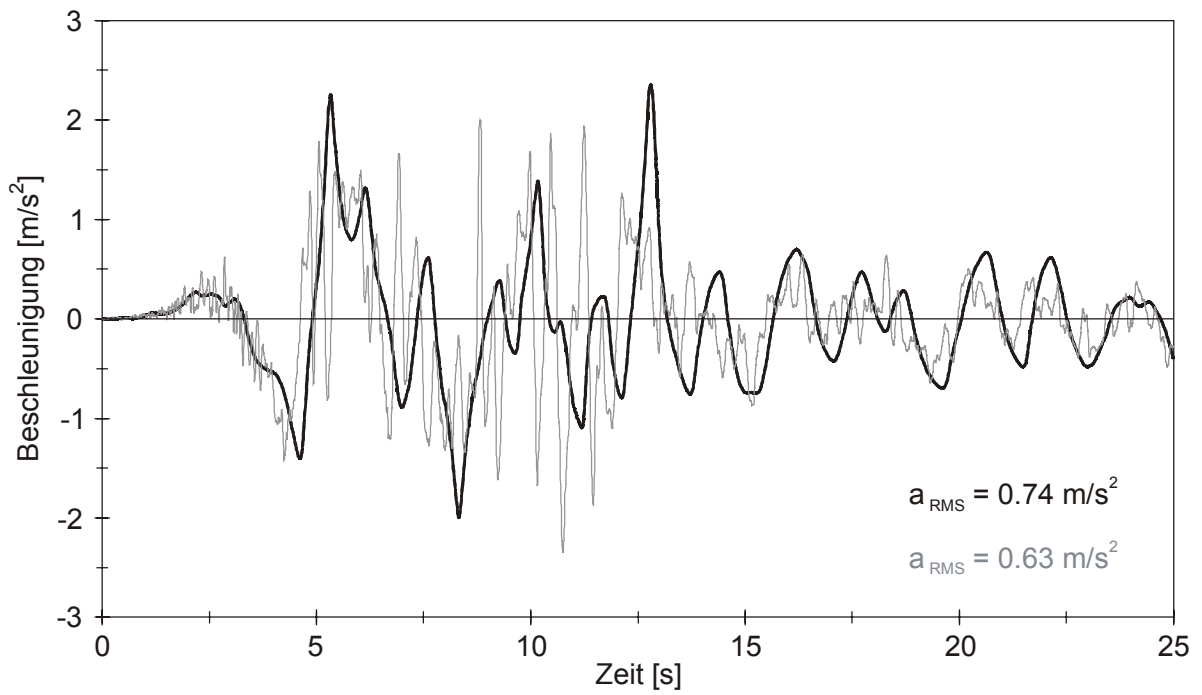


Bild 7-18 Simulierter Beschleunigungszeitverlauf (schwarz),
Lastfunktion: Kocaeli-Erdbeben, 1999 (grau)

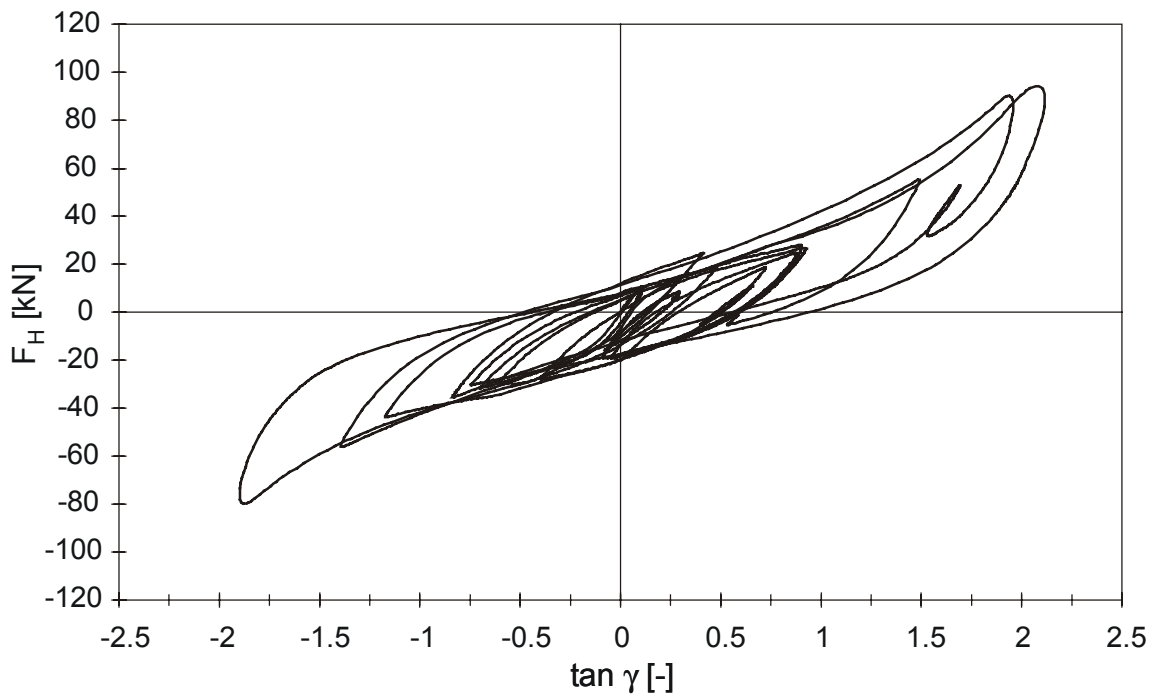


Bild 7-19 Simulierte Lagerverformung, Lastfunktion: Kocaeli-Erdbeben, 1999

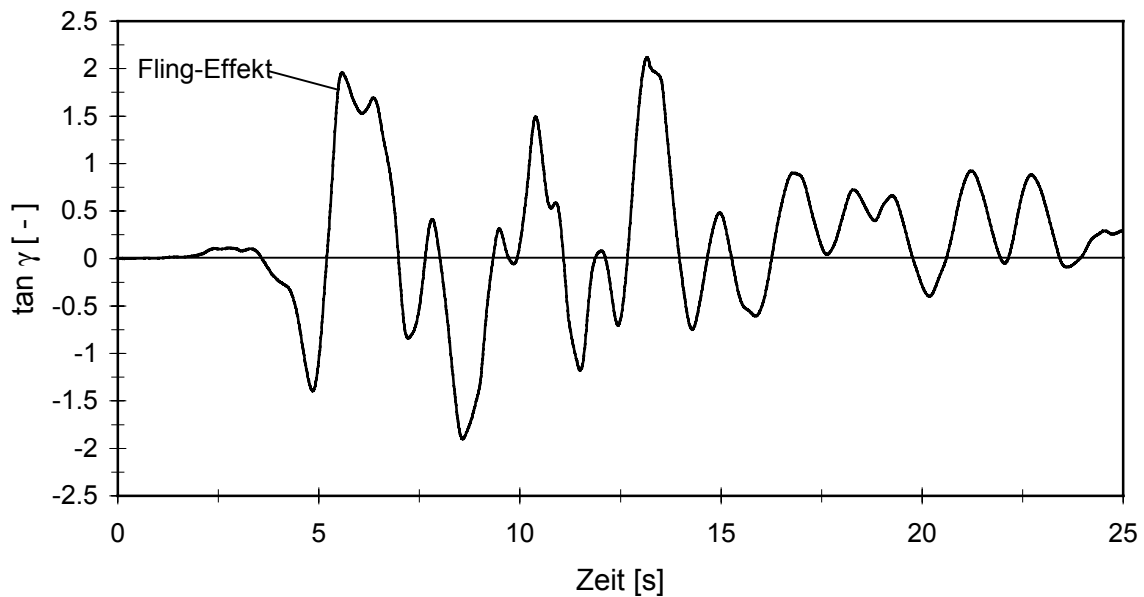


Bild 7-20 Simulierter Zeitverlauf der Scherdehnungen, Lastfunktion: Kocaeli-Erdbeben, 1999

Die Basisisolierung bewirkt eine günstige weiche Abfederung dieses Impulses, verbunden mit großen Verschiebungen. Bei konventionell errichteten Massivbauten kann diese impulsartige Beanspruchung zu einem schlagartigen Versagen des Tragwerks führen, da die bei Belastungsbeginn relativ steife Konstruktion vor der Ausbildung von günstigen dissipativen Mechanismen über deren Grenztragfähigkeit beansprucht wird.

In Bild 7-21 sind die berechneten Antwortspektren für die Lastfunktion und die simulierte Antwort dargestellt. Der Vergleich der Antwortspektren zeigt deutlich, dass durch die Basisisolierung eine starke Deamplifikation der spektralen Beschleunigungen im Bereich von $T < 0.7$ s erreicht wird. Für Perioden $T > 1.0$ s, die im Resonanzbereich des Systems liegen, erfolgt hingegen eine Amplifikation. Der Wert der berechneten mittleren Spitzenbeschleunigung a_{RMS} bleibt im Vergleich zu der Lastfunktion nahezu unverändert.

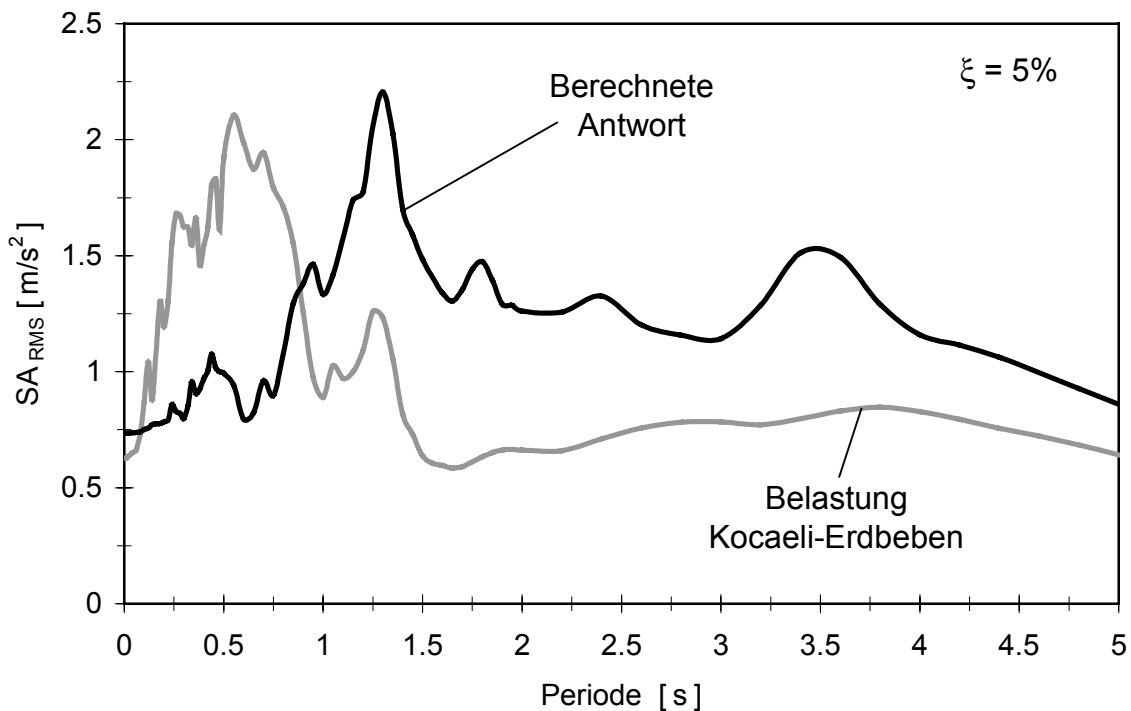


Bild 7-21 Berechnete Antwortspektren für den simulierten Beschleunigungszeitverlauf (schwarz) und das Kocaeli-Erdbeben, 1999 (grau)

Northridge-Erdbeben, USA, 1994

Als drittes Beispiel erfolgte die Berechnung der Antwort für einen registrierten Beschleunigungszeitverlauf des Northridge-Erdbebens/Kalifornien am 17.01.1994 mit der Momentenmagnitude $M_W = 6.7$ [62]. Die Spitzenbeschleunigung des registrierten Beschleunigungszeitverlauf an der Station Topanga betrug $PGA = 3.32 m/s^2$. Starke Direktivitätseffekte und der in Abschnitt 2.3 erläuterte 'Fling-Effekt', wie bei den in Bild 2-7 gezeigten Beschleunigungen für die Nahfeld-Station Rinaldi, traten an der vom Nahfeld weiter entfernten Station Topanga nicht so ausgeprägt auf. Für die hohen Beschleunigungswerte wurde im Wesentlichen der hohe Spannungsabfall an der Scherzone, der in Zusammenhang gebracht wird mit dem Typ des Bebens an einer verborgenen Aufschiebung, angesehen [133]. Die Lastfunktion und der berechnete Beschleunigungszeitverlauf sind in Bild 7-22 dargestellt. Wie aus diesem ersichtlich ist, kommt es durch die Basisisolierung zur einer starken Reduktion der hochfrequenten Beschleunigungen.

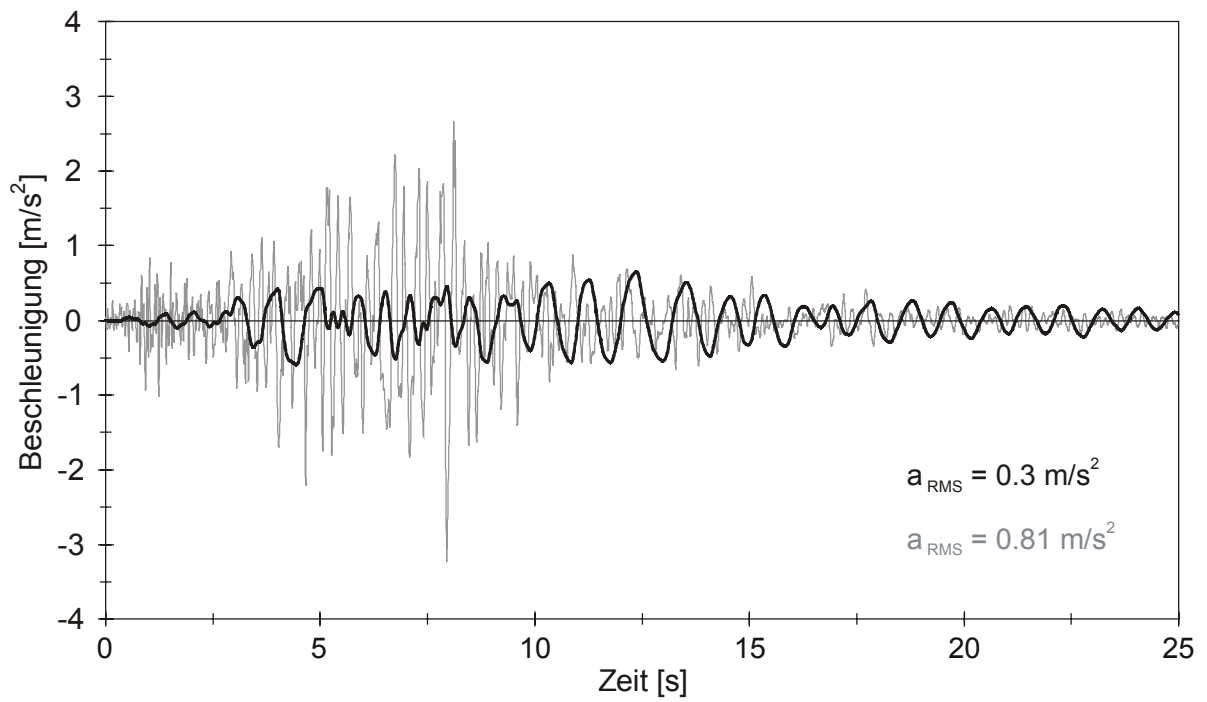


Bild 7-22 Simulierter Beschleunigungszeitverlauf (schwarz),
Lastfunktion: Northridge-Erdbeben, 1994 (grau)

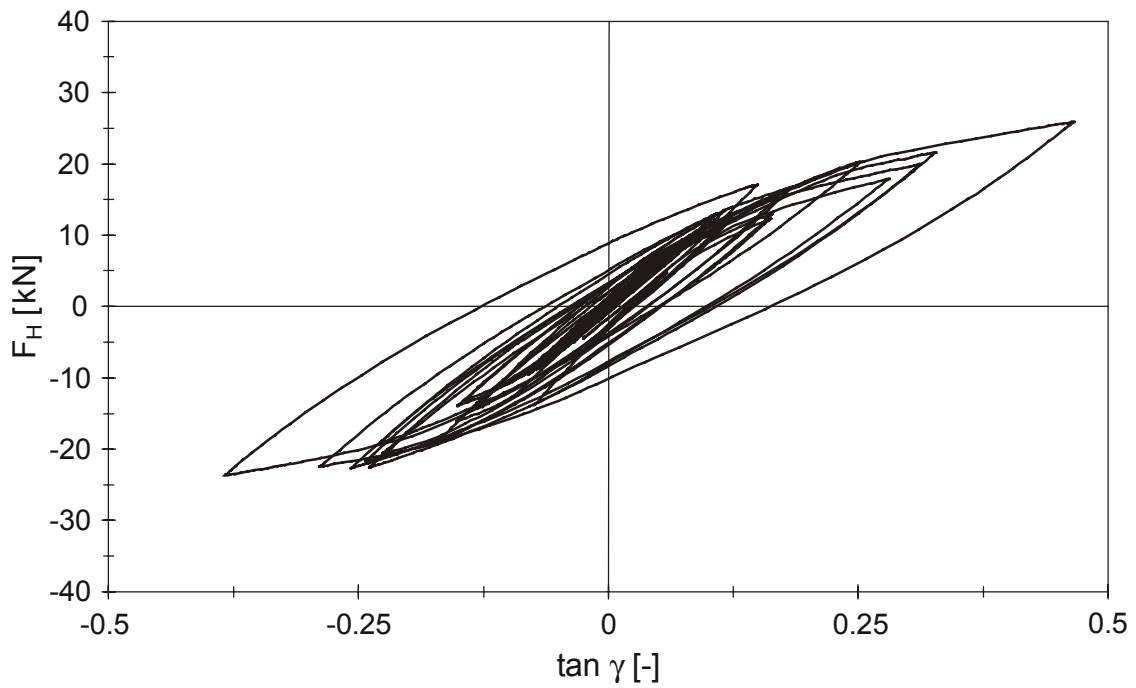


Bild 7-23 Simulierte Lagerverformung, Lastfunktion: Northridge-Erdbeben, 1994

Die maximale Scherdehnung der in Bild 7-23 und Bild 7-24 gezeigten berechneten Lagerverformungen betrug $\tan \gamma = 0.45$.

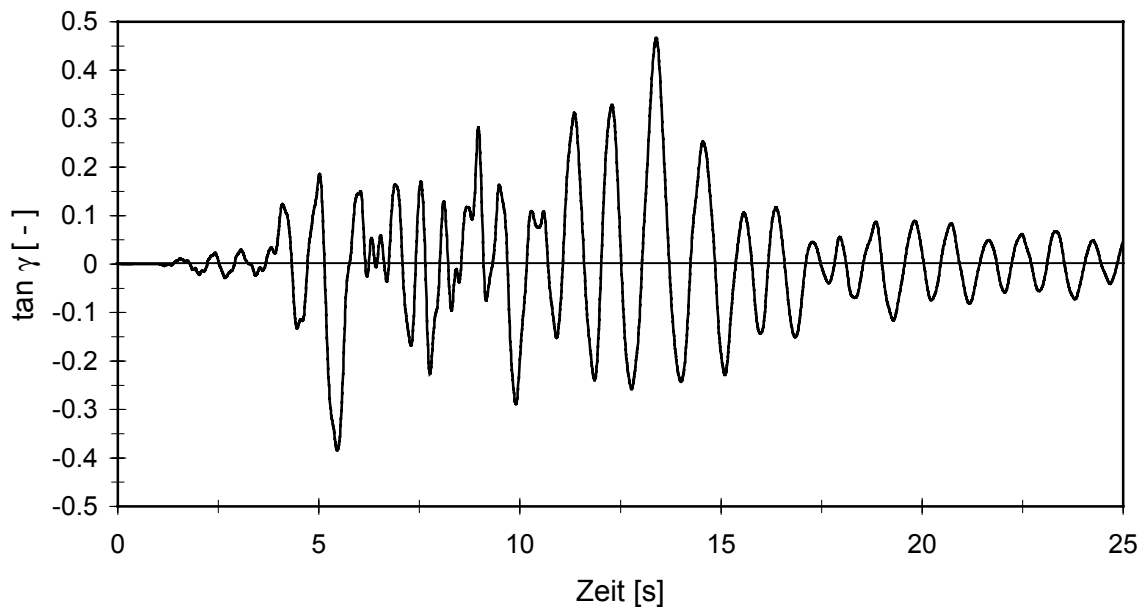


Bild 7-24 Simulierter Zeitverlauf der Scherdehnungen, Lastfunktion: Northridge-Erdbeben, 1994

Die berechneten Antwortspektren sind in Bild 7-25 dargestellt. Der Vergleich der Antwortspektren in Bild 7-25 zeigt deutlich die positive Wirkungsweise einer Basisisolierung im Periodenbereich für $T < 0.7$ s. Die hohen spektralen Beschleunigungen in diesem Periodenbereich wurden durch die Systemeigenschaften der Basisisolierung, trotz der relativ geringen Lagerverformungen, sehr stark reduziert. Dies steht in direktem Zusammenhang mit dem Frequenzspektrum der Anregung und dem Resonanzbereich des Systems. Für den Periodenbereich $T > 0.7$ s erfolgt hingegen eine Amplifikation der spektralen Beschleunigungen. Der Wert der berechneten mittleren Spitzenbeschleunigung a_{RMS} wird im Vergleich zur Lastfunktion um etwa 60 % drastisch reduziert.

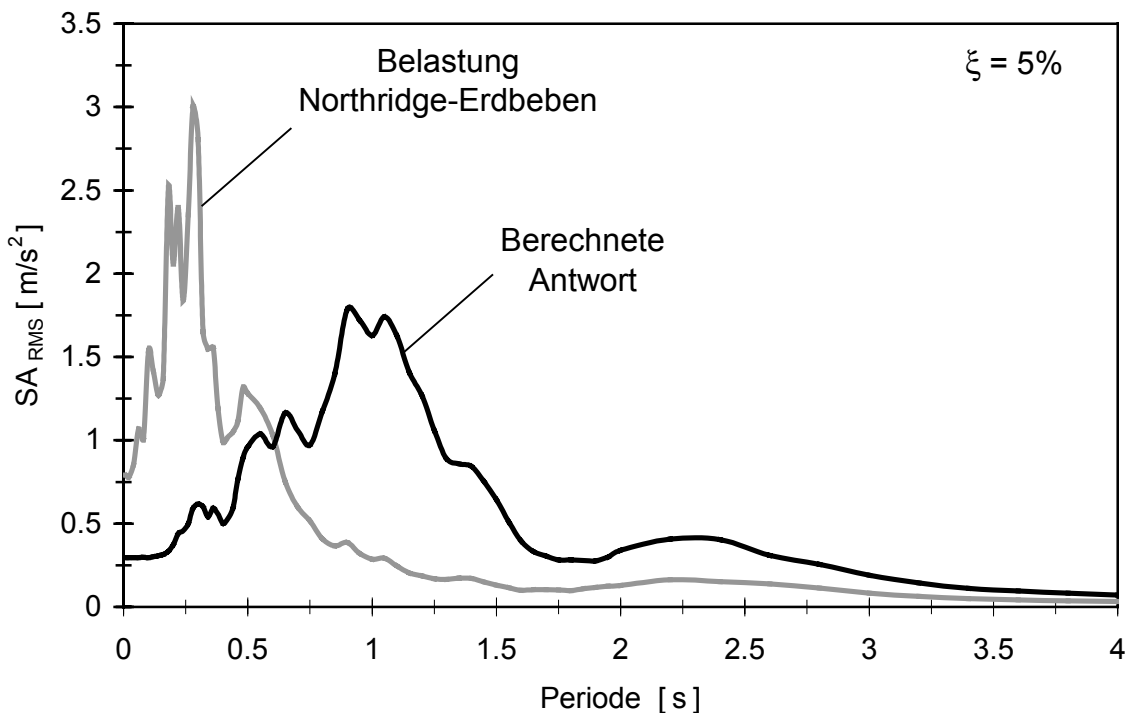


Bild 7-25 Berechnete Antwortspektren für den simulierten Beschleunigungszeitverlauf (schwarz) und das Northridge-Erdbeben, 1994 (grau)

Diskussion

Um einerseits die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes für dynamische Berechnungen und andererseits die Wirkungsweise einer seismischen Basisisolierung aufzuzeigen, wurden die Antwortfunktionen für das Vrancea-Erdbeben von 1986, das Kocaeli-Erdbeben von 1999 und das Northridge-Erdbeben von 1994 am Beispiel des in Bild 7-11 dargestellten dynamischen Systems berechnet. Die gewählten Beschleunigungszeitverläufe wiesen stark unterschiedliche Eigenschaften in deren Amplitudenspektren auf. Anhand der durchgeführten Berechnungen wurde deutlich, dass insbesondere die seismische Gefährdung am Standort und die lokalen Untergrundverhältnisse im Zusammenspiel mit den Systemeigenschaften für die günstige Wirkungsweise einer Basisisolierung von entscheidender Bedeutung sind.

8 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in zwei Themenschwerpunkte, die durch die erläuterte Wirkungskette der seismischen Gefährdung hin zum seismischen Risiko in engem Zusammenhang stehen.

In Bezug auf die seismische Gefährdung wurden nichtlineare Standorteffekte studiert, während im zweiten Beitrag das Verformungsverhalten von Elastomerlagern zur seismischen Basisisolierung von Bauwerken untersucht wurde. Zu beiden Problemstellungen konnten erweiterte Stoffgesetze formuliert werden, die das nichtlineare Materialverhalten von nichtbindigen trockenen Böden und Elastomeren bei dynamischer Beanspruchung durch Erdbeben beschreiben.

Der erste Teil der Arbeit befasst sich mit der Berechnung von nichtlinearen Standorteffekten bzw. dem Übertragungsverhalten der oberflächennahen Bodenschichten infolge der Beanspruchung durch vertikal propagierende Scherwellen. Das Übertragungsverhalten wird je nach Beanspruchungsniveau durch das hochgradig nichtlineare deviatorische Materialverhalten der anstehenden Bodenschichten stark beeinflusst. Für die mathematische Beschreibung des Materialverhaltens unter zyklischer Scherbeanspruchung wurde ein praxisorientiertes Stoffgesetz aufgestellt. Die Formulierung beschränkt sich zunächst auf nichtbindige Böden. Eine Erweiterung auf bindige normalkonsolidierte Böden ist jedoch prinzipiell möglich.

Der Ansatz des Stoffgesetzes basiert auf einer dreidimensionalen Formulierung für kleine Verzerrungen, die auf der linearen Elastizitätstheorie aufbaut. Die Spannungsantwort wurde in einen linear elastischen volumetrischen Anteil und in einen nichtlinearen deviatorischen Anteil entkoppelt. Bei der Formulierung des deviatorischen Anteils wurde als Näherung eine konstante Lagerungsdichte und ein konstantes Druckniveau vorausgesetzt. Die Annahme gründet auf der Anbindung der Stoffkennwerte an Versuchsergebnisse aus Resonant-Column-Versuchen in Form von linear-äquivalenten Bodenkennziffern, in denen der Einfluss des kontraktanten bzw. dilatanten Materialverhaltens bereits weitgehend kompensiert ist.

Das Stoffgesetz besitzt somit keine Allgemeingültigkeit, sondern beschränkt sich auf die Abbildung des deviatorischen Materialverhaltens für die genannte Problemstellung mit den definierten Randbedingungen.

Die stoffliche Nichtlinearität wird durch die Einführung von inkrementell veränderlichen Tangentenmoduln im Rahmen der Schädigungstheorie beschrieben. Die definierten Schädigungsfunktionen wurden in Analogie zu den elastischen Schubmoduln und den linear-äquivalenten Bodenkennziffern in Abhängigkeit von Zustandsgrößen definiert. Durch eine umfangreiche Parameterstudie und mit Hilfe einer Regressionsanalyse konnten die Schädigungsfunktionen in Abhängigkeit von der Lagerungsdichte und dem Druckniveau parametrisiert werden. Die elastischen Schubmoduln und die Schädigungsfunktionen wurden für eine obere und untere Steifigkeitsgrenze aufgestellt. Durch die konsistente Beschreibung kann zwischen ihnen linear interpoliert werden, so dass notwendige Parameterstudien in einfacher Weise und effizient durchgeführt werden können. Das Stoffgesetz besitzt dadurch für die praktische Anwendung einen breiten Anwendungsbereich und deckt ein breites Spektrum zur Beschreibung des linearen und nichtlinearen Materialverhaltens von nichtbindigen Böden für die genannte Problemstellung ab.

Die Leistungsfähigkeit des in den Finite-Elemente-Code ABAQUS implementierten Stoffgesetzes wurde anhand auszugsweise dargestellter Berechnungen demonstriert. Aufbauend auf Berechnungen von Einzelscherversuchen bei konstanter Lagerungsdichte und konstantem Druckniveau wurden Berechnungen an idealisierten Bodenprofilen vorgestellt. Hierbei konnte gezeigt werden, dass mit der eigenen Stoffgesetzformulierung die Nachteile, die mit den diskutierten linear-äquivalenten Berechnungsmodellen stehen, beseitigt werden konnten. Die auszugsweise dargestellten Berechnungen nichtlinearer Standorteffekte an idealisierten Profilen machen deutlich, dass mit der eigenen Stoffgesetzformulierung das nichtlineare Materialverhalten und folglich die Frequenzcharakteristik der Freifeldantwort prinzipiell abgebildet werden kann.

Im zweiten Teil wurde ein Beitrag zur seismischen Basisisolierung von Bauwerken mit Elastomerlagern erarbeitet. Im Rahmen des europäischen Forschungsprojektes 'Brite-EuRam II' wurde am Institut für Massivbau und Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH) ein umfangreiches Versuchsprogramm zur Untersuchung des Verformungsverhaltens eines optimierten Elastomertyps an ASTM-Scherproben (American Society for Testing Materials - ASTM) und skalierten Elastomerlagen durchgeführt [59], [61], [60], [57]. Ein Teilziel des Projektes bestand in der Beschreibung des hochgradig nichtlinearen Materialverhaltens von Elastomeren bei zyklischer Scherbeanspruchung durch eine konstitutive Beziehung, um zukünftige aufwendige Lagerversuche zu vermeiden.

Für diese Aufgabenstellung wurde ein bereits vorhandenes Stoffgesetz für finite Deformationen von SIMO-TAYLOR [129], [132] verwendet. Dieses basiert auf einer Entkopplung der linear elastischen volumetrischen und der nichtlinear visko-elastischen deviatorischen Spannungsantwort, da Elastomerwerkstoffe ähnlich wie Flüssigkeiten nahezu inkompressibel sind.

Das deviatorische visko-elastische Materialverhalten wird mathematisch durch eine Relaxationsfunktion ausgedrückt, die sich aus dem rheologischen Modell eines kombinierten MAXWELL-KELVIN-Körpers ableitet. Die Steifigkeitsreduktion bei zunehmender Scherdehnung wird durch eine verzerrungsgestützte Schädigungsfunktion definiert. Das Stoffgesetz von SIMO-TAYLOR wurde im Rahmen des genannten Forschungsprojektes von SCHMIDT-HURTIENNE [117], [57] in den Finite-Elemente-Code ABAQUS implementiert. Der Implementierung lag ein aufbereiteter Algorithmus von KIM, GUPTA und MARCHATAS [92] zugrunde.

Wie jedoch bei der Verifizierung des Stoffgesetzes anhand numerischer Berechnungen von ASTM-Scherversuchen deutlich wurde, konnte mit der ursprünglichen Formulierung das Verformungsverhalten bei dynamischer resp. zyklischer Beanspruchung nur bedingt abgebildet werden, so dass eine Erweiterung der Formulierung erforderlich wurde.

Die notwendigen Erweiterungen bestanden aus der Einführung einer Versteifungsfunktion nach SCHMIDT-HURTIENNE [117] zur Abbildung des 'strain-hardening' bei großen Scherdehnungen, einer eigenen dehnungsratenabhängigen Relaxationszeitfunktion zur Anpassung der Relaxationszeiten und einer eigenen erweiterten Geschichtsfunktion zur Abbildung des 'strain-hardening' bei abnehmender zyklischer Scherdehnungsamplitude. Wie die vorgestellten numerischen Berechnungen zeigten, konnte erst durch die genannten Erweiterungen das Verformungsverhalten der ASTM-Scherproben unabhängig von der Lastgeschichte und der Belastungsfrequenz abgebildet werden.

Auf den Ergebnissen aufbauend, wurden Berechnungen von Elastomerlagern unter zyklischer Beanspruchung vorgestellt. Die auszugsweise dargestellten Ergebnisse zeigen die Leistungsfähigkeit des erweiterten Stoffgesetzes für die Abbildung der Lagerverformungen. Die Berechnungen konnten weiterhin durch eine vereinfachte Diskretisierung des Elastomerlagers optimiert werden. Durch die gröbere Diskretisierung konnte sowohl eine erhebliche Reduktion der Rechenzeit als auch eine bessere Abbildung der vertikalen Lagersteifigkeit erreicht werden.

Für die Verifizierung der eigenen erweiterten Relaxationszeitfunktion und der eigenen erweiterten Geschichtsfunktion war insbesondere die Abbildung der Lagerverformung resp. des visko-elastischen Materialverhaltens bei freiem Ausschwingen von entscheidender Bedeutung.

Um die Leistungsfähigkeit des Stoffgesetzes für dynamische Berechnungen aufzuzeigen, wurden die Lagerverformungen und das Übertragungsverhalten für realistische Beanspruchungen von drei Starkbeben mit unterschiedlichen Charakteristiken im Zeit- und Frequenzbereich berechnet. Hierbei konnte demonstriert werden, dass mit der erweiterten Formulierung die Lagerverformungen unter dynamischer Beanspruchung realistisch abgebildet werden können. Anhand der durchgeführten Berechnungen wurde zudem deutlich, dass die Kenntnis der seismischen Gefährdung am Standort und die lokalen Untergrundverhältnisse im Zusammenspiel mit den Systemeigenschaften für die günstige Wirkungsweise einer Basisisolierung von entscheidender Bedeutung sind.

Literatur

- [1] ABAQUS, 1996, 'Rubber elasticity, ABAQUS user conference, Aachen', Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., USA.
- [2] ABAQUS, 1997, 'Theory manual, Version 5.7', Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., USA.
- [3] ABAQUS, 1997, 'User manual, Version 5.7', Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc., USA.
- [4] Abbott, M.M., Van Nees, H.C., 1976, 'Theory and problems of thermo-dynamics', McGraw-Hill, London.
- [5] Achenbach, J.D., 1973, 'Wave propagation in elastic solids', North Holland, Amsterdam.
- [6] Aki, K., 1979, 'Characterization of barriers on an earthquake fault', J. of Geophys. Res., 86:6140-6148.
- [7] Aki, K., 1984, 'Asperities and barriers: Characteristic earthquakes and strong motion prediction', J. Geophys. Res., 89:5867-5872.
- [8] Aki, K., Richards, P.G., 1980, 'Quantitative seismology: Theory and methods, Volumes 1 & 2', W.H. Freeman, San Francisco, California.
- [9] Akkar, S., Gülkan, P., 2000, 'A critical examination of near-field accelerograms from the sea of Marmara region earthquakes', Earthquake Hazard and Countermeasures for Existing Fragile Buildings, Edited by Lungu, D., Saito, T., Independent Film, Bucharest.
- [10] Ball, J.M., 1977, 'Convexity conditions and existence theorems in nonlinear elasticity', Archive for Rational Mechanics and Analysis, 63:337-403.
- [11] Bard, P.-Y., 1997, 'Local effects on strong ground motion: Basic physical phenomena and estimation methods for microzoning studies' Proc. of the Advanced Study Course on Seismic Risk -SERINA-, Edited by Institute of Engineering Seismology and Earthquake Engineering, Thessaloniki, Greece.
- [12] Bathe, K.-J., 1990, 'Finite-Elemente-Methode', Springer Verlag, Berlin.
- [13] Baur, M., Novak, O., Eibl, J., Lungu, D., 2001, 'Soil-Structure-Interaction and seismic isolation: An interdisciplinary investigation at the multidisciplinary seismic test site INCERC, Bucharest, Romania', Strong Motion Instrumentation for Civil Engineering Structures, Edited by M. Erdik et al., pp. 369-381, Kluwer, Dordrecht.

- [14] Baur, M., Stempniewski, L., Wenzel, F., Lungu, D., 2001, 'Seismic isolation and site effects: An interdisciplinary investigation at the multidisciplinary seismic test site INCERC, Bucharest, Romania', Earthquake Resistant Engineering Structures III, pp. 165-180, WIT Press, Southampton.
- [15] Bertero, V.V., Mahin, S.A., Herrera, R.A., 1978, 'Aseismic design implications of near fault San Fernando earthquake', Earthquake Engineering and Structural Dynamics, 6:31-43.
- [16] Betten, J., 1987, 'Tensorrechnung für Ingenieure', Teubner, Stuttgart.
- [17] Bolt, B., 1995, 'Erdbeben – Schlüssel zur Geodynamik', Spektrum Akademischer Verlag.
- [18] Bomhard, H., 1993, 'Design principles for prevention and containment of large-scale industrial accidents in seismically highly affected areas, exemplified by the storage of refrigerated liquefied gases', FIP Symposium, Concrete for the future, Kyoto, Japan.
- [19] Bomhard, H., Stempniewski, L., 1993, 'LNG storage tanks for seismically highly affected sites', Proc. of the Int. Post-SMiRT Conference on Seismic Isolation, Passive Energy Dissipation and Control of Vibrations of Structures, Capri, Italy.
- [20] Bonacina, G., et al., 1997, 'Tests and analysis of optimized high damping rubber bearings, base isolated structure mock-ups and actual isolated buildings', Proc. of the Int. Post-SMiRT Conference. on Seismic Isolation, Passive Energy Dissipation and Active Control of Seismic Vibrations of Structures, Taormina, Italy, pp. 291-310.
- [21] Bonet, J., Wood, R.D., 1997, 'Nonlinear continuum mechanics for the finite element analysis', Cambridge University Press.
- [22] Boore, D., 1983, 'Stochastic simulation of high-frequency ground motions based on seismological model of radiated spectra', Bull. Seism. Soc. Am, 73(6):1865-1894.
- [23] Bouchon, M., 1997, 'Numerical simulations of earthquake ground motion', Proc. of the Advanced Study Course on Seismic Risk -SERINA-, Edited by Institute of Engineering Seismology and Earthquake Engineering, Thessaloniki, Greece.

- [24] Braun, A., 1997, 'Schüttgutbeanspruchung von Silozellen unter Erdbebenwirkung', Dissertation, Heft 31 der Schriftenreihe des Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH).
- [25] Browning, R.V., Gurtin, M.E., Williams, W.O., 1983, 'A viscoplastic constitutive theory for filled polymers', *Int. Journal Solids of Solids Structures* 20:921-934.
- [26] Brune, J.N., 1975, 'Tectonic stress and the spectra of seismic shear waves from earthquakes', *J. Geophys. Res.*, 75:4997-5009.
- [27] Burtscher, S.L., Dorfmann, A., 1999, 'Experimental and computational aspects of cavitation in natural rubber', *Constitutive Models for Rubber*, Edited by A., Dorfmann & A., Muhr, Balkema, Rotterdam.
- [28] Carol, I., Rizzi, E., William, K., 1998, 'On the formulation of isotropic and anisotropic damage', *Proc. of the EURO-C 1998 Conference on computational modelling of concrete structures*, pp. 183-192.
- [29] Chavez-Garcia, F.J., Raptakis, D., Makra, K.; Pitilakis, K., 2000, 'Site effects at Euroseistest: Results from 2D numerical modeling and comparison with observations', *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 19:23-39.
- [30] Chen, W.-F., 1994, 'Constitutive equations for engineering materials, -Vol. 1: Elasticity and modeling, Vol. 2: Plasticity and modeling', Elsevier, Netherlands.
- [31] Chen, W.F., Mizuno, E., 1990, 'Nonlinear analysis in soil mechanics – theory and implementation', Elsevier, Netherlands.
- [32] Chen, W.F., Saleeb, A.F., 1982, 'Constitutive equations for engineering materials', John Wiley & Sons, New York.
- [33] Chopra, A.K., 1995, 'Dynamics of structures: Theory and applications to earthquake engineering', Prentice Hall, New Jersey.
- [34] Christen, H.R., 1969, 'Einführung in die Chemie', Otto Salle, Frankfurt.
- [35] Clough, R.W., Penzien, J., 1993, 'Dynamics of structures, 2nd Edition', McGraw-Hill, New York.
- [36] Coleman, B.D., Gurtin, M.E., 1967, 'Thermodynamics with internal state variables', *Journal Chemical Physics*, 47:597-613.

- [37] Comartin, C.D., Greene, M., Tubbesing, S.K., 1995, 'The Hygo-Ken Nanbu earthquake, Great Hanshin earthquake disaster January 17, 1995' Preliminary reconnaissance report, No. 95-04, EERI, Berkeley, California.
- [38] Cudmani, R.O., 2001, 'Statische, alternierende und dynamische Penetration in nichtbindigen Böden', Veröffentlichung des Instituts für Bodenmechanik und Felsmechanik, Heft 152, Universität Karlsruhe (TH).
- [39] D'Elia, B., Lanzo, G., 1996, 'Laboratory and field determinations of small-strain shear modulus of natural soil deposits', Paper ID: 1996, Proc. of the 11th WCEE, Elsevier.
- [40] Das, S., 1999, 'Kinematic and dynamic of earthquake source', Proc. of Seismotectonic and Micrization Techniques in Earthquake Engineering, Edited by K.C. Makropoulos, National University of Athens, Greece.
- [41] Desai, C.S., 1984, 'Constitutive laws for engineering materials – with emphasis on geologic materials', Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, New York.
- [42] Dobry, R., Vucetic, M., 1987, 'Dynamic properties and seismic response of soft clay deposits', Proceedings, International Symposium on Geotechnical Engineering of Soft Soils, Mexico City, 2:51-87.
- [43] Doll, S., 1998, 'Zur numerischen Behandlung großer elasto-viskoplastischer Deformationen bei isochor-volumetrisch entkoppeltem Stoffverhalten', Institut für Mechanik, Dissertation, Universität Karlsruhe (TH).
- [44] Dorfmann, A., Burtscher, S.L., 2000, 'Aspects of cavitation damage in seismic bearings', Journal of Structural Engineering, 126:573-579.
- [45] Dorfmann, A., Muhr, A., (eds.), 1999, 'Constitutive models for rubber', Balkema, Rotterdam.
- [46] Duncun, J.M., Chang, C.-Y., 1970, 'Nonlinear analysis of stress and strain in soils', ASCE, SM5, pp. 1629-1653.
- [47] Durville, J.-L., et al., 'Evaluation de l'aela sismique local – Microzonage', Génie Parasismique, Edited by Davidovici,V., Presses des Pont-des-Chausées, pp. 239-264.
- [48] Dusi, A., Forni, M., 1995, 'F.E. models of steel laminated rubber bearings', ABAQUS User's conference, VI° Congresso Nazionale, Bologna, Hibbitt, Karlsson & Sorensen, Inc..
- [49] Eggert, H., Kauschke, W., 1995, 'Lager im Bauwesen, 2. Auflage', Ernst & Sohn, Berlin.

- [50] Ehrenstein, G.W., 1978, 'Polymer-Werkstoffe, Struktur und mechanisches Verhalten: Grundlagen für das technische Konstruieren mit Kunststoffen', Carl Hanser, München.
- [51] Eibl, J., 1998, 'Seismic isolation with high damping rubber bearings', DGEB-Publikation Nr.9, Savidis, S.A. (Hrsg.).
- [52] Eibl, J., 1999, 'Dynamic behaviour of high damping rubber bearings for building seismic isolation', Vrancea Earthquakes, Edited by Wenzel, F., Lungu, D., Novak, O., Kluwer, Dordrecht.
- [53] Eibl, J., Baur, M., Böhm, M., Kasic, S., 1999, 'Entwicklung von Methoden zur realistischen Erfassung der Boden-Bauwerk-Wechselwirkung und zur Berücksichtigung der günstigen Wirkung von Bauwerksisolierungen', Sonderforschungsbereich 461, Universität Karlsruhe (TH), Berichtsband 1996-1999.
- [54] Eibl, J., Baur, M., Böhm, M., Kasic, S., 2001, 'Überprüfung von Erdbebenprognosen zum Entwurf von Bauwerken', Sonderforschungsbereich 461, Universität Karlsruhe (TH), Berichtsband 1999-2001.
- [55] Eibl, J., Baur, M., Herrmann, N., 1999, 'Schadensprognose: Methoden zur nachträglichen Ertüchtigung bestehender evtl. vorgeschädigter Bauwerke', Sonderforschungsbereich 461, Universität Karlsruhe (TH), Berichtsband 1996-1999.
- [56] Eibl, J., Gudehus, G, 2000, 'Silobauwerke und ihre spezifischen Beanspruchungen', Veröffentlichung der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG, Eibl, J., Gudehus, G, (Hrsg.), Wiley-Vch, Weinheim.
- [57] Eibl, J., Hehn, K.-H., Baur, M., Böhm, M., Schmidt-Hurtienne, B., 1996, 'Brite-EuRam II, Project BE 7010, Technical Report No. 6: Detailed numerical models of bearings', University of Karlsruhe, Germany.
- [58] Eibl, J., Hehn, K.-H., Schwartz, D., 1994, 'Performance tests on high damping steel-laminated seismic isolation bearings for LNG storage-tanks', Proc. of the 2nd Conf. of Earthquake Resistant Construction and Design, 2:963-969, Edited by S. Savidis, Balkema, Rotterdam.
- [59] Eibl, J., Hehn, K.-H., Zeller, W., 1996, 'Brite-EuRam II, Project BE 7010, Technical Report No. 5: Tests on individual elastomeric bearings, Diameter 250, 500, 800 mm', University of Karlsruhe, Germany.

- [60] ENEL, ALGA, DYWIDAG, ENEA, TARRC/MRPRA, SHW, STIN, 1993, 'Optimisation of design and performance of high damping rubber bearings for seismic and vibration isolation', EC Contract N^o: BRE2-CT93-0542, Project: N^o 7010, Bruxelles, Belgium.
- [61] ENEL, ALGA, DYWIDAG, ENEA, TARRC/MRPRA, SHW, STIN, 1996, 'Brite-EuRam II Programme: Optimisation of design and performance of high damping rubber bearings for seismic and vibration isolation', Report N^o 7, Contract N^o: BRE2-CT93-0542, Project: N^o 7010, Bruxelles, Belgium.
- [62] EQE, 1995, 'The Northridge earthquake of January 17, 1994: Report of data collection and analysis', International & California Office of Emergency Services.
- [63] Eringen, A.C, Suhubi, E.S , 1974, 'Elastodynamics, Volume I & II', Academic Press, New York and London.
- [64] Falk, G., Ruppel, W., 1976, 'Energie und Entropie: Eine Einführung in die Thermodynamik' Springer, Berlin.
- [65] Ferry, J.D., 1980, 'Viscoelastic properties of Polymers, 3rd ed.' Wiley, New York
- [66] Flory, P.J., 1961, 'Thermodynamics relations for high elastic materials', Transactions of the Faraday Society 57: 829-838.
- [67] G'sell, C., Haudin, J.M., 1995, 'Introduction à la mécanique des polymères', Institut National Polytechnique de Lorraine, Vandoeuvre lès Nancy.
- [68] Gudehus, G, 1988, 'Bodenmechanik', Enke, Stuttgart.
- [69] Gudehus, G., 1988, 'Stoffgesetze der Bodenmechanik', Grundbautaschenbuch, Teil 1 und Teil 3, Ernst & Sohn, Berlin.
- [70] Gudehus, G., 1996, 'A comprehensive constitutive equation for granular materials', Soils and Foundations , 36(1):1-12.
- [71] Gurtin, M.E., 1984, 'The linear theory of elasticity, Mechanics of solids Vol.2', Edited by C. Truesdell, Springer, Berlin.
- [72] Gurtin, M.E., Francis, E.C., 1981, 'Simple rate-independent model for damage', Journal Spacecraft 18:285-286.
- [73] Hahn, H.G., 1985, 'Elastizitätstheorie', Teubner, Stuttgart.
- [74] Hanks, T.C., Kanamori, H., 1979, 'A moment magnitude scale', J. Geophys. Res., 84:2348-2350.

- [75] Hardin, B.O., 1978, 'The nature of stress-strain behaviour of soils', Proc. ASCE Spec. Conf. on Earthq. Eng. & Soil Dyn., Pasadena, I:3-90.
- [76] Haskell, N.A., 1960, 'The crustal reflection of plane SH-Waves', J. Geoph. Res., 65:4137-4150.
- [77] Haupt, W., 1986, 'Bodendynamik, Grundlagen und Anwendung', Haupt, W., (Hrsg.), Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden.
- [78] Holzlöhner, U., 1988, 'Dynamische Bodenkennwerte – Messergebnisse und Zusammenhänge', Bautechnik, 65:306-312.
- [79] Hügel, H.M., 1996, 'Prognose von Bodenverformungen', Veröffentlichung des Instituts für Bodenmechanik und Felsmechanik, Heft 136, Universität Karlsruhe (TH).
- [80] Idriss, I.M., 1990, 'Response of soft soil sites during earthquakes', Proc. of H. Bolton Seed Memorial Symposium, BiTech Publishers, Vancouver, British Columbia, Vol. 2, pp. 273-289.
- [81] Idriss, I.M., Seed, H.B., 1968, 'An analysis of ground motion during the 1957 San Francisco earthquake', 58:2013-2032.
- [82] Idriss, I.M., Sun, J.I., 1992, 'SHAKE 91: A computer program for conducting equivalent linear seismic response analyses of horizontally layered soil deposits', User's Guide, University of California, Davis, California, 13 pp.
- [83] Ishibashi, I., Zang, X., 1993, 'Unified dynamic shear moduli and damping ratios of sand and clay', Soils and Foundations, 33(1):182-191.
- [84] Johannknecht, R., 1999, 'The physical testing and modelling of hyperelastic materials for finite element analysis', Fortschritt Berichte VDI Nr. 302, VDI, Düsseldorf.
- [85] Kachanov, L.M., 1958, 'Time of rupture process under creep conditions', TVZ Acad. Nauk S.S.R., Otd. Techn. Nauk 8:26-31.
- [86] Kachanov, L.M., 1986, 'Introduction to continuum damage mechanics', Martinus Nijhoff Publishers, Dordrecht, Netherlands.
- [87] Kagawa, T., 1992, 'Moduli and damping factors of soft marine clays', J. Geotech. Eng., ASCE, 118:1360-1375.
- [88] Kanamori, H., Anderson, D.L., 1975, 'Theoretical basis of some empirical relations in seismology', Bull. Seism. Soc. Am, 65:1073-1095.
- [89] Kausel, E., Assimaki, D., 2002, 'Seismic Simulation of inelastic soils via frequency-dependent moduli and damping', J. Eng. Mechanics, 128:34-47.

- [90] Kelly, J.M., 1991, 'Dynamic and failure characteristics of Bridgestone isolation bearings', Report No. UCB/EERC-91/04, EERC, Berkeley, California.
- [91] Kelly, J.M., 1996, 'Earthquake-Resistant design with rubber, 2nd Edition', Springer Verlag, London.
- [92] Kim, M., Gupta, A., Marchertas, A.H., 1991, 'Utilization of the Simo-Taylor constitutive model for the simulation of isolations bearings', SMiRT Conference, Transactions Vol. K, pp.169-174.
- [93] Klein, H.-H., 'Kenngrößen zur Beschreibung der Erdebeneinwirkung', Mitteilungen aus dem Institut für Massivbau, Heft 32, TH Darmstadt.
- [94] Kramer, S.L., 1996, 'Geotechnical earthquake engineering', Prentice Hall, New Jersey.
- [95] Lade, P.V., 1977, 'Elasto-Plastic stress-strain theory for cohesionless soils with curved yield surfaces', Int. J. Solids Structures, 13:1019-1035.
- [96] Lay, T., Wallace, T.C., 1995, 'Modern global seismology', Academic Press, San Diego, California.
- [97] Lemaitre, J., 1992, 'A course in damage mechanics', Springer, Berlin.
- [98] Lemaitre, J., 2001, 'Handbook of materials behaviour models, Vol. I: Deformation of Materials, Vol. II: Failures of Materials, Vol. III: Multiphysics behaviours', Academic Press, San Diego.
- [99] Loukashev, I., 2002, 'Dilatanzwellen und Schichttrennung bei Wellenausbreitung in sandigen Böden, Veröffentlichung des Instituts für Bodenmechanik und Felsmechanik, Heft 155, Universität Karlsruhe (TH).
- [100] Lungu, D., Cornea, T., Nedelcu, C., 1998, 'Hazard assessment and site-dependent response for Vrancea earthquakes in Bucharest, Romania', Vrancea Earthquakes, Edited by Wenzel, F., Lungu, D., Novak, O., Kluwer, Dordrecht.
- [101] Lungu, D.; et al., 1998, 'Near-surface geology and dynamical properties of soil layers in Bucharest, Romania', Vrancea Earthquakes, Edited by Wenzel, F., Lungu, D., Novak, O., Kluwer, Dordrecht.
- [102] Malvern, L.E., 1969, 'Introduction to the mechanics of a continuous medium', Prentice Hall, New Jersey.
- [103] Mullins, L., Tobin, N.R., 1957, 'Theoretical model for the elastic behaviour of filler-reinforced vulcanized rubbers', Rubber Chem. Technology 30: 551-571.

- [104] Mullins, L., 1947, 'Effect on stretching on the properties of rubber', *Journal of Rubber Research* 16:275-289.
- [105] Mullins, L., 1969, 'Softening of rubber by deformation', *Rubber Chem. Technology*, 42:339-362.
- [106] Naeim, F., Kelly, J.M., 1999, 'Design of seismic isolated structures –From theory to practice-', John Wiley & Sons, New York.
- [107] Ogden, R.W., 1972, 'Large deformation isotropic elasticity: On the correlation of theory and experiment for compressible rubberlike solids', *Proc. of the Royal Society of London, Series A*, 328:565-584.
- [108] Ogden, R.W., 1984, 'Nonlinear elastic deformations', John Wiley & Sons, New York.
- [109] Pond, T.J., 1995, 'Cavitation in bonded natural rubber cylinders repeatedly loaded in tension' *Journal of Natural Rubber Research*, 10:14-25
- [110] Ramberg, W., Osgood, W.R., 1943, 'Description of stress - strain - curves by three parameters', *Tech. Note 902, National Advisory Comm. Aeronaut., Washington*.
- [111] Raptakis, D., et al., 2000, 'Site effects at Euroseistest: Determination of the valley structure and confrontation of observations with 1-D analysis', *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 19:1-22.
- [112] Reid, H.F., 1911, 'The elastic rebound theory of earthquakes', *University of California, Publ. Geol. Sci.*, 6:413-444.
- [113] Richter, C.F., 1958, 'Elementary seismology', W.H. Freeman, San Francisco.
- [114] Santos, J.A., Correia, G., 2000, 'Shear modulus of soils under cyclic loading at small and medium strain levels', Paper ID: 0530, *Proc. of the 12th WCEE, Auckland, New Zealand*.
- [115] Savidis, S., Vrettos, C., 1998, 'Untersuchung zum dynamischen Verhalten von marinen Tonen', *Bautechnik*, 75(6):363-370.
- [116] Scherbaum, F., Schneider, G., Langer, H., 1993, 'Herd- und Ausbreitungsvorgänge bei Erdbeben', *DGEB-Publikation, Klein, G., (Hrsg.)*, 6:151-165.
- [117] Schmidt-Hurtienne, B., 1996, 'Gummilager zur Erdbebenisolierung', *Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, 32. DAfStb-Forschungskolloquium Karlsruhe, Universität Karlsruhe (TH)*.

- [118] Schmidt-Hurtienne, B., 2001, 'Ein dreiaxiales Schädigungsmodell für Beton unter Einschluss des Dehnrateneffekts bei Hochgeschwindigkeitsbelastung', Institut für Massivbau und Baustofftechnologie, Dissertation, Heft 42, Universität Karlsruhe (TH).
- [119] Schnabel, P.B., Lysmer, J., Seed, H.B., 1972, 'SHAKE – A computer program for earthquake response analysis of horizontally layered soils', Report No. EERC-72/12, University of California, Berkeley.
- [120] Schneider, G., 1992, 'Erdbeben Teil 1: Wie sie entstehen und wie sie wirken, 42:122-125, Erdbeben Teil 2: Was man zur Vorsorge unternehmen kann' 42:163-167, Wissenschaft und Fortschritt.
- [121] Schneider, G., 1992, 'Erdbebengefährdung', Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt.
- [122] Schneider, G., 1998, 'Neue Bemessungsspektren für Deutschland', Referatensammlung Eurocode 8, DIN 4149 - neue Regeln bei der Auslegung von Bauwerken gegen Erdbeben, Deutsches Institut für Normung (Hrsg.).
- [123] Scholz, Ch.H., 1990, 'The mechanics of earthquakes and faulting', Cambridge University Press.
- [124] Seed, R.B., et al., 1990, 'Preliminary report on the principal geotechnical aspects of the October 17, 1989 Loma Prieta earthquake', Report UCB/EERC-90-05, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.
- [125] Seed, H.B., Idriss, I.M., 1970, 'Soil moduli and damping factors for dynamic response analyses', Report No. EERC 70-10, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.
- [126] Seed, H.B., Ugas, C., Lysmer, J., 1976, 'Site-dependent spectra for earthquake resistant design', Bull. Seism. Soc. Am., 66:221-243.
- [127] Seed, H.B., Wong, R.T., Idriss, I.M., Tokimatsu, K., 1986, 'Moduli and damping factors for dynamic analyses of cohesionless soils', Journal of Geotechnical Engineering, ASCE, 112(11):1016-1032.
- [128] Silva, W.J., 1988, 'Soil response to earthquake motion', EPRI Report NP-5747, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California.
- [129] Simo, J., 1987, 'On a fully three-dimensional finite-strain viscoelastic damage model: Formulation and computational aspects', Computer methods in applied mechanics and engineering 60: 153-173.

- [130] Simo, J.C., Ju, J.W., 1987, 'Strain- and stress based continuum damage models -I. Formulation, -II. Computational aspects' *Int. Journal Solids Structures*, 23:821-869.
- [131] Simo, J.C., Taylor, R.L., 1983, 'A simple three-dimensional model accounting for damage effects', , Rept. No. UCB/SESM/83-10, Departement of Civil Engineering, University of California, Berkeley.
- [132] Simo, J.C., Taylor, R.L., 1985, 'A three-dimensional finite deformation visco-elastic model accounting for damage effects', Rept. No. UCB/SESM/85-2, Departement of Civil Engineering, University of California, Berkeley.
- [133] Smolka, A., 1996, 'Kobe und Northridge - Neue Erkenntnisse für das Schadenspotential von Erdbeben', D-A-CH – Tagung 1995, Kernbichler, K., (Hrsg.), Institut für Betonbau, TU Graz.
- [134] Sommerville, P.G., 1998, 'The amplitude and duration effects of rupture directivity in near fault ground motion', *Geotechnical Earthquake Engineering III*, ASCE, Edited by P. Dakoulas, M.K. Yegian, and R.D. Holtz.
- [135] Stone, W.C., et al., 1987, 'Engineering aspects of the September 19, 1985 Mexico earthquake', NBS Building Science Series 165, National Bureau of Standards, Washington, D.C..
- [136] Studer, A.J., Koller, M.G., 1997, 'Bodendynamik: Grundlagen, Kennziffern, Probleme, 2. Auflage', Springer, Berlin.
- [137] Studer, A.J., Ziegler, A., 1983, 'Grundlagen zur Berechnung von Bemessungserdbeben', *Mitteilungen des Instituts für Grundbau und Bodenmechanik*, Heft 122, ETH Zürich.
- [138] Sun, J.I., Golesorkhi, R., Seed, H.B., 1988, 'Dynamic moduli and damping ratios for cohesive soils', Report No. EERC-88/15, Earthquake Engineering Research Center, University of California, Berkeley.
- [139] Trifunac, M.D., Brady, A.G., 1975, 'A study of the duration of strong earthquake ground motion', *Bulletin of the Seismological Society of America*, 65:581-626.
- [140] Truesdell, C., Noll, W., 1965, 'The nonlinear field theories of mechanics', *Handbuch der Physik*, Vol. III/3, Springer, Berlin.
- [141] UBC, 1997, 'United States of America, Uniform building code: Earthquake design'.

- [142] Vucetic, M., Dobry, R., 1991, 'Effect of soil plasticity on cyclic response', *J. Geotechnical Engineering, ASCE*, 117(1):89-107.
- [143] Ward, I, M, 1979, 'Mechanical properties of solid polymers, 2nd Edition', John Wiley & Sons, New York.
- [144] Weber, M., et al., 2000, 'Scher-Zonen und Erdbeben', *Physikalische Blätter*, 56:39-44, Wiley-Vch, Weinheim.
- [145] Weidner, J., 1990, 'Vergleich von Stoffgesetzen granularer Schüttgüter zur Silodruckermittlung', Dissertation, Heft 10 der Schriftenreihe des Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie, Universität Karlsruhe (TH).
- [146] Wenzel, F., 1999, 'Fling', Entwicklungsstand in Forschung und Praxis auf den Gebieten des Erdbebeningenieurwesens, der Boden- und Baudynamik, Savidis, S.A. (Hrsg.), DGEB-Publikation Nr.10, Papyrus-Druck, Berlin.
- [147] Wenzel, F., Baur, M., Fiedrich, F., Ionescu, C., Oncescu, M.C., 2001, 'Potential of earthquake early-warning-systems', *Natural Hazards*, 23:407-416.
- [148] Wenzel, F., Lungu, D, Novak, O., (eds.), 1999, 'Vrancea earthquakes: Tectonics, hazard and risk mitigation. Selected papers of the first international workshop on Vrancea earthquakes', Kluwer, Dordrecht.
- [149] Wenzel, F., Oncescu, M., Baur, M., Fiedrich, F., Ionescu, C., 1998, '25 seconds for Bucharest', *Vrancea Earthquakes*, Edited by Wenzel, F., Lungu, D., Novak, O., Kluwer, Dordrecht.
- [150] Wenzel, F., Oncescu, M., Baur, M., Fiedrich, F., Ionescu, C., 1999, 'An early-warning-system for Bucharest', *Seis. Res. Letters*, 70(2):161-169.
- [151] Wichtmann, T., Sonntag, T., Triantafyllidis, 2001, 'Über das Erinnerungsvermögen von Sand unter zyklischer Belastung', *Bautechnik*, 78(12):852-865.
- [152] Wu, W., 1992, 'Hypoplastizität als mathematisches Modell zum mechanischen Verhalten granularer Stoffe, Heft 129 der Schriftenreihe des Instituts für Boden und Felsmechanik, Universität Karlsruhe (TH).
- [153] Yang, L.M., Shim, V.P.W., Lim, C.T., 2000, 'A visco-hyperelastic approach to modelling the constitutive behaviour of rubber', *Int. Journal of Impact Engineering* 24:545-560, Elsevier, Amsterdam.
- [154] Youd, T.L., Bardet, J.-P., Bray, J.D., 2000, 'Earthquake reconnaissance report, Kocaeli, Turkey, 1999', *Earthquake Spectra*, Vol. 16, Supplement.
- [155] Zienkiewicz, O.C., Taylor, R.L., 1989, 'The finite element method, 4th Edition', McGraw-Hill, London

LEBENS LAUF

Persönliche Daten

Name: Michael Baur
Geburtsdatum: 19. Januar 1965
Geburtsort: Tübingen
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig
Geschwister 4
Eltern Hildegard Baur
Anton Baur (verstorben 1966)

Akademische Ausbildung

1975 - 1981 Eugen-Bolz-Gymnasium Rottenburg
1984 - 1985 Berufskolleg Rottenburg
1987 - 1991 Studium des Bauingenieurwesens an der Fachhochschule
Konstanz
1991 - 1993 Doppelstudium des Bauingenieurwesens am Deutsch-
Französischen-Hochschulinstitut (DFHI) in Saarbrücken und
Metz, Frankreich, Abschluß: Dipl.-Ing. (FH) und Maîtrise
Française de Génie Civil de l'Université de Metz
1993 Europäischer Schweißfachingenieur (EWE), SLV Fellbach
1994 - 1995 Studium an der Université de Metz, Frankreich,
Vertiefung: Matériaux-Mécanique-Structures,
Abschluß: Diplôme d'Études Approfondies (D.E.A)

Zivildienst

1985 - 1987 Körperbehindertenschule Mössingen

Berufliche Laufbahn

1981 - 1984 Ausbildung zum Zimmerer
1993 - 1994 Ingenieurbüro Kling Consult GmbH, Krumbach
1995 - 2003 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Massivbau und
Baustofftechnologie der Universität Karlsruhe (TH)
2003 Ingenieurbüro Prof. Eibl + Partner GbR, Karlsruhe

**Schriftenreihe des
Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie**

Herausgeber:

Prof. Dr.-Ing. Harald S. Müller und Prof. Dr.-Ing. Lothar Stempniewski

ISSN 0933-0461

- Heft 1** Manfred Curbach: *Festigkeitssteigerung von Beton bei hohen Belastungsgeschwindigkeiten*. 1987
- Heft 2** Franz-Hermann Schlüter: *Dicke Stahlbetonplatten unter stoßartiger Belastung - Flugzeugabsturz*. 1987
- Heft 3** Marlies Schieferstein: *Der Zugflansch von Stahlbetonplattenbalken unter Längsschub und Querbiegung bei kritischer Druckbeanspruchung von Beton*. 1988
- Heft 4** Thomas Bier: *Karbonatisierung und Realkalisierung von Zementstein und Beton*. 1988
- Heft 5** Wolfgang Brameshuber: *Bruchmechanische Eigenschaften von jungem Beton*. 1988
- Heft 6** Bericht DFG-Forschungsschwerpunkt: *Durability of Non-Metallic Inanorganic Building Materials*. 1988
- Heft 7** Manfred Feyerabend: *Der harte Querstoß auf Stützen aus Stahl und Stahlbeton*. 1988
- Heft 8** Klaus F. Schönlin: *Permeabilität als Kennwert der Dauerhaftigkeit von Beton*. 1989
- Heft 9** Lothar Stempniewski: *Flüssigkeitsgefüllte Stahlbetonbehälter unter Erdbebeneinwirkung*. 1990
- Heft 10** Jörg Weidner: *Vergleich von Stoffgesetzen granularer Schüttgüter zur Silodruckermittlung*. 1990
- Heft 11** Pingli Yi: *Explosionseinwirkungen auf Stahlbetonplatten*. 1991
- Heft 12** Rainer Kunterding: *Beanspruchung der Oberfläche von Stahlbetonsilos durch Schüttgüter*. 1991

- Heft 13** Peter Haardt: *Zementgebundene und kunststoffvergütete Beschichtungen auf Beton*. 1991
- Heft 14** Günter Rombach: *Schüttguteinwirkungen auf Silozellen - Exzentrische Entleerung*. 1991
- Heft 15** Harald Garrecht: *Porenstrukturmodelle für den Feuchtehaushalt von Baustoffen mit und ohne Salzbefrachtung und rechnerische Anwendung auf Mauerwerk*. 1992
- Heft 16** Violandi Vratsanou: *Das nichtlineare Verhalten unbewehrter Mauerwerksscheiben unter Erdbebenbeanspruchung - Hilfsmittel zur Bestimmung der q-Faktoren*. 1992
- Heft 17** Carlos Rebelo: *Stochastische Modellierung menschen-erzeugter Schwingungen*. 1992
- Heft 18** Seminar 29./30. März 1993: *Erdbebenauslegung von Massivbauten unter Berücksichtigung des Eurocode 8*. 1993
- Heft 19** Hubert Bachmann: *Die Massenträgheit in einem Pseudo-Stoffgesetz für Beton bei schneller Zugbeanspruchung*. 1993
- Heft 20** DBV/AiF-Forschungsbericht: H. Emrich: *Zum Tragverhalten von Stahlbetonbauteilen unter Querkraft- und Längszugbeanspruchung*. 1993
- Heft 21** Robert Stolze: *Zum Tragverhalten von Stahlbetonplatten mit von den Bruchlinien abweichender Bewehrungsrichtung - Bruchlinien-Rotationskapazität*. 1993
- Heft 22** Jie Huang: *Extern vorgespannte Segmentbrücken unter kombinierter Beanspruchung aus Biegung, Querkraft und Torsion*. 1994
- Heft 23** Rolf Wörner: *Verstärkung von Stahlbetonbauteilen mit Spritzbeton*. 1994
- Heft 24** Ioannis Retzepis: *Schiefe Betonplatten im gerissenen Zustand*. 1995
- Heft 25** Frank Dahlhaus: *Stochastische Untersuchungen von Silobeanspruchungen*. 1995

- Heft 26** Cornelius Ruckenbrod: *Statische und dynamische Phänomene bei der Entleerung von Silozellen.* 1995
- Heft 27** Shishan Zheng: *Beton bei variierender Dehngeschwindigkeit, untersucht mit einer neuen modifizierten Split-Hopkinson-Bar-Technik.* 1996
- Heft 28** Yong-zhi Lin: *Tragverhalten von Stahlfaserbeton.* 1996
- Heft 29** DFG: *Korrosion nichtmetallischer anorganischer Werkstoffe im Bauwesen.* 1996
- Heft 30** Jürgen Ockert: *Ein Stoffgesetz für die Schockwellenausbreitung in Beton.* 1997
- Heft 31** Andreas Braun: *Schüttgutbeanspruchungen von Silozellen unter Erdbebeneinwirkung.* 1997
- Heft 32** Martin Günter: *Beanspruchung und Beanspruchbarkeit des Verbundes zwischen Polymerbeschichtungen und Beton.* 1997
- Heft 33** Gerhard Lohrmann: *Faserbeton unter hoher Dehngeschwindigkeit.* 1998
- Heft 34** Klaus Idda: *Verbundverhalten von Betonrippenstäben bei Querkzug.* 1999
- Heft 35** Stephan Kranz: *Lokale Schwind- und Temperaturgradienten in bewehrten, oberflächennahen Zonen von Betonstrukturen.* 1999
- Heft 36** Gunther Herold: *Korrosion zementgebundener Werkstoffe in mineralsauren Wässern.* 1999
- Heft 37** Mostafa Mehrafza: *Entleerungsdrücke in Massefluss-Silos - Einflüsse der Geometrie und Randbedingungen.* 2000
- Heft 38** Tarek Nasr: *Druckentlastung bei Staubexplosionen in Siloanlagen.* 2000
- Heft 39** Jan Akkermann: *Rotationsverhalten von Stahlbeton-Rahmenecken.* 2000

- Heft 40** Viktor Mechtcherine: *Bruchmechanische und fraktologische Untersuchungen zur Rißausbreitung in Beton.* 2001
- Heft 41** Ulrich Häußler-Combe: *Elementfreie Galerkin-Verfahren – Grundlagen und Einsatzmöglichkeiten zur Berechnung von Stahlbetontragwerken.* 2001
- Heft 42** Björn Schmidt-Hurtienne: *Ein dreiaxiales Schädigungsmodell für Beton unter Einschluß des Dehnrateneffekts bei Hochgeschwindigkeitsbelastung.* 2001
- Heft 43** Nazir Abdou: *Ein stochastisches nichtlineares Berechnungsverfahren für Stahlbeton mit finiten Elementen.* 2002
- Heft 44** Andreas Plotzitz: *Ein Verfahren zur numerischen Simulation von Betonstrukturen beim Abbruch durch Sprengen.* 2002
- Heft 45** Timon Rabczuk: *Numerische Untersuchungen zum Fragmentierungsverhalten von Beton mit Hilfe der SPH-Methode.* 2002
- Heft 46** Norbert J. Krutzik: *Zu Anwendungsgrenzen von FE-Modellen bei der Simulation von Erschütterungen in Kernkraftbauwerken bei Stoßbelastungen.* 2002
- Heft 47** Thorsten Timm: *Beschuß von flüssigkeitsgefüllten Stahlbehältern.* 2002
- Heft 48** Slobodan Kasic: *Tragverhalten von Segmentbauteilen mit interner und externer Vorspannung ohne Verbund.* 2002
- Heft 49** Christoph Kessler-Kramer: *Zugtragverhalten von Beton unter Ermüdungsbeanspruchung.* 2002
- Heft 50** Nico Herrmann: *Experimentelle Verifizierung von Prognosen zur Sprengtechnik.* 2002
- Heft 51** Michael Baur: *Elastomerlager und nichtlineare Standorteffekte bei Erdbebeneinwirkung.* 2003

Frühere Berichte des
Instituts für Massivbau und Baustofftechnologie

Ulrich Häußler: *Geschwindigkeits- und Spannungsfelder beim Entleeren von Silozellen.* 1984

Wilfried Gladen: *Numerische Untersuchungen der Lasten in Silozellen beim exzentrischen Entleeren.* 1985

Bezug der Hefte: Institut für Massivbau und Baustofftechnologie
Universität Karlsruhe
Postfach 6980

D - 76128 Karlsruhe

Tel. 0721/608-2263

Fax 0721/608-2265

Druckkostenzuschuss incl. Porto: je Heft 18 €

Außerdem noch erhältlich:

Festschrift

Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Dr.techn. h.c. Josef Eibl

Aus dem Massivbau und seinem Umfeld

788 Seiten, Preis incl. Versand: 25 €