Erweiterung der Transmission-Line-Methode auf die Biegewelle zur Simulation von Crashsensorsignalen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt von:	Dipl.-Ing. (FH) Marinus Luegmair
geboren am:	26.01.1981
in:	Dachau

genehmigt durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:	Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hauptmann
	Prof. Dr.-Ing. habil. Bernd Michaelis
	Prof. Dr.-Ing. Thomas Brandmeier

Promotionskolloquium am: 21.Januar.2011

"We should not overlook the importance of simplicity combined with depth of understanding, not only for its cultural value, but as a technological tool"

M. A. Biot

Science and the Engineer. Applied Mechanics Reviews, Volume 16 (1963), Page 89-90

Danksagung

Mein Dank gilt Professor Hauptmann für die Übernahme der Betreuung der Doktorarbeit und die stete Unterstützung bei ihrer Anfertigung.
Des Weiteren möchte ich Professor Brandmeier dafür danken, mir die Möglichkeit gegeben zu haben im Rahmen des CISS-Forschungsprojektes an der vorliegenden Arbeit arbeiten zu können.
Mein weiterer Dank gilt Professor Michaelis für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Mein Dank gilt natürlich auch meinen Kollegen im CISS-Forschungsprojekt die mir immer helfend zur Seite standen.
Hier möchte ich besonders Lucas Oestreicher und Markus Kohlhuber erwähnen, die immer für eine tiefe fachliche Diskussion zur Verfügung standen und oft einfach nur die „richtigen“ Fragen gestellt haben.

Zudem möchte ich allen Mitarbeitern von Continental Regensburg, der AUDI AG, der Hochschule Ingolstadt, der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg und des ifak Magdeburg sowie allen Diplomanden und Studenten danken die mich in irgendeiner Art und Weise während meiner Arbeit unterstützt und somit auch zum gelingen dieser beigetragen haben.

Der ganz besondere Dank gilt meiner Frau Karolina die mich stets, auch in schwierigen Phasen, unterstützt hat und ohne die ich diese Arbeit nie begonnen hätte.
Meinen Kindern Afra, Anian und Beat möchte ich danken, dass sie immer für einen guten Ausgleich gesorgt haben und - ihnen unbewusst - mir stets vor Augen führten was wirklich wichtig ist.

Widmen möchte ich diese Arbeit meinem Vater Josef Luegmair (1949 - 2010)

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung iii

Abstract v

1. Einführung 1
1.1. Entwicklung der passiven Sicherheitssysteme . . . 1
1.2. Aktueller Stand der Frontcrasherkennung . . . 3
1.3. Idee der körperschallbasierten Crasherkennung . . . 4
1.4. Crash Impact Sound Sensing (CISS) . . . 5
1.5. Einfluss der Körperschallausbreitung . . . 6
1.6. Anforderungen aus dem Entwicklungsprozess . . . 7
Was wurde erreicht . . . 8

2. Theoretische Grundlagen des Körperschall 9
2.1. Definition des Körperschall . . . 9
2.2. Mögliche Wellenarten . . . 10
2.3. Dispersion . . . 14
2.4. Wellenausbreitung . . . 15
2.5. Entstehung von Eigenschwingungen . . . 19
2.6. Analytische Beschreibung der Spannungsabhängigkeit . . . 20
Was wurde erreicht . . . 22

3. Bestimmung der Eigenschaften des Ausbreitungsbereiches 23
3.1. Identifikation des Ausbreitungsbereiches . . . 23
3.2. Mechanische Eigenschaften . . . 24
3.3. Dominierende Wellenart . . . 26
3.4. Bewertung von Wellen und Eigenschwingungen . . . 29
3.5. Einfluss der Spannungsabhängigkeit . . . 30
3.6. Anforderungen aus den physikalischen Eigenschaften . . . 32
Was wurde erreicht . . . 33

4. Theoretische und praktische Bewertung bestehender Simulationsverfahren 35
4.1. Finite-Elemente-Methode (FEM) . . . 35
4.2. Statistical Energy Analysis (SEA) . . . 40
4.3. Spectral Element Method (SEM) . . . 43
4.4. Transmission-Line-Methode (TLM) . . . 45
Was wurde erreicht . . . 48

5. Entwurf eines neuen Verfahrens 49
5.1. Simulation im Zeitbereich . . . 49

5.2. Zerlegung der Struktur in Teilbereiche (Analyse) . . . 51
5.3. Beschreibung der Übertragungsstrecke . . . 54
5.4. Darstellung von Übergängen . . . 62
5.5. Kombination der Bereiche (Synthese) . . . 65
5.6. Parametergewinnung . . . 66
Was wurde erreicht . . . 68

6. Erweiterung des Verfahrens auf zweidimensionale Strukturen 69
6.1. Unterschiede zur eindimensionalen Struktur . . . 69
6.2. Modellierungsansatz . . . 74
6.3. Konstruktion der Ausbreitungswege . . . 76
6.4. Realisierung . . . 78
6.5. Abgrenzung zu anderen Verfahren . . . 81
6.6. Anwendung der Methodik . . . 82
Was wurde erreicht . . . 84

7. Umsetzung des Verfahrens 85
7.1. Allgemeine Programmeigenschaften . . . 85
7.2. Ausbreitungsblock . . . 85
7.3. Aufbau des Übergangsblocks . . . 87
7.4. Block für Sensorverhalten und Signalverarbeitung . . . 92
7.5. Vollständige Simulationsumgebung . . . 92
Was wurde erreicht . . . 94

8. Validierung des Verfahrens 95
8.1. Überprüfung der Dispersion . . . 95
8.2. Validierung der zweidimensionalen Modellierung . . . 97
8.3. Anwendung auf eine Fahrzeugstruktur . . . 100
Was wurde erreicht . . . 102

9. Zusammenfassung und Ausblick 103
9.1. Zusammenfassung . . . 103
9.2. Ausblick . . . 105

A. Experimentelle Untersuchung der Spannungsabhängigkeit 107

Formelzeichenverzeichnis 115

Abkürzungsverzeichnis 119

Abbildungsverzeichnis 121

Literaturverzeichnis 123

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Simulationsverfahren entwickelt welches es ermöglicht die Körperschallausbreitung der Biegewelle und ihrer Effekte in Fahrzeugstrukturen zu simulieren. Hierbei werden sowohl transiente Welleneffekte als auch Eigenfrequenzen und -formen im hochfrequenten Bereich bis $20\,kHz$ berücksichtigt.
Die Motivation hierzu ergibt sich aus aktuell schwer zu unterscheidenden Crashlastfällen. Um diese trennen zu können wird die körperschallbasierte Crasherkennung angewendet. Bei dieser Technologie spielt die Übertragung des Körperschalls von der Fahrzeugfront in die Fahrzeugmitte zum Sensor eine entscheidende Rolle. Deshalb ist es unumgänglich dieses Ausbreitungsverhalten bereits frühzeitig innerhalb der Fahrzeugentwicklung zu betrachten. Dies kann nur durch ein entsprechendes Simulationsverfahren erfolgen, für welches sich aus der Anwendung die Anforderungen ableiten lassen (Kapitel 1).
Basierend auf den theoretischen Grundlagen der Wellenausbreitung im Kontinuum werden die relevanten Effekte aufgezeigt (Kapitel 2) und bezüglich ihres Einflusses für die Simulation der Körperschallausbreitung innerhalb der Fahrzeugstruktur bewertet (Kapitel 3).
Mit den sich hieraus ergebenden physikalischen Anforderungen an die Berechnungsmethode werden die bestehenden Simulationsverfahren auf ihre Eignung für die gegebene Anwendung untersucht (Kapitel 4).
Da keines der bestehenden Verfahren die Anforderungen der geringen Rechenzeit und Abbildung transienter Welleneffekte erfüllt, wird die Biegewelle mit ihren Effekten in die Transmission-Line-Methode (TLM) integriert. Bei diesen Effekten handelt es sich um Dispersion, Dämpfung, Reflexion und Transmission sowie 90 °-Phasensprung. Die Beschreibung der Effekte erfolgt mathematisch im Zeitbereich und die Struktur wird entsprechend dieser Effekte zerlegt und modelliert (Kapitel 5).
Anschließend wird aufbauend auf der eindimensionalen Simulation der erweiterten TLM ein Verfahren entworfen mit dem die Wellenausbreitung auch auf zweidimensionalen Strukturen äußerst effektiv beschrieben und simuliert werden kann. Hierzu wird die Reduktion der unendlich vielen möglichen Strahlen auf wenige relevante entwickelt, die Energieverdünnung mathematisch beschrieben und die komplexeren Reflexions- und Transmissionsfaktoren eingeführt (Kapitel 6).
Die Umsetzung des Verfahrens erfolgt zeitdiskret in einem entsprechenden Programm. Hierzu wird die diskrete Faltung mit der Impulsantwort der Dispersion über ein FIR-Filter realisiert und analog hierzu die weiteren Effekte implementiert. Die 90 °-Phasendrehung wird über ein diskretes, endliches und kausales Hilbertfilter mit optimierter Koeffizientenzahl genähert (Kapitel 7).
Anschließend erfolgt die Validierung des Verfahrens an mehreren Beispielgeometrien und einem Fahrzeugtunnel durch den Vergleich von Simulation und Messung. Sowohl im unbearbeiteten Zeitsignal als auch in der Einhüllenden und ihrem Integral ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation (Kapitel 8).
Abschließend finden sich die Zusammenfassung und der Ausblick (Kapitel 9).

Abstract

This work describes the development of a new simulation technique for the structure-born sound propagation of bending waves and their effects in car structures. Both transient wave effects, natural frequencies and shapes at the high frequency range up to $20\,kHz$ are considered in this simulation method.
The motivation for this development arises from actual crash scenarios which are hard to discriminate. To identify fatal crashes structure-born sound based crash detection is applied. For this technology the structure-born sound-transmission from the car front to the sensor in the middle of the car is essential. Therefore it is necessary to know and to be able to adjust the propagation characteristics in an early stage of the car design process. This is only possible with an adequate simulation technique, which has to meet the requirements from this application (Chapter 1).
Main effects will be introduced with the theoretical background of the wave propagation at the continua (Chapter 2). Next, the impact of these effects for the structure-born sound transmission is evaluated (Chapter 3).
Based on this theoretical investigation the physical requirements for the simulation method can be derived and will be used to analyse the qualification of the existing simulation techniques for the given application (Chapter 4).
None of these simulation methods can meet the given requirements of low computing time and description of high frequency transient wave effects. The realized way to get an adequate technique is to integrate the bending wave and their effects into the Transmission-Line-Method (TLM). These effects are namely dispersion, damping, insulation, reflection, transmission and the $90\,°$-phase shift. Mathematical models in the time domain are derived for the effects and are integrated in the TLM. For this the structure is decomposed in an appropriate way to be described by this models (Chapter 5).
In the next step the developed one-dimensional simulation technique is adapted to model transient wave propagation effectively in two-dimensional systems. This can be achieved by the reduction of the infinite number of possible rays to the relevant ones for the required sensor signal. Additional two-dimensional effects of energy attenuation and highly complex reflection and transmission coefficients are also mathematically described and integrated (Chapter 6).
The realization of the simulation method is done in a numerical program in the discrete time domain. Discrete convolution with the impulse response of the dispersion is made with an FIR-filter. All further effects can be handled similarly. Only the special case $90\,°$-phase shift requires a discrete, causal Hilbert filter with optimized coefficients (Chapter 7).
Subsequently, the validation of the simulation methodology with measured signals, by two simple structures and a whole car transmission tunnel is realized. The results are in good agreement to the measurement even in the unfiltered time signal. Accordingly, the envelope signals and their integration are also in good agreement with the experiment (Chapter 8).
Finally there is the conclusion and an outlook for possible further investigations (Chapter 9).

1. Einführung

Beginnend mit der geschichtlichen Entwicklung wird die Motivation für weitere Verbesserungen an passiven Sicherheitssystemen aufgezeigt. Hieraus lässt sich auch die Notwendigkeit der Optimierung und somit des Einsatzes der körperschallbasierten Crasherkennung ableiten. Für die Auswertung des im Crash entstehenden Körperschallsignals ist der Einfluss der Körperschallausbreitung von großer Bedeutung da die Signalleitung über die Fahrzeugstruktur das Signal erheblich beeinflusst.
Die Integration einer solchen Technologie in das Fahrzeug erfordert heute Simulationsverfahren die bereits früh im Entwicklungsprozess Aussagen über die zu erwartenden Eigenschaften liefern. Aus dieser Vorgabe werden die Anforderungen des Anwenders an ein Verfahren zur Simulation der Körperschallsensorsignale im Crash entwickelt.

1.1. Entwicklung der passiven Sicherheitssysteme

Mit der steigenden Mobilisierung des Menschen in der ersten Hälfte des 20. Jahrhunderts ist die Zahl der im Straßenverkehr Getöteten gestiegen. Diese Entwicklung wurde erst in den 1970er Jahren aufgehalten und umgekehrt (Abbildung 1.1).

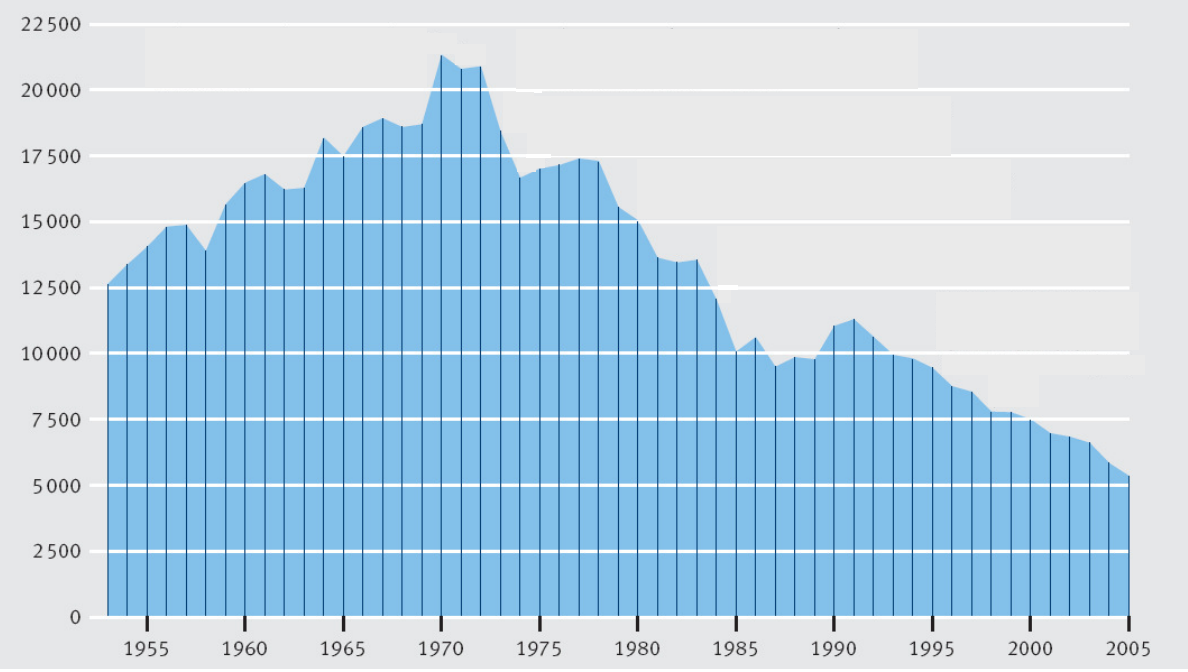

Abbildung 1.1.: Zeitliche Entwicklung der Zahl der im Straßenverkehr Getöteten in Deutschland [184]

Die ersten Erfindungen und Patente zur Verbesserung der Sicherheit der Insassen wurden bereits früh realisiert. So stammt die ursprüngliche Idee des Airbag von Parrot *et al.* [146] die diesen als konstant aufgeblasenes Luftkissen in Flugzeugen einsetzen wollten. Aber erst Anfang der 1950er Jahre wurde die Idee von Linderer [104] und anschließend Bertrand [8] auf das Auto übertragen und der Airbag so konzeptioniert dass er sich nur bei Bedarf entfaltet. Die Befüllung sollte durch einen Druckspeicher und ein Ventil erfolgen, was sich aber als viel zu langsam erwies. Erst in den 1970er Jahren konnte durch Gasgeneratoren, die kontrolliert eine Sprengladung abbrennen das nötige Gasvolumen in der kurzen Zeit bereitgestellt werden. Zudem wurde in dieser Zeit auch die Sensorik soweit entwickelt dass der Airbag überhaupt gezündet werden konnte. Den Einzug in die Serienproduktion, auch von Fahrzeugen die nicht der Oberklasse angehören, hielt der Airbag dann erst Ende der 1980er Jahre [85, 155].
Die äußerst positive Entwicklung der Zahl der Verletzten und Getöteten nach unten lässt sich erkennen wenn die Zahl der zugelassenen Fahrzeuge betrachtet wird (Abbildung 1.2). Trotz einer annähernden Verdreifachung der Fahrzeugzahl konnte die Zahl der Getöteten mehr als halbiert werden.
Diese Entwicklung ist in der Anfangsphase auf die Einführung der weichen Knautschzone zur Energieabsorption und der nicht deformierbaren Fahrgastzelle (Prinzip von Barényi [5, 96]) sowie vor allem des Sicherheitsgurtes [181] zurückzuführen. 1974 wurde der Einbau von Gurten in Deutschland verpflichtend, 1976 wurde die Gurtanlegepflicht und 1984 ein Verwarnungsgeld bei Nichtbeachtung eingeführt [98]. Die hohe Schutzwirkung des Sicherheitsgurtes ergibt sich durch die gleichmäßige Ableitung der Kräfte durch den Gurt anstatt der Kollision mit Lenkrad oder Armaturenbrett. Zudem wird das Durchschlagen der Frontscheibe vermieden.

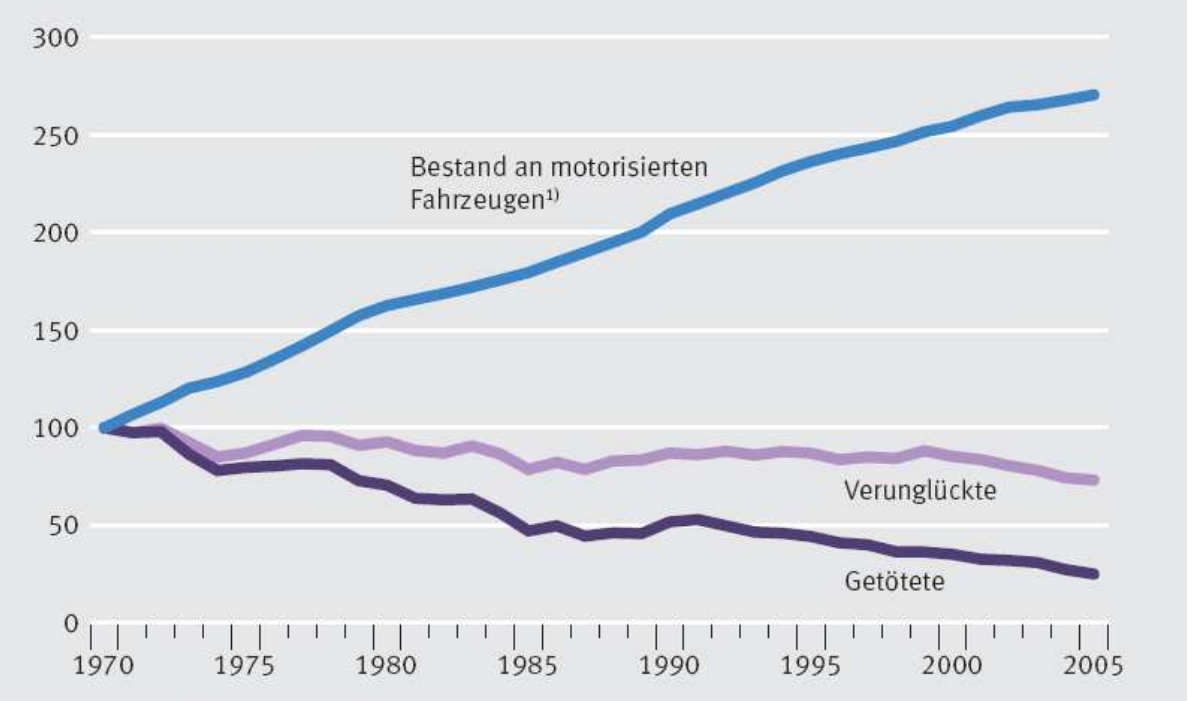

Abbildung 1.2.: Prozentuale Änderung der Verunglückten, Getöteten und des Bestands an motorisierten Fahrzeugen in Deutschland (Anzahl im Jahr 1970 entspricht 100 %) [184]

Unangeschnallte Fahrer oder Insassen haben eine dreifach höhere Wahrscheinlichkeit bei einem Unfall zu sterben [154]. Bei höheren Geschwindigkeiten mit einem EES (Energy Equivalent Speed - entspricht der Geschwindigkeit eines vergleichbaren Crash gegen eine nicht deformierbare Barriere) von mehr als $60\,k\frac{m}{h}$ ist die Schutzwirkung des Sicherheitsgurtes nicht mehr ausreichend. Zudem kann der Gurt bereits ab einem EES von $30 - 50\,k\frac{m}{h}$ nicht mehr das Aufschlagen des Kopfes auf das Lenkrad verhindern, so dass 25 % der gurtgeschützten Fahrer Kopfverletzungen haben. Hier bietet der Airbag die Möglichkeit das Verletzungsrisiko weiter zu senken, indem er die einwirkenden Kräfte großflächiger verteilt und die Rotation des Kopfes und somit das Aufschlagen auf das Lenkrad verhindert. Dies führt zu einer Reduzierung der Verletzungen an Kopf und Halswirbelsäule sowie oberem Thorax um 40 % [98, 155].
Trotz all dieser Erfolge sterben in Deutschland jährlich immer noch über 4 400 Menschen (Stand 2008 [36]) und europaweit jährlich fast 40 000 [154]. Aus diesem Grunde ist die Fahrzeugsicherheit mit ihren Bereichen aktive und passive Sicherheit sowie deren Vernetzung immer noch Gegenstand der aktuellen Forschung [41, 55, 85, 96, 143, 155, 181, 182].

1.2. Aktueller Stand der Frontcrasherkennung

Im Bereich der passiven Sicherheit hat der Frontcrash eine besondere Bedeutung, da etwa 40 % aller Unfälle und 80 % aller tödlichen Unfälle Frontalkollisionen sind (Zahlen für Fahrzeuge ohne Airbag [98]).
Die Erkennung und Unterscheidung dieser Szenarien basiert auf den Signalen die spezielle mikromechanische Beschleunigungssensoren liefern [96]. Diese Sensoren werden zentral in der Fahrzeugmitte, meist direkt integriert in das Airbagsteuergerät, eingebaut. Manche, vor allem höherwertige Fahrzeuge besitzen zudem so genannte Up-Front-Sensoren die direkt in der Fahrzeugfront im Bereich der ersten Deformation verbaut werden und somit im Falle eines Crash sehr früh relevante Signale liefern [99, 150, 153, 155, 183]. Diese Sensoren messen die Verzögerung der Fahrzeugstruktur innerhalb des Frequenzbereiches bis etwa $400\,Hz$ und müssen dem Steuergerät und den darin implementierten Algorithmen innerhalb eines Zeitraumes von $20 - 30\,ms$ die zur Crasherkennung nötige Information liefern [48]. Entsprechend hoch sind die Anforderungen an die Sensoren, die Signalübertragung und an das Airbagsteuergerät [149, 153].
Unter den verschieden Crashtests die unter Laborbedingungen gefahren werden, stellt die Trennung von zwei Versuchen eine besondere Herausforderung dar. Der eine ist der Allianz-Zentrum-für-Technik-Test (AZT) der zur Versicherungseinstufung dient und der andere der Offset-Deformable-Barrier-Test (ODB) mit deformierbarer Barriere und nur teilweiser Überdeckung des Hindernisses mit dem Fahrzeug, der die Kollision mit einem entgegenkommenden Fahrzeug nachbilden soll (Abbildung 1.3). Im Falle des AZT wird mit langsamer Geschwindigkeit gegen eine starre Barriere gefahren und der entstandene Schaden begutachtet, woraus sich der Aufwand für eine Reparatur errechnen lässt. Entsprechend darf bei diesem Test der Airbag auf keinen Fall auslösen, da dies zu extremen Kosten führen würde. Im Gegenzug hierzu muss beim ODB der Airbag auf jeden Fall rechtzeitig gezündet werden um die Insassen vor tödlichen Verletzungen zu schützen [12]. Dieser Test hat mit einem EES von über $60\,k\frac{m}{h}$ ein fast 250fach höheres Todesrisiko als der AZT mit einem EES von $16\,k\frac{m}{h}$ [154].

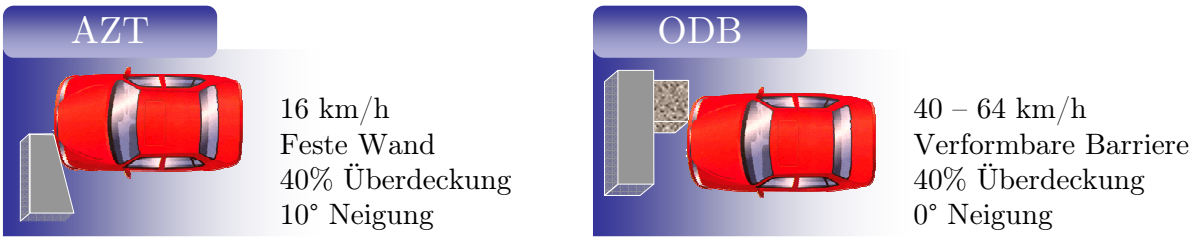

Abbildung 1.3.: Gegenüberstellung der Testparameter der beiden Crashtestfälle AZT (Airbag darf nicht auslösen) und ODB (Airbag muss auslösen)

Die Auswertung der niederfrequenten Verzögerungssignale bei beiden Testfällen liefert oftmals nur eine unbefriedigende Differenzierung da durch das harte Hindernis in Kombination mit der geringen Crashgeschwindigkeit beim AZT und die weiche deformierbare Barriere in Kombination mit der hohen Geschwindigkeit beim ODB die messbaren Verzögerungen in der Anfangsphase zu ähnlich sind (Abbildung 1.4) [2, 48].
Aus diesem Grunde ist es nötig zusätzliche Informationen in die Zündentscheidung des Airbags mit einzubeziehen. Dies kann durch die erwähnten Up-Front-Sensoren oder über die zusätzliche Messung des entstehenden Körperschalls erfolgen [12].

1.3. Idee der körperschallbasierten Crasherkennung

In der Deformationszone an der Fahrzeugfront gibt es mehrere Effekte welche Körperschall in die Fahrzeugstruktur einkoppeln [115, 164, 165] der sich dann durch die Struktur zum Airbagsteuergerät hin ausbreitet. Die Ausbreitung erfolgt in Abhängigkeit von Wellenart und Geometrie der Fahrzeugteile mit Geschwindigkeiten im Bereich von $500 - 5\,000\,\frac{m}{s}$ und steht somit schnell genug am Steuergerät zur Verfügung um eine zusätzliche Information zur Crashunterscheidung zu liefern. Wenn sich das Körperschallsignal von der standardmäßig gemessenen Verzögerung unterscheidet liefert es eine Information die es ermöglicht die Crashfälle schneller zu unterscheiden. Da die Information durch die Körperschallausbreitung durch die Fahrzeugkarosserie auch im Fahrzeuginnenraum zur Verfügung steht können die Up-Front-Sensoren in der Fahrzeugfront und somit Kosten eingespart werden [12, 149].

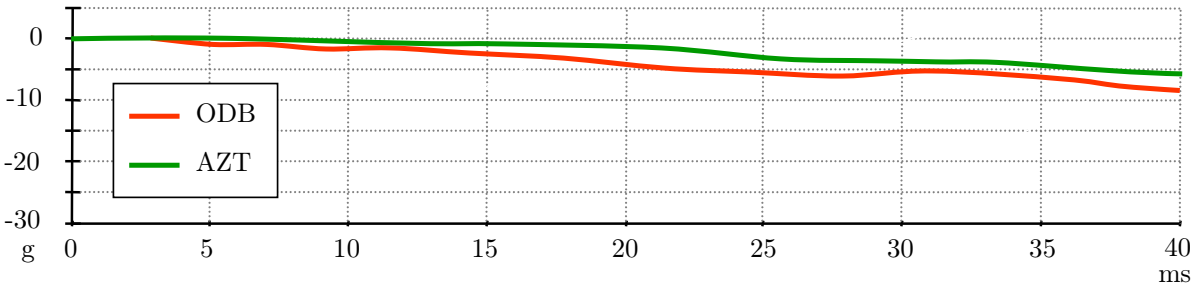

Abbildung 1.4.: Typischer schwer zu unterscheidender Verlauf der in der Fahrzeugmitte gemessenen Verzögerung bei den beiden Testfällen AZT und ODB innerhalb des Zeitraums in dem die Unterscheidung erfolgen muss

Der Unterschied zwischen beiden Signalen, Verzögerung und Körperschallsignal, liegt aus der Perspektive des Sensors lediglich im Frequenzbereich. Die Messung des Körperschall stellt eine Erweiterung der gemessenen Strukturschwingungen von $400\,Hz$ bis über $20\,kHz$ dar (Abbildung 1.5) [113, 114, 115, 111]. Somit können die heute übliche Verzögerungsmessung und die zusätzliche Messung des Körperschalls mit nur einem Sensor erfolgen, wodurch kein zusätzlicher, sondern lediglich ein spezialisierter Sensor nötig ist [122].

1.4. Crash Impact Sound Sensing (CISS)

Eine Umsetzung der körperschallbasierten Crasherkennung wurde von Continental unter dem Namen Crash Impact Sound Sensing in Serie gebracht.
Der CISS-Sensor befindet sich im zentralen Airbagsteuergerät und misst sowohl die niederfrequente Verzögerung als auch die hochfrequente Strukturschwingung [122]. Der Sensor ist als kapazitiver Sensor [12, 48] in mikromechanischer Bauweise [67] als elektronisches Bauelement ausgeführt (Abbildung 1.6).
Da die auszuwertenden Schwingungen, bzw. die daraus resultierenden Beschleunigungen bis in den Bereich von $20\,kHz$ gehen, ist es nötig die Sensorsignale nachzuverarbeiten, da sie sonst vom Steuergerät nicht verwendet werden können. Dies erfolgt durch eine Bandpassfilterung um das Signal auf den relevanten Bereich zu beschränken und anschließende Betragsbildung, Tiefpassfilterung und Unterabtastung. Diese Reduktion der Abtastfrequenz erfolgt da die interne Kommunikation des Steuergerätes mit $4\,kHz$ arbeitet und sonst die Daten nicht verarbeitet werden könnten. Der Effekt der gesamten Signalbearbeitung auf das gemessene Signal

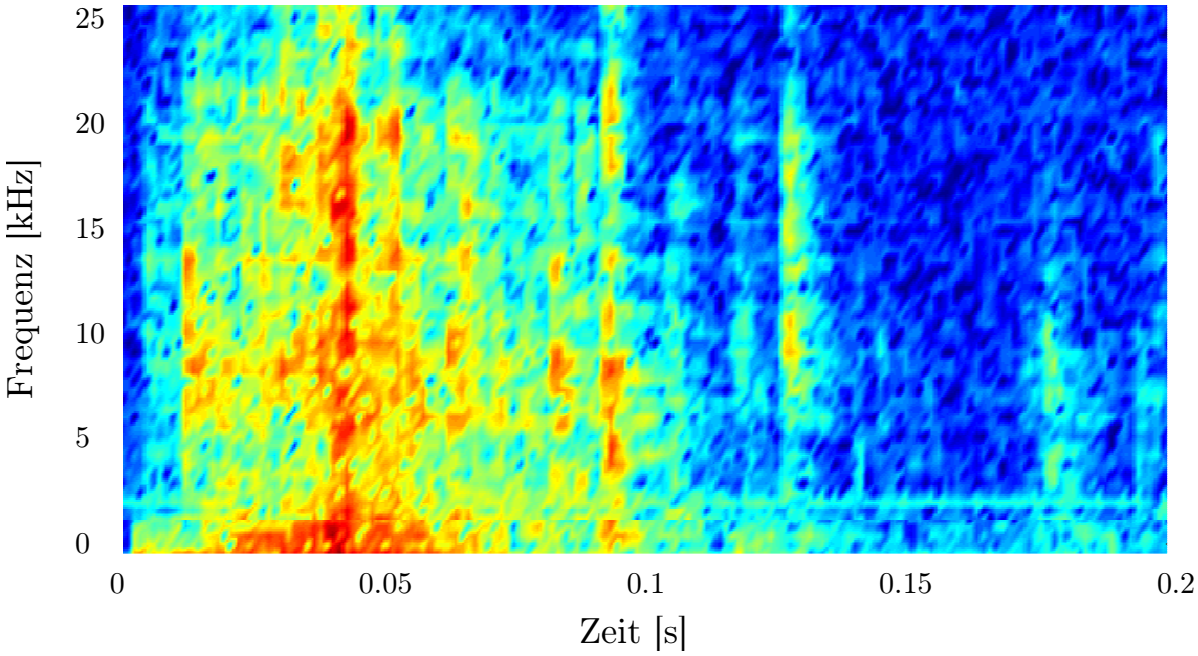

Abbildung 1.5.: Zusätzliche für die Crashunterscheidung zur Verfügung stehende Information durch den erweiterten Frequenzbereich der Körperschallmessung, beispielhaft am Spektrogramm eines Körperschallsensors im Crashtest [113]

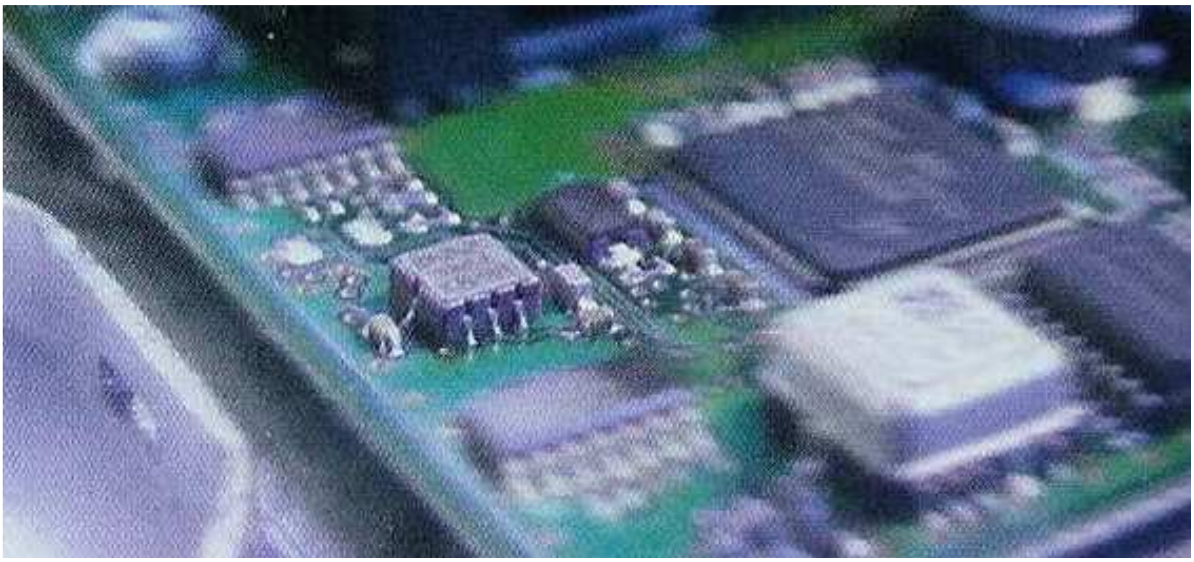

Abbildung 1.6.: Leiterplatte eines Airbagsteuergerätes mit integriertem CISS-Sensor [19]

ist dem Verlauf einer Einhüllenden ähnlich. Andere Verfahren die eine genauere Auswertung der Sensorsignale ermöglichen, wie etwa eine Auswertung mittels Wavelet-Transformation [4, 138], sind durch die begrenzte Rechenleistung des Steuergerätes [41] nicht realisierbar.

1.5. Einfluss der Körperschallausbreitung

Neben den Eigenschaften des Sensors und der Art der Signalverarbeitung ist aber vor allem auch die Körperschallausbreitung durch die Fahrzeugstruktur ein wichtiger Punkt. Denn das Nutzsignal wird in der Fahrzeugfront generiert [164] und anschließend über die Fahrzeugstruktur zum Steuergerät mit dem eigentlichen Sensor transportiert.
Die Fahrzeugkarosserie mit ihren Eigenschaften moduliert das Signal beim Signaltransport im Gegensatz zur elektrischen Leitung des Up-Front-Sensor stark, so dass das Nutzsignal nur in veränderter Weise gemessen werden kann [111, 113, 114, 115]. Für das Verständnis der Vorgänge aber auch für den Entwicklungsprozess ist es deshalb unerlässlich die Körperschallausbreitung mit zu betrachten.
Die Hauptausbreitung des Körperschalls erfolgt durch die Fahrzeugkarosserie (Abbildung 1.7) deren grundlegende Konstruktion, basierend auf dem Prinzip der deformierbaren Fahrzeugfront (Kapitel 1.1), bei allen Fahrzeugen ähnlich ist. Bauteile die nicht Teil der Karosserie sind, sind durch die schlechte Anbindung und den verbreiteten Einsatz von Kunststoffen mit hohen Dämpfungsfaktoren nicht relevant für die Körperschallausbreitung. Ebenso können die nichttragenden Außenhautteile der Karosserie vernachlässigt werden, da sie durch ihre geringe Steifigkeit nur sehr begrenzt Körperschallenergie übertragen.
Der Körperschall entsteht im Bereich des Biegequerträger und der Crashbox (Abbildung 1.7) und wird anschließend über die Längsträger in den Unterboden eingeleitet. Vom Unterboden gelangt das Signal direkt auf den Tunnel. Abhängig vom Fahrzeugtyp sitzt das Steuergerät mit dem integrierten Sensor an unterschiedlichen Positionen am Tunnel. Somit ergibt sich eine Ausbreitungsstrecke von $2 - 4\,m$, je nach Fahrzeug.

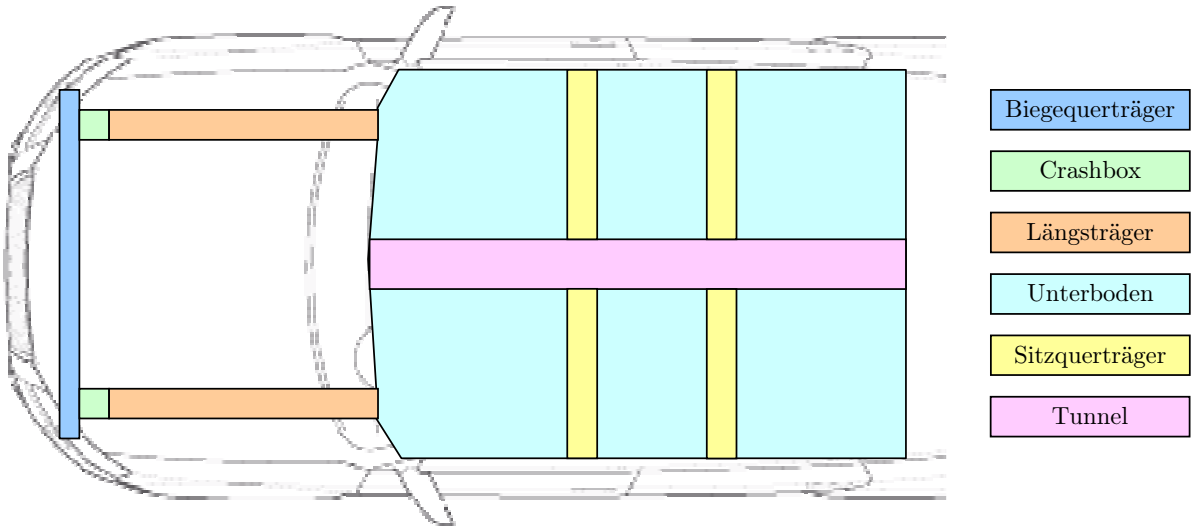

Abbildung 1.7.: Die wichtigsten an der Körperschallübertragung beteiligten Bauelemente bzw. Bereiche einer Fahrzeugstruktur

Die an der Körperschallleitung beteiligten Strukturen sind aus komplex geformten Rohren und Blechen zusammengesetzt und bestehen entweder aus Stahl oder Aluminium.

1.6. Anforderungen aus dem Entwicklungsprozess

Im Rahmen des Integrationsprozesses der körperschallbasierten Crasherkennung in das Fahrzeug ergeben sich einige Anforderungen an Verfahren rund um die Körperschallausbreitung.
Die einfachste Möglichkeit die Güte der Körperschallausbreitung zu bestimmen ist eine Vermessung des realen Fahrzeuges. Diese ist aber erst möglich wenn die Entwicklung des Fahrzeuges soweit abgeschlossen ist, dass ein Prototyp vorhanden ist. In diesem Stadium können aber nur noch minimale Änderungen eingearbeitet werden da bereits alle anderen Prozesse für die Serienfertigung angelaufen sind. Deshalb ist es wünschenswert das Fahrzeug bereits im frühen, rein virtuellen Entwicklungsstadium bezüglich der Körperschallausbreitung bewerten und verbessern zu können. Zu diesem Zeitpunkt können noch größere Optimierungen vorgenommen werden ohne nennenswerte Folgekosten nach sich zu ziehen. Um dies zu erreichen muss ein Simulationsverfahren zur Verfügung gestellt werden welches, basierend auf den rein virtuellen Konstruktionsdaten, die Bewertung der zu erwartenden Sensorsignale ermöglicht. Wenn ein solches Verfahren vorhanden ist kann auch die Optimierung durch entsprechende Parametervariationen einfach vorgenommen werden. Des Weiteren ist es möglich Crashversuche einzusparen indem die zu erwartenden Sensorsignale simuliert werden. Dies führt allgemein zu einem hohen Einsparpotential innerhalb der Entwicklungsphase [99, 182].
Durch die immer kürzer werdenden Entwicklungszyklen innerhalb der Automobilindustrie bei gleichzeitig steigender Komplexität des Fahrzeuges und steigendem Kostendruck ist ein Simulationsverfahren nur einsetzbar bzw. wird nur akzeptiert wenn es entsprechende Vorgaben einhält. Für eine nichtlineare Crashsimulation mittels der Finite-Elemente-Methode (FEM) ist heute für einen Lastfall eine Berechnungsdauer zwischen $8 - 24\,h$ üblich. Entsprechend

darf ein Simulationsprogramm zur Vorhersage der Signale des Körperschallsensors für die Berechnung eines Lastfalles nicht länger benötigen, da es sonst für die Automobilindustrie nicht akzeptabel ist.
Der einfachste und exakteste Ansatz ist die analytische Beschreibung und Berechnung der Körperschallausbreitung innerhalb der Fahrzeugstruktur. Dies ist aber bereits für wesentlich weniger komplexe Systeme nicht machbar [23, 66, 156, 159, 177], so dass eine numerische Lösung unumgänglich ist.

Zusammengefasst ergeben sich folgende Anforderungen aus dem Entwicklungsprozess an das Simulationsverfahren:

1. **Das Verfahren muss nur die zu erwartenden Körperschallsensorsignale ausgeben und kann entsprechend spezialisiert sein (Die exakte Beschreibung des Schwingungsverhaltens des gesamten Fahrzeuges ist nicht nötig)**
2. **Die Genauigkeit der Ergebnisse soll sich im Rahmen der üblichen Versuchsstreuung von Crashtests bewegen**
3. **Die Simulation muss im rein virtuellen Entwicklungsstadium erfolgen können (kein Bedarf an reellen Prototypen)**
4. **Der Simulationsaufwand für Modellerstellung und Berechnung muss geringer sein als bei heute üblichen niederfrequenten Crash-FEM-Simulationen**
5. **Eine einfache und schnelle Simulation von Parameterstudien zur Optimierung der Struktur muss möglich sein**

Was wurde erreicht

Es wurde kurz die geschichtliche Entwicklung der Fahrzeugsicherheit umrissen und gezeigt welche Testfälle aktuell schwer zu trennen sind. Dies stellt auch die Motivation für die Entwicklung der Crasherkennung mittels Körperschall dar. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass bei der körperschallbasierten Crasherkennung die Signalübertragung über die Fahrzeugstruktur in das Steuergerät einen relevanten Einfluss auf das Signal besitzt. Aus diesem Grund müssen die Körperschallausbreitung und deren Einfluss genau betrachtet werden.
Ausgehend vom aktuellen Stand der Fahrzeugentwicklung konnten die Anforderungen an ein adäquates Simulationsverfahren abgeleitet werden. Diese ergeben sich aus dem Einsatz innerhalb der Fahrzeugentwicklung. Unabhängig von der Güte der Simulationsergebnisse einer Methodik, würde das Verfahren ohne die Erfüllung dieser aufgezeigten Randbedingungen in der Industrie nicht akzeptiert und somit auch nicht angewendet werden.

2. Theoretische Grundlagen des Körperschall

Zusätzlich zu den im vorangegangenen Kapitel gezeigten Anforderungen aus dem Entwicklungsprozess muss ein entsprechendes Simulationsverfahren die physikalischen Gegebenheiten miteinbeziehen.
Um diese betrachten und integrieren zu können werden im Folgenden die mathematischen Beschreibungen der Grundlagen aus der Literatur wiedergegeben. Die hier gezeigte Darstellung stellt nur eine kurze Zusammenfassung der vielfältigen Bücher zu diesem Thema dar. Die Gewichtung liegt auf die für die vorliegende Arbeit wichtigsten Zusammenhänge, da eine ausführliche Abhandlung den Rahmen bei weitem sprengt.

2.1. Definition des Körperschall

Der Begriff Körperschall wurde 1932 vom Ausschuss für Einheiten und Formelgrößen eingeführt [24]. Physikalisch liegt die Ausbreitung von Phononen als kleinste gequantelte Energieeinheit jeder Körperschallwelle zugrunde [26, 70, 160]. Üblicherweise wird der Körperschall aber als makroskopische kontinuierliche Festkörperwelle beschrieben, die dadurch entsteht dass sich ein Ungleichgewichtszustand innerhalb eines Festkörpers durch die Ausbreitung einer Spannungsschwankung (Spannungswelle) ausgleicht bzw. abbaut [66, 188].
Oftmals wird im Sprachgebrauch der technischen Akustik eine Beschränkung der Frequenz auf den hörbaren Bereich gemacht, wie etwa bei Cremer und Heckl [24]. Dies stellt eine, bei der Betrachtung der Luftschallauskopplung sinnvolle, aber nicht allgemein gültige Beschränkung dar. Deshalb wird hier die allgemeine Definition für den Körperschall als „Schall in festen Medien“ [33] ohne Einschränkung des Frequenzbereiches angewendet.
Die hier angesprochene Körperschallwelle entspricht der allgemeinen Definition der Welle, als Ausbreitung einer Anregung in einem kontinuierlichen Medium, die durch die Anregung $\vec{u}$ als Funktion des Ortes $\vec{r} = r\,(x, y, z)$ und der Zeit t beschrieben wird [28, 30, 90]. Im hier vorliegenden Fall ist die Anregung der Körperschallwelle die Spannungsschwankung, die durch die Deformation des Festkörpers hervorgerufen wird.
Die allgemeine mathematische Beschreibung des Körperschall erfolgt mittels Kontinuumsmechanik und den grundlegenden möglichen Verformungen: der Dehnung, der Schubdeformation, der Drehung und der Verschiebung.
Kombiniert ergibt sich der allgemeine Verschiebungsvektor

$$\vec{s} = \vec{i}\xi + \vec{j}\eta + \vec{k}\zeta \quad . \tag{2.1}$$

Dieser lässt sich in seinen Rotationsanteil

$$rot\,\vec{s} = 2\left(\vec{i}\chi_x + \vec{j}\chi_y + \vec{k}\chi_z\right) \tag{2.2}$$

mit den entsprechenden Schubwinkeln χ und in den Divergenzanteil

$$div\,\vec{s} = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z \tag{2.3}$$

mit den dazugehörigen Dehnungen ϵ zerlegen.
Mittels einiger Zwischenschritte ist es möglich diese Deformationen mit den Normalspannungen

$$\begin{aligned}\sigma_x &= 2 \cdot G \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\mu}{1 - 2 \cdot \mu} \, div \, s \right) \\ \sigma_y &= 2 \cdot G \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\mu}{1 - 2 \cdot \mu} \, div \, s \right) \\ \sigma_z &= 2 \cdot G \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{\mu}{1 - 2 \cdot \mu} \, div \, s \right)\end{aligned} \tag{2.4}$$

und den Schubspannungen

$$\begin{aligned}\tau_{xy} = \tau_{yx} &= G \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \\ \tau_{yz} = \tau_{zy} &= G \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \\ \tau_{zx} = \tau_{xz} &= G \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial z} \right)\end{aligned} \tag{2.5}$$

zu verknüpfen und hieraus zusammen mit der dynamischen Grundgleichung

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} \\ \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} &= \rho \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\end{aligned} \tag{2.6}$$

die allgemeine Wellenbeschreibung

$$G \left(\Delta \vec{s} + \frac{1}{1 - 2 \cdot \mu} \, grad \, div \, \vec{s} \right) = \rho \cdot \frac{\partial^2 \vec{s}}{\partial t^2} \tag{2.7}$$

herzuleiten.

2.2. Mögliche Wellenarten

Es ergeben sich als mögliche Wellenarten für den Körperschall innerhalb der Fahrzeugkarosserie die folgenden Wellenarten nach Cremer und Heckl [24], welche ohne ausführliche Beleuchtung der verschiedenen Möglichkeiten zu Herleitung der Differentialgleichungen und der mehrdimensionalen Fälle aus Gleichung (2.7) eingeführt werden. (Für genauere Betrachtungen sei auf [21, 24, 60, 63, 128, 135, 144, 159] verwiesen.)

Longitudinalwelle

Die Longitudinalwelle (Abbildung 2.1) oftmals auch als Längs-, Dichte-, Druck- oder Dilata-

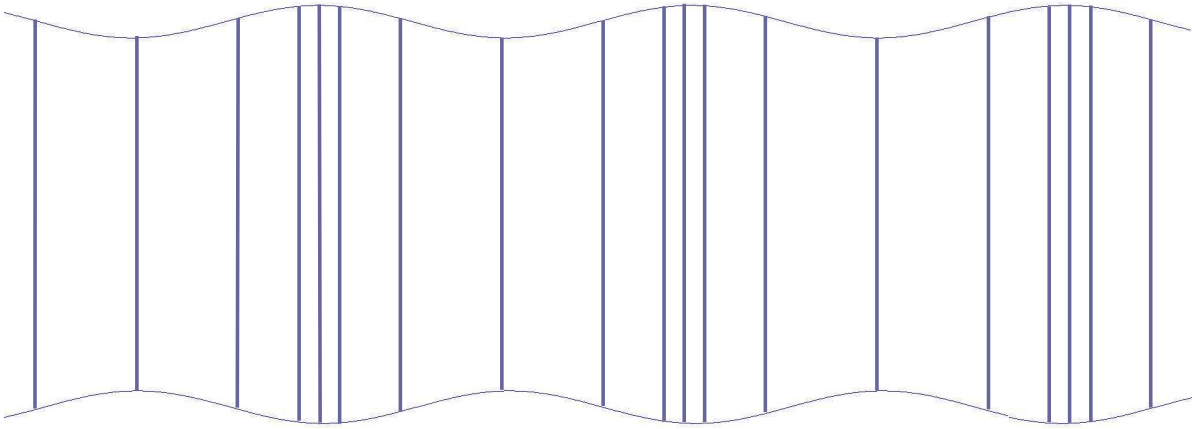

Abbildung 2.1.: Prinzipskizze der Longitudinalwelle

tionswelle bezeichnet, ist dadurch charakterisiert, dass ihre Schwingungsrichtung entlang der Ausbreitungsrichtung liegt [24, 30, 37, 70, 159]. Für niedrige Frequenzen bildet sie einen Sonderfall der Lamb-Welle, nämlich die symmetrische Lamb-Welle 0. Ordnung [66, 127, 128]. Die Differentialgleichung, basierend auf dem Kräftegleichgewicht aus Abbildung 2.2, lautet

$$S \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ v_x \end{pmatrix} = \rho \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ v_x \end{pmatrix} \quad , \tag{2.8}$$

mit der Normalspannung σ_{xx}, der Schnelle v_x, Dichte ρ und

$$S_P = \frac{E}{1-\mu^2} \tag{2.9}$$

für die Platte und

$$S_S = E \tag{2.10}$$

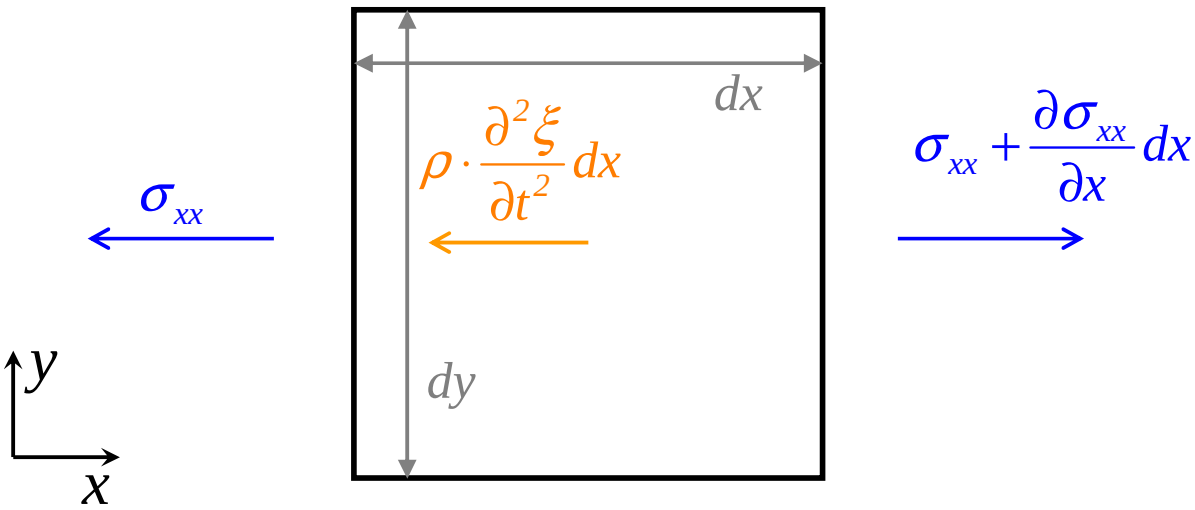

Abbildung 2.2.: Auftretende Spannungen und Kräfte der Longitudinalwelle

für den Stab, mit E-Modul E und Querkontraktionszahl μ.
Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist somit

$$c_L = \sqrt{\frac{S}{\rho}} \quad . \tag{2.11}$$

Transversalwelle

Der Transversalwelle entsprechen dieselbe mathematische Beschreibung und dieselben Eigenschaften wie die der Longitudinalwelle. Sie besitzt als beschreibenden Parameter die Schubsteife statt des E-Modul da sie auf einer Schubdeformation beruht [24, 128]. Somit verhält sie sich auch analog zur Longitudinalwelle und wird aus diesem Grunde im Folgenden nicht mehr explizit erwähnt da sich das für die Longitudinalwelle Gezeigte übertragen lässt.

Biegewelle

Die Biegewelle (Abbildung 2.3) entspricht einer Verdrehung des Querschnitts resultierend aus einem eingeleiteten Biegemoment [24, 37, 135, 156, 159]. Obwohl auf den ersten Blick zu vermuten, besteht die Biegewelle nicht aus einer Überlagerung von Longitudinal- und Transversalwelle. Sie stellt eine komplett eigenständige Welle dar, welche im Vergleich zu den vorangegangenen Wellen durch vier beschreibende Größen charakterisiert ist aber sowohl longitudinale als auch transversale Bewegungsanteile besitzt. Bei niedrigen Frequenzen ist die Biegewelle identisch mit der antisymmetrischen Lamb-Welle 0. Ordnung [66, 127, 128].
Bei der Balkentheorie nach Bresse-Timoshenko [60, 82, 175] wird der Querkraftschub und die daraus resultierende Querkraftdeformation mit betrachtet was zu einer Differentialgleichung mit gemischten partiellen Ableitungen führt [83, 128] weshalb trotz der genaueren Beschreibung meist das einfachere Modell nach Euler-Bernoulli [60, 83, 172, 173] verwendet wird. Jedoch ist bei der Verwendung von Balkenmodellen allgemein darauf zu achten, dass sie für die betrachtete Geometrie und den Frequenzbereich gültig sind [109, 112].

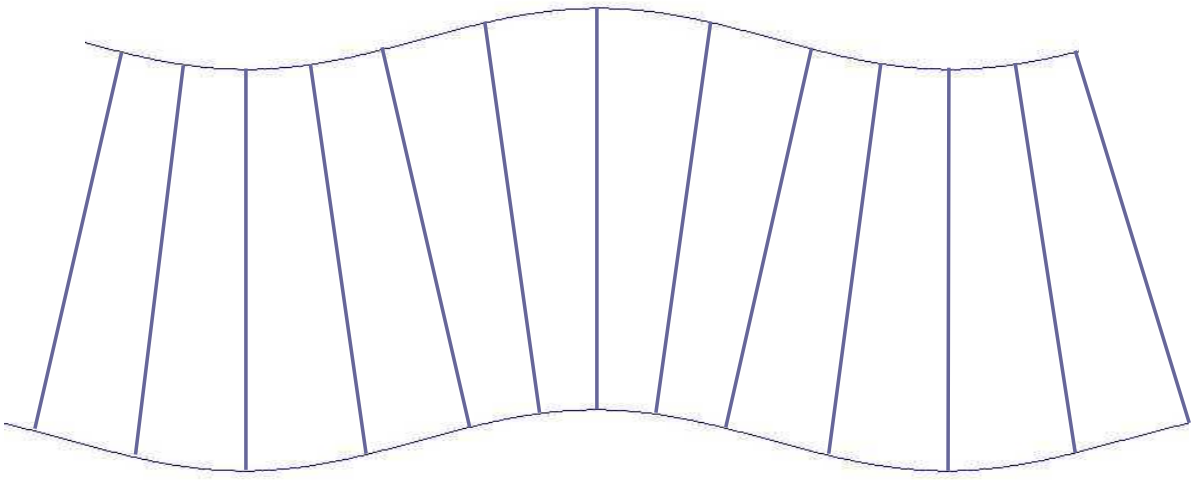

Abbildung 2.3.: Prinzipskizze der Biegewelle

Die Balkentheorie nach Euler-Bernoulli basiert auf dem in Abbildung 2.4 gezeigten Kräftegleichgewicht und führt zur Differentialgleichung der Biegewelle, bzw. ihrer beschreibenden Größen transversale Schnelle v_y, Winkelschnelle w_z, Querkraft F_y und Moment M_z

$$-B \cdot \frac{\partial^4}{\partial x^4} \begin{pmatrix} v_y \\ w_z \\ F_y \\ M_z \end{pmatrix} = m' \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} v_y \\ w_z \\ F_y \\ M_z \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

mit der Biegesteifigkeit

$$B = E \cdot I \tag{2.13}$$

mit dem Biegewiderstandsmoment I (Formeln für verschiedene Querschnitte z.B in [58, 126, 173] und der längenbezogenen Masse

$$m' = \rho \cdot A \quad . \tag{2.14}$$

Es muss beachtet werden, dass sich diese Beschreibung der Biegewelle steifer verhält als die Realität. Dieser Effekt verstärkt sich zudem mit steigender Frequenz, da der Anteil der

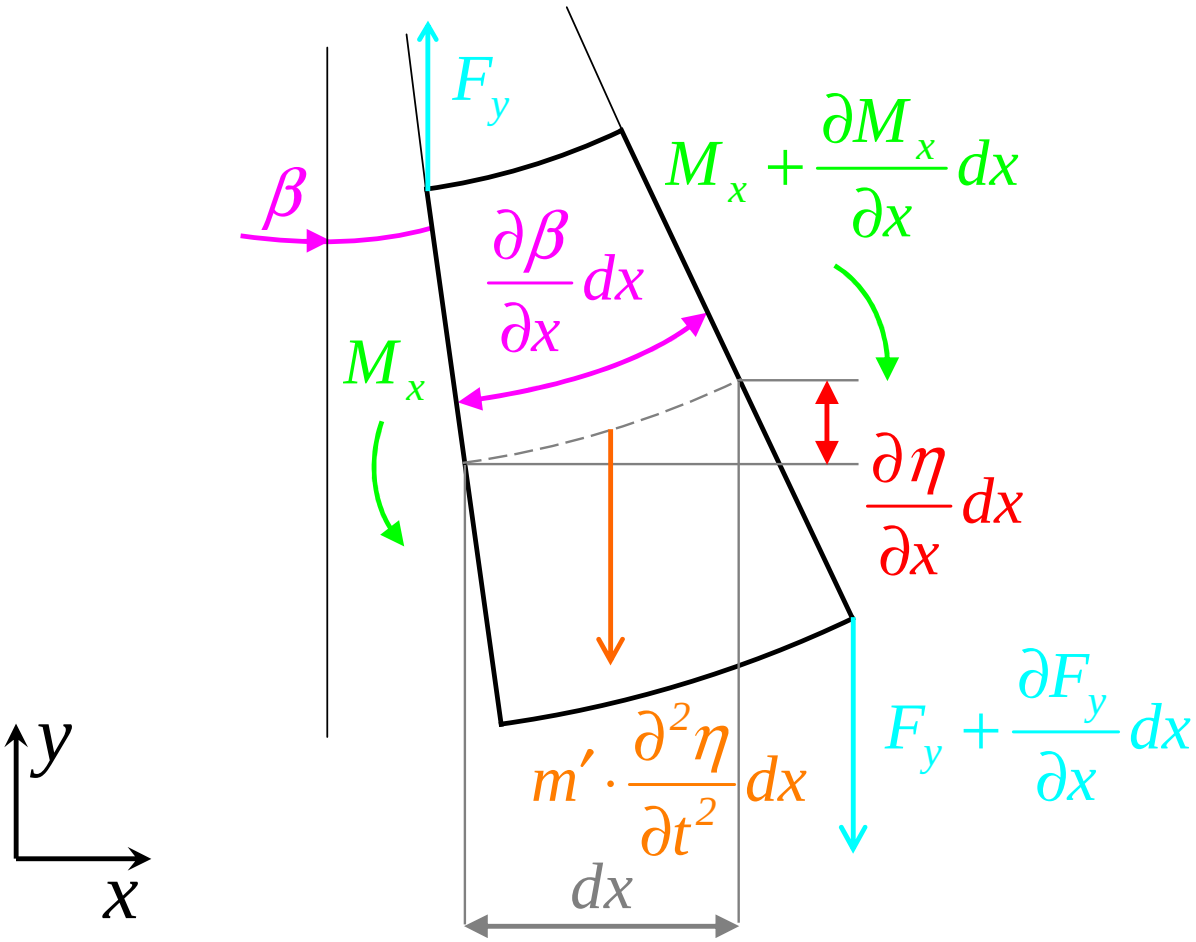

Abbildung 2.4.: Auftretende Kräfte und Momente der Biegewelle

Schubdeformation zunimmt [123, 130, 151, 169], wodurch gerade im hochfrequenten Bereich die analytische Beschreibung immer mehr abweicht [24, 60, 109, 112].

Auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle wird wegen der besonderen Eigenschaften im folgenden Kapitel 2.3 genauer eingegangen.

2.3. Dispersion

Bei der Biegewelle ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht mehr frequenzunabhängig, diese Eigenschaft wird als Dispersion bezeichnet [24, 28, 44, 103, 128]. Diese Dispersionsrelation lässt sich mathematisch schreiben als

$$c_{ph} = \frac{\omega}{k} \tag{2.15}$$

für die Phasengeschwindigkeit (Ausbreitung der einzelnen Welle) und

$$c_{Gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{2.16}$$

für die Gruppengeschwindigkeit (Ausbreitung der Einhüllenden von Wellenpaketen), mit

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{2.17}$$

als Wellenzahl welche sich aus der Wellenlänge λ ergibt.
Ausgehend von der Differentialgleichung der Biegewelle (2.12) ergibt sich mit der Lösung der charakteristischen Gleichung

$$k^4 = \frac{m'}{B} \cdot \omega^2 \tag{2.18}$$

die Phasengeschwindigkeit

$$c_{B,Ph} = \sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \cdot \sqrt{\omega} \tag{2.19}$$

und die Gruppengeschwindigkeit

$$c_{B,Gr} = 2 \cdot \sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \cdot \sqrt{\omega} = 2 \cdot c_{B,Ph} \quad . \tag{2.20}$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle lässt sich nur für eine spezielle Frequenz und wie an Gleichung (2.19) und (2.20) zu erkennen, für eine spezielle Geometrie angeben (Abbildung 2.5).
Wie aus Gleichung (2.19) zudem zu erkennen ist wächst die Ausbreitungsgeschwindigkeit monoton mit ω und würde dadurch ihre Information beliebig schnell übertragen. Dies ist in Realität nicht möglich und beruht auf den Vereinfachungen der zugrunde liegenden Balkentheorie [60, 103, 109, 112]. Die Verzerrung der Wellenausbreitung durch die Dispersion ergibt ein „Auseinanderlaufen“ der Welle [121]. Am Entstehungsort treten alle Frequenzen noch gleichzeitig auf, bei einem entfernten Punkt treffen aber zuerst die Wellen mit hoher Frequenz und anschließend sukzessive die Wellen mit niedriger Frequenz ein (Abbildung 2.6). Dieser Effekt und somit die Phasenverschiebung steigt linear mit der Entfernung vom Entstehungsort [24, 135].

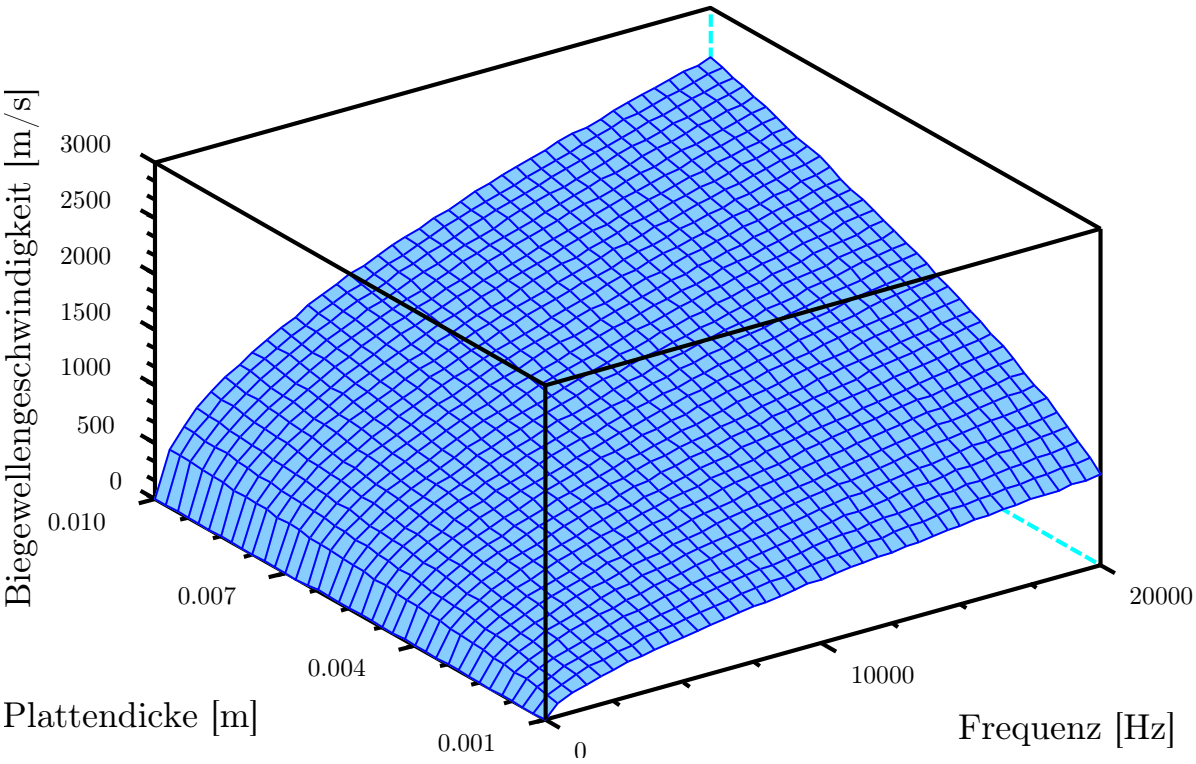

Abbildung 2.5.: Darstellung der Biegewellenausbreitungsgeschwindigkeit für eine Stahlplatte in Abhängigkeit von Frequenz und Plattendicke nach Gleichung (2.19)

Im Folgenden wird stets die Phasengeschwindigkeit zur Berechnung aller Dispersionseffekte verwendet, da die Phasengeschwindigkeit die Ausbreitung der einzelnen Teilwellen die das gesamte Signal ergeben beschreibt.

2.4. Wellenausbreitung

Die Wellenausbreitung ist charakterisiert durch die Wellenimpedanz und dem davon abhängenden Leistungstransport. Bei nicht kontinuierlichen Ausbreitungsstrecken tritt zudem Reflexion und Transmission an den Übergängen auf.

Wellenimpedanz

Die Wellenimpedanz Z allgemein definiert über Kraft F und Schnelle v

$$Z = \frac{F}{v} \tag{2.21}$$

oft auch als Transferimpedanz bezeichnet, unterscheidet sich je nach Wellenart und Struktur. So ist sie wie einfach gezeigt werden kann für die Longitudinalwelle im Stab

$$Z_L = A \cdot c_L \cdot \rho \tag{2.22}$$

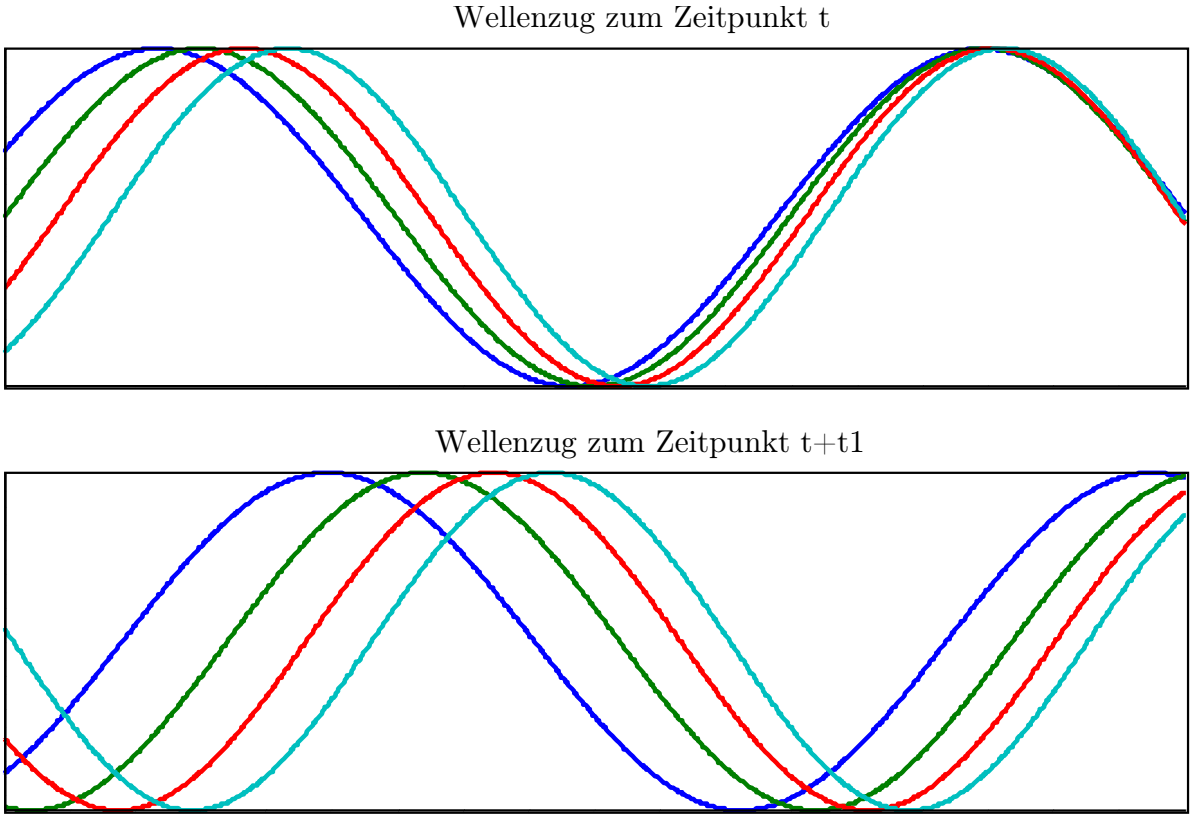

Abbildung 2.6.: Dispersionsbedingte Phasenverschiebung von Wellen verschiedener Frequenz zu den Zeitpunkten t am Ort x und t+t1 am Ort x1

mit der Querschnittsfläche A.
Beim Balken wird ausgehend von den mechanischen Grundgleichungen

$$\underline{M}_z = -\frac{B}{j \cdot \omega} \cdot \frac{\partial \underline{w}}{\partial x} \tag{2.23}$$

$$\underline{F}_y = -\frac{\partial \underline{M}_z}{\partial x} \tag{2.24}$$

welche sich mit dem Wellenansatz bei nur einer möglichen Ausbreitungsrichtung inklusive Nahfeld zu

$$\underline{M}_z = -\frac{B}{j \cdot \omega} \cdot k^2 \left(-v_+ \cdot e^{-j \cdot k \cdot x} + v_{+j} \cdot e^{-k \cdot x} \right) \tag{2.25}$$

$$\underline{F}_y = \frac{B}{j \cdot \omega} \cdot k^2 \left(j \cdot v_+ \cdot e^{-j \cdot k \cdot x} - v_{+j} \cdot e^{-k \cdot x} \right) \tag{2.26}$$

ergeben mit der Randbedingung, dass das Moment am Ende verschwindet und die Querkraft gleich der anregenden Kraft ist, die Schnelle am Ende

$$\underline{v} = -\frac{\omega}{B \cdot k^3 \cdot (1+j)} \cdot \underline{F} \left(e^{-j \cdot k \cdot x} \cdot e^{-k \cdot x} \right) \tag{2.27}$$

berechnet. Somit lässt sich für den halbunendlichen Balken die Wellenimpedanz aus Gleichung (2.26) und (2.27)

$$\underline{Z}_{B,I} = \frac{m'}{4} \cdot c_B(1+j) \tag{2.28}$$

mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_B nach Gleichung (2.19) berechnen. Für eine Biegewelle auf einer halbunendlichen Platte lässt sich durch eine wesentlich komplexere Berechnung zeigen

$$Z_{B,II} = 3,5 \cdot \sqrt{B' \cdot m''} \quad , \tag{2.29}$$

wobei hier B und m' je um eine Dimension reduziert sind, da die Breite unbestimmt ist.
Weitere Formeln für einfache Geometrien (komplexe können nicht analytisch bestimmt werden) können bei Cremer und Heckl [24] sowie Mechel [128] entnommen werden.
Es ist zu beachten, dass die verwendete Balkentheorie nach Euler-Bernoulli zu einem Überschätzen der Wellenimpedanz gegenüber der Realität führt [60].

Leistungstransport

Die Formel für den Leistungstransport einer Welle ist

$$\mathcal{P} = \frac{1}{2} \cdot |\underline{\hat{F}}|^2 \cdot \Re\left\{\frac{1}{\underline{Z}}\right\} \tag{2.30}$$

[24, 44], so lässt sich erkennen, dass Wellen mit einer kleineren Wellenimpedanz mehr Leistung transportieren als solche mit einer hohen. Somit lässt sich folgern, dass die Welle mit der geringsten Wellenimpedanz die meiste Leistung transportiert und somit dominierend für die Körperschallausbreitung ist.

Reflexion und Transmission an Übergängen

Die eingeführten Wellen breiten sich, z.B. als eindimensionale Welle

$$u(x,t) = \Re\left\{\hat{u} \cdot e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot k\cdot x}\right\} = |\hat{u}| \cdot \cos\left(\omega \cdot t - k \cdot x + \varphi\right) \tag{2.31}$$

mit der Wellenzahl k

$$k = \frac{\omega}{c_i} \tag{2.32}$$

der entsprechenden Wellenart (und somit der entsprechenden Geschwindigkeit c_i), solange durch das Kontinuum aus bis sie auf eine Inhomogenität (Impedanzsprung) treffen. Da jedes reale Kontinuum allseitig begrenzt ist tritt dies immer ein.
Der einfachste Fall, wenn eine Welle auf den Rand des Kontinuums trifft und dort sekundäre Wellen ausgelöst werden, ergibt eine totale Reflexion der Welle [24, 30, 83, 121, 133]. So muss etwa beim Stabende eine senkrecht einfallende Longitudinalwelle entsprechend reflektiert werden, so dass die Randbedingung erfüllt wird. Als Extremfälle der Randbedingung gibt es die „feste Einspannung“, bei der keine Bewegung an diesem Ende möglich ist, und das „freie Ende“ an dem keine Kraft auftritt. Dadurch wird die Kraft am „freien Ende“ ideal reflektiert und ihr Vorzeichen umgekehrt, die Schnelle wird dagegen verdoppelt. Bei der „festen Einspannung“ verhält es sich exakt umgekehrt [24, 60].

Bei der Biegewelle lässt sich zeigen, dass beim aufgestützten und eingespannten Balken die Reflexion analog zur Longitudinalwelle mit einem Phasensprung um 180 °, also einem Vorzeichenwechsel, verbunden ist. Im Gegensatz hierzu ergibt sich beim freien Ende für die reflektierte Biegewelle ein Phasensprung um 90 °. Dieser Fall tritt nur bei der Biegewelle auf und kann nicht mit einem einfachen Vorzeichenwechsel beschrieben werden.
Die Impedanz als bestimmender Parameter ändert sich wenn sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit, bzw. die zugrunde liegenden Material- und Geometrieparameter ändern. So führt eine Materialänderung, durch eine andere Dichte und einen anderen E-Modul, ohne eine Änderung des Querschnitts, für die Welle zu einem Impedanzsprung. Derselbe Effekt ergibt sich aber auch bei gleichem Material wenn sich der Querschnitt ändert (Abbildung 2.7). Dieser Impedanzsprung führt dazu, dass die primäre Welle reflektiert wird, gleichzeitig breitet sich aber auch eine Welle in das angrenzende Medium aus.
Es lässt sich mit der entsprechenden Wellenimpedanz der Reflexionsfaktor

$$\tilde{r} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \tag{2.33}$$

der die reflektierte Welle und der Transmissionsfaktor

$$\tilde{t} = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \tag{2.34}$$

der die durchgelassene Welle ergibt, berechnen [24, 174].
Zusätzlich sind der Reflexionsgrad

$$R = \tilde{r}^2 \tag{2.35}$$

und der Transmissionsgrad

$$T = \tilde{t}^2 \tag{2.36}$$

häufig verwendete Faktoren. Wobei die Vorzeichenkonvention für R je nach Quelle unterschiedlich gehandhabt wird und bei Beteiligung von mehr als zwei sekundären Wellen entsprechend alle in die Energiebilanz

$$\sum_{i_T=1}^{N_T} T_i + \sum_{i_R=1}^{N_R} R_i = 1 \tag{2.37}$$

die immer erfüllt sein muss, einbezogen werden müssen.

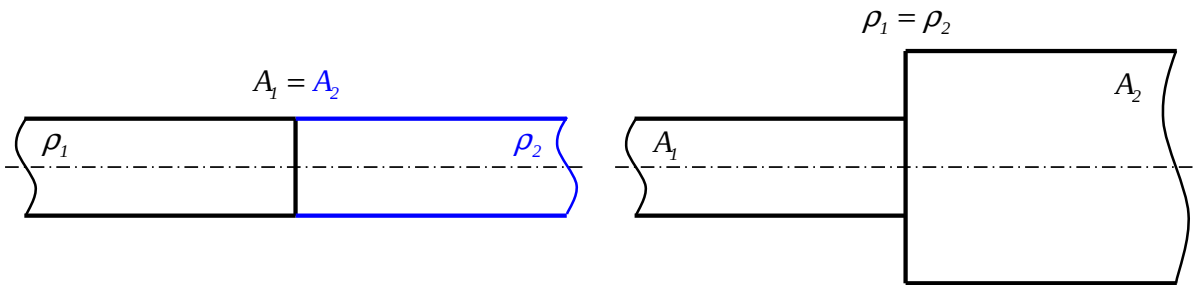

Abbildung 2.7.: Ein Impedanzsprung - bei unterschiedlichem Material und gleichem Querschnitt (links) und bei gleichem Material aber unterschiedlichem Querschnitt (rechts) - in der Ausbreitungsstrecke führt zu Reflexionen

Eine weitere interessante Reflexionsstelle ist eine 90 °-Ecke wie sie typischerweise durch die senkrechte Verbindung zweier Platten entsteht. Die entsprechenden Formeln für die Reflexions- und Transmissionsgrade bzw. -faktoren sind sehr umfangreich, können bei Cremer und Heckl [24] entnommen werden und sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

2.5. Entstehung von Eigenschwingungen

Wie beschrieben wird eine Welle an einem Impedanzsprung reflektiert, die zurückgeworfene Welle breitet sich durch das Kontinuum aus und trifft wieder auf eine Grenzschicht an der sich das beschriebene Szenario wiederholt. Dies führt zu einem immer komplexeren Wellenfeld.
Die verschiedenen Wellen jedoch überlagern sich entsprechend dem Prinzip der linearen Superposition [60, 90, 176] wodurch sich die Wellen auslöschen bzw. verstärken. Dieser Effekt führt zur Ausbildung von stehenden Wellen. Diese stehenden Wellen ergeben sich nur für Frequenzen die zu den Randbedingungen passen. Dies bedeutet, dass in Abhängigkeit der Geometrie bzw. der Ausbreitungsgeschwindigkeit und des Impedanzsprungs [107, 147] für jene Frequenzen bei denen sich (im eindimensionalen Fall nach zweimaliger Reflexion) ein geschlossener Wellenzug ergibt sich diese stehenden Wellen ausbilden. Sie werden sehr lange aufrecht erhalten und als Eigenschwingungen bezeichnet [24, 28, 30, 135, 144]. Alle anderen Wellen klingen sehr schnell ab und verschwinden bereits nach sehr kurzer Zeit.
Mathematisch ist eine stehende Welle dadurch gekennzeichnet, dass sich ihre analytische Beschreibung aus einem rein zeitabhängigen Term und einem rein ortsabhängigen Term

$$u\left(\vec{r},t\right) = o\left(\vec{r}\right) \cdot p\left(t\right) \tag{2.38}$$

darstellen lässt [21, 24, 30, 90]. Hieraus lässt sich erkennen, dass sich eine Eigenschwingung nicht instantan ausbildet und dass jeder Körper unendlich viele Eigenschwingungen besitzt [144, 191].
Jede Eigenschwingung besitzt eine charakteristische geometrische Ausprägung, die so genannte Eigenform und eine spezifische Frequenz, die zur Eigenform gehörige Eigenfrequenz. Entsprechend der zugrunde liegenden Wellenform die zur Eigenschwingung führt werden Longitudinal-

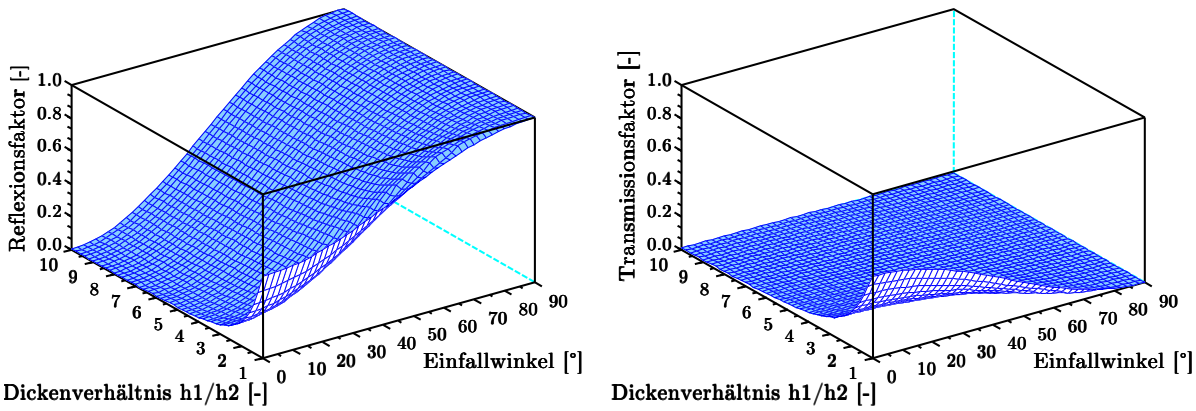

Abbildung 2.8.: Darstellung des Reflexionsfaktor (links) und des Transmissionsfaktors (rechts) zweier unter 90 ° verbundener Platten in Abhängigkeit des Dickenverhältnisses und des Einfallswinkels auf den Übergang

und Biegeeigenschwingungen unterschieden.
So sind etwa die longitudinalen Eigenfrequenzen für die $n$te Eigenform

$$q_{L,1,n} = n \cdot \frac{c_L}{2 \cdot l} \tag{2.39}$$

für den an beiden Enden drehbar gelagerten oder freien Stab und

$$q_{L,2,n} = (n-1) \cdot \frac{c_L}{2 \cdot l} \tag{2.40}$$

für den einseitig festeingespannten Stab mit der Länge l.
Ebenso lassen sich die Biegeeigenfrequenzen des beidseitig freien Balkens aufstellen

$$q_{B,n} = \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{B}{m'}} \cdot \frac{n^2}{l^2} \tag{2.41}$$

dessen Eigenformen für $n = 1$ bis $n = 4$ in Abbildung 2.9 dargestellt sind. Diese Betrachtungen können auch noch auf die rechteckige Platte ausgedehnt werden [24, 58, 94, 128, 135], komplexere Geometrien sind jedoch analytisch nicht mehr zu lösen.
Dieses Eigenschwingungsverhalten führt zu dem allgemein bekannten Verhalten von mechanischen Systemen die eine frequenzabhängige Übertragungsfunktion

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}(\omega) \tag{2.42}$$

besitzen.

2.6. Analytische Beschreibung der Spannungsabhängigkeit

Im Folgenden wird die analytische Beschreibung des Einflusses einer Zug- bzw. Druckspannung auf die Biegewelle untersucht. Die Darstellung beschränkt sich auf die Biegewelle da dieser Effekt bei der Longitudinalwelle nicht auftritt.
Analog zur Saite, welche als beschreibende Gleichung

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{F}{m'} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \tag{2.43}$$

[58, 60, 144, 172] besitzt, lässt sich die Differentialgleichung der Biegewelle erweitern. Dies geschieht indem in Gleichung (2.12) der Spannungsterm auf der rechten Seite der Gleichung (2.43) integriert wird. Somit ergibt sich [7, 10, 27, 65, 105]

$$-B\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + F \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = m' \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \tag{2.44}$$

Diese Gleichung kann mit den entsprechenden Randbedingungen für den Balken der Länge l gelöst und somit die Eigenfrequenzen des Balkens gewonnen werden.
So ist etwa der Lösungsansatz für diese Gleichung beim einfach gelagerten Balken

$$w(x,t) = \sin\left(\frac{k \cdot \pi \cdot x}{l}\right) \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot q_n \cdot t) \tag{2.45}$$

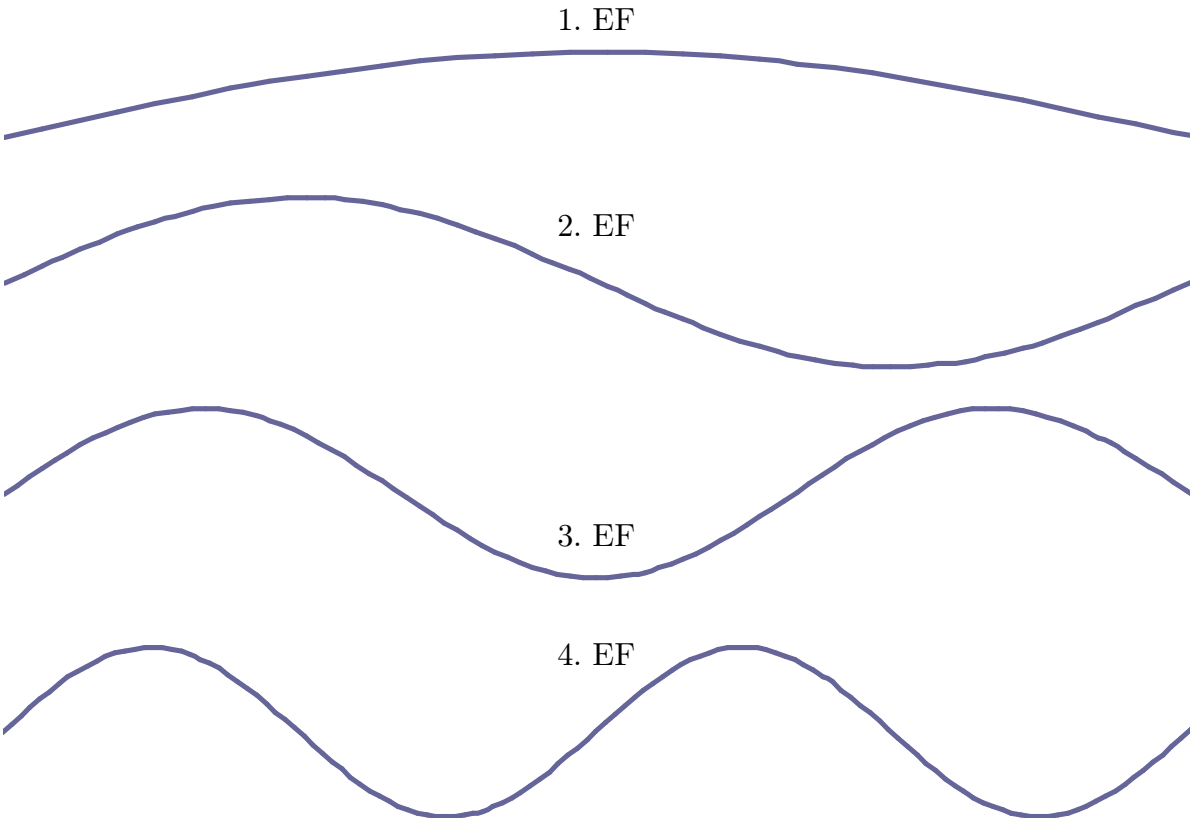

Abbildung 2.9.: Die ersten vier Biegeeigenformen (EF) eines beidseitig freien Balkens

mit der ersten Sinusfunktion zur Beschreibung der örtlichen und der zweiten zur Beschreibung der zeitlichen Periodizität, wie sie für stehende Wellen typisch ist (Gleichung (2.38)).
Hieraus ergibt sich als Gleichung für die n-te Eigenfrequenz

$$q_n = n^2 \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{\frac{B}{m' \cdot l^4}} \cdot \sqrt{1 - \frac{F \cdot B \cdot l^2}{n^2 \cdot \pi^2}} \quad , \tag{2.46}$$

wobei F als Druckkraft definiert ist, so dass ihr Vorzeichen bei Zug negativ wird. Die Kraft kann auch zeitlich veränderlich sein, wodurch die Lösung der Schwingungsgleichung etwas komplexer wird [60].
Allgemein lässt sich erkennen, dass eine Druckkraft die Eigenfrequenz senkt. Dies kann soweit erfolgen bis die Eigenfrequenz (theoretisch) auf $0\,Hz$ absinkt, der Stab instabil wird und ausknickt (Elastische Knickung nach Euler [58, 60, 93, 126]).
Hieraus kann auch direkt auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle geschlossen werden, da ein Absinken der Eigenfrequenzen in diesem Fall nur durch ein Absinken der Ausbreitungsgeschwindigkeit einhergehen kann, da sich weder Material noch die Randbedingungen ändern. Es lässt sich als anschauliche Erklärung aufführen, dass die Druckkraft die Biegesteifigkeit des Balken senkt [65], wodurch die Ausbreitungsgeschwindigkeit sinkt.
Dies führt dazu, dass die während des Crashs herrschende zeitlich veränderliche Druckspannung die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle theoretisch absenkt und somit das Körperschallausbreitungsverhalten und die messbaren Signale beeinflusst.

Was wurde erreicht

Die Vielzahl an Literatur über die grundlegenden Wellenarten innerhalb des Festkörpers wurde kurz zusammengefasst und anschließend der Fokus auf die für die vorliegende Arbeit relevanten physikalischen Effekte und deren mathematische Beschreibung gelegt. Zusätzlich zur Basisliteratur wurden einige aktuelle Quellen zu den Effekten aufgeführt um die Darstellung zu vervollständigen.
Ausgehend von der kontinuumsmechanischen Definition des Körperschalls wurden die allgemeinen Wellengleichungen der relevanten Wellenarten aufgezeigt und hieraus die in Fahrzeugstrukturen auftretenden Wellenarten Longitudinal- und Biegewelle abgeleitet (Die Transversalwelle verhält sich analog zur Longitudinalwelle und wurde im Folgenden nicht weiter betrachtet). Diese Wellen breiten sich durch den Festkörper aus und transportieren hierbei die Körperschallenergie. An Übergängen werden die Wellen zusätzlich reflektiert und je nach Art des Übergangs in der Phase verschoben. Die Dispersion zählt zwar zu den Effekten der Wellenausbreitung, wurde aber aufgrund ihrer großen Bedeutung bei der Biegewelle in einem eigenen Kapitel ausführlich dargestellt. Durch die Ausbreitung und Reflexion der Wellen innerhalb des Systems bilden sich stehende Wellen aus, die sehr lang bestehen und nur langsam abklingen. Diese Eigenfrequenzen und Eigenformen können zur grundlegenden Beschreibung des Systemverhaltens verwendet werden. Neben der Dispersion stellt die Spannungsabhängigkeit der Wellenausbreitung eine weitere Besonderheit der Biegewelle dar. Sie tritt nur auf wenn das untersuchte Bauteil unter einer Belastung steht.

Diese Grundlagen werden im Folgenden verwendet um das System Fahrzeug genauer zu beschreiben und die relevanten Effekte abzuleiten um sie anschließend in einem geeigneten Simulationsverfahren beschreiben zu können.

3. Bestimmung der Eigenschaften des Ausbreitungsbereiches

Ein für die Anwendung der körperschallbasierten Crasherkennung geeignetes Simulationsverfahren muss die physikalischen Gegebenheiten aus Kapitel 2 abbilden können. Diese werden im Folgenden betrachtet und bewertet, da vernachlässigbare Effekte den Aufwand für eine ausreichende Simulationsgüte erheblich verringern.
Hierzu wird zuerst der Bereich in dem nur Körperschallausbreitung stattfindet vom Bereich der Struktur getrennt in dem auch die Deformation und somit die Signalentstehung geschieht. Die mechanischen Eigenschaften des Ausbreitungsbereiches werden betrachtet und auf ihre Relevanz hin bewertet. Anschließend wird für die grundlegende Ausrichtung der Simulation die Frage ob reine Wellenausbreitung, reine Eigenschwingungseffekte oder beide gleichzeitig betrachtet werden müssen behandelt. Hinzu kommt die Dispersion als wichtiger Effekt der Biegewelle. Um den Simulationsaufwand auf eine Wellenart zu beschränken wird der dominierende Wellentyp bestimmt. Zuletzt wird die Spannungsabhängigkeit innerhalb der Fahrzeugstruktur bewertet.
Alle diese Untersuchungen werden abschließend in den physikalischen Anforderungen an das Simulationsverfahren zusammengefasst, welche zusätzlich zu jenen aus dem Entwicklungsprozess (Kapitel 1.6) von einem Simulationsprogramm erfüllt werden müssen.

3.1. Identifikation des Ausbreitungsbereiches

Wie in Kapitel 1.2 bereits gezeigt, ist für die Bestimmung der gegebenen physikalischen Randbedingungen im Fall der Frontcrashsensierung nur der Zeitraum der ersten $30\,ms$ nach dem ersten Kontakt entscheidend. Später auftretende Phänomene oder räumliche Ausdehnungen der bestehenden Phänomene müssen somit nicht betrachtet werden. Die Crash-FEM-Simulation, beispielhaft an einem Fahrzeug durchgeführt [110], zeigt dass sich die Struktur zu diesem Zeitpunkt in zwei Bereiche zerlegen lässt (Abbildung 3.1). In einem Bereich treten plastische Dehnungen auf und im anderen Bereich nicht. Der Übergang zwischen den beiden Bereichen wandert mit zunehmendem Crashverlauf von der Fahrzeugfront nach hinten in die Struktur. Für den maximal relevanten Zeitpunkt von $30\,ms$ lässt sich erkennen, dass die Grenze auf Höhe der Verbindung von Crashbox und Längsträger liegt.
Aufgrund des ähnlichen Strukturaufbaus von Kraftfahrzeugen, resultierend aus den allgemein gültigen Anforderungen bezüglich des Crashverhaltens und der somit einheitlichen Konstruktion, lässt sich diese Zweiteilung der Struktur für alle Fahrzeuge vornehmen. Auch die maximale Lage der Grenze bei $30\,ms$ wird sich immer im Bereich zwischen Crashmanagementsystem und vorderer Längsträgerstruktur befinden denn ein sicheres Fahrzeug ist so konstruiert, dass zuerst das Crashmanagementsystem und dann der Längsträger deformiert werden.
Da im vorderen Bereich die plastische Deformation und somit materialphysikalische Effekte, Risse und Brüche ablaufen, entsteht in diesem Bereich der crashbedingte Körperschall [164]. Somit muss dieser Bereich mit entsprechenden Verfahren betrachtet werden, welche die

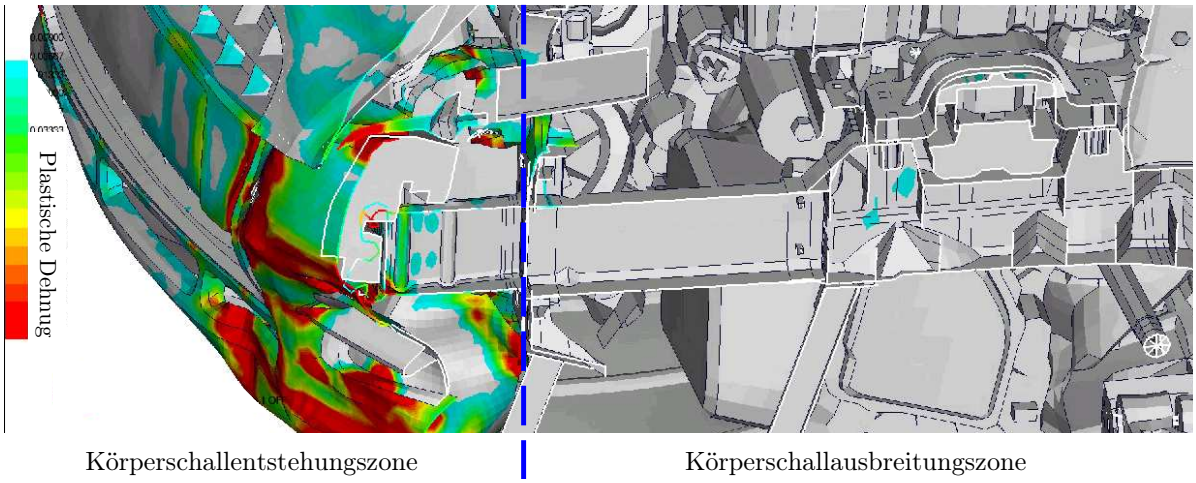

Abbildung 3.1.: Plastische Dehnung einer Fahrzeugstruktur im Lastfall ODB 64 km/h zum Zeitpunkt 30 ms, gewonnen aus einer Crash-FEM-Simulation [110]

nichtlinearen Materialeffekte und die daraus resultierende Körperschallentstehung abbilden können [110].
Der dahinter liegende Teil vom Längsträger bis zum Heck des Fahrzeuges ergibt den Körperschallausbreitungsbereich, der im Folgenden auf seine Eigenschaften hin untersucht wird und den Bereich darstellt auf den alle folgenden Überlegungen zugeschnitten sind. Die Abbildung der Körperschallausbreitung innerhalb dieses Bereiches ist das grundlegende Ziel der folgenden Betrachtungen.

3.2. Mechanische Eigenschaften

Die Simulation linearer Vorgänge erfolgt, unabhängig vom Verfahren, wesentlich schneller als eine Simulation die nichtlineare Effekte mit abbildet, da diese Iterationsschritte benötigt. Im Vergleich zu einer klassischen Crash-FEM-Simulation, die sowohl nichtlineares Material- und Geometrieverhalten als auch Kontaktphänomene betrachtet, wird die Rechenzeit durch eine lineare Simulation extrem reduziert [182]. Die mechanischen Eigenschaften der Ausbreitungsstrecke entscheiden darüber ob ein lineares oder ein nichtlineares Simulationsverfahren zur Beschreibung nötig ist.

Deformationsverhalten

Große Deformationen, definiert als Deformationen die im Vergleich zu den Systemabmessungen nicht mehr vernachlässigbar klein sind, führen zu einer geometrischen Nichtlinearität [49]. Diese beruht auf der Tatsache, dass sich während des Deformationsprozesses durch die großen Verformungen die Längen und Winkel ändern mit denen Kräfte bzw. Spannungen angreifen und somit die Belastung verformungsabhängig ist.
Da wie gezeigt innerhalb des Ausbreitungsbereiches keine plastische Deformation stattfindet, treten auch keine großen Deformationen auf. Dies wäre lediglich bei extrem dünnen Bauteilen

mit einem sehr geringen Flächenträgheitsmoment 2. Grades möglich, da nur hier innerhalb des elastischen Materialbereiches nicht mehr vernachlässigbare Deformationen auftreten.
Somit ergibt sich für den Bereich der Körperschallausbreitung keine Abhängigkeit der allgemeinen Übertragungsfunktion H von der Deformation u

$$\mathcal{H} \neq \mathcal{H}\left(u\left(x,y,z,t\right)\right) \quad . \tag{3.1}$$

Materialverhalten

Mit der Fahrzeugkarosserie die entweder aus Aluminium oder Stahl besteht (Kapitel 1.5) als Hauptausbreitungsweg kann mit isotropen (richtungsunabhängigen) Materialverhalten bzw. -parametern gerechnet werden [26, 61, 103, 127, 128].
Die nicht vorhandene plastische Dehnung bedeutet dass die Spannungs-Dehnungs-Beziehung durch das ideal elastische Material nach Hook beschrieben werden kann [191] wodurch keine nichtlineare plastische Wellenausbreitung auftritt [77, 145].
Bei einer rein elastischen und reversiblen Beanspruchung des Materials können zudem keine Risse auftreten, wodurch auch hierfür nur lineare Materialmodelle nötig sind.
Somit gilt, dass die allgemeine Übertragungsfunktion von der Dehnung ϵ unabhängig ist

$$\mathcal{H} \neq \mathcal{H}\left(\epsilon\left(x,y,z,t\right)\right) \quad . \tag{3.2}$$

Da die ideal elastischen Eigenschaften zudem von der Dehnrate $\dot{\epsilon}$ unabhängig sind, müssen keine geschwindigkeitsabhängigen nichtlinearen Materialparameter eingeführt werden [16, 55, 95]. Somit gilt

$$\mathcal{H} \neq \mathcal{H}\left(\dot{\epsilon}\left(x,y,z,t\right)\right) \quad . \tag{3.3}$$

Dämpfung

Ein weiterer Effekt den alle realen Materialien besitzen ist die Materialdämpfung. Diese Energiedissipation [24, 159], die nicht mit der auf Reflexion basierenden Dämmung verwechselt werden darf, lässt sich allgemein nur sehr schlecht mathematisch beschreiben. Deshalb wird mit komplexen nichtlinearen rheologischen Modellen gearbeitet um das Dämpfungsverhalten zu nähern [35, 83, 128, 189, 191].
Da die betrachteten Strukturen der Fahrzeugkarosserie aber aus Metall bestehen, wird die Materialdämpfung aufgrund ihres sehr kleinen Wertes (ca. $1 \cdot 10^{-4}$) üblicherweise vernachlässigt [24, 58, 128, 173].
Zusätzlich zur Materialdämpfung gibt es aber noch Verluste in Verbindungsstellen. Diese Verluste resultieren aus der dünnen Zwischenschicht aus Luft, Öl, Staub, Schmutz oder ähnlichem. Diese Schicht wird bei der Bewegung der beiden Bauteile zueinander verformt und wandelt so Energie in Wärme um. Sollte die Fügestelle trocken und sauber sein, so ergibt die Reibung und Verformung der Oberflächen zueinander den verlustbehafteten Effekt [24, 47, 148]. Dieser Effekt tritt aber nur bei Verschraubungen und genieteten Verbindungen auf. Da in Fahrzeugen innerhalb der tragenden Struktur stoffschlüssige Fügetechniken wie Schweißen vorherrschen, können diese Effekte ebenfalls vernachlässigt werden.

3.3. Dominierende Wellenart

Wenn eine Anregung alle Wellenarten über alle Frequenzen prinzipiell gleich gut erzeugen kann, so wird die Energie tatsächlich in die einzelne Wellenart und das Frequenzband übertragen dessen Widerstand der Struktur gegen diese Einkopplung am geringsten ist. Hiermit lässt sich bestimmen welche Wellenart in einer Struktur bevorzugt auftritt und somit die meiste Körperschallleistung überträgt.
Da in den Gleichungen für die Wellenimpedanz Z (2.22), (2.28) und (2.29) immer die Ausbreitungsgeschwindigkeit, oder zumindest ihre grundlegenden Parameter wie B und m' enthalten sind, lässt sich eine direkte Proportionalität

$$Z \sim c \tag{3.4}$$

erkennen. Dies bedeutet, dass mit steigender Ausbreitungsgeschwindigkeit auch der Wellenwiderstand steigt.
Da exakte Wellenimpedanzen in realen komplexen Strukturen kaum zu bestimmen sind, werden die Gleichungen (2.22), (2.28) und (2.29) im Folgenden als Näherung verwendet.
Typisch für den vorderen Bereich der Längsträger ist ein hohler Rechteckquerschnitt, ein so genanntes Vierkanthohlprofil wie in Abbildung 3.2 gezeigt. Für den Bereich des Unterbodens und des Tunnels ist dagegen ein ebenes Blech die typische Grundstruktur.

Ausgehend von den mittleren Materialwerten von E-Modul, Dichte und Querkontraktionszahl für Stahl und Aluminium [68, 186]

$$E_{St} = 2,1 \cdot 10^{11}\,\frac{N}{m^2}; \quad \rho_{St} = 7850\,\frac{kg}{m^3}; \quad \mu = 0,3$$
$$E_{Al} = 7 \cdot 10^{10}\,\frac{N}{m^2}; \quad \rho_{Al} = 2700\,\frac{kg}{m^3}; \quad \mu = 0,33$$

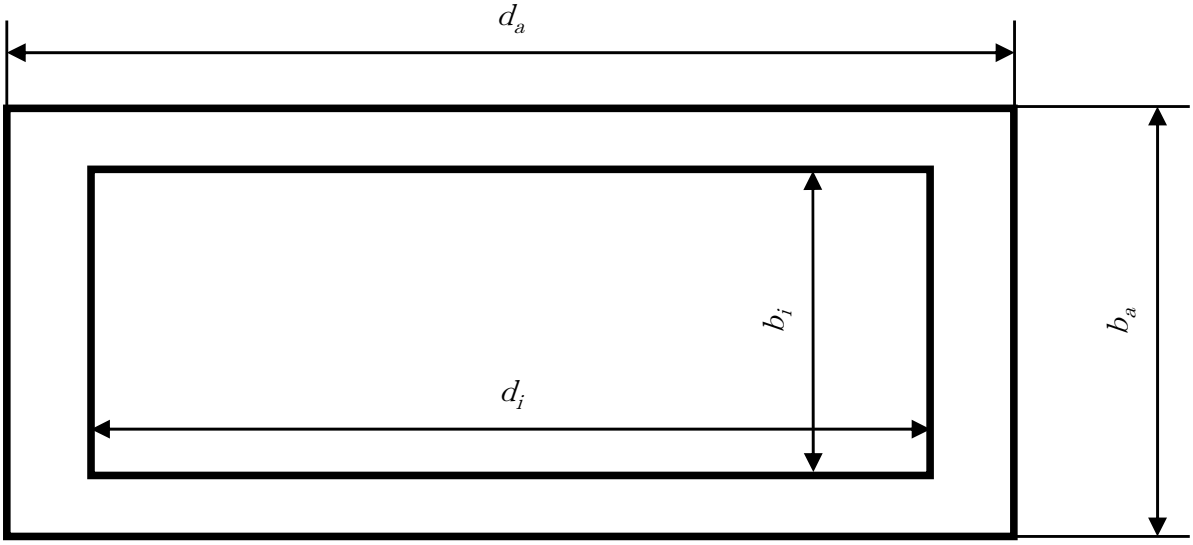

Abbildung 3.2.: Geometrie und ihre Abmessungen eines Vierkanthohlprofils wie es für Längsträgerstrukturen eines Fahrzeuges typisch ist

muss für die Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle zunächst das Flächenträgheitsmoment I (Gleichungen z.B. in [68, 186])

$$I_{II} = 1,09 \cdot 10^{-6}\, m^4$$
$$I_I = 2,25 \cdot 10^{-9}\, m^3$$

mit den typischen Abmessungen für den Längsträger und die Tunnelbleche

$$b_a = 0,07m; \quad h_a = 0,09m; \quad b_i = 0,064m; \quad h_i = 0,084m$$
$$s = 0,003m$$

berechnet werden. Mit der längen- bzw. flächenbezogene Masse nach Gleichung (2.14)

$$m'_{II,St} = 7,25\,\frac{kg}{m}; \quad m'_{II,Al} = 2,49\,\frac{kg}{m}$$
$$m'_{I,St} = 23,55\,\frac{kg}{m^2}; \quad m'_{I,Al} = 8,1\,\frac{kg}{m^2}$$

ergibt sich somit für den Betrag der Wellenimpedanzen

$$Z_{L,II,St} = 375000\frac{kg}{s}; \quad Z_{L,II,Al} = 127000\frac{kg}{s}$$
$$Z_{B,II,St} = 68,38\ \frac{kg}{\sqrt{s}} \cdot \sqrt{\omega}; \quad Z_{B,II,Al} = 23,28\ \frac{kg}{\sqrt{s}} \cdot \sqrt{\omega}$$

Die Verhältnisse sind in Abbildung 3.3 über der Frequenz aufgetragen dargestellt.
Für den Tunnel ergibt sich

$$Z_{L,I,St} = 127600\,\frac{kg}{s}; \quad Z_{L,I,Al} = 43700\,\frac{kg}{s}$$
$$Z_{B,I,St} = 369,3\,\frac{kg}{s}; \quad Z_{B,I,Al} = 125,0\,\frac{kg}{s}$$

Mit Gleichung (2.30) ist erkennbar dass die Biegewelle die den geringeren Wellenwiderstand besitzt, die meiste Körperschallleistung transportiert und somit das Verhalten der Struktur dominiert. Zudem lässt sich festhalten, dass die dominierende Welle die geringste Ausbreitungsgeschwindigkeit besitzt und dadurch ihre Energie am langsamsten transportiert. Die Wellen mit hoher Wellenimpedanz, die weniger Energie transportieren übertragen diese schneller. Mit steigender Frequenz erhöht sich aber der Einfluss der Longitudinalwelle, so dass ihre Vernachlässigung zu Fehlern führen kann.
Dieser grundlegende Schluss ist zulässig auch wenn die Balkentheorie zur exakten Beschreibung des verwendeten Hohlprofils nicht ausreicht [109, 112] und wird von Haupt [66], Hill *et al.* [72], Lyon [119], Mandal *et al.* [124] sowie Möser [135] für andere Strukturen bestätigt.
Eine Möglichkeit zur Bestätigung der Dominanz der Biegewelle ist die messtechnische Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Weist diese Dispersion auf so kann die zugrunde liegende Welle nur die Biegewelle sein da sie die einzige mit diesem Effekt ist.
Bei einem Schussversuch, in dem eine Stahlkugel auf die Struktur geschossen wird um hochfrequenten Körperschall anzuregen (Anhang A), kann dieser Effekt betrachtet werden. Wird an den in Abbildung 3.4 gezeigten Positionen die Beschleunigung a gemessen so kann die benötigte Laufzeit bestimmt werden bis das globale Maximum der Beschleunigung am

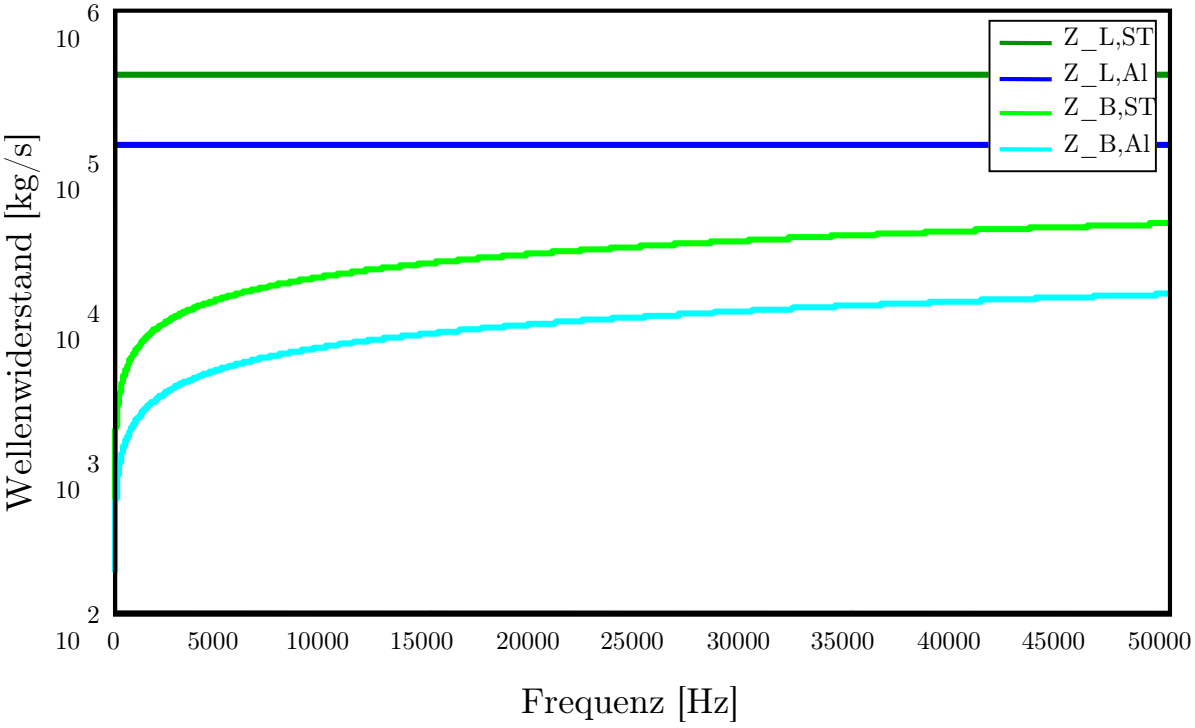

Abbildung 3.3.: Verlauf der Wellenwiderstände eines Längsträgers über der Frequenz zeigt die Dominanz der Biegewelle

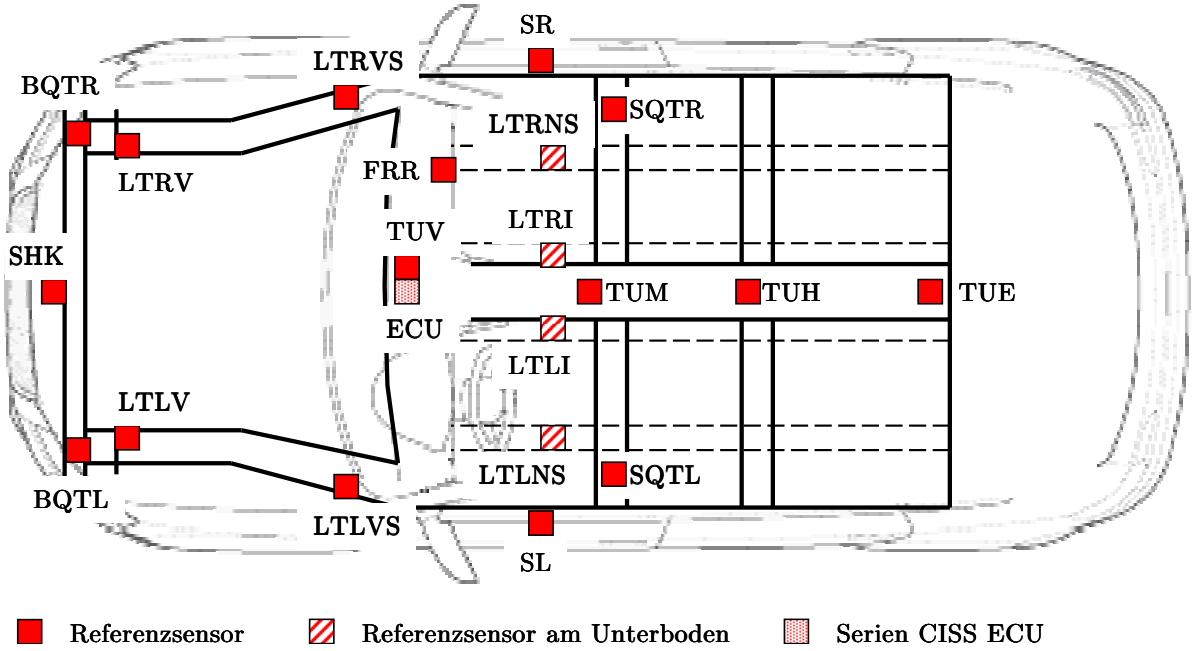

Abbildung 3.4.: Typische Messpunkte der Ausbreitungsbewertung einer Fahrzeugstruktur mittels Impulsanregung

Messpunkt auftritt. Wird dies für schmale Frequenzbänder durchgeführt so lässt sich die frequenzabhängige Laufzeit des Signalmaximums bestimmen. Wie in Anhang A gezeigt, wird das Signalmaximum mit der Biegewelle übertragen und unterliegt somit der Dispersion womit aus dem Signalmaximum der Dispersionseinfluss abgelesen werden kann.
Die frequenzabhängige Laufzeit aus der Messung ist geglättet in Abbildung 3.5 dargestellt. Es lässt sich klar der inverse $\sqrt{\omega}$ Zusammenhang aus Gleichung (2.19) erkennen. Zudem ist zu entnehmen wie die Differenz in der Laufzeit mit der Entfernung vom Anregungspunkt steigt. Hierdurch wird die rechnerisch ermittelte Dominanz der Biegewelle experimentell bestätigt.

3.4. Bewertung von Wellen und Eigenschwingungen

Um mit den richtigen Methoden der mathematischen Physik an die Betrachtung der Körperschallausbreitung herangehen zu können ist es wichtig zu wissen ob die reine Wel-

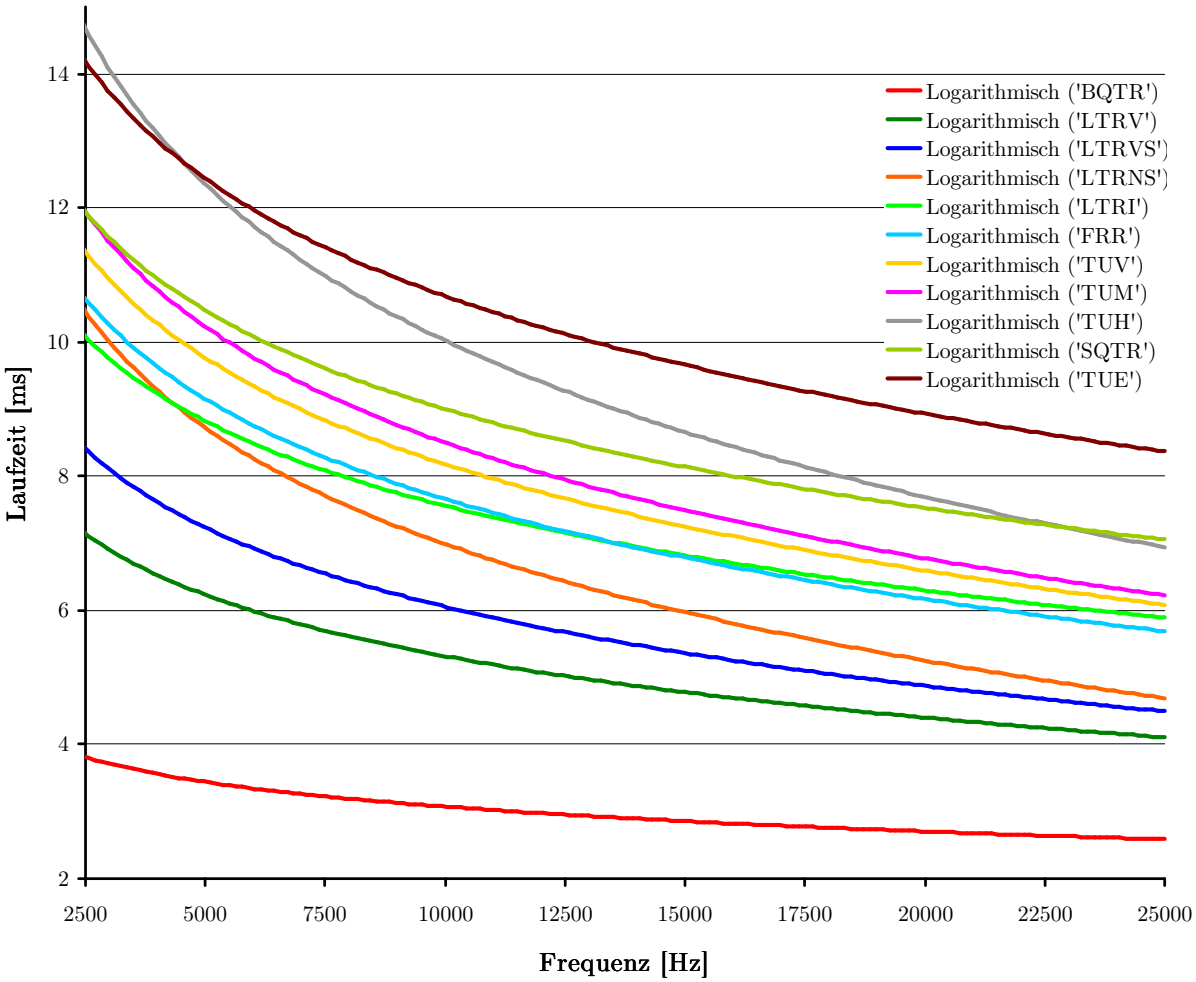

Abbildung 3.5.: Geglättete Darstellung der Laufzeit über der Frequenz für ausgewählte Messpunkte an einer Fahrzeugkarosserie die den Einfluss der Dispersion und somit die Dominanz der Biegewelle erkennen lässt

lenausbreitung, das reine Schwingungsverhalten des Systems oder eine Mischung aus beidem betrachtet werden muss. Ist noch nicht genug Zeit vergangen, so dass die Welle mindestens zweimal reflektiert werden konnte, können sich keine stehenden Wellen ausbilden und das dynamische Verhalten basiert komplett auf Welleneffekten. Im Gegensatz hierzu kann, nach einer Zeit in der vielfache Reflexionen für alle Wellenarten möglich sind und sich die stehenden Wellen bereits voll ausgebildet haben, das Verhalten durch die modalen Eigenschaften komplett abgebildet werden (Kapitel 2.5). Im Zeitraum zwischen diesen beiden Grenzen muss sowohl die Wellenausbreitung als auch das Eigenschwingverhalten berücksichtigt werden um gute Berechnungserebnisse zu erhalten.
Wie in Kapitel 1.5 gezeigt, liegt die Ausbreitungsstrecke l die das Körperschallsignal zurücklegen muss je nach Fahrzeug und ECU-Position im Bereich zwischen $2 - 4\,m$. Mit dieser Strecke und der spezifischen Ausbreitungsgeschwindigkeit für die einzelne Wellenart lässt sich die Dauer für das einmalige Durchlaufen der Ausbreitungsstrecke und somit die Zeit berechnen in der noch keine stehenden Wellen auftreten. Mit den bereits genannten Materialparametern und der Fläche die sich aus den Abmessungen des Längsträgers bzw. des Tunnels ergibt lassen sich mit diesen Werten und den Gleichungen (2.11), (2.19) und der allgemeinen Gleichung für die Ausbreitungsdauer

$$t = \frac{l}{c_i} \tag{3.5}$$

der Bereich der Ausbreitungszeit für eine einmalige Zurücklegung der Strecke, für den CISS-Frequenzbereich berechnen

$$0,106\,ms < t_{B,II} < 0,389\,ms$$
$$0,667\,ms < t_{B,I} < 2,439\,ms$$

Es ist zu beachten, dass die hier gezeigte Berechnung lediglich eine grundsätzliche Aussage liefert, da für eine exakte Berechnung des dynamischen Verhaltens eines Hohlprofils selbst die exakte Balkentheorie nicht ausreicht [109, 112].
Aus den vorangegangenen Berechnungen lässt sich erkennen, dass sich für den Fall der idealen reflexionslosen Ausbreitung zwischen Einkoppelpunkt und Messstelle für die Longitudinalwelle nach etwa $1\,ms$ und für die Biegewelle nach $0,25 - 50\,ms$ bereits die ersten stehenden Wellen ausbilden. Für eine reine schwingungsbasierte Betrachtung müssten somit zwischen $2,5 - 50\,ms$ vergehen (Abbildung 3.6).
Zudem muss beachtet werden, dass in der Ausbreitungsstrecke viele Reflexionsstellen integriert sind, so dass sich für einzelne Bereiche wesentlich kürzere Ausbreitungszeiten und somit ein schnelleres Herausbilden der Eigenschwingungen ergibt.
Daraus lässt sich für den zu betrachtenden Bereich von 30ms für die Crasherkennung die Schlussfolgerung ziehen, dass sowohl die Wellenausbreitung als auch das Schwingungsverhalten betrachtet werden müssen um die physikalischen Vorgänge beschreiben zu können.

3.5. Einfluss der Spannungsabhängigkeit

Unter Kapitel 3.2 wurde gezeigt, dass im Ausbreitungsbereich keine Spannungen über den ideal elastischen Bereich hinaus auftreten. Somit muss nur der ideal elastische Bereich mit der entsprechenden theoretischen Belastungsabhängigkeit betrachtet werden.

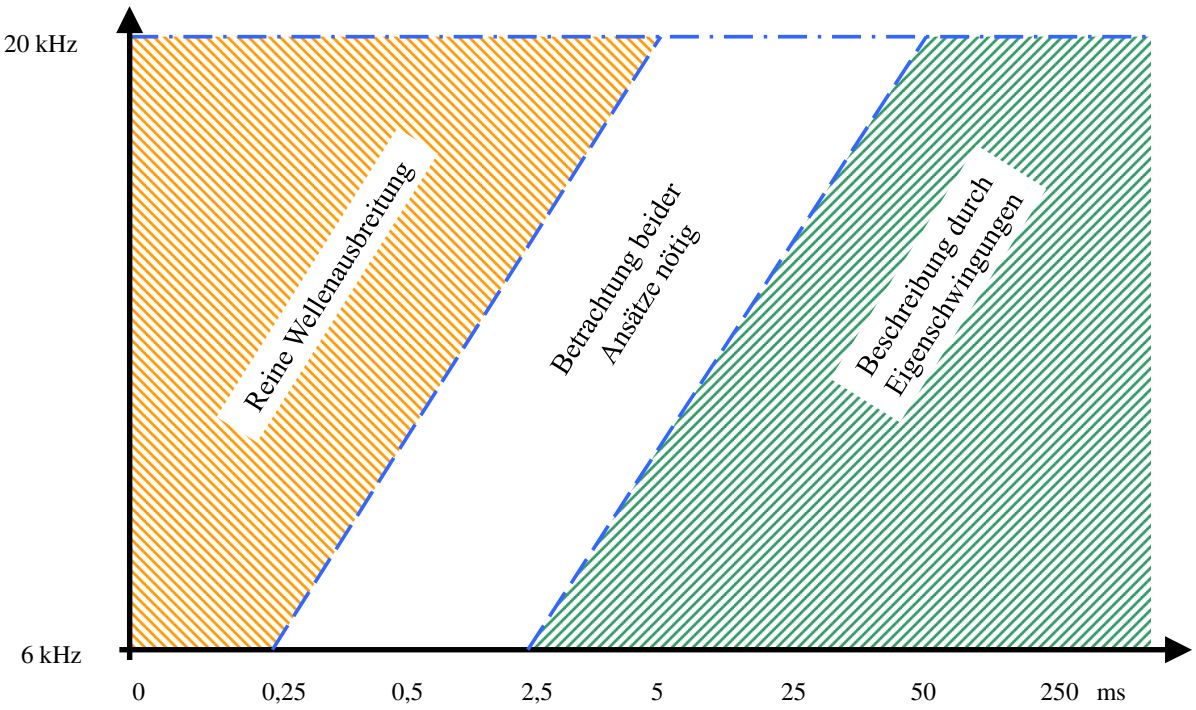

Abbildung 3.6.: Darstellung der zeitlichen Gültigkeit der verschiedenen Beschreibungsansätze im Falle der Fahrzeugkarosserie für die Biegewelle

Eine einfache Zugbelastung führt zu einer Versteifung des Systems und somit zur Erhöhung der Eigenfrequenzen, bei einer Druckspannung ist die Auswirkung entsprechend umgekehrt. In der Fahrzeugstruktur herrscht während des Crashs ein komplexer dreidimensionaler Spannungszustand der örtlich und zeitlich stark variiert (Abbildung 3.1) und somit nicht mehr mit den analytischen Betrachtungen in Kapitel 2.6 beschrieben werden kann und zu weit komplexeren Kopplungen führt. Andererseits sinkt der Effekt des Spannungseinflusses mit steigender Frequenz [24], so dass er eventuell klein genug wird um vernachlässigt werden zu können.
Um den Einfluss des Spannungszustandes verifizieren zu können wird in Kooperation mit der Continental AG der in einem Crash in der Ausbreitungsstrecke herrschende Spannungszustand im Experiment nachgebildet. Hierzu wird ein komplettes Fahrzeug mit verschiedenen Kraftniveaus beaufschlagt und analog zum ODB-Crash solange verspannt bis der Längsträger beginnt sich zu verformen. Hiermit kann sowohl der im Crash auftretende Kraftbereich als auch die benötigte Zeitdauer abgebildet werden. Die ausführliche Beschreibung des Versuches sowie alle erzielten Ergebnisse finden sich in Anhang A.
Aus den erzielten Messergebnissen (Beispielhaft sei hier Abbildung 3.7 gezeigt) lässt sich keine Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsparameter, weder bei Druck- noch bei Zugbelastung erkennen, lediglich die typische Versuchsstreuung kann wieder gefunden werden.
Somit lässt sich folgern, dass eine Spannungsabhängigkeit für die hier betrachtete Anwendung ohne Fehler vernachlässigt werden kann und es gilt somit

$$\mathcal{H} \neq \mathcal{H}\left(\sigma\left(x, y, z, t\right)\right) \quad . \tag{3.6}$$

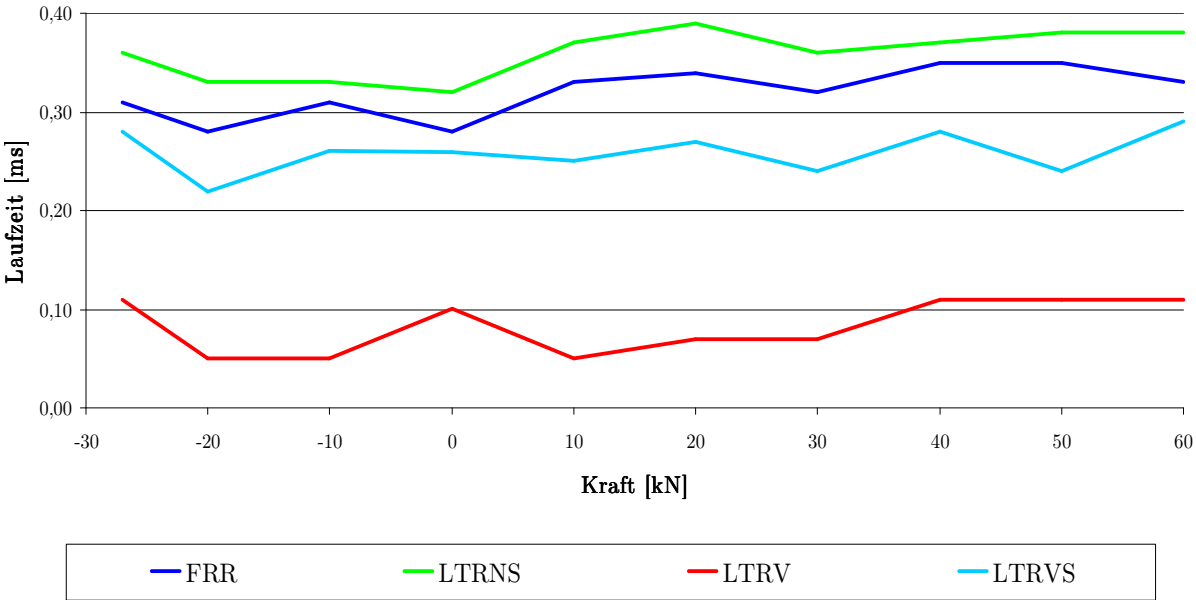

Abbildung 3.7.: Die Laufzeiten für den ersten Signalanstieg in Abhängigkeit von der belastenden Kraft (negative Kräfte stellen eine Zugkraft dar) zeigen keinen Einfluss der Vorspannung

3.6. Anforderungen aus den physikalischen Eigenschaften

Als allgemeiner Fall der Ausbreitung der alle Effekte, auch in der Körperschallentstehungszone abbildet, lässt sich folgender Zusammenhang angeben

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}\left(u, \epsilon, \dot{\epsilon}, \omega, \sigma, t\right) \tag{3.7}$$

wobei alle Parameter außer der Frequenz ω Funktionen sind die von Ort und Zeit abhängen und t den zeitvarianten Einfluss der Eigenschwingungen beschreibt.
Wie in Kapitel 3.1 gezeigt lässt sich die Fahrzeugstruktur in einen Körperschallentstehungs- und einen Körperschallausbreitungsbereich zerlegen. Dies bedeutet für die Körperschallausbreitungssimulation, dass nur der Ausbreitungsbereich abgebildet werden muss. Das Eingangssignal für diese Simulation, der in der Deformationszone entstandene Körperschall, muss aus einer entsprechenden Simulation oder Berechnung kommen [165].
Es besteht keine Abhängigkeit von der Deformation u, da im hier betrachteten Körperschallausbreitungsbereich, wie in Kapitel 3.2 gezeigt, keine großen Deformationen auftreten.
Des Weiteren wird in Kapitel 3.2 dargelegt, dass keine plastische Deformation und somit keine Abhängigkeit von der Dehnung ϵ besteht. Dadurch besteht auch keine Abhängigkeit von der Deformationsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$.
Bei den Welleneffekten überwiegt die Biegewelle (Kapitel 3.3) wobei für höhere Genauigkeiten auch die Longitudinalwelle betrachtet werden kann. Aus der Dominanz der Biegewelle ergibt sich sofort, dass die Dispersion einen wichtigen Einfluss besitzt. Unter Kapitel 3.4 wird gezeigt, dass sowohl die Wellenausbreitung als auch das Eigenschwingungsverhalten betrachtet werden müssen.
Es wird unter Kapitel 2.6 ein Einfluss der auftretenden Spannungen in der analytischen ein-

dimensionalen Betrachtung aufgezeigt. Wie sich aus dem angeschlossenen Experiment aber ergeben hat ist dieser Einfluss durch den komplexen drei-dimensionalen Spannungszustand innerhalb der Fahrzeugstruktur vernachlässigbar. Somit lässt sich das System mit einer zeitvarianten Übertragungsfunktion

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}(\omega, t) \tag{3.8}$$

beschreiben, die nur durch eine Abbildung der zeitlichveränderlichen Welleneffekte und der daraus resultierenden Eigenfrequenzen gewonnen werden kann.

Zusammengefasst ergeben sich aus den relevanten physikalischen Eigenschaften folgende, zusätzlich zu den fünf in Kapitel 1.6 gezeigten Anforderungen an das Simulationsverfahren:

6. **Nachbildung der linearen, zeitvarianten Körperschallübertragung innerhalb der Fahrzeugkarosserie während des Crashs**
7. **Beachtung sowohl von Wellenausbreitungs- als auch von Eigenschwingungseffekten**
8. **Abbildung von Reflexions- und Transmissionsstellen**
9. **Beschreibung der Biegewelle als dominierende Welle**
10. **Einbeziehung des Dispersionseffekts**

Was wurde erreicht

Ausgehend von einer intensiven Betrachtung der Fahrzeugstruktur im Laufe des Crashvorganges und der relevanten Zeitdauer konnte die Fahrzeugstruktur in zwei Teilbereiche zerlegt werden. Diese grundlegende Aufteilung in einen Körperschallentstehungsbereich und einen Körperschallausbreitungsbereich erlaubt es, den nötigen Aufwand für die Betrachtung und Beschreibung der Körperschallausbreitung erheblich zu reduzieren.
Es konnte gezeigt werden, dass rein lineare Geometrie- und Materialparameter innerhalb der Ausbreitungszone ausreichend sind um das Verhalten zu beschreiben. Dadurch kann mit einem linearen Verfahren simuliert werden, woraus sich ein wesentlich geringer Zeitaufwand für die Simulation als bei einem nicht linearen Verfahren ergibt.
Die anschließende analytische Berechnung der Wellenart mit dem größten Einfluss zeigt, dass die Biegewelle dominiert und die meiste Leistung transportiert. Dadurch müssen auch die Dispersion und die daraus resultierenden Eigenschaften betrachtet werden. Mit diesem Ergebnis ist es möglich, die anderen Wellenarten zu vernachlässigen, womit sich der nötige Modellierungs- und Simulationsaufwand abermals verringert da nicht alle Wellenarten und ihre Kopplungen betrachtet werden müssen.
Es konnte mit den analytischen Untersuchungen der zeitlichen Verteilung der Wellen- und Eigenschwingungsphänomene gezeigt werden, dass innerhalb des sehr kurzen relevanten Zeitraumes in der Struktur beide Effekte betrachtet werden müssen. Ein entsprechendes Simulationsverfahren muss dies leisten können.
Da die Fahrzeugstruktur für eine analytische Beschreibung der Spannungsabhängigkeit zu

komplex ist wurde ein Versuch durchgeführt, der die Belastung der Ausbreitungsstrecke innerhalb eines Crashs nachbildet. Durch die Auswertung der aufgezeichneten Messdaten konnte gezeigt werden, dass der komplexe dreidimensionale Spannungszustand zu einer Abschwächung des Effektes führt, so dass er unter der gegebenen Versuchsstreuung liegt. Somit muss dieser Effekt für eine Simulation der Körperschallausbreitung nicht berücksichtigt werden.

Diese aus den gemachten Betrachtungen abgeleiteten physikalischen Randbedingungen zeigen was ein entsprechendes Simulationsverfahren leisten muss um die Körperschallausbreitung im Rahmen der benötigten Genauigkeit abbilden zu können. Diese Bedingungen sind die Nachbildung der Körperschallübertragung im Fahrzeug, die Betrachtung der relevanten Wellen- und Eigenschwingungseffekte der Biegewelle, die Dispersion als besonders wichtiger Effekt und die Reflexions- und Transmissionsstellen.

4. Theoretische und praktische Bewertung bestehender Simulationsverfahren

Mit den entwickelten Anforderungen an das Simulationsverfahren (Kapitel 1.6 und 3.6) lassen sich die bestehenden Simulationstechniken bewerten und einordnen. Dies wird im Folgenden vorgenommen.
Hierzu werden die Verfahren in ihren Grundzügen jeweils kurz vorgestellt, dann die theoretischen Grenzen in Bezug auf die Anwendung für die körperschallbasierte Crasherkennung aufgezeigt und abschließend das Verfahren auf seine praktische Eignung hin bewertet. Die Darstellung erfolgt für den Entwicklungsstand der Simulationsverfahren der bereits in kommerzieller Software zu beziehen sind.
Die hier erwähnten Verfahren stellen eine Auswahl aller bestehenden Verfahren dar. Es sind diejenigen aufgeführt welche in der Lage sind die Biegewelle zu erfassen, da diese als dominierende Welle unbedingt abgebildet werden muss und somit wichtigstes Kriterium für die Auswahl des Verfahrens ist. Zusätzlich wird die Transmission-Line-Methode (TLM) eingeführt, da diese im aktuellen Entwicklungsstand zwar keine Biegewelle abbilden kann, aber die Grundzüge der Wellenausbreitung inklusive Reflexion und Transmission äußerst effizient abbildet.

4.1. Finite-Elemente-Methode (FEM)

Grundidee

Ausgangspunkt sind die Differentialgleichungen die die Verschiebung der Struktur beschreiben. Bei der FEM wird aber nicht die Differentialgleichung direkt gelöst sondern die Verschiebungen durch viele Elemente die jeweils nur einen kleinen Teil der Struktur beschreiben über ein Gleichungssystem berechnet. Die einzelnen Teilbereiche die jeweils mit einer Ansatzfunktion beschrieben werden, werden als Elemente bezeichnet. Somit ergibt sich auch der Namen des Verfahrens aus den endlich kleinen Elementen.
Für die Elemente werden nur Formfunktionen niedriger Ordnung (linear oder quadratisch) benötigt, da die gesamte Verformung höherer Ordnung durch die Abbildung aus vielen kleinen Abschnitten genähert wird. Die Elemente werden durch ihre Eckpunkte, Knoten genannt, beschrieben und die Knotenverschiebungen als die eigentlichen Freiheitsgrade der Berechnung in das zentrale Gleichungssystem eingeführt (Abbildung 4.1).
So lässt sich z.B. die Elementsteifigkeitsmatrix zur Beschreibung eines Balken aufstellen

$$\underline{\underline{K}} = \frac{E \cdot I}{l^3} \begin{bmatrix} 12 & 6 \cdot l & -12 & 6 \cdot l \\ 6 \cdot l & 4 \cdot l^2 & -6 \cdot l & 2 \cdot l^2 \\ -12 & -6 \cdot l & 12 & -6 \cdot l \\ 6 \cdot l & 2 \cdot l^2 & -6 \cdot l & 4 \cdot l^2 \end{bmatrix} \quad . \tag{4.1}$$

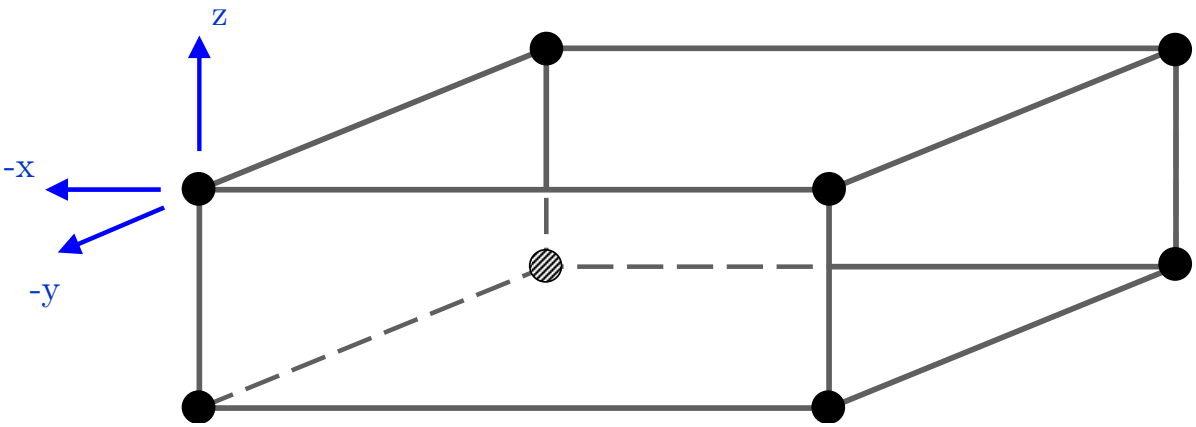

Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung eines FEM-Elementes mit den Freiheitsgraden eines der beschreibenden Knoten

Detaillierte Einführungen in die FEM finden sich in [6, 13, 64, 74, 91, 136].

Theoretische Grenzen

Es gibt mehrere limitierende Faktoren bei der Anwendung der FEM-Simulation auf transiente strukturmechanische Probleme [6, 64, 72, 74, 91, 134, 168, 188]:

- **Elementlänge:** Um die Wellenausbreitung bei einer gewissen Frequenz tatsächlich, bzw. korrekt abbilden zu können, ist es nötig die Elemente klein genug zu wählen. Die Welle kann nur abgebildet werden wenn mehrere Elemente pro Wellenlänge zur Verfügung stehen. Dies kann als „geometrisches Abtasttheorem“, in Analogie zum Abtasttheorem der Digitalisierung, bezeichnet werden. Somit müssen theoretisch mindestens zwei Elemente vorhanden sein damit die Welle überhaupt abgebildet werden kann, in Wirklichkeit sind hier aber mindestens 20 Elemente nötig um eine Welle korrekt darstellen zu können. Somit ergibt sich als Formel für die Elementlänge

$$e_{max} = \frac{\lambda_{min}}{20} \tag{4.2}$$

und mit der Definition der Wellenlänge

$$\lambda = \frac{c}{f} \tag{4.3}$$

ergibt sich

$$e_{max} = \frac{c_i}{20 \cdot f_{max}} \quad . \tag{4.4}$$

Hieraus lässt sich erkennen, dass zum Beispiel für die Longitudinalwelle in einer Stahlplatte (Parameter aus Kapitel 3.3) bei einer Frequenz von $20\,kHz$ eine maximale Elementlänge e von $13\,mm$ zulässig ist.

Es lässt sich aber auch erkennen, dass für die dominierende Biegewelle die benötigte geometrische Auflösung nicht allgemein angegeben werden kann. Mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit nach Gleichung (2.19) muss die maximale Elementlänge für jedes Bauteil bzw. jede Materialstärke einzeln berechnet werden. Dies führt manchmal zu einer etwas gröberen Elementierung, meistens aber zu einer wesentlich feineren Elementierung des Modells (Abbildung 4.2).

- **Blechdicke:** Bei einer Simulation von Blechteilen müssen mindestens 3 Volumenelemente auf die Blechdicke vorhanden sein da sonst die Biegung durch die Ansatzfunktionen der Volumenelemente nicht mehr gut genug dargestellt wird und sich das Modell wesentlich steifer als in Realität verhält. Die Elemente können aber parallel zur Fläche nicht beliebig in die Länge gezogen werden, um mit wenigen Elementen übereinander ein Blech abbilden zu können, da auch hier die Elementansatzfunktion fehlerhaft wird. Die Seitenlängen des einzelnen Elementes sollten etwa gleich sein, damit diese Abweichung nicht auftritt.
  Dies führt sehr schnell zu extrem hohen Elementzahlen selbst bei kleinen Bauteilen (Abbildung 4.3). Deshalb werden hier üblicherweise spezielle zweidimensionale Schalenelemente anstatt der Volumenelemente verwendet.

- **Ansatzfunktion:** Werden, wie üblich für dünne Bleche, Schalenelemente verwendet so ergibt sich ein anderes Problem. Durch die analytische Integration der Blechstärke in die Ansatzfunktion des Elementes genügt ein Element auf die Dicke (Abbildung 4.2) um das Biegeverhalten der Blechstruktur exakt abzubilden. Dies reduziert die Anzahl der benötigten Elemente drastisch, weshalb Bleche auch immer mit Schalenelementen modelliert werden.
  Aber die exakte Abbildung der Biegung kann die Ansatzfunktion des Schalenelementes nur realisieren wenn die Abmessungen des Elementes entlang des Bleches um mehr als

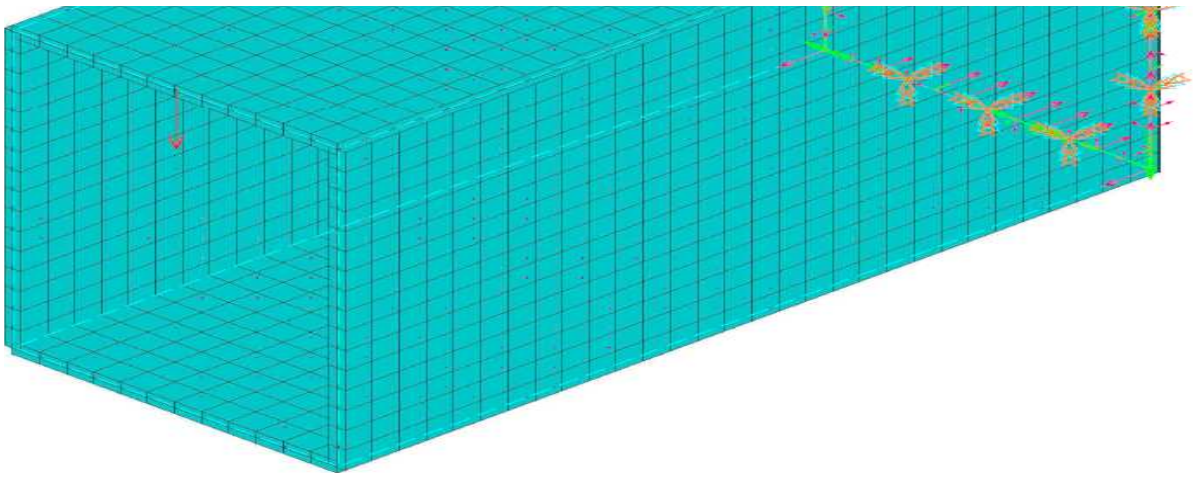

Abbildung 4.2.: Modellierung eines dünnwandigen Hohlprofils mittels zweidimensionaler finiter Elemente (Schalenelemente, hier dreidimensional dargestellt) zur Simulation der Körperschallausbreitung [112]

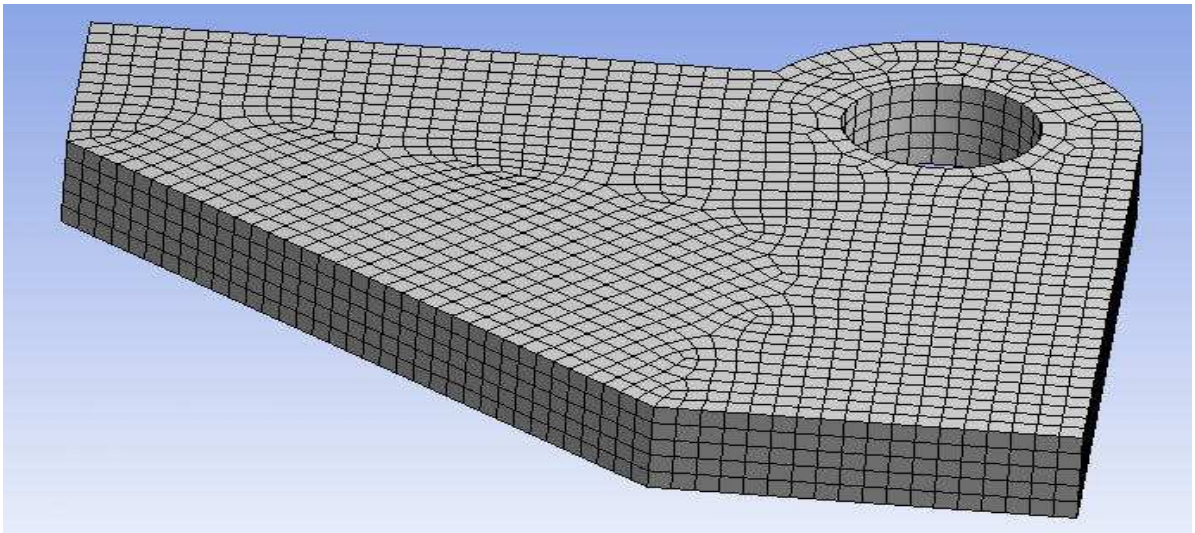

Abbildung 4.3.: Benötigte Elementierung mittels Hexaederelementen bei Blechstrukturen um die Biegung über die Blechdicke noch exakt darstellen zu können, hier 30 264 Knoten bzw. 6 265 Elemente bei einer Blechdicke von 4 mm

den Faktor 10 größer sind als die Blechstärke selbst. Bei einer Elementierung unterhalb dieses Verhältnisses verhält sich die Ansatzfunktion und somit das Element steifer als die Realität und führt zu einem entsprechenden Fehler in den Schwingungsamplituden und der Ausbreitungsgeschwindigkeit.

- **Zeitschritt:** Als letzte Grenze ist der Zeitschritt zu nennen der auch in Verbindung mit den geometrischen Grenzen steht, aber noch über zwei weitere Grenzen definiert wird. Bei transienten Simulationen wird die Zeit diskretisiert und das Gleichungssystem für jeden dieser Zeitschritte gelöst. Entsprechend ist der Simulationsaufwand mit dem Zeitschritt gekoppelt.
  So wie die Wellenausbreitung geometrisch aufgelöst werden muss, so muss sie auch zeitlich aufgelöst werden. Hier ist die Elementlänge entscheidend, da die Ausbreitung der Welle durch das Element abgebildet werden muss

$$\Delta t_{max} = \frac{e_{min}}{3 \cdot c_i} \quad . \tag{4.5}$$

  Zudem muss auch das klassische Abtasttheorem bei diskreter Betrachtung von Wellen erfüllt werden. Um eine ausreichende Güte im Zeitbereich zu erhalten wird aber nicht mit der Nyquist-Frequenz [137] sondern einem höheren Wert gearbeitet

$$\Delta t_{max} = \frac{1}{20 \cdot f_{max}} \quad . \tag{4.6}$$

  Als dritte Grenze ergibt sich das Auflösungsvermögen der angreifenden Lasten. Dies bedeutet, dass eine aufgebrachte Last oder Eingangsfunktion in die Simulation noch gut genug abgebildet werden kann. Hierzu ist ein wesentlich kleinerer Zeitschritt als für die

Abtastung der Eingangsfunktion verwendet nötig

$$\Delta t_{max} = \frac{\Delta t_{Last}}{7} \quad . \tag{4.7}$$

Zusammengefasst ergibt sich für den benötigten Zeitschritt also

$$\Delta t_{max} \leq \frac{e}{3 \cdot c_i} \ \wedge \ \Delta t_{max} \leq \frac{1}{20 \cdot f_{max}} \ \wedge \ \Delta t_{max} \leq \frac{\Delta t_{Last}}{7} \quad . \tag{4.8}$$

Für das angeführte Beispiel der Longitudinalwelle entsteht so ein maximaler Zeitschritt von unter $1\,\mu s$.
Bei der Biegewelle ergibt sich durch die Abhängigkeit von der Ausbreitungsgeschwindigkeit abermals eine Abhängigkeit von der Geometrie wodurch kein allgemein gültiger Zeitschritt angegeben werden kann. Dieser muss für jedes Material mit der dünnsten auftretenden Wandstärke gesondert berechnet und der kleinste Wert verwendet werden.

Bewertung

Basierend auf der theoretisch beliebig genauen Näherung des realen Strukturverhaltens durch die Simulation mit finiten Elementen ist das Verfahren ideal für die Körperschallausbreitung. Es werden automatisch alle Wellenarten inklusive ihrer Effekte abgebildet, da die Eigenschaften des ganzen Kontinuums enthalten sind. So ist es auch möglich Übergänge, Dämpfung und Spannungsabhängigkeit zu modellieren.
In der Fahrzeugentwicklung hat sich die FEM bereits als ein Standardverfahren etabliert. Aber auch hier sind die Grenzen sehr schnell zu erkennen. So treten bereits bei unter $1\,kHz$ Probleme auf wenn das gesamte strukturdynamische Verhalten einer Fahrzeugkarosserie simuliert werden soll [39].
In der Crashsimulation ist die FEM ebenfalls der Standard [96]. Die zeitliche Diskretisierung der Simulation wäre auch ausreichend um die hochfrequente Körperschallausbreitung, wie sie für die Crasherkennung benötigt wird, zu simulieren, aber die Elementlängen sind häufig bis zu einem Faktor von 5 zu groß. Dies könnte durch eine feinere Vernetzung behoben werden. Hierzu muss aber das gesamte Netz neu aufbereitet und die Simulation anschließend mit einer erheblich höheren Rechenzeit noch einmal durchgeführt werden. Außerdem ergibt es sich, dass bei den kleinen Elementlängen die Ansatzfunktionen der Schalenelemente ungültig und somit die Ergebnisse fehlerhaft werden.

Somit kann die FEM aktuell, aufgrund mangelhafter Ansatzfunktionen, die Körperschallausbreitung wie hier benötigt nicht abbilden. Zudem würde der zusätzliche Aufwand für die Erstellung der Modelle und die erhöhte Rechenzeit von der Industrie auf keinen Fall akzeptiert werden.
Eventuell können Entwicklungen in der Methodik, der Elementansatzfunktionen der Schalenelemente und der Leistungsfähigkeit der Rechner in einigen Jahren diese Probleme lösen und somit die FEM wieder in den Fokus rücken, aber aktuell ist sie als ungeeignet für die gegebene Anwendung einzustufen.

4.2. Statistical Energy Analysis (SEA)

Grundidee

Ausgehend von den Methoden der statistischen Raumakustik, wurde die SEA als ein Verfahren entwickelt, das ein gegebenes System in mehrere Subsysteme zerlegt. Diese Subsysteme werden durch wenige Parameter beschrieben und das Vibrationsverhalten der Systeme wird durch zeitlich gemittelte Energie- bzw. Leistungsflüsse genähert (Abbildung 4.4), so dass im Subsystem die Energieverteilung homogen und keine örtliche Auflösung über das Schwingungsverhalten innerhalb möglich ist.
Die grundlegende mathematische Beschreibung ist entsprechend einfach und unabhängig von der Wellenart, da nur die Energie (Abbildung 4.5) betrachtet wird. Sie führt zu einem Gleichungssystem mit einer Gleichung je Subsystem für die Energiebeziehungen.
Für zwei gekoppelte Subsysteme gilt

$$\mathcal{P}_{12} = g_{12} \left(\mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 \right) \tag{4.9}$$

und entsprechend für mehrere gekoppelte Systeme

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} = \sum_{i}^{N_\alpha} \sum_{j}^{N_\beta} g_{ij} \left(\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j \right) \quad . \tag{4.10}$$

Die große Herausforderung bei der Anwendung des Verfahrens ist einerseits die Unterteilung des Gesamtsystems in geeignete Subsysteme und andererseits die Bestimmung der korrekten Parameter der Subsysteme. Für diese Schritte gibt es verschiedene Methoden, die je nach Art der Systeme unterschiedlich gut geeignet sind. Trotzdem bedarf es großer Erfahrung in der Modellierung um realitätsnahe SEA-Simulationen zu erhalten [15, 24, 45, 84, 120, 156].

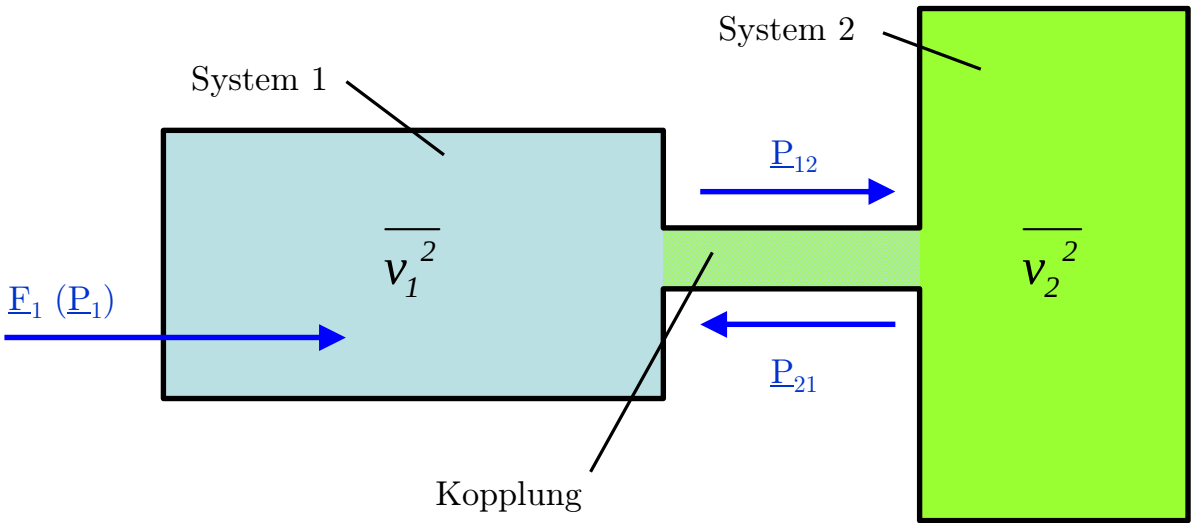

Abbildung 4.4.: Kopplung zweier schematischer SEA-Subsysteme zu einem SEA-Modell inklusive der beschreibenden Größen

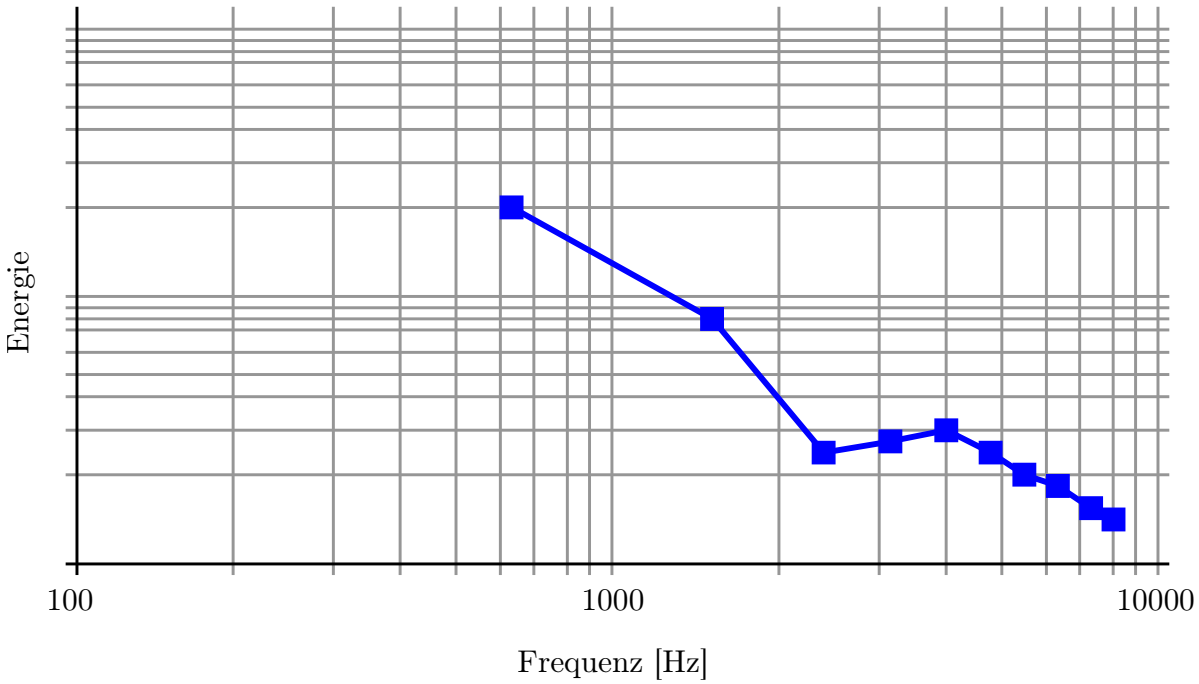

Abbildung 4.5.: Beispielhafte Darstellung der Energie über der Frequenz, gewonnen aus einer SEA-Simulation

Theoretische Grenzen

Die Grenzen des Verfahrens sind zugleich die Grundvoraussetzungen für die Anwendbarkeit bzw. Gültigkeit der SEA. Werden diese, im Folgenden aufgeführten, nicht erfüllt liefert eine Simulation falsche Ergebnisse.

- **Komplexes Wellenfeld:** Es muss sich ein komplexes Wellenfeld ausgebildet haben. Dies bedeutet, dass genügend Zeit vergangen ist, damit die einzelnen Wellen sich mehrmals durch die einzelnen Subsysteme haben ausbreiten können. Zudem soll durch die mehrfachen Reflexionen sichergestellt werden dass der Leistungstransport des Körperschalls innerhalb des Subsystems keine Vorzugsrichtung aufweist und sich somit statistisch verhält.

- **Keine hohe Dämpfung:** Um das komplexe Wellenfeld über mehrmalige Reflexion zu erhalten ist es wichtig, dass die Welle nicht zu stark gedämpft wird, da sie sonst verschwindet bevor sich das ungerichtete Wellenfeld ausgebildet hat.

- **Hohe Modendichte:** Die Modendichte innerhalb des betrachteten Frequenzbereiches muss für das Bauteil genügend hoch sein. Nur so kann die Übertragungsfunktion des Subsystems durch eine lineare Funktion entsprechend des Leistungstransports gemittelt werden. Bei wenigen stark überhöhten Eigenfrequenzen würde diese Näherung zu große Fehler hervorrufen.

Die Forderung nach einer hohen Modendichte ist äquivalent zu den oft zu lesenden Forderungen nach großen dünnwandigen Systemen und einem hohen Frequenzbereich, da sich hierdurch automatisch eine hohe Modendichte ergibt.

- **Breitbandige Anregung:** Die Anregung muss punktförmig und über einen großen Frequenzbereich erfolgen. Bei einer flächigen oder sehr schmalbandigen Anregung wird das Verfahren ungenau.

- **Gleichmäßige Energieverteilung:** Die breitbandige Anregung soll auch dazu führen, dass die Energie innerhalb der Systeme gleichmäßig auf alle Moden verteilt ist. Nur bei einer gleichmäßigen Verteilung ist der statistische Charakter gegeben und die Näherung über den Energietransport zulässig.

- **Unterschiedliche Subsysteme:** Das modale Verhalten der Subsysteme, also in diesem Fall ihre Abmessungen, sollte nicht exakt gleich sein. Denn sonst überschneiden sich die einzelnen Eigenfrequenzen und es entsteht keine gleichmäßige Energieübertragung über alle Frequenzen mehr, da sich die Resonanzen aufschwingen.

Bewertung

Die Voraussetzungen für die Anwendung der SEA sind bei den hier gegebenen Randbedingungen erfüllt. So ergibt sich durch die komplexe Fahrzeugstruktur sehr schnell ein komplexes Wellenfeld. Die Dämpfungen sind auch klein genug und durch den hohen Frequenzbereich der gegebenen Anwendung ist die Modendichte automatisch hoch genug. Die Deformation des Fahrzeuges durch den Crash liefert zudem ein breitbandiges Anregungssignal, so dass die SEA eingesetzt werden darf. Zudem ist davon auszugehen, dass sich die Subsysteme stark genug voneinander unterscheiden, so dass keine Überschneidung einzelner Moden auftritt.
Problematisch ist aber der grundlegende Ansatz, dass nur zeitlich und örtlich gemittelte Energieverteilungen betrachtet werden. Hierdurch geht die Information über das eigentliche Schwingungsverhalten verloren, so dass eine Rücktransformation in den Zeitbereich, um das Zeitsignal zu erhalten, nicht möglich ist.
Es gibt eine so genannte transiente SEA die aber nur in der Lage ist das zeitliche Abnehmen der Energie und somit der Amplitude zu berechnen. Aktuell wird versucht die SEA um die Möglichkeit Zeitsignale zu simulieren zu erweitern; diese Zeitsignale basieren aber auf geschätzten Eigenfrequenzen und es fehlt jegliche Phaseninformation [25], wodurch nicht das Wellenverhalten abgebildet werden kann und die Genauigkeit für die kurzen benötigten Zeiträume nicht gegeben ist.

Durch das fehlende bzw. stark fehlerhafte Zeitsignal welches sich bei Anwendung der SEA ergibt, kann dieses Verfahren nicht für die Simulation der Körperschallausbreitung wie sie hier benötigt wird verwendet werden.

4.3. Spectral Element Method (SEM)

Grundidee

Um der hohen Anzahl an Elementen und dem hohen Rechenaufwand der FEM bei hohen Frequenzen ausweichen zu können, wurde von Doyle [38] eine Formulierung der mechanischen Eigenschaften direkt im Frequenzbereich entwickelt (Abbildung 4.6).
Um die Anzahl der Elemente reduzieren zu können, wird der hohe Aufwand in die exakte „dynamische Ansatzfunktion“ des Elementes gesteckt und nicht in die Diskretisierung der Struktur. Durch die Superposition aller Eigenfrequenzen der Struktur kann das Schwingungsverhalten für beliebig hohe Frequenzen modelliert werden.
Die Formulierung des spektralen Elementes ist mathematisch exakt, wodurch ein Element beliebig lange Balken für beliebig hohe Frequenzen beschreiben kann. Eine Begrenzung ist lediglich gegeben wenn bei hohen Frequenzen die zugrunde liegende Balkentheorie von der Realität abweicht [24, 60, 109, 112]. Um die Auslenkung oder eine entsprechende abgeleitete Größe an einem Ort berechnen zu können, muss hier das spektrale Element enden bzw. der Übergang zu einem neuen sein, denn nur an diesen Knoten können diese Größen berechnet werden. Zudem muss bei einer Änderung des Querschnitts ebenfalls ein neues Element verwendet werden. Dies führt zu Modellen mit sehr wenigen Elementen und somit zu sehr kurzen Rechenzeiten.
Sowohl Modellierung als auch Simulation erfolgen im Frequenzbereich, wodurch direkt das Antwortspektrum der Struktur gewonnen wird. Der zeitliche Verlauf der Strukturantwort kann dann durch inverse Fouriertransformation gewonnen werden (Abbildung 4.6) [1, 38, 147, 171].
Die grundlegende beschreibende Größe, die „dynamische Ansatzfunktion“ ist beispielhaft für

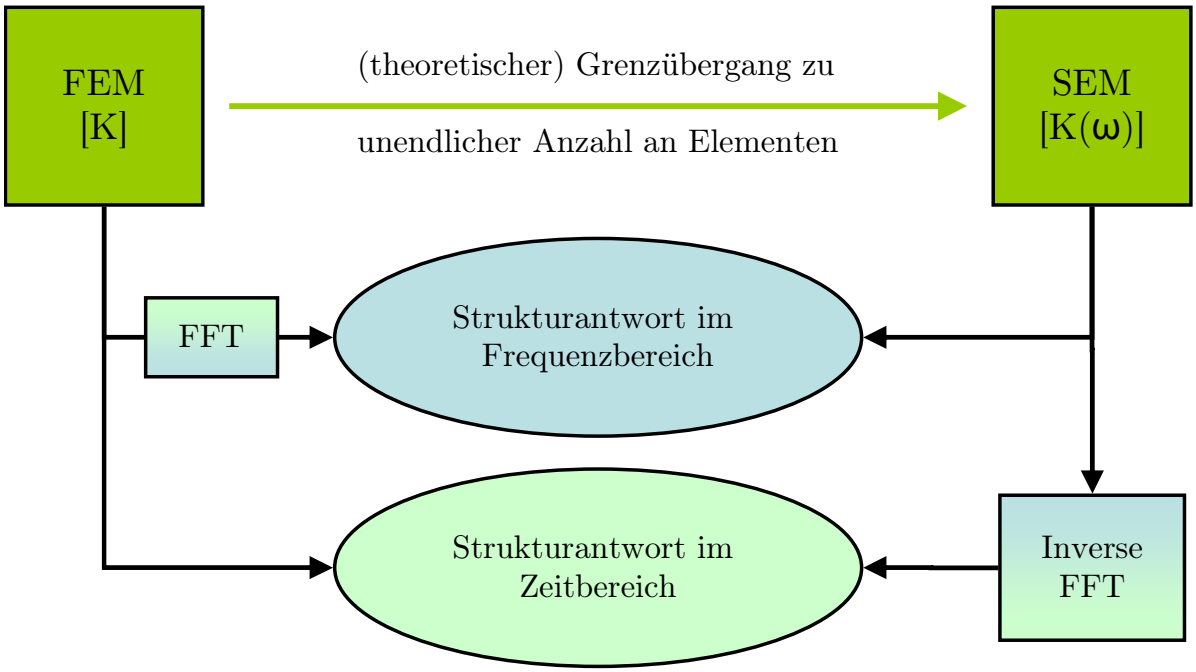

Abbildung 4.6.: Vergleich von SEM und FEM bezüglich Formulierung und Lösungsansatz

den Balken

$$\underline{\underline{K}}_B = \frac{E \cdot I}{L^3} \cdot \begin{bmatrix} \alpha & \bar{\gamma} \cdot L & -\bar{\alpha} & \gamma \cdot L \\ \bar{\gamma} \cdot L & \beta \cdot L^2 & -\gamma \cdot L & \bar{\beta} \cdot L^2 \\ -\bar{\alpha} & -\gamma \cdot L & \alpha & -\bar{\gamma} \cdot L \\ \gamma \cdot L & \bar{\beta} \cdot L^2 & -\bar{\gamma} \cdot L & \beta \cdot L^2 \end{bmatrix} \tag{4.11}$$

mit

$$\alpha = \frac{(C \cdot Sh + S \cdot Ch)(k \cdot L)^3}{1 - C \cdot Ch} \quad \bar{\alpha} = \frac{(S + Sh)(k \cdot L)^3}{1 - C \cdot Ch}$$
$$\beta = \frac{(-C \cdot Sh + S \cdot Ch)(k \cdot L)}{1 - C \cdot Ch} \quad \bar{\beta} = \frac{(-S + Sh)(k \cdot L)}{1 - C \cdot Ch}$$
$$\gamma = \frac{(-C + Ch)(k \cdot L)^2}{1 - C \cdot Ch} \qquad \bar{\gamma} = \frac{(S \cdot Sh)(k \cdot L)^2}{1 - C \cdot Ch}$$

und

$$C = \cos(k \cdot L); \quad S = \sin(k \cdot L); \quad Ch = \cosh(k \cdot L); \quad Sh = \sinh(k \cdot L)$$

mit Länge L des Elements und Wellenzahl k.
Das diese „dynamische Ansatzfunktion“ das Strukturverhalten im Frequenzbereich beschreibt, erkennt man an der Frequenzabhängigkeit die durch die enthaltene Wellenzahl k gegeben ist.

Theoretische Grenzen

Solange die Formulierung der Ansatzfunktion exakt ist, können beliebig hohe Frequenzen betrachtet werden.
Zudem ist nur bei einer Unstetigkeit oder einem Punkt an dem ein Ergebnis benötigt wird ein neues Element nötig wodurch keine Probleme bei der Rechenleistung oder der Simulationsdauer auftreten.

Bewertung

Der große Nachteil dieses Ansatzes ergibt sich in der praktischen Anwendung. Dadurch dass eine Struktur mathematisch exakt beschrieben werden muss, ist es nötig selbst bei einer leichten Änderung der Randbedingungen die „dynamische Ansatzfunktion“ neu aufzustellen. Dies wurde für Balken und Platte für einige Fälle getan aber reale, komplex geformte Strukturen können analytisch nicht beschrieben und somit nicht als Element aufgebaut werden.

Die Anwendung der SEM muss sich im aktuellen Entwicklungsstand auf sehr einfache Strukturen beschränken. Sollten irgendwann auch die Formulierungen für komplexe, oder gar beliebige Strukturen zur Verfügung stehen könnte die SEM auch für die hochfrequenten Schwingungen von Fahrzeugen verwendet werden.
Trotzdem fehlt die Möglichkeit mit diesem Verfahren die Welleneffekte abzubilden, da die „dynamische Ansatzfunktion“ auf der Superposition der einzelnen Eigenfrequenzen beruht. Somit kann die SEM nicht für den hier vorliegenden Anwendungsfall eingesetzt werden.

4.4. Transmission-Line-Methode (TLM)

Die TLM wird im Folgenden eingeführt, da sie bereits erfolgreich für die Simulation der Wellenausbreitung unter ähnlichen Bedingungen eingesetzt wird, auch wenn sie bisher keine Biegewellen abbilden kann.

Grundidee

Die grundlegende Idee hinter der Transmission-Line-Methode ist es, eine Ausbreitung von Longitudinal- oder Transversalwellen (Kapitel 2.2) durch ein Medium mittels der elektrischen Analogie zu beschreiben und so zu berechnen [108]. Hierbei wird aber nicht nur die reine Ausbreitung sondern auch die Reflexion und entsprechende Transmission an Übergängen bzw. Impedanzsprüngen abgebildet, wie in Abbildung 4.7 schematisch gezeigt (Eine umfangreiche Darstellung der elektrischen Transmission-Lines findet sich bei Pain [144]).
Dieses Vorgehen beruht auf der einfachen Tatsache, dass unabhängig von der eigentlichen Welle bzw. des physikalischen Systems die mathematischen Gleichungen für viele Wellen dieselben sind. So sind etwa die Gleichung für die Longitudinalwelle in einem homogenen, linearen, zeitinvarianten Festkörper (entspricht Gleichung 2.8)

$$\Delta \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ v_x \end{pmatrix} = \frac{\rho}{S} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ v_x \end{pmatrix} \tag{4.12}$$

und für die elektromagnetische Welle im homogenen, linearen, zeitinvarianten Medium [9, 69, 101, 170]

$$\Delta \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} = \varepsilon \cdot \mu_{el} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix} \tag{4.13}$$

bis auf die beschreibenden Größen gleich. Dadurch ist es mit einer entsprechenden Umrechnung der beschreibenden Größen ineinander möglich die mechanische Welle durch die elektrische zu beschreiben und vice versa.

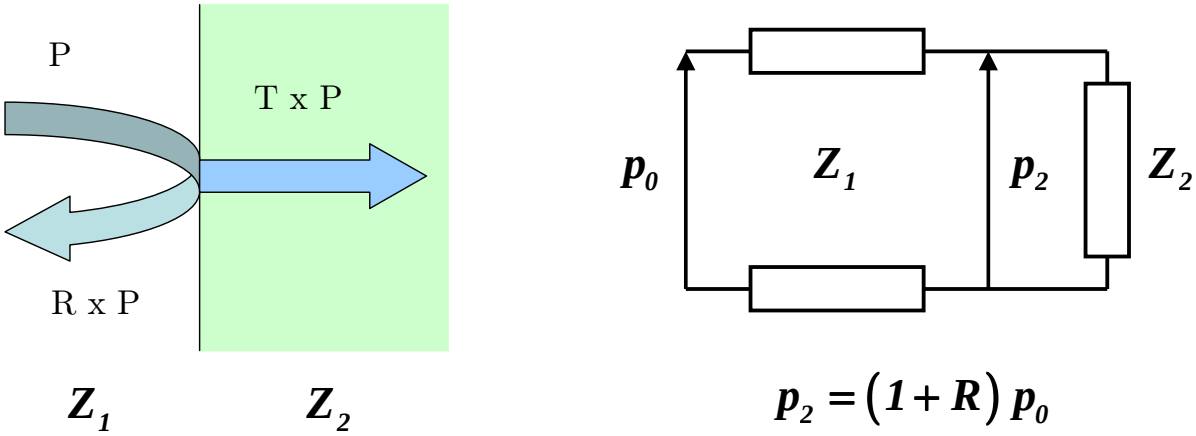

Abbildung 4.7.: Abbildung der einfachen Reflexion und Transmission einer Longitudinalwelle in der TLM mittels elektrischer Analogie

Entstehung

Die gezeigte Analogie zwischen mechanischen bzw. akustischen und elektrischen Systemen in Bezug auf die Schwingungsgleichungen wurde erstmals von Webster 1919 [185] genutzt. Er führte als Analogie

$$\begin{aligned} \text{Kraft} &\mathrel{\widehat{=}} \text{Spannung} \\ \text{Geschwindigkeit} &\mathrel{\widehat{=}} \text{Strom} \end{aligned}$$

mit den entsprechenden abgeleiteten Größen ein. Diese Analogie wurde von Firestone 1933 [50] als fehlerhaft und irreführend kritisiert. Er führte als Analogie

$$\begin{aligned} \text{Kraft} &\mathrel{\widehat{=}} \text{Strom} \\ \text{Geschwindikeit} &\mathrel{\widehat{=}} \text{Spannung} \end{aligned}$$

ein. Beide Analogien werden heute verwendet und ermöglichen es, das mechanische System direkt mit den mathematischen Methoden für die komplexe Wechselstromrechnung zu lösen. Die Berechnung kann sowohl im Zeitbereich als auch im Frequenzbereich (hier lässt sich das Netzwerk etwa nach Mason [125] vereinfachen [116]) erfolgen.
Dieses Verfahren wurde dann auch zur Simulation von mechanischen Wellenleitern genutzt [139]. Eine umfassende Aufstellung von entsprechenden Analogien (Abbildung 4.8) findet sich bei Oliner *et al.* [140] und inzwischen auch in Grundlagenwerken zur Mechanik und Elektrotechnik [83, 187].
Das Verfahren wurde und wird auf verschiedene physikalische und technische Problemstellungen angewendet. So etwa für die Berechnung von Lautsprechern [166], für die Simulation

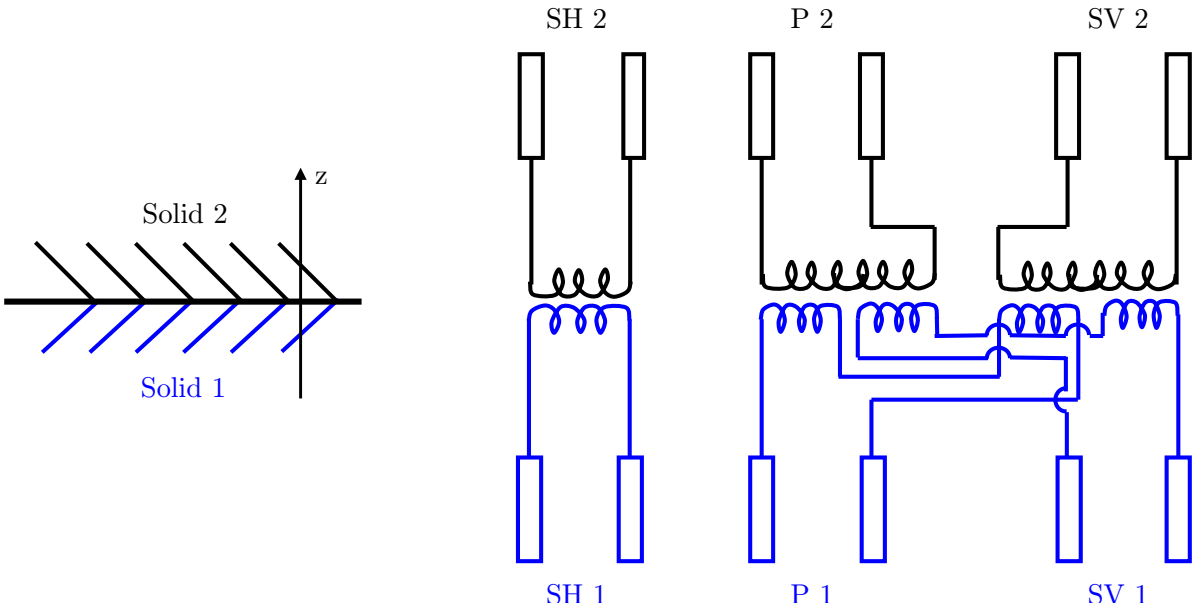

Abbildung 4.8.: TLM-Darstellung eines Übergangs zwischen zwei fest miteinander verbundenen Festkörpern mit der Annahme, dass nur die Longitudinalwelle (P) und die vertikale Transversalwelle (SV) miteinander gekoppelt sind womit die horizontale Transversalwelle (SH) keine Modenkonversion erfährt [140]

von Ultraschalldiagnostik [174] und vor allem im Bereich der resonanten Sensoren wird diese Methode äußerst Erfolg bringend eingesetzt [107, 108, 192].

Eigenschaften

Es lassen sich folgende Eigenschaften der Transmission-Line-Methode stichpunktartig zusammenfassen:

- Es wird eine eindimensionale Wellenausbreitung von Longitudinal- oder Transversalwelle angenommen
- Die Struktur wird in Bereiche mit konstanten Ausbreitungsparametern (Impedanz) zerlegt
- Zwischen diesen Bereichen ergibt sich eine Grenzschicht (Impedanzsprung)
- Als Lösungsansatz werden zwei sich ausbreitende Wellen entlang der beiden möglichen Richtungen verwendet
- Diese Wellen breiten sich in den konstanten Bereichen aus und werden teilweise an den Grenzschichten reflektiert
- Die Simulation erfolgt in Analogie zur elektrischen Wellenausbreitung im Zeit- oder Frequenzbereich mit entsprechenden Programmen

Andere Verfahren die der TLM ähnlich, bzw. äquivalent sind, sind die Vierpoltheorie [97, 187] und das Wellenfilter [71].

Theoretische Grenzen

Die Grenze der Methode legt die mathematische Beschreibung welche innerhalb der Transmission-Line implementiert ist fest. So kann bei einer entsprechend exakten Beschreibung der physikalischen Gegebenheiten eine beliebige Genauigkeit erreicht werden. Dies ist nicht immer möglich oder aber nötig, so dass auch mit sehr einfachen Ansätzen gearbeitet werden kann. Jedoch gibt es aktuell keine Implementierung der Biegewelle.
Da die TLM ein eindimensionaler Ansatz ist bei dem immer nur eine mathematische Beschreibung implementiert werden kann, muss für eine parallele Betrachtung verschiedener Wellenarten auch ein paralleles Transmission-Line-Netz aufgebaut und an den Koppelstellen physikalisch korrekt verknüpft werden. Dies erhöht den Aufwand bei mehreren zu betrachtenden Wellenarten stark. Zudem kann eine mehrdimensionale Simulation in der Akustik mittels der Transmission-Line-Matrix-Methode (auch Discrete-Huygens-Model) jedoch nur durch sehr fein diskretisierte orthogonale Transmission-Lines erfolgen [78, 79, 80].

Bewertung

Da die Transmission-Line-Methode auf der mathematischen Beschreibung der Wellen und ihrer Reflexion beruht eignet sich ihr Ansatz ideal für die Betrachtung der Welleneffekte im

Fahrzeug wie in Kapitel 3 gefordert.
Durch die Hinterlegung der mathematischen Beschreibung der Welle in der Transmission-Line lässt sich diese Methode auf die Biegewelle durch eine Integration der Eigenschaften erweitern. Auch die Möglichkeit der Simulation im Zeitbereich kommt den gestellten Anforderungen sehr entgegen, da sich hierdurch die benötigten Zeitsignale direkt ergeben. Der Zeitbereich ergibt automatisch die Eigenfrequenzen ohne dass diese explizit in der mathematischen Beschreibung verankert sind, wodurch bei einem Austausch von einzelnen Bauteilen in einer Struktur ein Anpassen der gesamten Struktur nicht nötig ist. Dies steht im Gegensatz zu Verfahren die nicht mit der Wellenausbreitung arbeiten und immer das gesamte System neu berechnen müssen [60, 66, 83, 107, 133].
Durch die Dominanz der Biegewelle muss kein zusätzliches paralleles Transmission-Line-Netz aufgebaut werden. Des weiteren ist die Rechenzeit durch die Reduzierung auf die wenigen wesentlichen physikalischen Effekte sehr gering.

Was wurde erreicht

Aus der Vielzahl an Verfahren zur Simulation von Wellenausbreitungsvorgängen wurden diejenigen ausgewählt und dargestellt welche in der Lage sind die Biegewelle abzubilden.
Die FEM stellt den genauesten Ansatz zur Beschreibung der Wellenausbreitung dar. Beim aktuellen Stand der Technik ist aber zum einen die Rechenzeit bei entsprechender Modellierung inakzeptabel hoch und zum anderen werden die vorhandenen Elementansatzfunktionen im geforderten Frequenzbereich ungenau.
Die SEA kann durch ihren statistischen Ansatz gerade mit den Herausforderungen des hohen Frequenzbereiches sehr gut umgehen. Aber durch ihre energetische Mittelung über der Zeit und über die Subsysteme ist es nicht möglich ein Zeitsignal im Sinne einer Schwingung zu generieren, da keinerlei Phaseninformation vorliegt.
Die SEM kann durch die geringe Elementanzahl das Strukturverhalten von einfachen Bauteilen wesentlich effektiver abbilden als die FEM. Zudem ist es durch die inverse Fouriertransformation möglich ein Zeitsignal zu erhalten. Hier ist das Problem, dass die „dynamischen Ansatzfunktionen“ für reale Strukturen nicht mehr entwickelt werden können und eine Abbildung von reinen Welleneffekten nicht möglich ist.
Die TLM, als viertes Verfahren, stellt einen Sonderfall dar, sie kann in der bisherigen Entwicklungsstufe keine Biegewellen simulieren, kann dafür aber sowohl Wellen als auch Eigenschwingungseffekte bei sehr geringen Rechenzeiten abbilden. Zudem erfolgt die Unterteilung der Struktur in Ausbreitungs- und Übergangsbereiche, was für eine Simulation im Sinne der gezeigten physikalischen Effekte bei der vorliegenden Anwendung ideal ist.

Aus diesen Gründen wird die Transmission-Line-Methode gewählt um sie auf die Biegewelle und ihre Effekte zu erweitern und für den vorliegenden Anwendungsfall zu optimieren.

5. Entwurf eines neuen Verfahrens

Durch die mangelnde Eignung der bestehenden Verfahren muss ein neues Verfahren entwickelt werden. Hier ist die Erweiterung der Transmission-Line-Methode um die Biegewelle und ihre Effekte der beste Weg. Dieses neue Verfahren muss die in Kapitel 1.6 und 3.6 aufgezeigten Anforderungen erfüllen um zufrieden stellende Ergebnisse liefern zu können.
Der Aufbau des neuen Verfahrens im Zeitbereich wird zuerst begründet. Anschließend erfolgt die Zerlegung der Fahrzeugstruktur in homogene Teilbereiche. Diese Teilbereiche bestehen aus Übergängen zum nächsten Bauteil und aus dem eigentlichen Bauteil selbst, in Analogie zur TLM. Beide Bereiche werden entsprechend beschrieben und mathematisch modelliert. Dies erfolgt speziell für die Biegewelle und somit ist es nötig die Dispersion als neuen Effekt einzuführen, ebenso den 90 °-Phasensprung am freien Rand. Des Weiteren müssen die Dämpfung, die Reflexion und die Transmission auf die Biegewelle angepasst werden. Zusammen ergeben die Beschreibungen der beiden Bereiche anschließend die Repräsentation des Strukturverhaltens bezüglich der Körperschallübertragung. Abschließend wird ein geschlossenes Konzept zur Findung der benötigten Parameter für die Simulation entworfen.
Die hier entworfene Erweiterung der TLM bezieht sich nur auf die eindimensionale Ausbreitung der Biegewelle. Eine Erweiterung auf zweidimensionale Strukturen basierend auf den eindimensionalen Betrachtungen erfolgt im Kapitel 6.

5.1. Simulation im Zeitbereich

Für die Simulation von Sensorsignalen die innerhalb eines Crashs zu erwarten sind wird die Beschreibung im Zeitbereich gewählt da sich hier mehrere entscheidende Vorteile ergeben:

- **Direkte Simulation der Zeitsignale:** Durch die Beschreibung im Zeitbereich (unterer Pfad in Abbildung 5.1) ergeben sich direkt die für die Crasherkennung relevanten Zeitsignale. Diese sind wichtig da das Airbagsteuergerät mit seiner beschränkten Rechenleistung (Kapitel 1.4) nur Zeitsignale und keine Spektren verarbeiten kann. Zudem muss die Zündentscheidung in einer sehr kurzen Zeit (Kapitel 1.2) vorliegen so dass die Berechnung aussagefähiger Spektren problematisch ist.

- **Keine Fehler durch Frequenztransformationen:** Da das Eingangssignal der Simulation, ebenso wie das benötigte Ausgangssignal eine Zeitfunktion ist, müsste für eine Berechnung über die Spektren jedes Signal zuerst mittels einer Fouriertransformation in den Spektralbereich transformiert, dort weiterverarbeitet und anschließend mit einer inversen Fouriertransformation rücktransformiert werden (Abbildung 5.1 oberer Pfad). Diese Transformationen führen gerade in der diskreten Form zu numerischen Fehlern die bei einer reinen Zeitbetrachtung umgangen werden können.

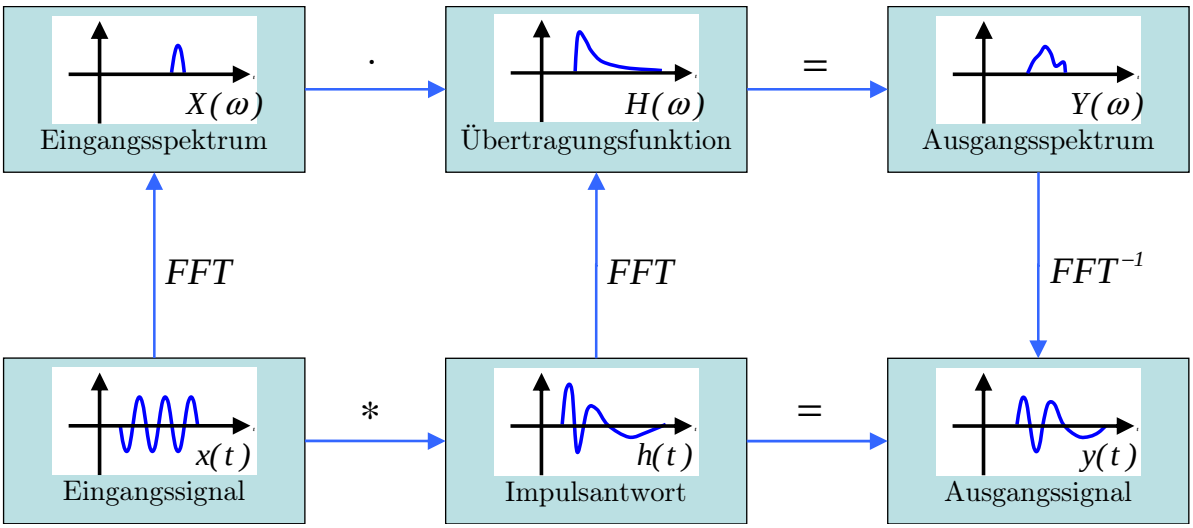

Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung der beiden möglichen Berechnungswege für die Signalübertragung über die Fahrzeugkarosserie (unten die direkte Berechnung im Zeitbereich und oben die Berechnung über den Frequenzbereich)

- **Automatische Abbildung der zeitvarianten Übertragungsfunktion:** Innerhalb der kurzen hier betrachteten Zeitspannen mit der entsprechend feinen zeitlichen Auflösung ergibt sich eine zeitabhängige Übertragungsfunktion des Gesamtsystems obwohl die beschreibenden Parameter zeitinvariant sind. Dies resultiert aus der Tatsache, dass zuerst nur der direkte Ausbreitungsweg einen Anteil am Sensorsignal liefert und erst nach und nach die anderen Ausbreitungswege hinzukommen. Zudem müssen sich die Eigenfrequenzen als die klassischen Charakteristika der Übertragungsfunktion erst ausbilden und haben somit einen zeitlich veränderlichen Einfluss.
  Bei einer Berechnung mittels einer Übertragungsfunktion müsste diese zeitvariant sein. Da im Zeitbereich direkt die Wellen simuliert werden ergibt sich das zeitlich veränderliche Verhalten automatisch und muss nicht extra beachtet werden.

- **Übersichtliche Strukturierung der Simulation möglich:** Die übliche Umsetzung von Simulationen im Frequenzbereich auf Skriptebene in Programmen wie MATLAB [3, 57, 73, 118] und SCILAB [17, 56, 179, 180] ist für den Anwender einer entsprechenden Simulationslösung äußerst schwer zu durchschauen (Abbildung 5.2). Dies führt zu Schwierigkeiten bei der Anwendung in der Industrie und somit zu Akzeptanzproblemen. Hier sind die Zeitbereichssimulationen mit den entsprechenden Modellierungssoftwarepaketen wie SIMULINK (Bestandteil von MATLAB) und SCICOS (Basierend auf SCILAB) klar im Vorteil. Denn hier wird ein Bauteil mit seinem Verhalten als Block dargestellt (siehe Kapitel 7). Somit muss der Anwender nicht den kompletten inneren Aufbau des Blockes kennen, sondern nur dessen relevante Parameter und Eigenschaften. Dies macht solche Simulationen schneller erlernbar und die Anwendung ist intuitiver und besser zu überblicken da der Signalfluss direkt dargestellt wird. Deshalb ist bei diesem Realisierungsansatz mit einer schnelleren Akzeptanz des Simulationsverfahrens in der industriellen Anwendung zu rechnen.

```
  n = n+1;
end
Y = sum(Y_,'r').*(%i*omega);
ds = Y .* (omega^2)^(-1);
ds = ds^(-1);

I = 1./ (ds .* (-omega^2));
I = I.^(-1);

frfr=I';
frfl=I($:-1:1,:);
frfl=frfl';

frf(1:length(frfr))=frfr;
frf(length(frfr)+1:length(frfr)+length
(frfl))=frfl;
frf(1)=0;
frf((length(frf)/2)+1)=frf(length(frf)
```

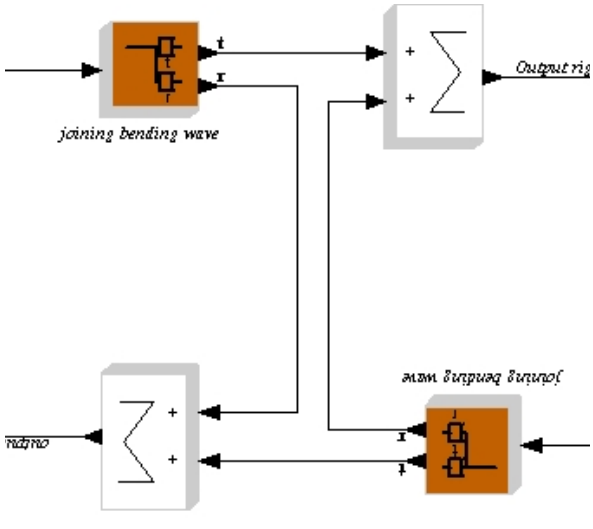

Abbildung 5.2.: Beispielhafter Vergleich einer Simulation auf Skriptebene (links) wie sie typisch ist für den Frequenzbereich und einer Simulation im Zeitbereich (rechts) wie sie in entsprechenden Modellierungssoftwarepaketen umgesetzt wird

Als Nachteil der Zeitbereichsdarstellung ist zu nennen:

- **Höherer Aufwand bei der Berechnung der Signale:** Die Berechnung der Übertragung im Frequenzbereich ist im Vorteil, da hier die Gewichtung eines Eingangssignals mit einem Übertragungsverhalten einfach durch eine Multiplikation (Abbildung 5.1 oben) der beiden Spektren realisiert werden kann [27, 45, 52, 188, 178]. Diese Berechnung ist numerisch sehr einfach und effizient durchführbar.
  Im Zeitbereich ist hier, je nach Art des Übertragungsverhalten ein etwas größerer Aufwand zum Beispiel für die Faltung (siehe Kapitel 5.3) von Nöten. Dieser Aufwand steckt aber innerhalb der grundlegenden Modellierung und findet sich in der Umsetzung lediglich innerhalb der einzelnen Blöcke, so dass er für den Anwender nicht ersichtlich ist und somit auch zu keinerlei direktem Nachteil in der Anwendung, sondern lediglich zu leicht erhöhten Simulationszeiten führt.

Sollte das Verfahren im Frequenzbereich realisiert werden so lassen sich alle folgenden Berechnungen in den Frequenzbereich transformieren und dort durchführen.

5.2. Zerlegung der Struktur in Teilbereiche (Analyse)

Vergleichbar mit den in Kapitel 4 vorgestellten Verfahren wird auch für das hier entworfene Verfahren die zu untersuchende Struktur in Teilbereiche zerlegt. Die Struktur wird aber nicht wie bei der FEM in Abhängigkeit der Wellenlänge in extrem kleine Elemente aufgeteilt um die Ausbreitung der hochfrequenten Welle noch erfassen und beschreiben zu können. Stattdessen

wird in Analogie zur TLM eine Unterteilung in homogene Bereiche vorgenommen, in denen dann die Wellenausbreitung durch eine analytische Beschreibung dargestellt werden kann. Homogene Bereiche sind hierbei die in Kapitel 3.4 bereits eingeführten Bereiche in denen die relevanten Ausbreitungsparameter konstant bleiben bzw. sich nur leicht und kontinuierlich ändern. Die Trennung zwischen diesen homogenen Bereichen erfolgt durch die ebenfalls eingeführten Impedanzsprünge bzw. Übergänge innerhalb der Struktur, abermals in Analogie zur TLM.
Schematisch lässt sich dies an Abbildung 5.3 erläutern, in der sich eine von links einfallende Körperschallwelle bis zum ersten Übergang ausbreitet. An diesem Übergang wird ein Teil der Welle reflektiert und zurückgeworfen und ein anderer Teil breitet sich durch den nächsten homogenen Bereich aus. Am nächsten Übergang wiederholt sich dieses Szenario. Der reflektierte Teil stellt eine rücklaufende Welle dar, die am nächsten Übergang erneut zum Teil reflektiert und transmittiert wird (auf die Darstellung dieser Wellen wurde zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet).
Entsprechend dieser Vorgehensweise können die wichtigsten Teile der Fahrzeugstruktur (Abbildung 1.7) in homogene Ausbreitungsbereiche und die begrenzenden Übergänge unterteilt werden. So ist zum Beispiel im Innenraum (Abbildung 5.4) typischerweise eine Kombination aus Balken- und Plattenstrukturen zu erkennen. Hierbei sind die Sitzquerträger als Balkenstruktur, das Bodenblech als ebenes Blech und der Tunnel in der Mitte als geformtes Blech anzunehmen. Je nach Fahrzeugstruktur ist es nötig mehrere eindimensionale Ausbreitungsstrecken (Transmission-Lines), bzw. die Repräsentation zweidimensionaler Platten parallel zu schalten um mehrere Ausbreitungswege abbilden zu können. Diese Zerlegung der Fahrzeugstruktur unter den Gesichtspunkten der hier benötigten Simulation ergibt typischerweise die in Abbildung 5.5 zu sehende Struktur mit den entsprechenden Beschreibungen.
Durch diese Unterteilung erfolgt immer eine Zerlegung die ähnlich den einzelnen Bauteilen bzw. Baugruppen der Struktur ist und immer die Ränder der Bauteile abbildet. Dadurch können bei einer Änderung der Fahrzeugstruktur, etwa bei der Entwicklung eines Nachfolgemodells oder von Varianten aber auch bei Parameterstudien, schnell und einfach die einzelnen Komponenten ausgetauscht werden. Die sich ergebende Änderung des gesamten Systemverhaltens

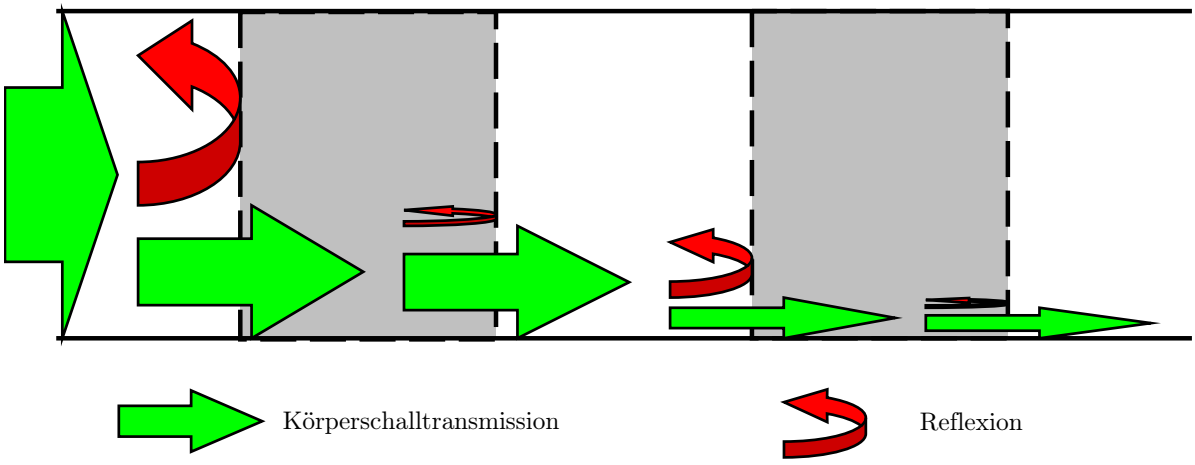

Abbildung 5.3.: Prinzipielle Darstellung der Unterscheidung zwischen Ausbreitungsstrecke und Übergang sowie der sich an den Übergängen ergebenden Reflexion

Abbildung 5.4.: Innenraumstruktur eines Fahrzeuges mit den Sitzquerträgern in Balkenform, dem Unterboden als ebenem Blech und dem Tunnel mit seinem typischen gebogenen Blech

wird durch die auf der Wellenausbreitung basierende Simulation automatisch mit abgebildet (Kapitel 4.4) und muss nicht bei jeder Änderung durch eine erneute Berechnung der gesamten Systemeigenschaften berücksichtigt werden.

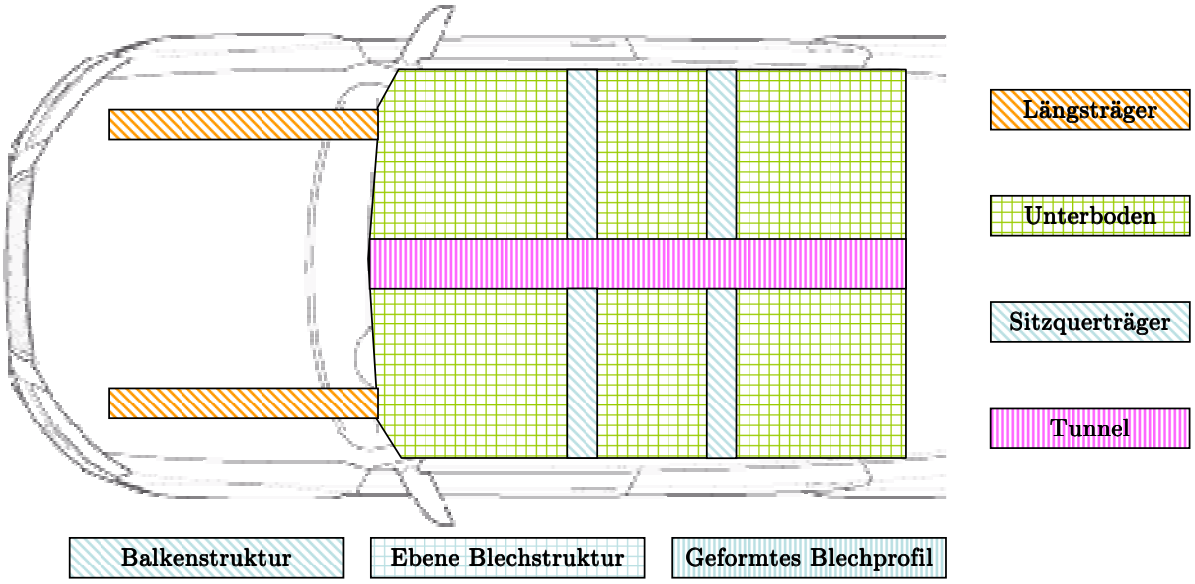

Abbildung 5.5.: Zerlegung des Fahrzeugs in seine wichtigsten Bestandteile (analog Abbildung 1.7) und die jeweiligen analytischen Näherungen für die realen Strukturen

5.3. Beschreibung der Übertragungsstrecke

Die Übertragungsstrecke wird entsprechend der in Kapitel 3 eingeführten relevanten Effekte der Dämpfung und der Dispersion aufgebaut und somit ergibt sich die Beschreibung der reinen Biegewellenausbreitung analog zur klassischen TLM.

5.3.1. Dispersion

Das in eine Ausbreitungsstrecke eingehende Signal wird durch die in ihr erfolgende Dispersion verändert und muss entsprechend in der Simulation abgebildet werden. Dies erfolgt im Zeitbereich durch die Faltung des Eingangssignals mit der Impulsantwort des Übertragungssystems [54, 131, 142, 157, 178].
Das Faltungsintegral, auch als Duhamel-Integral bezeichnet, ist definiert als

$$y(t) = x_1(t) * x_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_1(\kappa) \cdot x_2(t-\kappa)\, d\kappa \quad . \tag{5.1}$$

Somit wird die Impulsantwort der Dispersion benötigt um sie in die Simulation integrieren zu können.

Analytische Beschreibung der Dispersion

Die Dispersion ist eine frequenzabhängige Laufzeit (Kapitel 2.3) was bedeutet, dass eine Ausbreitungsstrecke der Länge L in einer für jede Frequenz unterschiedlichen Laufzeit Δt durchlaufen wird.
Für die Biegewelle ergibt sich diese Laufzeit nach Gleichung (2.19) und (3.5) zu

$$\Delta t = \frac{L}{c_B(\omega)} = \frac{L}{\sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \cdot \sqrt{\omega}} \quad . \tag{5.2}$$

Durch Einführung eines für ein homogenes Bauteil konstanten Dispersionsparameters

$$\Omega = \sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \tag{5.3}$$

ergibt sich

$$\Delta t = \frac{L}{\Omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad . \tag{5.4}$$

Somit lässt sich die Dispersion die ein Eingangssignal $x(t)$ in das Ausgangssignal $y(t)$ überführt, in Analogie zu einem Totzeitsystem [51, 54, 117, 152, 157] nur mit frequenzvariabler Totzeit analytisch darstellen

$$y(t) = x\left(t - \frac{L}{\Omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{\omega}}\right) \quad . \tag{5.5}$$

Transformation in den Frequenzbereich

Diese gewonnene analytische Darstellung der Dispersion besitzt eine Abhängigkeit von der Frequenz. Somit bietet es sich an, den Ausdruck mittels der Fouriertransformation in den Frequenzbereich zu transformieren um die Dispersion dort weiter untersuchen zu können.
Durch das Fourierintegral [14, 34, 52, 54, 132]

$$\mathcal{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\cdot\omega\cdot t} \cdot f(t)\ dt \tag{5.6}$$

ergibt sich für die Funktion (5.5)

$$\mathcal{Y}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-j\cdot\omega\cdot t} \cdot x\left(t - \frac{L}{\Omega}\cdot\frac{1}{\sqrt{\omega}}\right) dt \quad . \tag{5.7}$$

Da die frequenzabhängige Zeitverschiebung bezüglich der Integration über t eine Konstante ist kann direkt der Verschiebungssatz [14, 52, 54, 131, 132]

$$x\left(t - T_0\right) \xrightarrow{\text{Fouriertransformation}} \mathcal{X}(\omega)\cdot e^{-j\cdot\omega\cdot T_0} \tag{5.8}$$

angewendet werden. Diese Vorgehensweise ist zulässig für die Laplacetransformation [167] und wie sich zeigen lässt somit auch für die Fouriertransformation.
Wird zusätzlich $x(t)$ als die Diracfunktion $\delta(t)$ definiert so ergibt sich direkt das Übertragungsverhalten der Dispersion da $\mathcal{X}(\omega) = 1$ wird. Somit bleibt nur T_0 mit

$$T_0 = \frac{L}{\Omega}\cdot\frac{1}{\sqrt{\omega}} \tag{5.9}$$

als der Anteil aus dem Verschiebungssatz bestehen bei dem sich das $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ mit dem ω aus dem Fourierintegral (5.6) verbinden lässt. Es folgt also für die Übertragungsfunktion der Dispersion

$$\mathcal{D}(\omega) = e^{-j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}} \quad . \tag{5.10}$$

Mit der Zerlegung in Real-

$$\Re\left\{e^{-j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}\right\} = \cos\left(\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}\right) \tag{5.11}$$

und Imaginärteil

$$\Im\left\{e^{-j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}\right\} = -\sin\left(\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}\right) \quad , \tag{5.12}$$

lassen sich der Amplituden-

$$\hat{A}(\omega) = \sqrt{\Re^2 + \Im^2} = 1 \tag{5.13}$$

und der Phasengang

$$\varphi(\omega) = \arctan\frac{\Im}{\Re} = -\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega} \tag{5.14}$$

für die Dispersion berechnen.
Hieraus lässt sich das Verhalten der Dispersion gut ableiten. Die Amplitude des Eingangssignals bleibt unverändert (Allpassverhalten), aber die Laufzeit und somit die Phase wird

in Abhängigkeit von der Frequenz, der Länge der Ausbreitungsstrecke (Abbildung 5.6) und auch des Querschnitts verändert. Diese Frequenzabhängigkeit ist direkt proportional zu $\sqrt{\omega}$, wodurch sich ein klarer Unterschied von der allgemein bekannten Totzeit mit ihrer Proportionalität zu ω ergibt [51, 54, 117, 152, 157].

Rücktransformation in die Impulsantwort

Um eine Faltung im Zeitbereich durchführen zu können wird die Impulsantwort der Dispersion in einer entsprechenden Form benötigt. Die Analytische Gleichung (5.5) ist ungeeignet da sie von ω abhängt und somit keine reine Zeitdarstellung ist. Also muss auf einem anderen Weg eine reine Zeitdarstellung gewonnen werden. Hier bietet es sich an, ausgehend von Gleichung (5.10), eine Rücktransformation in den Zeitbereich durchzuführen.
Die Rücktransformation aus dem Frequenz- in den Zeitbereich erfolgt mittels inverser Fouriertransformation [14, 34, 52, 131, 132]

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j \cdot \omega \cdot t} \cdot \mathcal{F}(\omega)\, d\omega \tag{5.15}$$

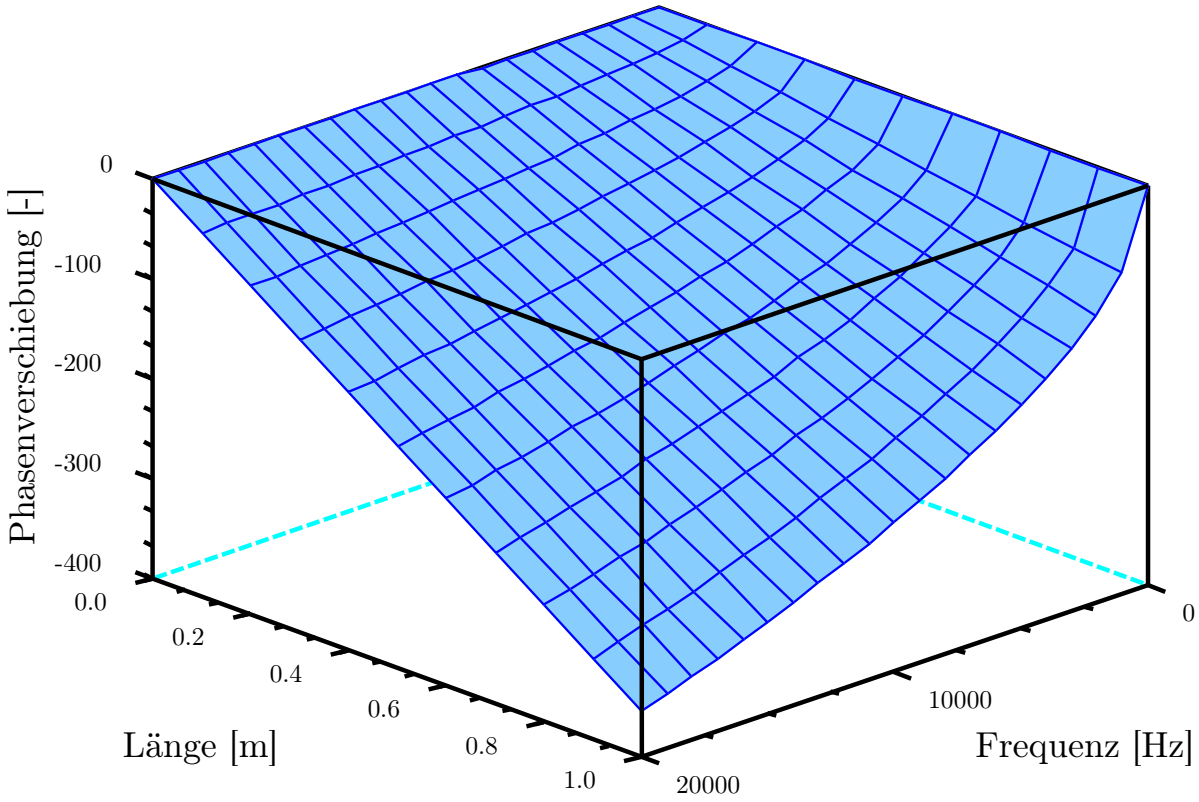

Abbildung 5.6.: Darstellung der Abhängigkeit der Phasenverschiebung durch die Dispersion von der Frequenz und der Länge der Ausbreitungsstrecke ($\Omega = 1$)

so dass sich für die Impulsantwort der Dispersion

$$D(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}\, d\omega \tag{5.16}$$

ergibt. Diese Funktion lässt sich nur einfach analytisch rücktransformieren wenn sie absolut integrierbar ist. Dies bedeutet

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\mathcal{F}(\omega)|\, d\omega < \infty \quad . \tag{5.17}$$

Für die Dispersion mit der Übertragungsfunktion nach Gleichung (5.10) lässt sich zeigen, dass

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left| e^{-j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}} \right| d\omega = \infty \tag{5.18}$$

gilt, wodurch eine Rücktransformation über den Residuensatz den einzigen Ansatz darstellt [52].
Da die zu untersuchende Funktion

$$\mathcal{F}(\omega) = e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}} \tag{5.19}$$

keine Pole bzw. isolierte Singularitäten und somit keine Residuen besitzt vereinfacht die Anwendung des Residuensatzes die Berechnung des Integrals in keiner Weise.
Somit bleibt nur eine Reihenentwicklung der Funktion mit anschließender termweiser Rücktransformation über die Integralformel. Da eine Taylorreihe nur um einen Punkt herum als Näherung eingesetzt werden kann, bleibt nur die allgemeine Reihendarstellung der e-Funktion [14, 167]

$$e^x = 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \cdots + \frac{x^n}{n!} + \cdots \quad . \tag{5.20}$$

Was für die Dispersion auf

$$\begin{aligned} e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}} \;=\; & 1 + \frac{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}{1} + \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^2}{2} \\ & + \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^3}{6} + \cdots + \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^n}{n!} + \cdots \end{aligned} \tag{5.21}$$

und somit zum Integral

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}\, d\omega \;=\; & \int_{-\infty}^{\infty} 1\, d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega}}{1}\, d\omega \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^2}{2}\, d\omega \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^3}{6}\, d\omega \\ & + \cdots + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(j\cdot\omega\cdot t - j\cdot\frac{L}{\Omega}\cdot\sqrt{\omega})^n}{n!}\, d\omega + \cdots \end{aligned} \tag{5.22}$$

führt.
Die einzelnen Terme lassen sich zwar leicht integrieren, führen mit den gegebenen Integrationsgrenzen aber auf kein definiertes Ergebnis da die Reihendarstellung der e-Funktion nicht für die Integrationsgrenze ∞ bzw. $-\infty$ gültig ist.

Da keine analytische, von ω unabhängige Darstellung im Zeitbereich gefunden werden kann, wird die Impulsantwort mittels numerischer inverser Fouriertransformation gewonnen.

Numerische Berechnung der inversen Fouriertransformation

Die Gleichung (5.10) kann in einem entsprechenden Programm diskret berechnet werden und mittels der inversen diskreten Fouriertransformation [71, 157]

$$f[n_d] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \mathcal{F}[n] \cdot e^{j \cdot \frac{n}{N} \cdot 2\pi \cdot n_d} \tag{5.23}$$

in ein diskretes Zeitsignal umgerechnet werden, welches der Impulsantwort der Dispersion entspricht. Es ergibt sich die in Abbildung 5.7 zu sehende Impulsantwort für die Dispersion. Hier lässt sich klar erkennen, dass die hohen Frequenzen zuerst in Erscheinung treten wie es zu erwarten ist und dann kontinuierlich die niederen Frequenzen nacheilen.

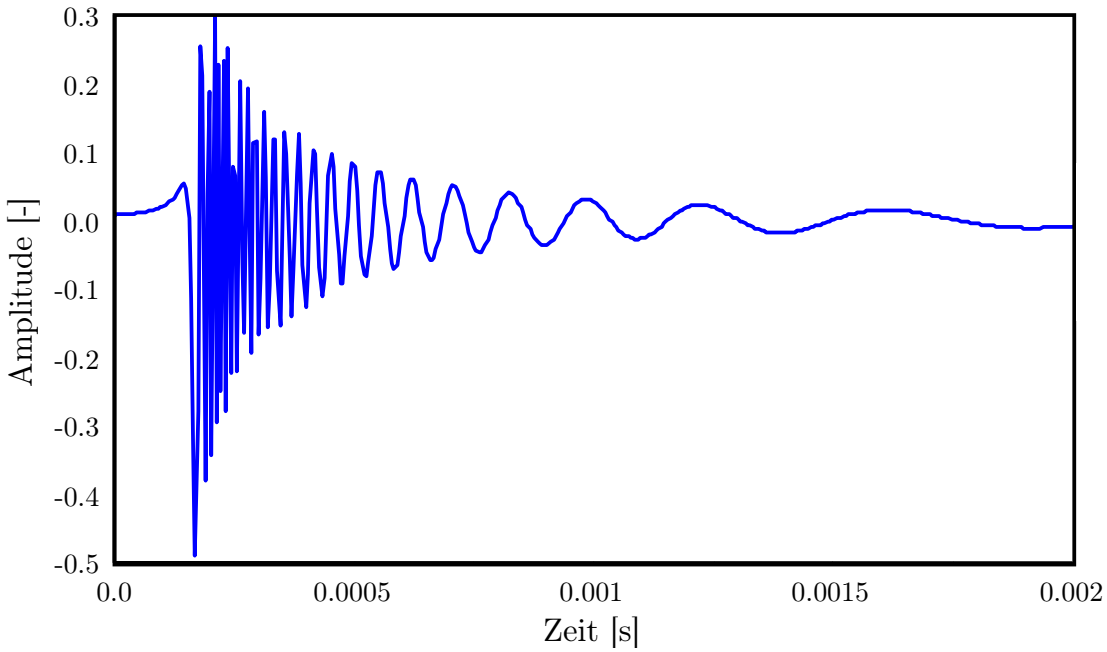

Abbildung 5.7.: Mittels inverser diskreter Fouriertransformation numerisch berechnete Impulsantwort der Dispersion inklusive Aliasingeffekte in der Anfangsphase

Fenstern der Impulsantwort

Da die numerische Berechnung nicht beliebig hohe Frequenzen abbilden kann (Aliasing [131, 137, 142, 163, 178]), wie in Abbildung 5.7 im linken Bereich zu sehen, und die Impulsantwort für niedrige Frequenzen unendlich lange wird, muss sie nachbearbeitet werden um sie für eine numerische Simulation verwenden zu können. Im Normalfall erfolgt ein entsprechendes Ausblenden von bestimmten Frequenzen (hier die sehr hohen und die sehr niedrigen Frequenzen) über eine frequenzselektive Filterung im Frequenzbereich. Für die gegebene Anwendung ist dies ein Bandpassfilter das nur den relevanten Frequenzbereich von etwa $5 - 20\,kHz$ durchlässt und den anderen Bereich unterdrückt. Wie vorangegangen erläutert soll hier aber explizit im Zeitbereich gearbeitet werden. Deshalb wird anstatt eines Filters eine Fensterfunktion [86] verwendet. Diese Fensterfunktion wird mit der eigentlichen Funktion multipliziert und so die gewünschte Anpassung erreicht.
Um die erwähnten Bereiche durch die Fensterung entsprechend anzupassen, wird eine spezielle Fensterfunktion entwickelt. Die geforderten Eigenschaften für die Funktion und die jeweilige mathematische Realisierung sind:

1. Der Bereich von ∞ bis $55\,kHz$ soll komplett unterdrückt werden (wird gleich 0 gesetzt)

2. Im Bereich von $55\,kHz$ bis $25\,kHz$ soll die Fensterfunktion stetig von 0 auf 1 ansteigen um einen sanften Übergangsbereich zu realisieren

$$f_{Fenster|55\,kHz-25\,kHz|} = \frac{1}{2}\left(1 - \cos\left(\frac{\pi}{\Delta t_{25\,kHz} - \Delta t_{55\,kHz}}\,(t - \Delta t_{55\,kHz})\right)\right)$$

3. Der Bereich der Impulsantwort von $20\,kHz$ abwärts soll unverändert bleiben (wird gleich 1 gesetzt)

4. Als Begrenzung nach unten wird keine Frequenz gewählt, da in Abhängigkeit von der Simulationsdauer die Impulsantwort an ihrem Ende eventuell noch gar nicht bei dieser Frequenz angelangt ist und somit ein sprunghafter Abbruch entstehen würde. Deshalb wird der Bereich von 80 % der berechneten Impulsantwort bis zum Ende mit einem kontinuierlichen Ausblenden von 1 auf 0 beendet.

$$f_{Fenster|0{,}8\cdot t_{end} - t_{end}|} = \frac{1}{2}\left(1 + \cos\left(\frac{\pi}{0,2 \cdot t_{end}}\,(t - 0,2 \cdot t_{end})\right)\right)$$

Durch die Verwendung der Kosinusfunktion ergibt sich ein Übergang der Fensterfunktion der nicht nur stetig sondern auch in der Steigung kontinuierlich ist (Abbildung 5.8).
Um die benötigten Laufzeiten, welche die markanten Punkte der Fensterfunktion definieren zu erhalten, kann direkt mit Gleichung 5.4 gerechnet werden.
Eine Multiplikation der Impulsantwort aus Abbildung 5.7 mit dieser Fensterfunktion ergibt das gewünschte Ergebnis wie in Abbildung 5.9 zu sehen. Somit kann die gewonnene Impulsantwort mittels Faltung (Gleichung 5.1) mit dem Eingangssignal in der Simulation verrechnet werden und liefert das Ausgangssignal.

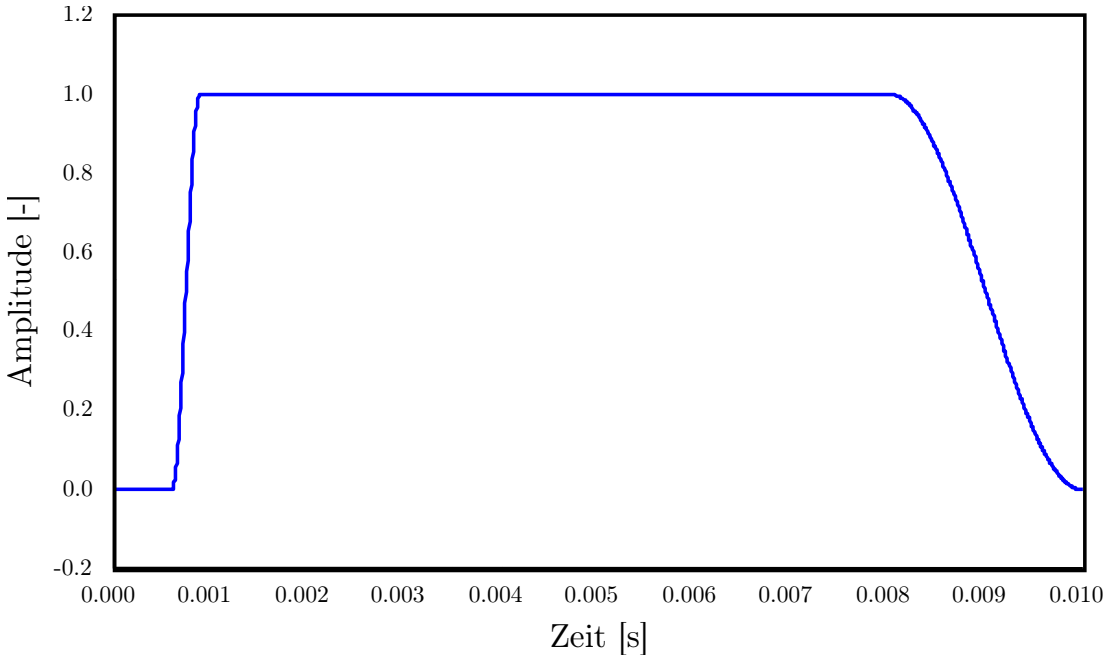

Abbildung 5.8.: Verlauf der Fensterfunktion speziell entwickelt für die Anpassung der Impulsantwort der Dispersion

5.3.2. Dämpfung

Während der Ausbreitung durch das Material erfährt die Körperschallwelle eine Dämpfung die meist vernachlässigt wird (Kapitel 3.2). Für die hier entwickelte Simulation soll sie trotzdem eingeführt werden. Die geringe Dämpfung entzieht der Welle bei jedem Durchlauf durch die Ausbreitungsstrecke in Abhängigkeit von dieser einen konstanten Anteil an Energie.
Diese Materialdämpfung wird über einen komplexen E-Modul

$$\underline{E} = E' + j \cdot E'' \tag{5.24}$$

eingeführt, da diese Näherung mathematisch am einfachsten in die Wellengleichung zu integrieren ist, eine sehr gute Näherung darstellt und sich der komplexe E-Modul messtechnisch bestimmen lässt. Hieraus lässt sich der Verlustfaktor η_D definieren

$$\eta_D = \frac{E''}{E'} \quad . \tag{5.25}$$

Alternativ kann der Verlustfaktor über den Phasenwinkel φ (der sich ebenfalls aus dem komplexem E-Modul berechnen lässt) zwischen Kraft und Auslenkung bzw. Spannung und Dehnung ermittelt werden

$$\eta_D = \tan \varphi \quad . \tag{5.26}$$

Wird dieser komplexe E-Modul in die Wellengleichung eingesetzt, so ergibt sich für die Biegewelle folgende komplexe Ausbreitungsgeschwindigkeit

$$\underline{c}_{B,D} \approx \sqrt[4]{\frac{B}{m'}} \cdot \sqrt{\omega} \cdot \left(1 + j \cdot \frac{\eta_D}{4}\right) \tag{5.27}$$

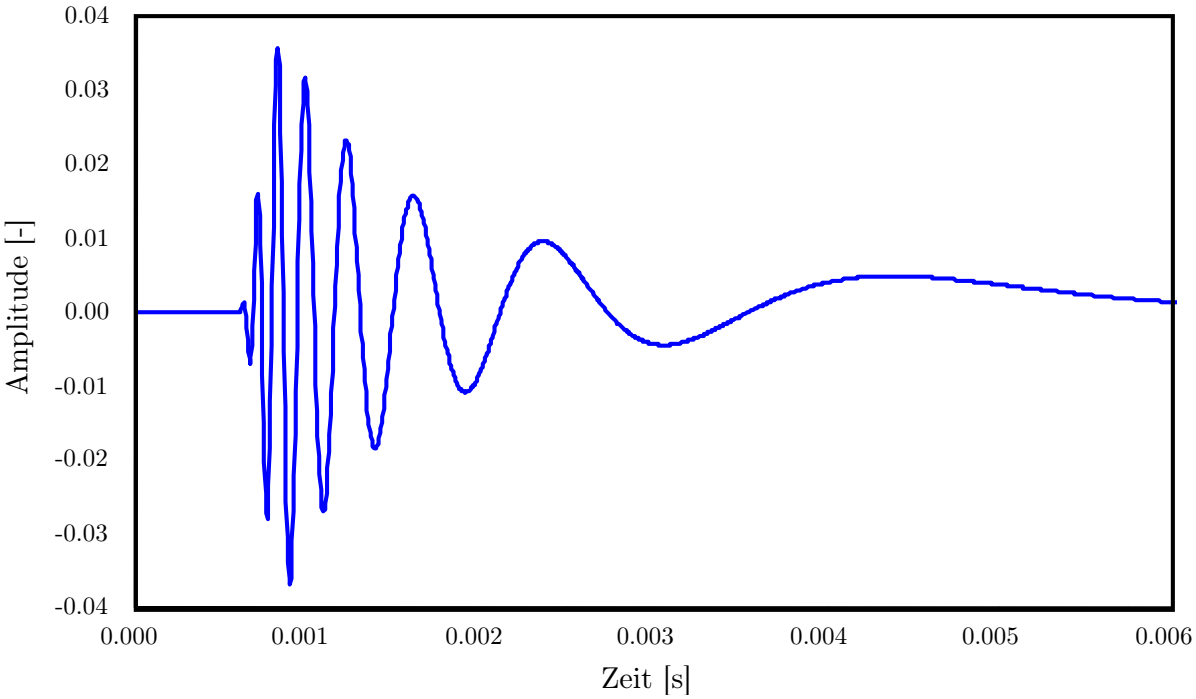

Abbildung 5.9.: Durch Fensterung für die Faltung im Zeitbereich optimierte Impulsantwort der Dispersion

und entsprechend, nach Gleichung (2.32), die komplexe Wellenzahl

$$\underline{k}_{B,D} = k' - j \cdot k'' \approx \sqrt[4]{\frac{m'}{B}} \cdot \sqrt{\omega} \cdot \left(1 - j \cdot \frac{\eta_D}{4}\right) \quad . \tag{5.28}$$

Wird diese Wellenzahl in die allgemeine Beschreibung der sich ausbreitenden Welle (Gleichung (2.31)), eingesetzt so ergibt sich

$$u_{(x,t)} = \Re\left\{\hat{u} \cdot e^{j\cdot\omega\cdot t - j\cdot k'\cdot x - k''\cdot x}\right\} = |\hat{u}| \cdot e^{-k''\cdot x} \cdot \cos\left(\omega \cdot t - k' \cdot x + \varphi\right) \tag{5.29}$$

Hieraus ist erkennbar, dass die Welle exponentiell mit der durchlaufenen Strecke x abnimmt. Dies ergibt für eine Ausbreitungsstrecke mit gegebener Länge L einen von der Frequenz abhängigen Dämpfungsfaktor θ

$$\theta = e^{-k''\cdot L} \approx e^{-\sqrt[4]{\frac{m'}{B}}\cdot\sqrt{\omega}\cdot\frac{\eta_D}{4}\cdot L} \tag{5.30}$$

Dieser Dämpfungsfaktor besitzt den typischen $\sqrt{\omega}$ Verlauf der Biegewelle und führt zu einer mit der Frequenz steigenden Dämpfung.
Für eine exakte Integration der frequenzabhängigen Dämpfung in die Simulation lässt sich die Impulsantwort berechnen indem in Analogie zur Dispersion zuerst die Zeitdarstellung aus Gleichung (5.30) mittels Gleichung (5.6) in den Frequenzbereich transformiert wird

$$\Theta(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\eta_D}{8\cdot\Omega}\cdot L\cdot\sqrt{\omega}} \cdot e^{-j\cdot\omega\cdot t}\, dt \tag{5.31}$$

mit Ω nach Gleichung (5.3). Für die Integration über t stellt die linke e-Funktion eine Konstante dar und kann vor das Integral gezogen werden womit

$$\Theta(\omega) = e^{-\frac{\eta_D}{8\cdot\Omega}\cdot L\cdot\sqrt{\omega}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} 1 \cdot e^{-j\cdot\omega\cdot t}\, dt \tag{5.32}$$

entsteht, was mit der Korrespondenz für 1 [14, 52]

$$\Theta(\omega) = \left(e^{-\frac{\eta_D}{8\cdot\Omega}\cdot L\cdot\sqrt{\omega}}\right) \cdot (2 \cdot \delta(\omega)) \tag{5.33}$$

ergibt. Die gesamte Impulsantwort lässt sich schreiben als die Faltung der Impulsantworten der beiden Klammerausdrücke

$$h(t) = h_\delta(t) * h_\theta(t) \tag{5.34}$$

wodurch sich mit der Impulsantwort für die Deltafunktion und der inversen Fouriertransformation die gesamte Impulsantwort zu

$$\theta(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\eta_D}{8\cdot\Omega}\cdot L\cdot\sqrt{\omega}+j\cdot\omega\cdot t}\, d\omega \tag{5.35}$$

vereinfacht.
Analog zur Dispersion lässt sich diese Funktion nicht analytisch rücktransformieren und muss somit ebenfalls numerisch berechnet werden.
Für die meisten Simulationen sollte aber ein konstanter Dämpfungsfaktor, etwa der Mittelwert

$$\bar{\theta} = \frac{1}{f_{Grenz}} \int_0^{f_{Grenz}} e^{-\frac{\eta_D}{8\cdot\Omega}\cdot L\cdot\sqrt{\omega}}\, d\omega \tag{5.36}$$

ausreichend sein, da der Frequenzeinfluss gering ist.
So ergibt sich für das gedämpfte Eingangssignal x am Ende der Ausbreitungsstrecke der einfache multiplikative Zusammenhang

$$y(t) = \bar{\theta} \cdot x(t) \quad . \tag{5.37}$$

5.4. Darstellung von Übergängen

Wie bei der Beschreibung der TLM (Kapitel 4.4) bereits eingeführt, sind die Übergänge essentiell für das Körperschallausbreitungsverhalten. Die Eigenschaften eines Übergangs lassen sich in die Effekte Reflexion und Transmission unterteilen (Abbildung 5.10).

5.4.1. Reflexion

Die Reflexion lässt sich in ihren Einfluss auf die Amplitude und die Phase der einfallenden Welle zerlegen.

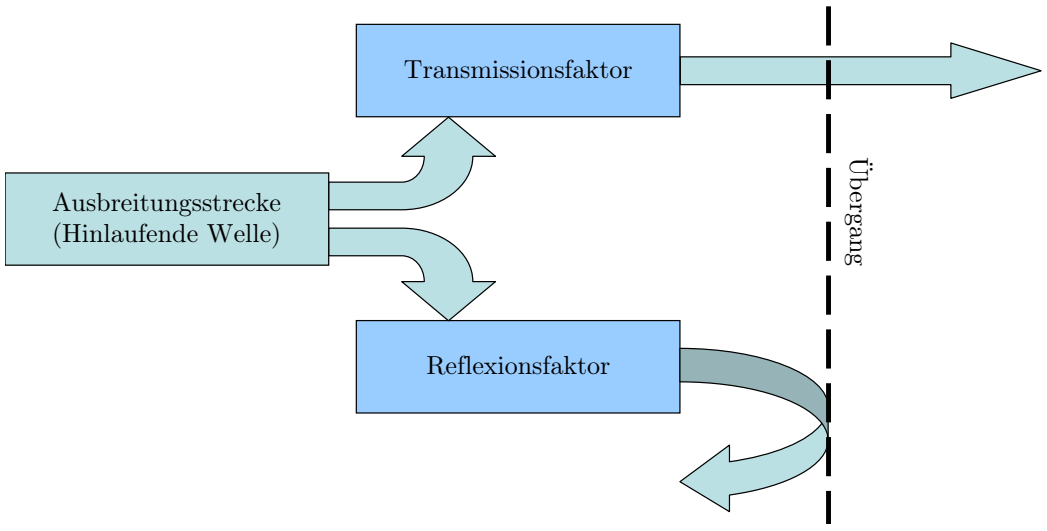

Abbildung 5.10.: Schematische Repräsentation eines Übergangs mit der Aufspaltung in Transmission und Reflexion

Amplitudenänderung

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt, lässt sich bei einfachen Geometrien der Reflexionsgrad analytisch berechnen. Aufbauend auf diesen Formeln lässt sich nach einigen Umformungen zeigen, dass für den Übergang von einem Balken auf einen anderen Balken

$$\tilde{r}_{B-B} = \frac{\sqrt[4]{B_1 \cdot {m_1}'^3} - \sqrt[4]{B_2 \cdot {m_2}'^3}}{\sqrt[4]{B_1 \cdot {m_1}'^3} + \sqrt[4]{B_2 \cdot {m_2}'^3}} \tag{5.38}$$

gilt womit die Reflexion unabhängig von der Frequenz ist. Entsprechend lässt sich der Faktor für die Übergänge zwischen homogenen Ausbreitungsstrecken berechnen. Dieser Faktor muss mit der ankommenden Welle multipliziert werden und ergibt die reflektierte Welle. Für reale Übergänge zwischen Bauteilen kann sich aber ein wesentlich komplexerer Reflexionsgrad ergeben. Vor allem bei genieteten oder geschraubten Übergängen ist der Reflexionsgrad stark frequenzabhängig [11, 46, 47].

Phasenänderung

Wie in Kapitel 2.4 eingeführt besitzt die Reflexion bei der Biegewelle entweder einen Vorzeichenwechsel (also Phasensprung um 180 °) oder einen Sprung um 90 °. Mathematisch kann diese konstante und frequenzunabhängige Phasenschiebung um 90 ° im Zeitbereich nur mittels der Hilberttransformation realisiert werden.
Die Hilberttransformation ist definiert als

$$\mathfrak{H}\{f(t)\} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\kappa)}{t-\kappa}\, d\kappa \tag{5.39}$$

[52, 62, 87] wodurch die Integration von $-\infty$ bis ∞, analog zur Faltung, für jeden Wert von t durchgeführt werden muss.
Die Hilberttransformation gehört zu den Integraltransformationen, führt aber im Gegensatz zu den meisten anderen zu keiner Änderung der beschreibenden Variable, da ein Zeitsignal wieder auf ein Zeitsignal abgebildet wird.
Die zweimalige Anwendung der Hilberttransformation auf eine Funktion führt wieder auf die Ausgangsfunktion mit dem Zusammenhang

$$\mathfrak{H}\left\{\mathfrak{H}\left\{f(t)\right\}\right\} = -f(t) \quad . \tag{5.40}$$

Als Beispiel lässt sich die Sinusfunktion aufführen

$$\mathfrak{H}\left\{\sin(a\cdot t)\right\} = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin(a\cdot\kappa)}{t-\kappa}\,d\kappa = -\cos(a\cdot t) \tag{5.41}$$

$$\mathfrak{H}\left\{-\cos(a\cdot t)\right\} = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{-\cos(a\cdot\kappa)}{t-\kappa}\,d\kappa = -\sin(a\cdot t) \quad . \tag{5.42}$$

Wodurch die Eigenschaft der frequenzunabhängigen Phasendrehung um 90 ° direkt gezeigt wird. Der allgemeine Beweis dieser Eigenschaft lässt sich durch den Zusammenhang der Hilberttransformation mit der Fouriertransformation führen. Ausgehend vom Faltungstheorem der Hilberttransformation

$$\mathfrak{H}\left\{f(t)\right\} = f(t) * \frac{1}{\pi\cdot t} = \frac{1}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{f(\kappa)}{t-\kappa}\,d\kappa \tag{5.43}$$

wird der Übergang in den Frequenzbereich durchgeführt

$$\mathfrak{F}\left\{\mathfrak{H}\left\{f(t)\right\}\right\} = \mathfrak{F}\left\{f(t) * \frac{1}{\pi\cdot t}\right\} = \mathfrak{F}\left\{f(t)\right\}\cdot\mathfrak{F}\left\{\frac{1}{\pi\cdot t}\right\} \tag{5.44}$$

und es ergibt sich mit der Korrespondenz

$$\mathfrak{F}\left\{\frac{1}{\pi\cdot t}\right\} = -j\cdot sgn(\omega) \tag{5.45}$$

die Verbindung zwischen Fourier- und Hilberttransformation

$$\mathfrak{F}\left\{\mathfrak{H}\left\{f(t)\right\}\right\} = -j\cdot sgn(\omega)\cdot\mathcal{F}(\omega) \quad . \tag{5.46}$$

Womit die „Übertragungsfunktion der Hilberttransformation im Frequenzbereich“

$$\mathcal{H}_{Hilbert}(\omega) = -j\cdot sgn(\omega) \tag{5.47}$$

ist. Die Multiplikation im Frequenzbereich mit j beim einseitigem Spektrum entspricht genau einer Phasenänderung um 90 ° bei allen Frequenzen.
Wie sich aus der Faltung (Gleichung (5.43)) erkennen lässt ist die Multiplikation im Frequenzbereich mit der Übertragungsfunktion gleichbedeutend mit der Faltung im Zeitbereich mit der Funktion

$$h_{Hilbert}(t) = \frac{1}{\pi\cdot t} \quad , \tag{5.48}$$

welche somit die Impulsantwort der Hilberttransformation darstellt.

5.4.2. Transmission

Die direkte Kopplung von Transmissions- und Reflexionsfaktor durch die Energieerhaltung im verlustlosen Fall (Gleichung (2.37)) führt dazu, dass die Aussagen bzw. analytischen Zusammenhänge aus dem vorangegangenen Kapitel direkt übernommen und mit der Formel

$$T = 1 - R \tag{5.49}$$

zur Berechnung des Transmissionsfaktor verwendet werden können. Mit der Formel (2.28) lässt sich zeigen, dass für den Übergang von einem Balken auf einen anderen Balken

$$\tilde{t}_{B-B} = \frac{2 \cdot \sqrt[4]{\frac{B_1 \cdot {m_1}'^7}{{m_2}'}}}{\left(\sqrt[4]{B_1 \cdot {m_1}'^3} + \sqrt[4]{B_2 \cdot {m_2}'^3}\right)^2} \tag{5.50}$$

gilt wodurch die Transmission unabhängig von der Frequenz ist. Abermals muss die ankommende Welle mit dem Transmissionsfaktor multipliziert werden um die transmittierte Welle zu erhalten.

5.5. Kombination der Bereiche (Synthese)

Mit den beiden Bereichen, der Ausbreitungsstrecke und dem Übergang bzw. der numerischen Repräsentation für die Simulation lässt sich nun die Fahrzeugstruktur aufbauen. Nach dem ersten Schritt, der Analyse der konstruierten Struktur und ihrer Zerlegung in entsprechende homogene Ausbreitungsstrecken und den dazwischen liegenden Übergängen ist es nun möglich die Struktur wieder innerhalb des Simulationsmodells aufzubauen. Diese Synthese erfolgt nur aus den beiden Teilen Ausbreitungsstrecke und Übergang, abermals in Analogie zur TLM.
Dadurch, dass der Übergang von einem Bauteil zum anderen immer auch eine Fügestelle mit entsprechenden Eigenschaften ist, werden die einzelnen Bauteile automatisch mit ihren Übergängen und mindestens einer Ausbreitungsstrecke beschrieben. Somit ist es gewährleistet, dass einzelne Bauteile problemlos innerhalb des Simulationsmodells ausgetauscht bzw. ihre Parameter geändert werden können. Als einfaches Beispiel sei hier der Balken genannt welcher durch eine Ausbreitungsstrecke für die hin laufende Welle, der anschließenden Reflexion am Balkenende als Übergang, abermals einer Ausbreitungsstrecke für die rücklaufende Welle und einem zweiten Übergang für die zweite Reflexion am anderen Ende dargestellt werden kann. Eine Struktur aus zwei oder mehreren Balken kann durch eine einfache Reihenschaltung der beschriebenen Darstellung eines Balkens gewonnen werden.
Nur der Energieverlust durch angrenzende, nicht modellierte Bauteile kann so nicht erfasst werden. Oft ist eine Integration all dieser Bauteile zu aufwändig, so dass es sich empfiehlt die abfließende Energie über einen zusätzlichen Dämpfungsterm, der zur Materialdämpfung der Ausbreitungsstrecke addiert wird, einzuführen.
Als abschließender Baustein des Simulationsmodells wird ein Modell eingefügt welches die Eigenschaften des verwendeten Sensors und der eventuell vorhandenen Signalverarbeitung besitzt. Diese Eigenschaften können etwa die für CISS in Kapitel 1.4 gezeigten sein. Entsprechend muss dieses Modell immer aus dem gegebenen Anwendungsfall heraus definiert werden und wird deshalb hier nicht weiter erläutert da dies ein Teil der Umsetzung (Kapitel 7) ist.

5.6. Parametergewinnung

Das entwickelte Simulationsverfahren benötigt entsprechende Parameter um angewendet werden zu können. Hiefür wird im Folgenden ein Konzept zur Gewinnung der Parameter entworfen. Diese Parametergewinnung kann mittels dreier Methoden erfolgen: Der analytischen Berechnung, der Simulation von Teilbereichen mit anderen Verfahren und dem Experiment.
Die mit diesen Parametern durchgeführte Simulation muss abschließend validiert werden, da nur so Abweichungen von der Realität erkannt werden können.
Diese Vorgehensweise einer parallelen Verwendung von verschiedenen Verfahren zur Parametergewinnung für Simulationen oder deren Validierung wird im Bereich der Entwicklung immer üblicher, da nur so valide Parameter gewonnen werden können [42, 43, 129, 166, 190].
Zuletzt wird der Aufbau der wissensbasierten Parameterbibliothek skizziert die die Parameterfindung bei völlig neuen Strukturen erst ermöglicht und allgemein die Qualität der Parametersätze hebt.

Analytische Parameterextraktion: Die analytische Gewinnung von Parametern kann relativ einfach, mit den innerhalb dieser Arbeit bereits angewendeten Formeln bzw. weiteren, welche entsprechenden Büchern entnommen werden können [24, 45, 60, 82, 128], erfolgen. Die Güte dieser Parameter ist aber nur so gut wie die zugrunde liegende Näherung des Modells. Gerade bei komplexen Strukturen können sich starke Abweichungen ergeben welche bei der Bewertung der Simulationsergebnisse beachtet werden müssen. Trotzdem ist die analytische Parametergewinnung ein wichtiges Verfahren da sich sehr schnell Parametersätze gewinnen lassen, gerade wenn keine Versuchsobjekte für eine messtechnische Bestimmung vorhanden sind und eine numerische Berechnung nicht möglich, zu zeit- oder kostenintensiv ist.

Bestimmung mittels anderer Simulationsverfahren: Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Simulationsparameter bieten die in Kapitel 4 aufgeführten Verfahren. Zwar kann keines der Verfahren die gesamte Simulation in zufrieden stellender Weise durchführen, aber je nach Verfahren können einzelne Bereiche und Parameter sehr gut bestimmt werden. Auch wird es oft der Fall sein, dass Simulationen mit einzelnen Verfahren zur Untersuchung anderer Fragestellungen bereits durchgeführt wurden und so lassen sich sehr schnell Parameter ohne zusätzlichen Aufwand aus diesen entnehmen.

Experimentelle Parametergewinnung: Die experimentelle Bestimmung der Parameter ist die einzige Möglichkeit an exakte Parameter (exakt im Rahmen der Versuchsstreuung) zu gelangen. Diese Art der Parametergewinnung ist aber die aufwendigste und gerade im hochfrequenten Bereich sehr fehleranfällig, da hier viele Effekte mit hinein spielen die in der üblichen niederfrequenten Schwingungsmesstechnik keinen Einfluss haben. Beispielhaft seien hier die Sensormasse [24] und die Sensorposition [109, 112] genannt. Zu einem Zeitpunkt zu dem kein Prototyp zur Verfügung steht kann die Parametergewinnung nur an ähnlichen Strukturen oder Bauteilen erfolgen und beinhaltet entsprechende Abweichungen der Parameter. Nur einzelne Bauteile die eventuell von einem Vorgängermodell übernommen oder bereits anderweitig verbaut werden, können zu diesem Zeitpunkt exakte Parameter liefern.

Validierung der Simulation: Um sicherzugehen, dass ein Simulationsverfahren auch korrekte Ergebnisse liefert und um die Eigenschaften der Modelle entsprechend zu verbessern ist eine

Validierung mit Referenzdaten unumgänglich. Diese kann durch Simulation und Experiment analog zu den beiden vorherigen Absätzen mit den entsprechenden Vor- und Nachteilen sowie den gegebenen Einschränkungen durchgeführt werden. Für die abschließende Validierung der gesamten Ausbreitungssimulation muss aber immer auf einen entsprechenden Prototyp oder ein Serienfahrzeug für eine Messung gewartet werden.

Aufbau einer wissensbasierten Parameterbibliothek: Mit den genannten Schritten der Parametergewinnung, der anschließenden Simulation mit diesen und der abschließenden Validierung lässt sich eine entsprechende Parameterdatenbank aufbauen die für neue Simulationen benutzt werden kann (Abbildung 5.11).
Hierbei werden nicht einfach die bestimmten Parametersätze zu einem speziellen Bauteil abgelegt und bei erneuter Verwendung genau desselben Bauteils wieder verwendet, sondern Ziel ist es, die Erfahrung der Simulations- und Messtechnikingenieure mit in der Datenbank abzubilden. Diese Datenbank wird deshalb als „Wissensbasierte Parameterbibliothek“ bezeichnet. Inhalt einer solchen Bibliothek sind zum einen die Ausbreitungs- und Übergangsparameter der einzelnen Bausteine. Aber auch die Kombination dieser Parameter zu einzelnen Bauteilen oder größeren Baugruppen muss hinterlegt werden. Dadurch können diese Parameter jederzeit schnell für eine Simulation wieder verwendet werden. Zusätzlich müssen aber noch Attribute hinterlegt werden die die Ausbreitungsstrecke, den Übergang oder das Bauteil so beschreiben, dass ein Vergleich mit anderen, neuen Bauteilen möglich ist. Konkret bedeutet dies, dass für die Simulation eines Fahrzeugs, das komplett neu ist wodurch keine Parameter vorliegen, zunächst die einzelnen Bauteile mit der Parameterbibliothek abgeglichen werden. Befinden sich innerhalb der Struktur Gleich- oder Wiederholteile so können diese direkt aus der Datenbank entnommen werden. Bei neuen Bauteilen wird dann entsprechend der hinterlegten Beschreibung das Teil gesucht, das ihm am ähnlichsten ist. Mit diesem kann dann eine erste Abschätzung berechnet werden.
Diese Attribute zum Vergleich von Strukturen sind wie sich aus den entsprechenden Gleichungen leicht entnehmen lässt E-Modul, Dichte, Länge, Querschnittsfläche und Materi-

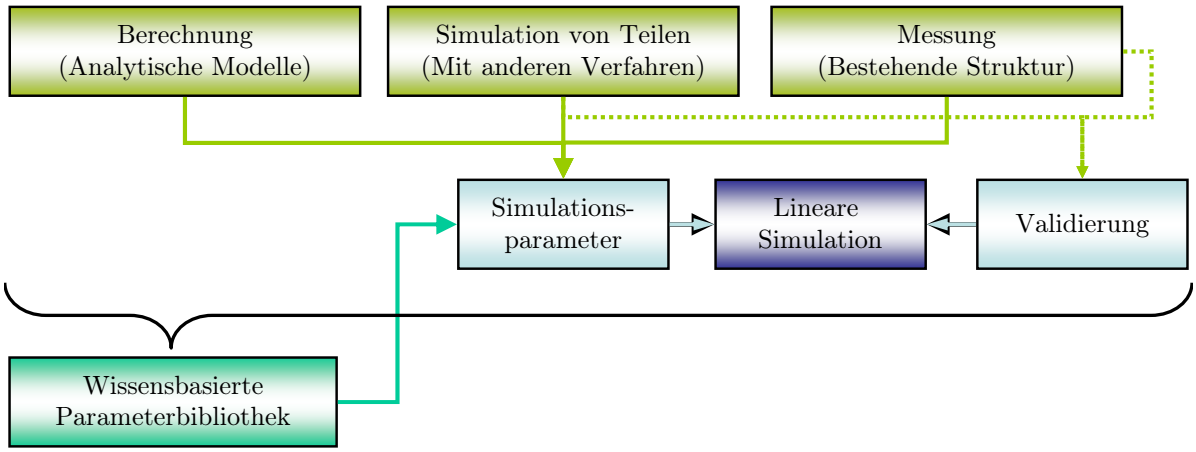

Abbildung 5.11.: Methodik der Parametergewinnung die zu einer wissensbasierten Parameterbibliothek führt deren Güte durch die Rückkopplung beständig steigt

aldämpfung. Hieraus lassen sich der Dispersionsparameter Ω und die Impedanz Z berechnen welche das Bauteil im Sinne der Ausbreitung vollständig beschreiben. Diese beiden Parameter liefern zudem vergleichbare Werte zur Beurteilung der Ähnlichkeit von Bauteilen. Hiermit können geeignete Bauteile zur Näherung neuer noch nicht validierter Teile ausgewählt werden. Zusätzlich wird für die analytische Parameterberechnung die Querschnittsform, bzw. die Abweichung von der analytisch beschreibbaren Querschnittsform benötigt da diese stark die Güte der berechneten Parameter im hochfrequenten Bereich beeinflusst [109, 112] und ebenfalls in die Bewertung mit einfließen muss.

Was wurde erreicht

Ausgehend von der Transmission-Line-Methode wurde das neue Simulationsverfahren entwickelt. Es konnte gezeigt werden, dass sie in vielen Punkten die gleichen Ansätze und Beschreibungen für die Longitudinalwelle verfolgt wie sie für die Biegewelle benötigt werden.
Als Erstes wurde gezeigt warum eine Simulation im Zeitbereich gewählt wird. Hierbei spielen nicht nur Faktoren der Realisierbarkeit, sondern auch die Akzeptanz des Verfahrens bei den künftigen Anwendern, sowie der numerische Fehler bei der diskreten Transformation in den Frequenz- und zurück in den Zeitbereich eine Rolle.
Im nächsten Schritt konnte eine Vorgehensweise beschrieben werden die die Karosserie in homogene Ausbreitungsbereiche und die dazwischen liegenden Übergänge zerlegt (Analyse) und somit im Sinne des Simulationsverfahrens beschreibbar macht.
Diese Beschreibung erfolgt für die Ausbreitungsstrecke durch die Effekte Dämpfung und Dispersion. Für die Dispersion konnte ein analytischer Zusammenhang der von Frequenz und Zeit abhängt ermittelt werden. Eine Rücktransformation des zusätzlich berechneten Frequenzganges in den Zeitbereich ist nicht möglich, weshalb der Frequenzgang numerisch mittels inverser Fouriertransformation in den Zeitbereich rücktransformiert und anschließend mit einer speziell entwickelten Fensterfunktion nachbearbeitet wurde um die numerischen Probleme auszublenden. Dies ergibt die Impulsantwort der Dispersion, welche nun mittels Faltung mit dem Eingangssignal den Dispersionseinfluss auf das Signal repräsentiert. Bei der Dämpfung konnte durch Einführung des komplexen E-Moduls und des Verlustfaktors eine Formel für die Integration in die Simulation in Analogie zur Dispersion ermittelt werden.
Die Übergänge wurden in Reflexion und Transmission zerlegt und entsprechend dargestellt. Der Reflexionsfaktor sowie der Transmissionsfaktor für die Biegewelle konnte in Analogie zur TLM berechnet werden. Zudem wurde mittels der Hilberttransformation der 90 °-Phasensprung, der nur bei der Biegewelle auftritt, exakt beschrieben.
Aus diesen beiden Teilbereichen kann die gesamte Struktur wieder innerhalb der Simulation aufgebaut werden (Synthese). Zudem erfolgt der Aufbau automatisch so, dass einzelne Bauteile immer klar abgetrennt sind und somit ein Austausch von Bauteilen oder eine Änderung ihrer Parameter schnell und einfach erfolgen kann.
Abschließend wurden Verfahren zur Parametergewinnung und Simulationsvalidierung beschrieben und bewertet. Sind die Parameter bestimmt und validiert so kann eine wissensbasierte Parameterdatenbank aufgebaut werden, welche die Simulation noch effizienter macht.

6. Erweiterung des Verfahrens auf zweidimensionale Strukturen

Da moderne Fahrzeuge, gerade im Bereich des Tunnels, aus Blechen bestehen, wäre es gut wenn die entwickelte Erweiterung der eindimensionalen TLM um die Biegewelle auch für zweidimensionale Strukturen verwendet werden könnte. Hierzu ist es nötig die zusätzlichen Effekte die sich bei zweidimensionalen Strukturen ergeben zu betrachten und entsprechend zu integrieren. Die größte Herausforderung ist es aber, den grundlegenden Modellierungsansatz der eindimensionalen Wellenausbreitung trotz der zweidimensionalen Struktur beizubehalten. Denn nur wenn dieser Ansatz weiterhin gültig ist können die bisher entwickelten Zusammenhänge und Lösungen für die zweidimensionale Wellenausbreitung verwendet werden.
Hierzu werden zuerst die Unterschiede zwischen eindimensionalen und zweidimensionalen Strukturen untersucht. Bei der anschließenden Modellierung werden sowohl diese Unterschiede berücksichtigt als auch ein Verfahren entwickelt, welches die physikalischen Gegebenheiten einer zweidimensionalen Geometrie auf Basis der erweiterten eindimensionalen TLM beschreibt. Die Umsetzung des Verfahrens in einer Programmstruktur wird aufgezeigt und zudem das Verfahren mit Simulationsmethoden die sich aktuell in der Entwicklung befinden verglichen. Abschließend werden die Anwendungsmöglichkeiten des Verfahrens diskutiert.

6.1. Unterschiede zur eindimensionalen Struktur

Folgende zusätzliche Effekte müssen auf zweidimensionalen Strukturen beachtet werden.

Anzahl der möglichen Ausbreitungswege

Die eindimensionale Struktur und ihre Wellenausbreitung sind dadurch charakterisiert, dass sich die Welle nur entlang dieser einen Richtung ausbreiten kann. Im Gegensatz hierzu kann sich die Welle in einer zweidimensionalen Struktur (im einfachsten Fall eine Platte) auch zweidimensional ausbreiten. Dies führt nicht zu einem zusätzlichen Ausbreitungsweg im Sinne von zwei eindimensionalen Systemen die senkrecht aufeinander stehen sondern zu unendlich vielen Ausbreitungswegen (Abbildung 6.1), da sich die Welle von einem Punkt auf der Platte in jede beliebige Richtung (bzw. Winkel) innerhalb der Plattenebene in Form einer kreisförmigen Wellenfront ausbreiten kann.
Jeder dieser unendlich vielen Ausbreitungswege besitzt nun die in Kapitel 2 und 3 eingeführten Effekte der Dispersion und Dämpfung. Durch die Endlichkeit realer Platten ergibt es sich auch, dass jeder dieser Wege gegen einen Übergang oder einen Plattenrand läuft und hier die Effekte Reflexion und Transmission auftreten. Zusätzlich ergibt sich nach den Reflexionen eine Überlagerung der Wellen miteinander wodurch ein komplexes Wellenfeld entsteht.

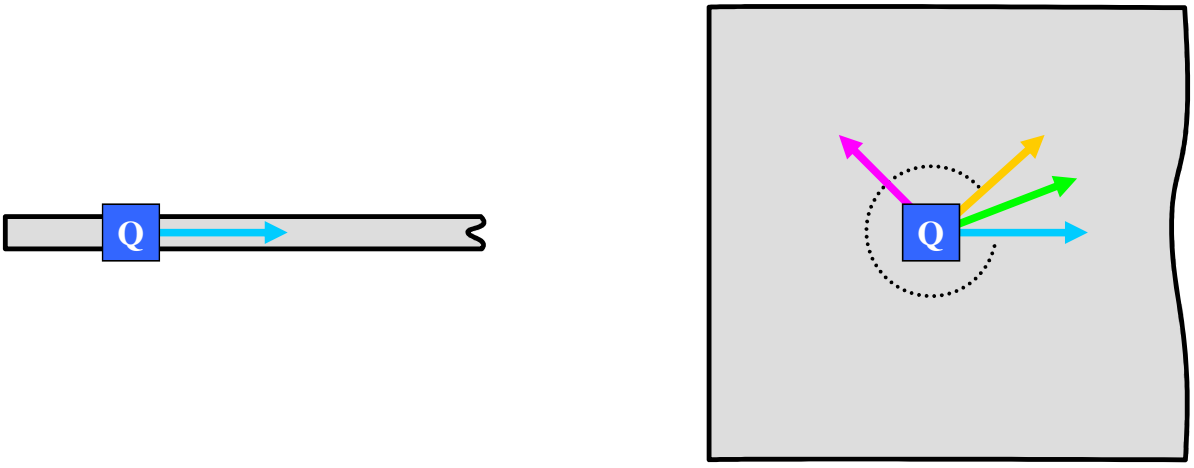

Abbildung 6.1.: Vergleich der möglichen Ausbreitungsrichtungen der Welle ausgehend von der Quelle (Q) auf dem eindimensionalen Balken (links - eine Ausbreitungsrichtung) und der zweidimensionalen Platte (rechts - unendlich viele Ausbreitungsrichtungen)

Energieverdünnung

Ausgehend vom Energieerhaltungssatz lässt sich zeigen, dass sich die Anregungsenergie $\mathcal{E}_Q$ als größer werdender Kreisring mit dem Zentrum im Anregungspunkt über das Bauteil ausbreitet. Diese kreisförmige Ausbreitung behält ihre Gültigkeit auch wenn die Wellenfront den Rand der Platte erreicht. Denn dort wird der Teil der über den Rand „hinausläuft“ gespiegelt (Reflexion der Welle am Rand) und ergibt den zurückgeworfenen Teil der Wellenfront der zusammen mit dem noch nicht reflektierten denselben Umfang wie eine entsprechende nicht reflektierte Welle besitzt. Die gesamte Länge des Kreisringes bleibt somit unverändert (Abbildung 6.2) wodurch die folgenden Betrachtungen ihre Gültigkeit behalten.
Es gilt

$$\mathcal{E}_Q = \mathcal{E}_{(r)} = konstant \quad . \tag{6.1}$$

Die Intensität $\mathcal{I}$ dieser Welle ist die Energiedichte auf der Kreislinie υ der Wellenfront und somit gilt

$$\mathcal{I} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \upsilon} \tag{6.2}$$

wodurch sich zeigen lässt, dass

$$\mathcal{I} = \frac{\mathcal{E}}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad . \tag{6.3}$$

Für die Simulation weit wichtiger ist aber die Abnahme der Beschleunigung welche sich über die Punktimpedanz berechnen lässt.
Ausgehend von der homogenen Gleichung für die Platte in Zeigerschreibweise [24]

$$\Delta\Delta\underline{\eta} - {k_B}^4 \cdot \underline{\eta} = 0 \tag{6.4}$$

kann die Punktimpedanz der Platte unter gewissen Randbedingungen gefunden werden. Diese Randbedingungen können nur mittels der Hankelfunktion 2. Ordnung H erfüllt werden, so

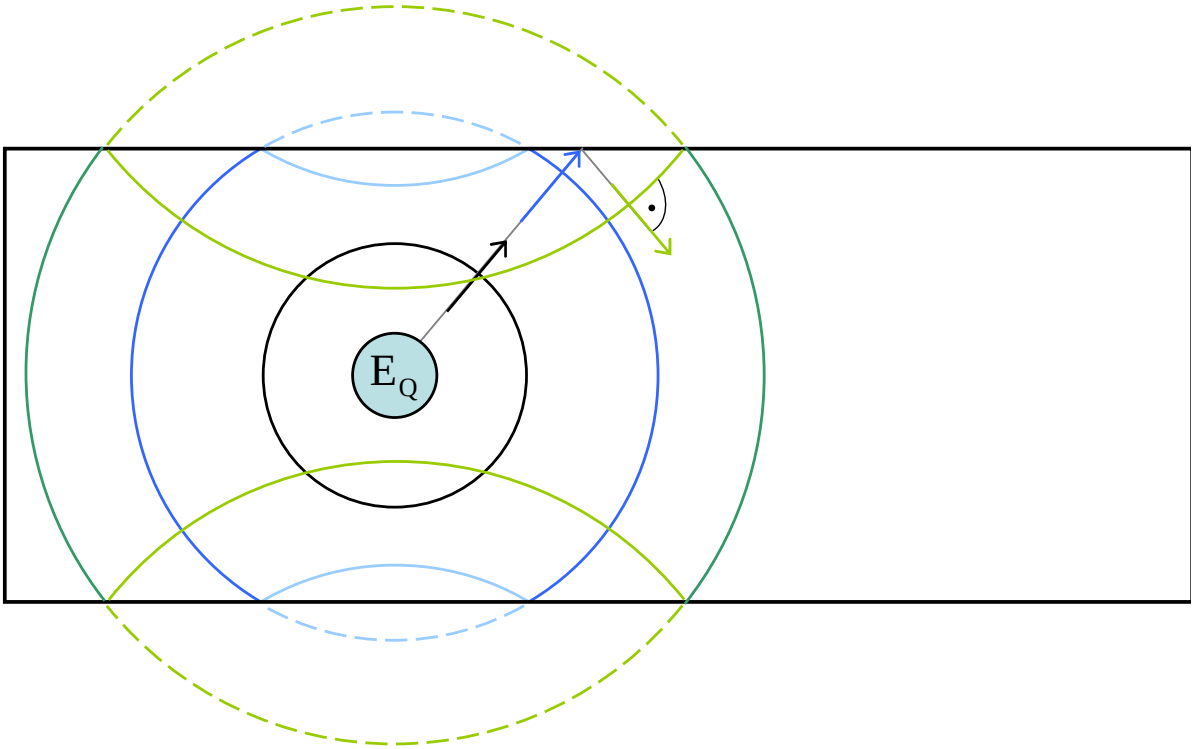

Abbildung 6.2.: Schematische Darstellung der größer werdenden kreisförmigen Wellenfront, die an den Rändern wieder auf die Platte reflektiert wird und so den Kreisumfang beibehält; zusätzlich sind die Strahlen eingezeichnet welche senkrecht auf der Wellenfront stehen und eine alternative Darstellung ergeben

dass sich die Gleichung in zwei einzelne aufspalten lässt und sich

$$\begin{aligned} \underline{\eta}_1 &= C_1 \cdot H\left(k_B \cdot r\right) \\ \underline{\eta}_2 &= C_2 \cdot H\left(-j \cdot k_B \cdot r\right) \end{aligned} \tag{6.5}$$

als Lösung ergibt. Hierbei stellt r den Radius, bzw. die Entfernung von der Anregestelle dar. Es ergibt sich nach Bestimmung der Konstanten als Gesamtlösung

$$\underline{\eta} = \underline{\eta}_0 \left(H\left(k_B \cdot r\right) - H\left(-j \cdot k_B \cdot r\right)\right) \quad . \tag{6.6}$$

Durch asymptotische Entwicklung der Hankelfunktion lässt sich dies für große Radien und hohe Frequenzen nähern, so dass sich für die Auslenkung der Platte

$$u = \frac{F}{j \cdot 8 \cdot B' \cdot {k_B}^2} \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot k_B \cdot r}} \cdot e^{-j\left(k_B \cdot r - \frac{\pi}{4}\right)} \tag{6.7}$$

ergibt, hierbei ist F die anregende Kraft. Es besteht eine Abhängigkeit vom Abstand r vom Anregungspunkt, der Biegewellenzahl k_B und somit von der Plattendicke s, der Frequenz f, dem E-Modul E und der Dichte ρ.
Diese Gleichung lässt sich mittels der Frequenzbereichsdarstellung der Beschleunigung

$$a = -\omega^2 \cdot u \tag{6.8}$$

weiterentwickeln und es lässt sich durch einige Umformungen zeigen, dass für die Beschleunigung auf der Platte

$$a = C \cdot \omega^{\frac{3}{4}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \cdot e^{-j\left(\sqrt[4]{\frac{m''}{B'}} \cdot \sqrt{\omega} \cdot r - \frac{\pi}{4}\right)} \tag{6.9}$$

gilt. Hierbei ist

$$C = j \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{F}{8} \cdot B'^{-\frac{3}{8}} \cdot m''^{-\frac{5}{8}} \tag{6.10}$$

der konstante Faktor. Weiter lässt sich zeigen, dass die Amplitude der e-Funktion gleich 1 ist und dieser Term nicht weiter berücksichtigt werden muss. Es ergibt sich

$$a = C \cdot \omega^{\frac{3}{4}} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \quad . \tag{6.11}$$

Dies zeigt eine Abhängigkeit der Amplitudenabnahme sowohl von der Frequenz als auch vom Abstand zum Anregungspunkt (Abbildung 6.3). Hier lässt sich der Einfluss beider Parameter genauer erkennen und es zeigt sich, dass die Abnahme über dem Radius einen größeren Einfluss auf die Beschleunigungsamplitude besitzt als die Amplitudenabnahme bei niedrigen Frequenzen im Vergleich zu hohen Frequenzen.

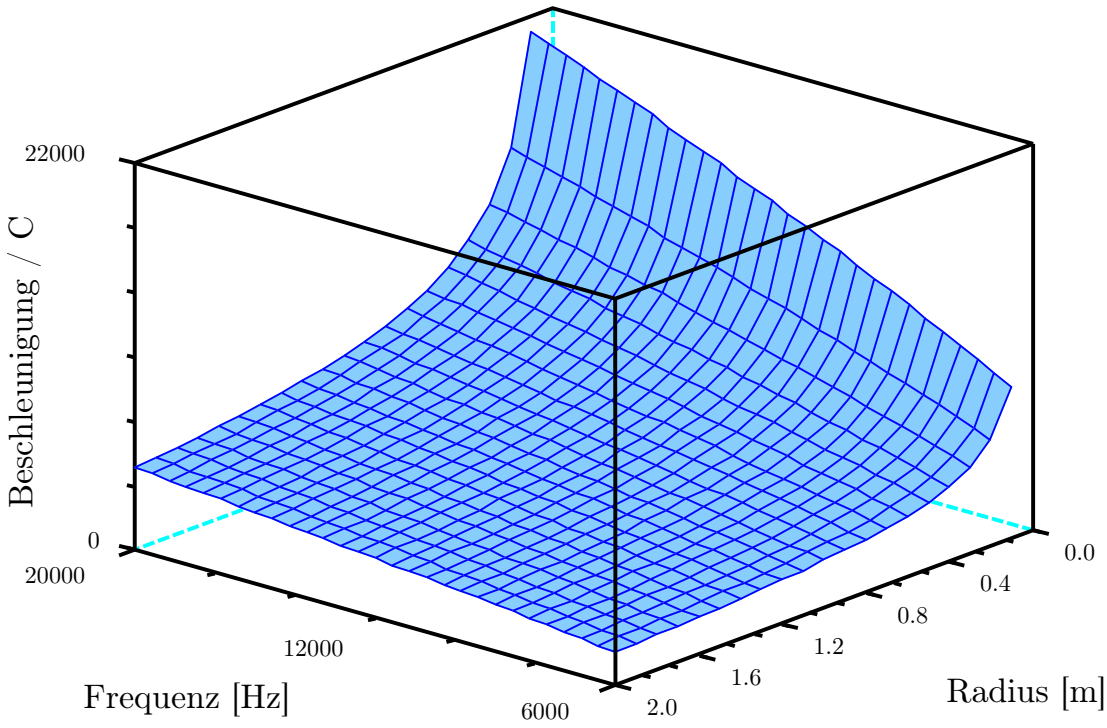

Abbildung 6.3.: Abnahme der normierten Beschleunigungsamplitude auf einer Platte (Stahl, $1\,mm$) mit ihrer Abhängigkeit von der Frequenz und dem Abstand vom Anregungspunkt

Übergänge zwischen Platten

Zusätzlich zu den Unterschieden in der Ausbreitung ergeben sich mehrere Unterschiede an den Übergängen zwischen Platten. Hier gelten die gezeigten einfachen Zusammenhänge aus Kapitel 2.4 nicht mehr.
Durch die Zweidimensionalität der Platten kann eine Welle nicht mehr nur senkrecht einfallen sondern in einem Winkel zwischen 0 ° und 180 °. Bei der Biegewelle lässt sich anhand der Wellengleichung zeigen, dass die Randbedingungen an diesem Übergang im allgemeinen Fall nur erfüllt werden können wenn die einfallende Welle vier neue Wellen erzeugt [24, 158]. Dies sind je eine reflektierte Biege- und Longitudinalwelle und je eine transmittierte Biege- und Longitudinalwelle (Schematisch in Abbildung 6.4 gezeigt). Dadurch ergibt sich eine Umwandlung von einer Wellenart in eine andere (oft als Modenkonversion bezeichnet).
Hier lässt sich für die transmittierte Biegewelle auch der Effekt der Brechung erkennen der dazu führt dass die ausfallende Welle mit einem anderen Winkel als die einfallende den Übergang verlässt. Die Brechung lässt sich nach dem Gesetz von Snellius

$$\frac{\sin(\phi_i)}{c_i} = \frac{\sin(\phi_j)}{c_j} \tag{6.12}$$

[18, 20] berechnen, wobei c_i die zur jeweiligen Wellenart gehörende Ausbreitungsgeschwindigkeit darstellt. Wodurch bei der Biegewelle nicht nur eine Materialänderung sondern auch eine Veränderung des Querschnitts den Effekt der Brechung hervorrufen kann. Im Gegensatz hierzu ergibt sich an einem nicht ebenen Stoß von zwei gleichen Platten (Winkel zwischen den Platten $\neq 180\,°$) keine Brechung da sich hier die Ausbreitungsgeschwindigkeit nicht ändert.

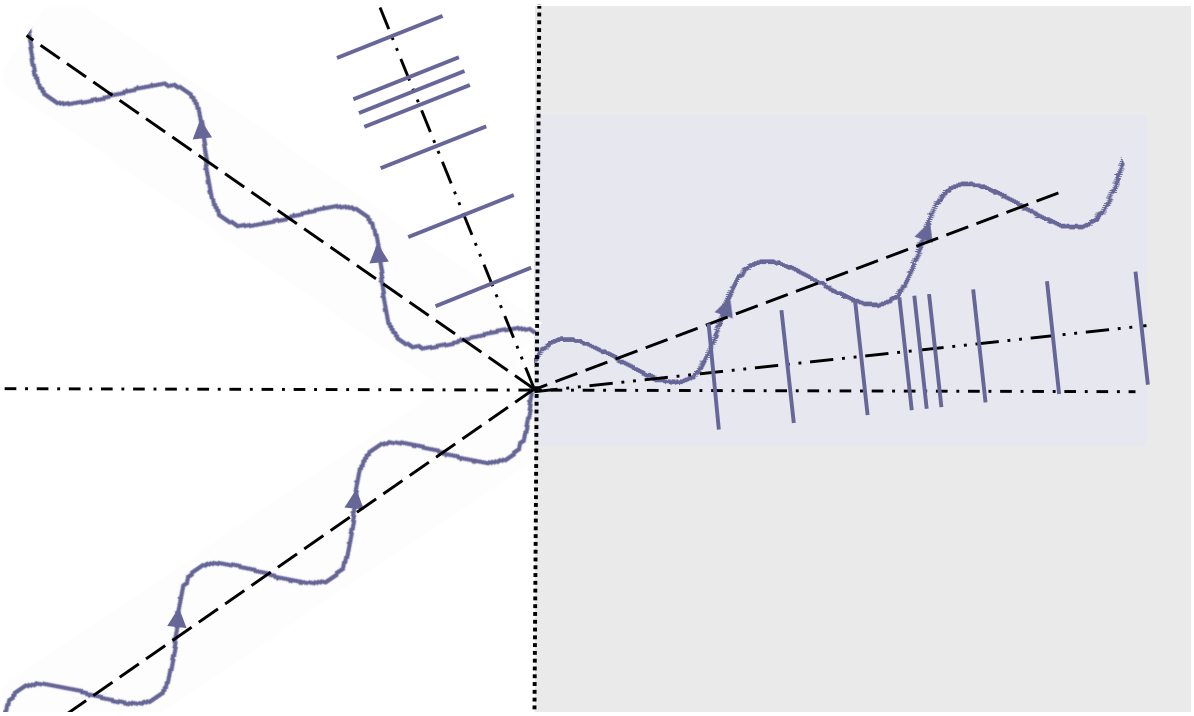

Abbildung 6.4.: Schematische Darstellung einer einfallenden Biegewelle die an einem Übergang zwischen zwei Platten vier neue Wellen ausbildet

Durch die Brechung ergibt sich auch noch der Effekt der Totalreflexion, bei dem für sehr flache Einfallswinkel keine oder nur eine Welle transmittiert wird obwohl ein angrenzendes Bauteil für die Ausbreitung vorhanden ist. In diesem Fall generiert die einfallende Welle nur zwei oder drei neue Wellen am Übergang. Es lässt sich zeigen, dass sich der Grenzwinkel der Totalreflexion mittels

$$\phi_{Grenz} = \arcsin \sqrt[4]{\frac{m_2'' \cdot B_1'}{m_1'' \cdot B_2'}} \tag{6.13}$$

berechnen lässt.
Zusätzlich hängen der Reflexions- und somit auch der Transmissionsfaktor am Übergang zwischen zwei Platten von der Ausbreitungsgeschwindigkeit der einzelnen Platten (Impedanzsprung), dem Einfallswinkel der Welle auf den Übergang und vom Verbindungswinkel zwischen den beiden Platten ab. Dies führt zu extrem komplexen Zusammenhängen wie in einer eigenen Arbeit von Sarradj [156] dargestellt was deshalb nicht wiedergegeben werden kann. Somit hat ein einfallender Strahl an jedem Übergang für jeden Einfallswinkel einen anderen Reflexions- und Transmissionsfaktor und der ausfallende Strahl einen anderen Ausfallwinkel (ein Überblick über einige Winkel und Übergänge kann [22] entnommen werden).

6.2. Modellierungsansatz

Bei Betrachtung der unendlich vielen Ausbreitungswege wie sie auf der Platte vorhanden sind stellt sich die Frage ob wirklich alle relevant sind, oder ob einige ohne Verlust an Genauigkeit vernachlässigt werden können um den Berechnungsaufwand zu reduzieren. Diese unendliche Anzahl an möglichen Ausbreitungswegen (Strahlen) ergibt sich wenn nicht die kreisförmige Wellenfront als Mittel der Visualisierung angewendet wird, sondern der Vektor der senkrecht auf der Wellenfront steht und somit die Ausbreitungsrichtung der Wellenfront angibt (Analog zu Potential und Elektrisches Feld in der Theorie elektromagnetischer Felder [9, 69, 101]) wie in Abbildung 6.2 dargestellt. Dies ergibt bei einer kreisförmigen Wellenfront, unendliche viele Strahlen die vom Anregungspunkt in die Platte hinein zeigen.
Tatsächlich ist es so, dass nur ein Teil der möglichen Ausbreitungswege betrachtet werden muss. Dies ist am leichtesten an einer halbunendlichen Platte (Abbildung 6.5) mit punktförmiger Anregung und einem Messpunkt zu erkennen. In diesem Fall gehen alle Strahlen von der Punktquelle aus und verteilen sich auf der Platte. Sobald sie den Rand treffen, werden sie am Lot auf die Kante gespiegelt und fallen mit dem gleichen Winkel aus wie sie eingefallen sind. Anschließend breiten sie sich wieder bis zum nächsten Rand aus. Dies wiederholt sich theoretisch beliebig oft. Somit ergeben sich unendlich viele „Strahlen“ die sich von der Punktquelle ausbreiten und durch die Reflexionen sehr schnell zu einem komplexen Wellenfeld führen. Durch die Unendlichkeit der Platte laufen die Strahlen aber nur nach rechts und kommen nicht mehr zurück, jene Strahlen die den Empfänger auf dem Weg nach rechts nicht treffen werden dies auch später nicht mehr tun und können somit ohne Fehler vernachlässigt werden.
Bei realen endlichen Bauteilen kann die Unterscheidung zwischen relevanten und irrelevanten Strahlen aber nicht auf diese Weise erfolgen. Hier müssen andere Kriterien gefunden werden die es ermöglichen einen Teil der Strahlen zu vernachlässigen.

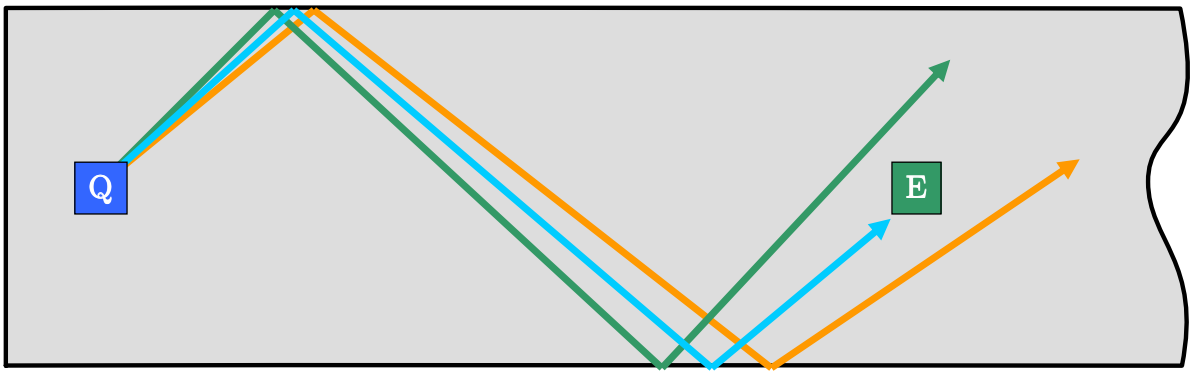

Abbildung 6.5.: Nur bestimmte Strahlen treffen den Empfänger und liefern an diesem Ort einen Signalanteil. Die anderen können vernachlässigt werden da sie auf der halbunendlichen Platte nach rechts laufen und nicht mehr zurück zum Empfänger reflektiert werden.

Diese Abbruchbedingungen, von denen jene verwendet wird, welche zuerst zutrifft lauten:

- **Laufzeit**

  Da bei jeder Anwendung nur endliche Signale am Messort von Interesse sind, lässt sich aus dieser gewünschten Zeitspanne - der Simulationsdauer - eine Abbruchbedingung ableiten. Alle Strahlen die innerhalb der Simulationszeit den Sensor nicht erreichen liefern auch keinen Beitrag zum Sensorsignal und sind deshalb unnötig für die Simulation. Die zugehörige Strahlenlänge lässt sich ausgehend von Gleichung (3.5) mittels

  $$l_{max} = t_{max} \cdot \sqrt[4]{\frac{B'}{m''}} \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot f_{max}} \tag{6.14}$$

  in Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Biegewelle, berechnen.

- **Amplitudenabnahme**

  Durch den gezeigten Zusammenhang für die Amplitudenabnahme auf der Platte lässt sich eine Länge errechnen bei der die Amplitude des Anregungssignals unter einen bestimmten Schwellwert $\hat{A}_{Grenz}$ (z.B. 1 % also $0,01$) fällt. Strahlen die innerhalb dieser Strecke den Messpunkt nicht treffen können also ohne nennenswerten Fehler vernachlässigt werden. Diese Länge lässt sich basierend auf Gleichung (6.11) mittels

  $$l_{max} = \left(\frac{C}{\hat{A}_{Grenz}} \right)^2 \cdot {\omega_{max}}^{\frac{3}{2}} \tag{6.15}$$

  berechnen, wobei gilt

  $$C = j \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{F}{8} \cdot {B'}^{-\frac{3}{8}} \cdot {m''}^{-\frac{5}{8}} \quad . \tag{6.16}$$

- **Dämpfung**

  Analog zur Amplitudenabnahme lässt sich auch über die Materialdämpfung eine Grenzlänge definieren bei der die Amplitude unter einen Grenzwert $\hat{A}_{Grenz}$ fällt. Die Berechnung erfolgt entsprechend Gleichung (5.30) mittels

$$l_{max} = -\frac{4 \cdot \ln \hat{A}_{Grenz}}{\eta_D \cdot \sqrt{2 \cdot \pi \cdot f}} \cdot \sqrt[4]{\frac{B'}{m''}} \quad . \tag{6.17}$$

- **Anzahl der Reflexionen**

  Sollte der Reflexionsfaktor $\tilde{r}$ an einem oder mehreren Rändern kleiner als 1 sein, so lässt sich wieder eine Grenzamplitude definieren. Über diese Grenze lässt sich dann die Anzahl an Reflexionen n eines Strahles berechnen nach der die Amplitude diese Grenze unterschritten hat. Entsprechend kann ein Strahl der bis dahin den Messpunkt nicht getroffen hat vernachlässigt werden. Die Gleichung ist

$$\tilde{r}^n < \hat{A}_{Grenz} \quad . \tag{6.18}$$

  Sind Übergänge innerhalb der zu simulierenden Struktur vorhanden so muss für die Berechnung der Abbruchbedingung der obere Grenzwert verwendet werden. Dieser ergibt sich indem der höhere Wert von $\tilde{r}$ und $\tilde{t}$ eingesetzt und die Grenze berechnet wird.

6.3. Konstruktion der Ausbreitungswege

Zur Erläuterung der Konstruktionsmethodik der relevanten Strahlen wird folgende Nomenklatur eingeführt: Ein Strahl wird nach der Anzahl der Reflexionen die er auf seinem Weg zum Empfänger erfährt bezeichnet. So ist der direkte Weg auf der Geraden zwischen Quelle und Empfänger der Ausbreitungsweg 0. Ordnung. Analog hierzu werden sowohl der Strahl der an der oberen und der der an unteren aber auch der der an der linken in Abbildung 6.6 zu sehenden Kante reflektiert wird als Strahl 1. Ordnung bezeichnet. Somit ergibt sich mit steigender Ordnung eine steigende Anzahl an möglichen Wegen, wobei nicht immer alle Strahlen einer Ordnung relevant sein müssen, da nicht die Ordnung sondern die gezeigten Abbruchbedingungen über die Relevanz entscheiden.
Für die Strahlen aus Abbildung 6.6 die nur Reflexionspunkte an den Rändern zwischen Quelle und Empfänger besitzen lässt sich die Länge des n-ten Strahl L_n einfach mittels

$$L_n = 2 \cdot n \cdot \sqrt{\left(\frac{L_0}{2 \cdot n}\right)^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2} \tag{6.19}$$

berechnen, wobei L_0 der Abstand zwischen Quelle und Empfänger ist und b die Breite der Platte.
Die Konstruktionsmethodik basiert auf der Grundidee der Spiegelungsmethodik der Elektrostatik [9, 69, 101], wobei diese Grundidee hier auf transiente Wellenausbreitungsvorgänge erweitert wird. Der Strahl 0. Ordnung lässt sich durch direktes verbinden von Quelle und Ziel gewinnen. Für alle anderen Strahlen muss in Analogie zur Spiegelungsmethodik die jeweilige Spiegelquelle konstruiert werden. Dies geschieht indem die Quelle (Spiegelquelle 0. Ordnung)

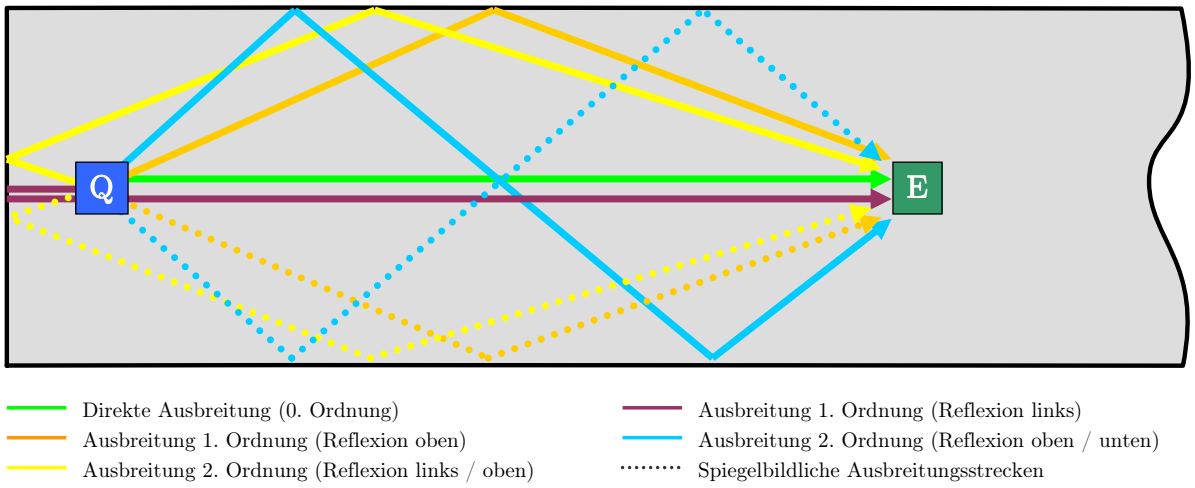

Abbildung 6.6.: Darstellung der Strahlen die das Ziel treffen (Die symmetrischen Strahlen sind nur angedeutet) und der Nomenklatur in Abhängigkeit von der Anzahl an Reflexionen

an den Ränder der Platte gespiegelt wird. Hieraus entstehen dann alle Spiegelquellen 1. Ordnung, womit alle Strahlen 1. Ordnung konstruiert werden (Abbildung 6.7 links). Um Quellen höherer Ordnung für Strahlen der entsprechenden Ordnung zu erhalten muss immer die Quelle der nächst niedrigeren Ordnung an den Randbedingungen gespiegelt werden, aber so dass eine neue Quelle entsteht und nicht eine niedrigerer Ordnung überdeckt wird. So ergibt die Spiegelung der Quellen 1. Ordnung an den Rändern die Quellen 2. Ordnung mit denen sich die Strahlen 2. Ordnung konstruieren lassen (Abbildung 6.7 rechts).
Für die eigentliche Konstruktion der Strahlen geht es nun rückwärts vom Empfänger zur

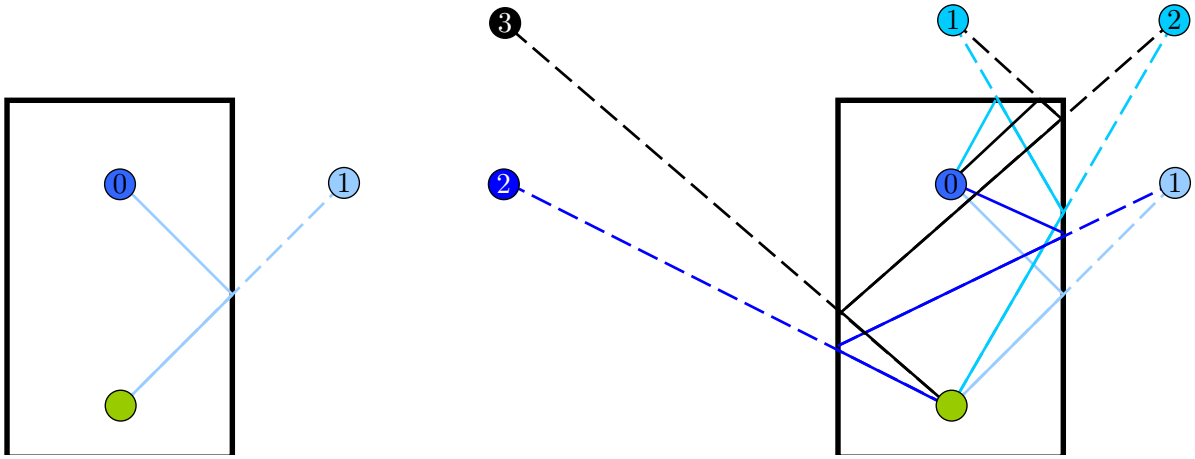

Abbildung 6.7.: Darstellung des Ergebnisses der graphischen Konstruktion der Spiegelquellen beliebiger Ordnung und der zugehörigen Strahlen derselben Ordnung (links für einen Strahl, rechts für mehrere auch höherer Ordnung)

Quelle indem für den Strahl der Ordnung i eine Gerade vom Empfänger zur Quelle i. Ordnung gezogen wird. Der Teil der Gerade der vom Empfänger und dem Schnittpunkt mit dem Rand begrenzt wird gehört zum Strahl. Nun wird dasselbe für die Gerade mit dem eben erhaltenen Schnittpunkt und der nächsten Quelle der Ordnung $i-1$ durchgeführt, solange bis die Quelle (0. Ordnung) erreicht ist (Abbildung 6.7). Hierbei muss der Einfallswinkel stets gleich dem Ausfallwinkel sein.

Zusammenfassend lässt sich die Konstruktion in folgendem Arbeitsschema darstellen:

- Maßstabsgetreue Zeichnung des Bauteils
- Einzeichnen von Quelle und Empfänger
- Spiegelung der Quelle an den Randbedingungen um die Spiegelquellen 1. Ordnung zu erhalten
- Spiegelung der $i-1$. Spiegelquellen an den Randbedingungen um die Spiegelquellen i. Ordnung zu erhalten, bis die gewünschte maximale Ordnung erreicht ist
- Verbinden des Empfänger mit der 1. Spiegelquelle i. Ordnung (Teil der Gerade auf dem Bauteil gehört zum Strahl)
- Gerade vom Schnittpunkt (der letzten Gerade mit dem Rand) zur Spiegelquelle der $i-1$. Ordnung ziehen (Teil der Gerade auf dem Bauteil gehört zum Strahl)
- Wiederholung der Vorgehensweise bis die Quelle als Spiegelquelle 0. Ordnung erreicht wird
- Wiederholung der gesamten Prozedur für alle Quellen der i. Ordnung
- Wiederholung der gesamtem Prozedur für alle i

Die durch dieses Verfahren gewonnen Spiegelquellen sind keine reinen Konstruktionshilfen, sie können auch physikalisch interpretiert werden. Wird das Bauteil unendlich ausgedehnt (unendliche Platte) angenommen so ergibt sich am Empfänger dasselbe Signal wie durch die Reflexionen im endlichen Bauteil wenn an allen Spiegelquellen zeitlich das gleiche Signal wie in der eigentlichen Quelle eingespeist wird. Das Signal breitet sich nämlich durch die unendliche Platte auf derselben Weglänge mit denselben Einflüssen wie im begrenzten Bauteil aus wodurch sich das identische Signal ergibt.
Lediglich bei Rändern die einen 90 °-Phasensprung aufweisen, wie es nur bei der Biegewelle der Fall ist, muss dieser zusätzlich in die Wege mit integriert werden.

6.4. Realisierung

Da die gezeigte Methodik der Spiegelquellen für komplexe Geometrien bzw. für Systeme die aus mehreren Platten bestehen nur relativ aufwändig in ein Berechnungsprogramm integriert werden kann, wird hierfür eine andere Methodik zur Ermittlung der Strahlen verwendet.

Strahlenberechnung

Die programmtechnische Umsetzung der Methode gliedert sich in zwei Teile. Der erste ist die Berechnung der für die Simulation relevanten Strahlen mittels:

- **Winkeldiskretisierung:** Das Berechnungsprogramm „sendet“ ausgehend von der Quelle in alle Richtungen einen Strahl. Die Diskretisierung dieser 360 ° ist vom Anwender vorzugeben, da sie von der gewünschten Simulationsgüte, der Struktur und der maximal tolerierbaren Rechenzeit abhängt. Das Programm kann mittels Startpunkt und Winkel den Vektor (Strahl) und seinen Schnittpunkt mit dem Bauteilrand oder einem Übergang, ebenfalls als Vektor hinterlegt, berechnen. Das Programm speichert den durch Quelle und Schnittpunkt definierten Vektor ab, da seine Länge für die Ausbreitungsberechnung benötigt wird. Zudem werden der Einfallswinkel des Strahls und die Art der Kante (reine Reflexion oder Reflexion und Transmission) hinterlegt da diese Parameter entscheidend für die Reflexions- und Transmissionsfaktoren sind. Anschließend rechnet das Programm den reflektierten Strahl mittels Einfallswinkel = Ausfallwinkel und erhält so den nächsten Vektor der wieder auf Schnittpunkte mit den Rand- und Übergangsvektoren geprüft wird. Diese Prozedur wird solange wiederholt bis die Strahlenberechnung durch eine der Abbruchbedingungen oder das Treffen des Zielgebietes beendet wird. Beispiele für einen Satz an relevanten Strahlen in einer Beispielgeometrie finden sich in Abbildung 6.8.
  In Abhängigkeit der gewählten Diskretisierung ergibt sich eine unterschiedliche Anzahl an relevanten Strahlen die das Ziel treffen, da bei zu großer Schrittweite manche Strahlen nicht gefunden werden. Erst wenn die Winkeldiskretisierung klein genug ist und die Anzahl der relevanten Strahlen konstant wird, also eine Sättigung erreicht, sind alle relevanten Strahlen gefunden worden und es kann eine Simulation mit hoher Güte erstellt werden.

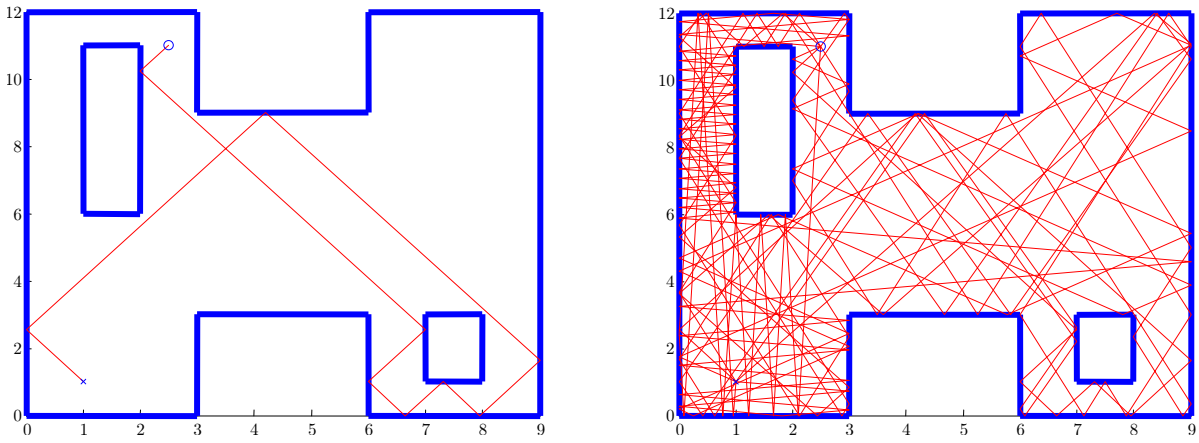

Abbildung 6.8.: Beispielhafte Berechnung eines relevanten Strahl von Quelle x zu Zielgebiet o (links) und Darstellung aller relevanten Strahlen für einen Satz an Abbruchbedingungen auf dieser Geometrie (rechts)

- **Zielgebiet:** Die Definition des Zielgebietes orientiert sich an den Gegebenheiten innerhalb einer entsprechenden Messung indem es genau der Größe der Sensorfläche entspricht. Denn nur Strahlen die unter dem Sensor hin durchlaufen liefern auch einen Beitrag zum Signal. Das Treffen eines Strahles auf das Zielgebiet beendet diesen Strahl und er wird als relevant für die Simulation abgespeichert. Diese Strahlen werden aber weiterberechnet bis zur ersten Abbruchbedingung, da ein Stahl der unter dem Sensor hindurch läuft anschließend nach einer oder mehreren Reflexionen bzw. Transmissionen wieder auf den Sensor treffen kann und somit zu einem späterem Zeitpunkt erneut einen Anteil am Sensorsignal liefert.

- **Aufspaltung bei Transmission:** Falls die Struktur aus mehreren aneinander grenzenden Bauteilen besteht so ergibt sich eine Transmission der Strahlen. In diesem Fall wird aus einem einfallenden Strahl ein reflektierter Strahl der sich innerhalb des gleichen Bauteils ausbreitet und ein transmitierter Strahl der sich im angrenzenden Bauteil ausbreitet und als zusätzlicher Vektor weiterberechnet wird (die entstehenden Longitudinalwellen können vernachlässigt werden).

- **Brechung:** Wie gezeigt ergeben sich bei der Transmission zwischen Platten Brechung und Totalreflexion. Dies muss durch die entsprechende Berechnung des Ausfallwinkels nach Gleichung (6.12) bzw. (6.13) berücksichtigt werden.

- **Winkelvariation:** Sollte ein Strahl innerhalb der Berechnung einmal eine Ecke (den Schnittpunkt zweier Randvektoren) treffen so lässt sich diese Uneindeutigkeit einfach dadurch auflösen indem der Startwinkel vom letzten Schnittpunkt (oder der Quelle) minimal, etwa im Sekundenbereich, variiert wird und sich so ein eindeutiger Schnittpunkt mit eindeutiger Reflexions- und Transmissionsbedingung ergibt.

- **Ausnutzung von Symmetrien:** Für Systeme die eine oder mehrere Symmetrien besitzen lässt sich der Simulationsaufwand reduzieren wenn sowohl Quelle als auch Ziel auf der Symmetrielinie sitzen. Für eine einfache Achsensymmetrie ergibt sich so eine Reduzierung des zu betrachtenden Winkelbereichs von $360\,^\circ$ auf $180\,^\circ$ da alle Strahlen innerhalb des zweiten Teils des Kreises nur die gespiegelten des ersten Teils sind wie in Abbildung 6.6 zu sehen ist. Wenn die Quelle auf einem geraden Bauteilrand sitzt müssen ebenfalls nur $180\,^\circ$ betrachtet werden.

- **Löschung doppelter Strahlen:** Je feiner die Diskretisierung gewählt wird, je größer das Zielgebiet ist oder je weiter die Abbruchbedingungen gefasst werden, desto mehr Strahlen werden als relevant eingestuft. Manche dieser Strahlen sind aber keine unabhängigen Strahlen, sie sind ein und der selbe Strahl der durch die endliche Ausdehnung des Zielgebiets und der feinen Winkeldiskretisierung nur mehrmals berechnet wird. Um diese Strahlen welche nur eine reale Welle die den Sensor trifft darstellen, identifizieren zu können werden die Strahlen die dieselbe Abfolge an Randvektoren der Schnittpunkte haben gesucht und alle bis auf einen gelöscht.

Berechnung der Wellenausbreitung

Mittels der im vorangegangenen Kapitel berechneten Strahlen kann nun die eigentliche transiente Berechnung der Wellenausbreitung über die lineare Superposition aller Strahlen erfolgen.

- **Sortierung der Strahlen:** Die berechneten relevanten Strahlen werden nach der Länge sortiert, da kurze Strahlen früher eintreffen als lange. Dies führt dazu, dass die Simulation nicht komplett fertig gestellt werden muss um die Plausibilität der Berechnung zu prüfen. Durch diese Sortierung kann bereits nach einer geringen Anzahl an betrachteten Strahlen eine erste Aussage getroffen werden, da die ersten Strahlen den frühen Zeitbereich der Simulation beeinflussen und allgemein die Amplitude mit steigender Länge des Strahl und somit der Einfluss sinkt.

- **Ausbreitungseffekte:** Mit den berechneten Strahlen die aus mehreren Teilvektoren, mit jeweils eindimensionalem Verhalten, und Reflexions- bzw. Transmissionsstellen bestehen lässt sich nun die exakte Wellenausbreitung nach Kapitel 5 berechnen. Hierzu wird die Länge jedes Teilvektors wie gezeigt in die Dispersion und Dämpfung integriert.

- **Integration der Energieverdünnung:** Mit dem in Gleichung (6.11) gezeigten Zusammenhang für die Abnahme der Beschleunigungsamplitude lässt sich dieser Effekt integrieren. Der exakte Zusammenhang kann mittels Faltung mit der Impulsantwort in Analogie zur Dispersion realisiert werden. Es kann auch die geringe Frequenzabhängigkeit vernachlässigt werden wodurch eine einfache Multiplikation mit dem längenabhängigen Faktor ausreichend ist.

- **Ermittlung der Übergangsparameter:** Mit den berechneten Ein- und Ausfallwinkeln der Strahlen an den Übergängen ist es möglich durch die Integration der analytischen Beschreibung nach Cremer und Heckl [24] und Sarradj [156] in die Simulation die Reflexions- und Transmissionsfaktoren zu ermitteln und entsprechend die Signale zu verändern.

6.5. Abgrenzung zu anderen Verfahren

Wie in Kapitel 4 gezeigt besitzen die bestehenden Verfahren mehr oder weniger stark ausgeprägte Unzulänglichkeiten bei der Simulation hochfrequenter transienter Vorgänge. Aus diesem Grund ist es aktueller Gegenstand der Forschung Simulationsverfahren zu finden die diese Grenzen umgehen. Jene Verfahren, die sich gerade in der Entwicklung befinden und noch nicht einsetzbar sind, werden im Folgenden kurz vorgestellt und mit der hier entwickelten Methode verglichen. Wobei hier nur die Verfahren berücksichtigt sind die die Wellenausbreitung in festen Körpern abbilden, da die Verfahren aus der Optik und der Raumakustik lediglich longitudinale und transversale Wellen berücksichtigen und meist Annahmen getroffen werden die sich nicht auf die Biegewelle übertragen lassen [18, 76, 89, 100, 102].

Method of Reverberation-Ray Matrix (MRRM)

Das Verfahren basiert auf der Wellenausbreitung innerhalb einer Dimension auf Balkenstrukturen. Es bildet die Longitudinalwelle und die Biegewelle ab. Die Grundidee basiert auf den sich ausbreitenden Wellen innerhalb der eindimensionalen Struktur und wird so modelliert das die Simulation von Zeitsignalen mit guten Ergebnissen möglich ist [59, 75]. Aber das Zeitsignal wird letztlich durch die modale Superposition (Überlagerung aller Eigenfrequenzen und -formen) berechnet wodurch die Abbildung von transienten Welleneffekten nicht möglich ist. Zudem ist das Verfahren in seinem aktuellen Entwicklungsstand auf Balkenstrukturen beschränkt und somit völlig ungeeignet für die Beschreibung der zweidimensionalen Ausbreitung wie sie hier benötigt wird.

Image Source Method (ISM)

Das Verfahren arbeitet ebenfalls mit den Spiegelquellen die durch Spiegelung an den Rändern gewonnen werden. Die Menge an Quellen wird aber lediglich dadurch begrenzt, dass Quellen die eine gewisse Entfernung überschreiten nicht mehr betrachtet werden [25]. Somit ist dieses Verfahren von der Grundidee her dem hier entwickelten in gewisser Weise ähnlich, ist aber weit weniger ausgereift und auch nicht in der Lage die hier geforderten Randbedingungen zu erfüllen. Denn es werden aktuell nur harmonische Wellen betrachtet und nur die modale Superposition aller Eigenformen berechnet. Zudem ist nur der aufgestützte Rand implementiert, der lediglich zu einer Reflexion mit Reflexionsfaktor $r = 1$ führt und einen Phasensprung um $180\,^\circ$ besitzt (entspricht $r = -1$). Bisher konnten außerdem nur zufrieden stellende Simulationen bis zu einem Bereich von $6\,kHz$ angefertigt werden und auch nur bei extrem hohen Dämpfungswerten von $\eta_D > 0,03$. Für den hier geforderten Frequenzbereich von bis zu $20\,kHz$ bei einer Materialdämpfung von $\eta_D = 1 \cdot 10^{-4}$ ist dieses Verfahren somit nicht geeignet.

Ray Tracing Method (RTM)

Diese Methode kommt dem hier entwickelten Verfahren am nächsten da auch sie mit Strahlen arbeitet die die Ausbreitung der Biegewelle innerhalb einer zweidimensionalen Struktur beschreiben. Im Vergleich zur SEA ist der Ansatz des Verfahrens so gewählt dass es die örtliche Verteilung der Schwingungsenergie auflösen kann, aber nicht ihre zeitliche Verteilung da mit einer zeitlichen Mittelung gearbeitet wird [18, 20]. Somit kann das Verfahren keine transienten Vorgänge abbilden und kein Zeitsignal generieren. Zudem werden die Strahlen nur anhand ihrer Länge terminiert. Des Weiteren werden mit dem Verfahren nur für sehr hohe Dämpfungen von $\eta_D > 0,01$ bis zu einer Frequenz von $5\,kHz$ gute Ergebnisse erzielt. Aber unabhängig davon ist die fehlende Möglichkeit zur Berechnung von Zeitsignalen für die gegebene Anwendung indiskutabel.

6.6. Anwendung der Methodik

Die Beschreibung von zweidimensionalen Strukturen durch eindimensionale Transmission-Lines führt zu großen Abweichungen gegenüber der Realität [92]. Deshalb ist die hier entwickelte strahlenbasierte Simulationsmethode für zweidimensionale Bauteile so wichtig für die

Betrachtung von Fahrzeugstrukturen.
Sie lässt sich zudem auf sehr viele verschiedene Arten von Wellen und Bauteilen anwenden. Dadurch dass der grundlegende Modellierungsansatz rein auf physikalischen und geometrischen Effekten beruht kann er für jede beliebige Wellenart in jedem beliebigen Ausbreitungsmedium angewendet werden, bei der gilt, dass Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel ist. Sind die relevanten Strahlen in Abhängigkeit der Abbruchbedingungen gefunden, so müssen nur alle physikalischen Effekte der entsprechenden Welle in die Simulation des einzelnen Strahls integriert werden. Zum Beispiel wäre mit den hier gezeigten Zusammenhängen sofort eine Simulation der Longitudinalwelle möglich, da sowohl die Dispersion als auch der 90 °-Phasensprung nicht benötigt werden und das Dämpfungsgesetz nur aus der Literatur angepasst werden muss.
Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt lässt sich die Methodik auf jedes ebene Bauteil, welches auch unendliche Abmessungen haben kann anwenden da hier die Strahlen einfach „weglaufen“. Zusätzlich ist es möglich die Methodik auf beliebig viele miteinander verbundene ebene Bauteile anzuwenden. Die Übergänge zwischen den Bauteilen werden einfach mit ihren entsprechenden Reflexions- und Transmissionspfaden abgebildet.
Das Verfahren lässt sich aber auch auf komplex geformte Blechbauteile anwenden die eine dreidimensionale Ausformung haben. Im Fall von gebogenen Bauteilen können diese abgewickelt werden und es ergibt sich somit wieder ein ebenes zweidimensionales Bauteil (Abbildung 6.9). Die Biegekanten müssen aber entsprechend ihrer komplexen Reflexions- und Transmissionsfaktoren integriert werden.
Bei tiefgezogenen Bauteilen ist ein Abwickeln nicht mehr möglich, das Bauteil muss aufgeschnitten werden um es zweidimensional modellieren zu können, dies führt zu Rändern die nicht mehr verbunden sind an denen aber trotzdem eine Transmission zu einem anderen Rand möglich ist. Das Programm muss mit einem entsprechend Übertrag der Strahlen die Zusammenhänge berücksichtigen und somit ist es möglich alle Blechbauteile innerhalb eines Fahrzeuges abzubilden.
Zudem ist es möglich diese strahlenbasierte Modellierung auch auf dreidimensionale Probleme wie etwa in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung anzuwenden, da auch dreidimensionale Strahlen Reflexions- und Abbruchbedingungen unterliegen, wodurch die Methodik direkt übernommen werden kann.

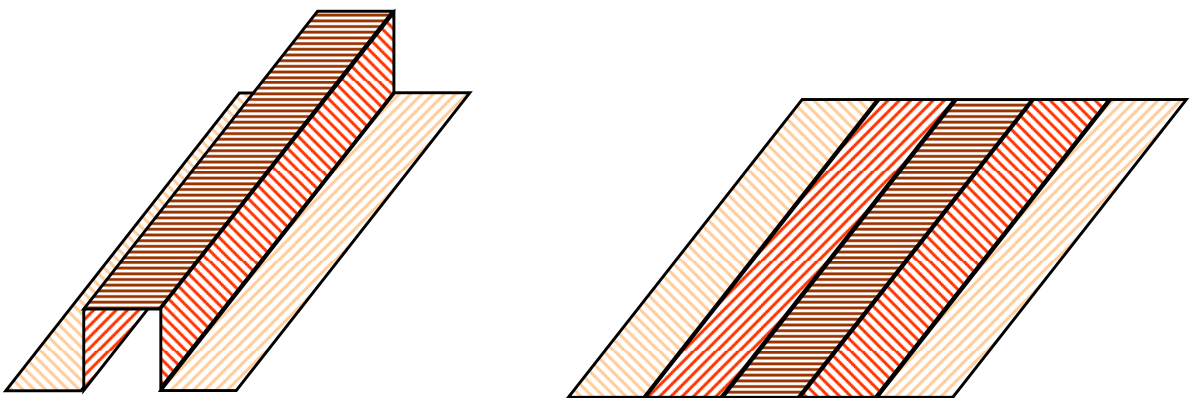

Abbildung 6.9.: Schematische Abwicklung eines dreidimensionalen Fahrzeugtunnels um mit der strahlenbasierten zweidimensionalen Methode simulieren zu können

Was wurde erreicht

Es wurde aufgezeigt welche grundlegenden Unterschiede zwischen eindimensionalen und zweidimensionalen Strukturen bestehen. Ausgehend hiervon gilt, dass eine zweidimensionale Simulation nicht einfach durch zwei eindimensionale senkrecht aufeinander stehende Transmission-Lines erfolgen kann. Hierzu ist theoretisch die Betrachtung von unendlich vielen Strahlen nötig. Zudem müssen die Energieverdünnung auf der Platte und die komplexeren Reflexions- und Transmissionsfaktoren integriert werden.
Diese unendlich vielen Strahlen konnten durch spezielle Abbruchbedingungen auf eine geringe Anzahl von Strahlen reduziert werden. Nur diese Strahlen müssen in der Simulation berücksichtigt werden, da nur sie einen Anteil am Signal an der Empfängerposition besitzen. Diese Vorgehensweise kann sehr gut anhand von Spiegelquellen dargelegt und für einfache Geometrien mit der gezeigten Methodik auch direkt umgesetzt werden. Für komplexere Strukturen wurden die Grundzüge je eines Programms zur Berechnung der Strahlen und der eigentlichen Ausbreitungssimulation angegeben. Hierbei wurden alle relevanten physikalischen Effekte und eventuelle numerische Ungenauigkeiten und ihre Vermeidung betrachtet.
Dieses Verfahren stellt klar eine Weiterentwicklung bzw. Alternative zu bestehenden Verfahren dar. Diese Verfahren sind aktuell nicht in der Lage bzw. werden nie in der Lage sein transiente hochfrequente Schwingungen in schwach gedämpften Strukturen zu simulieren.
Zudem konnte umrissen werden wie das Verfahren auch auf dreidimensional geformte Blechbauteile, wie sie typisch sind für Fahrzeugstrukturen und Kontinua erweitert werden kann.

7. Umsetzung des Verfahrens

Im Folgenden wird das in den vorangegangenen Kapiteln theoretisch entworfene Simulationsverfahren realisiert. Hierfür wird eine geeignete Software-Plattform gewählt und innerhalb der Umsetzung die Simulation aus den erläuterten Gründen zeitdiskret durchgeführt.
Zuerst wird die Ausbreitungsstrecke durch ihre beiden physikalischen Effekte Dispersion und Dämpfung aufgebaut. Dann wird der Übergang aus Reflexion und Transmission zusammengesetzt. Die physikalischen Effekte werden jeweils durch ihre Impulsantwort repräsentiert und über diskrete Filter in die Simulation integriert. Als Letztes wird ein Block zur Abbildung des Sensorverhaltens und der integrierten Signalverarbeitung mittels Filter erstellt und weitere nötige Blöcke kurz dargestellt.

7.1. Allgemeine Programmeigenschaften

Als Umgebung für den Aufbau des Programms wird SCILAB bzw. SCICOS verwendet [17, 56, 179, 180]. Die komplette Realisierung kann auch in ähnlichen Programmen, wie etwa MATLAB und SIMULINK [3, 57, 73, 118] erfolgen.
SCILAB ist eine sehr flexible und effiziente Programmierumgebung für technisches und wissenschaftliches numerisches Rechnen und entsprechende Datenanalyse und -darstellung. Es besteht aus einer Hochsprache für die Programmierung und einem Interpreter der die einzelnen Befehle die in der Hochsprache eingegeben werden direkt umsetzt. So muss nicht erst das komplette Programm fertig gestellt und kompiliert werden, sondern es kann direkt und intuitiv gearbeitet und die Zwischenergebnisse können jederzeit angesehen werden. Das Programm ist als so genannte „Open-Source-Software“ kostenlos verfügbar [161] und darf beliebig eingesetzt werden.
Im Rahmen des SCILAB-Programmpaketes steht eine spezielle Umgebung für die Simulation hybrider Systeme zur Verfügung [17, 56]. Diese Umgebung wird als SCICOS (SCILAB Connected Object Simulation) bezeichnet und ermöglicht die Modellierung und Untersuchung von gemischten diskreten und kontinuierlichen (hybriden) Systemen. Sie besitzt den Vorteil, dass die Modelle sehr einfach und intuitiv innerhalb einer graphischen Oberfläche erstellt werden können. Das Modell besteht aus Blöcken die einzelne Systeme oder Funktionen repräsentieren. Der Signalfluss erfolgt entlang von Pfeilen die die Blöcke verbinden. Zusätzlich zum eigentlichen Gesamtsystem gibt es noch Steuersignale die die einzelnen Blöcke aktivieren. Um bei großen Systemen die Übersichtlichkeit zu gewährleisten können beliebige Bereiche des Modells in einem Superblock zusammengefasst werden.

7.2. Ausbreitungsblock

Durch eine einfache Reihenschaltung des folgenden Dispersions- und Dämpfungsblockes ergibt sich die komplette Modellierung der Ausbreitungsstrecke.

Dispersion

Wie gezeigt kann die zeitliche Realisierung der Dispersion mittels der entwickelten Impulsantwort über eine Faltung mit dem Eingangssignal realisiert werden.
Für eine Implementierung innerhalb Scicos erfolgt die Faltung nicht nach Gleichung (5.1) sondern wird mittels der diskreten Faltung [54, 86, 157] realisiert

$$y[n] = x[n] * h[n] = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x[i] \cdot h[n-i] = \sum_{i=-\infty}^{\infty} h[i] \cdot x[n-i] \tag{7.1}$$

Da die entwickelte Impulsantwort der Dispersion kausal und durch die eingeführte Fensterung zudem endlich ist, lässt sich die diskrete Faltung direkt mittels eines FIR-Filters (Finite Impulse Response) implementieren da die Koeffizienten eines endlichen und kausalen FIR-Filters direkt den Werten der Impulsantwort entsprechen [71, 131, 142]. Dies beruht darauf, dass ein diskretes kausales Filter die allgemeine Übertragungsfunktion

$$\mathcal{H}(z) = \frac{\sum_{i=0}^{N_b} b_i \cdot z^{-i}}{1 + \sum_{i=1}^{N_a} a_i \cdot z^{-i}} \tag{7.2}$$

besitzt, wobei für ein nichtrekursives System für alle Koeffizienten $a_i = 0$ gilt und somit die Übertragungsfunktion gleich

$$\mathcal{H}(z) = \sum_{i=0}^{N} b_i \cdot z^{-i} \tag{7.3}$$

ist. Wird die Impulsantwort durch eine inverse z-Transformation [52, 178] gewonnen so ergibt sich

$$y[n] = \sum_{i=0}^{N} b_i \cdot x[n-i] \tag{7.4}$$

wodurch mit Gleichung (7.1) sofort zu erkennen ist, dass die Koeffizienten b_i der Übertragungsfunktion gleich der Werte der diskreten Impulsantwort $h[n]$ sind, wobei diese noch normiert werden müssen. Dieses Ergebnis ergibt sich durch die bei kleiner werdendem Zeitschritt steigende Zahl von Stützstellen die in der diskreten Realisierung die kontinuierliche Impulsantwort abbilden und bei der Summierung innerhalb der Faltung zu hohe Amplituden liefern. Um diese Amplitudenüberhöhung zu kompensieren müssen alle Koeffizienten der diskreten Impulsantwort mit dem Zeitschritt multipliziert oder durch die Abtastfrequenz geteilt werden.
Neben der direkten Implementierung der Faltung besitzt das FIR-Filter auch noch den Vorteil, dass es immer stabil und weniger anfällig gegen Rundungsfehler ist als ein IIR-Filter (Infinite Impulse Response) [71, 142].
Die konkrete Umsetzung erfolgt mittels des in Abbildung 7.1 gezeigten FIR-Blocks, der seine Koeffizienten, also die Impulsantwort der Dispersion, aus dem *Context* einliest. Der *Context* ist eine spezielle Programmierebene die jedes Scicos-Subsystem besitzt, in der direkt mit den Scilab-Befehlen Berechnungen durchgeführt werden können. In diesem Fall erfolgt die in Kapitel 5.3 gezeigte Berechnung und Fensterung der Dispersionsimpulsantwort.

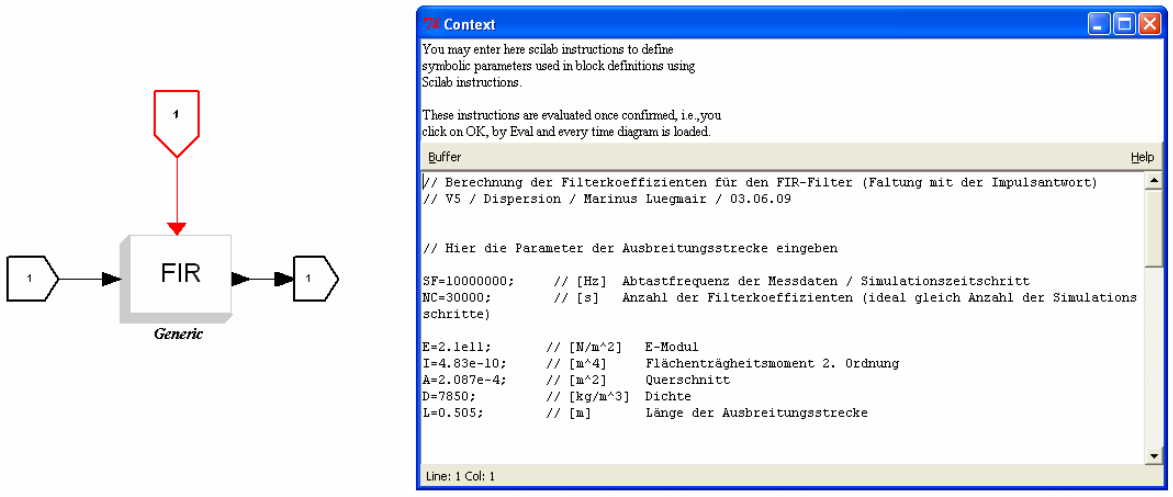

Abbildung 7.1.: Realisierung der Faltung mit der Impulsantwort durch ein diskretes FIR-Filter (links) und Berechnung der Koeffizienten im *Context* (rechts)

Dämpfung

Die Dämpfung der Ausbreitungsstrecke kann entsprechend der Untersuchungen in Kapitel 5.3 entweder durch einen konstanten Mittelwert beschrieben werden oder durch die genaue frequenzabhängige Dämpfung.
Im genäherten Fall wird das eingehende Signal durch einen entsprechenden Standardblock mit dem Mittelwert multipliziert und so die Amplitude gedämpft. Bei der exakten Realisierung wird analog zur Dispersion eine Faltung mit der Impulsantwort der Dämpfungsfunktion durchgeführt.

7.3. Aufbau des Übergangsblocks

Der Übergangsblock für den zweiseitigen Übergang ist in Abbildung 7.2 dargestellt, wobei dieser aus der Verknüpfung zweier einseitiger Übergänge (Abbildung 7.3) besteht.
Diese wiederum sind aus Reflexion, Transmission und dem eventuellem 90°-Phasensprung zusammengesetzt welche im Folgenden erläutert werden.

Reflexion

Die Reflexion wird beim Übergang von Balken auf Balken durch einen (siehe Kapitel 5.4) über der Frequenz konstanten Faktor beschrieben. Hierzu wird das Eingangssignal (in Abbildung 7.3 von links kommend) mit dem entsprechenden Faktor (Block *Reflexionsfaktor*) multipliziert und als reflektierter Teil aus dem Subsystem ausgegeben (unterer Pfad).
Ein eventuell bekannter frequenz- und winkelabhängiger Reflexionsfaktor kann mittels Faltung (analog zu Kapitel 7.2) realisiert werden.

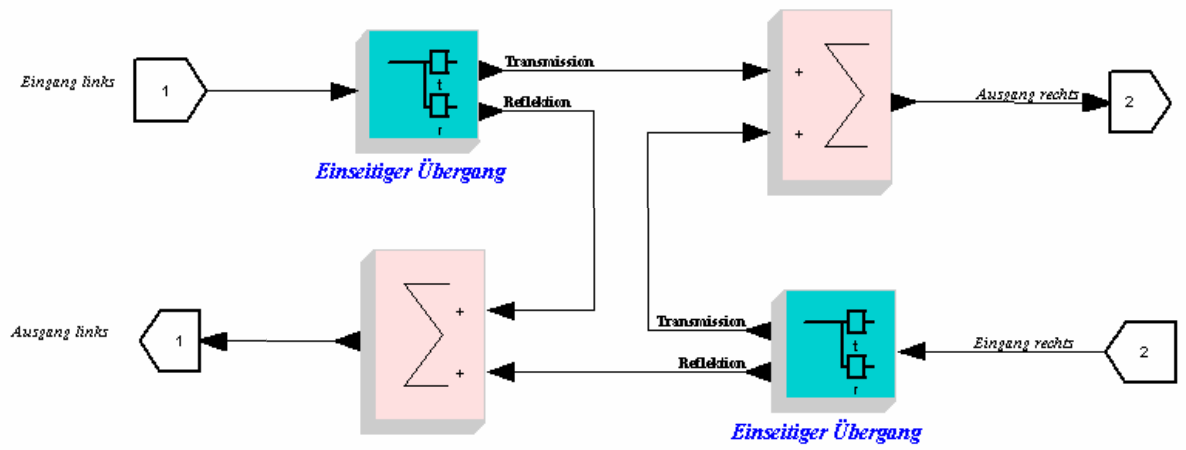

Abbildung 7.2.: Substruktur des Übergangsblocks für einen beidseitigen Übergang (Der verwendete einseitige Übergang findet sich in Abbildung 7.3)

90 °-Phasensprung

Die in Kapitel 5.4 eingeführte Hilberttransformation lässt sich in der Simulation über eine zeitdiskrete Umsetzung realisieren. Diese Realisierung wird als Hilbertfilter [40, 53, 81, 141] oder 90 °-Phasenschieber [62, 71, 141] bezeichnet .
Die diskrete Hilberttransformation ergibt sich durch den Übergang von der Funktion $f(t)$ auf

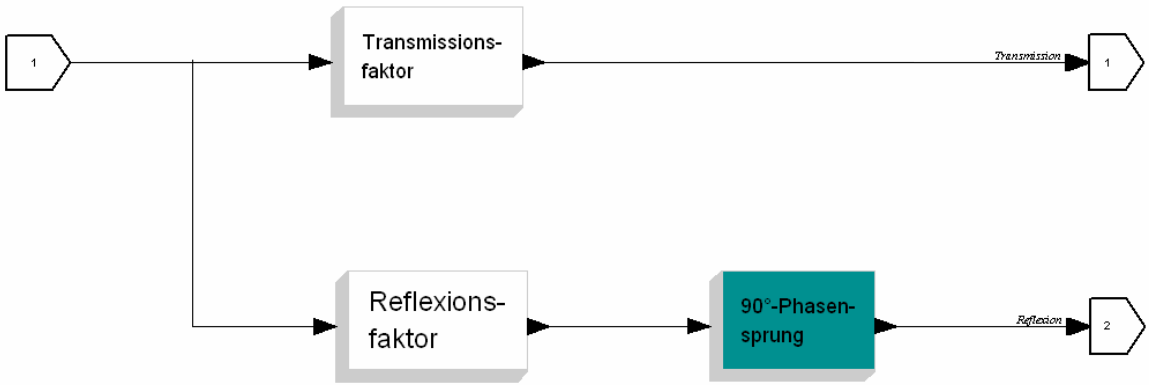

Abbildung 7.3.: Substruktur des Übergangsblocks für einen einseitigen Übergang und zugleich Substruktur der 2. Ebene des beidseitigen Übergang

die Folge $f[n]$ und den entsprechenden Übergang vom Integral zur Summe

$$\mathfrak{H}_D\{f[n]\} = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-\infty;\ m\neq n}^{\infty} \frac{f[m]}{n-m} \tag{7.5}$$

mit der Impulsantwort

$$h[n] = \frac{1-\cos(\pi\cdot n)}{\pi\cdot n} = \frac{2}{\pi}\frac{\left(\sin\left(\frac{\pi\cdot n}{2}\right)\right)^2}{n} \tag{7.6}$$

wobei $h[n] = -h[-n]$ gilt.
Da eine Summierung über eine unendliche Folge nicht realisierbar ist muss die Summe vorher abgebrochen und die Anzahl der Filterkoeffizienten auf $2\,N$ beschränkt werden

$$\mathfrak{H}_D\{f[n]\} = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-N;\ m\neq n}^{N} \frac{f[m]}{n-m} \tag{7.7}$$

Zudem ist die Impulsantwort des Hilbertfilters akausal, so dass eine kausale Realisierung nur möglich ist, wenn die Impulsantwort (bei symmetrischem Aufbau des Filters) um N verzögert wird, wodurch sich für den Filter

$$\mathfrak{H}_D\{f[n]\} = \frac{1}{\pi} \sum_{m=-N;\ m\neq n}^{N} \frac{f[m]}{n-N-m} \tag{7.8}$$

ergibt, bzw. für die Impulsantwort

$$h[n] = \frac{2}{N}\left(sin\left(\frac{\pi(n-i)}{2}\right)\right)^2 cot\left(\frac{\pi(n-i),}{2}\right) \tag{7.9}$$

Durch die Beschneidung der Impulsantwort bzw. der Filterkoeffizienten und ihre Verschiebung ergibt sich in Abhängigkeit von der Koeffizientenanzahl (Abbildung 7.4) ein Fehler in der

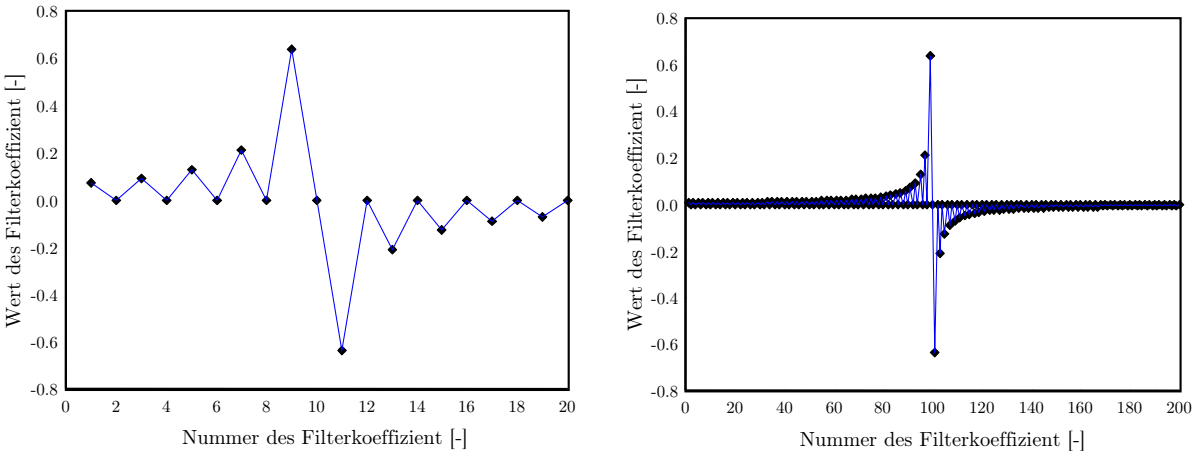

Abbildung 7.4.: Diskrete Impulsantwort bzw. Filterkoeffizienten des diskreten Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten (links) und mit 200 Koeffizienten (rechts)

Darstellung der Hilberttransformation. Hierbei muss zwischen Fehlern in der Amplitude, der Phase und der Dynamik unterschieden werden.
Bei der Amplitude ist das Ziel ein konstanter Amplitudengang mit dem Wert 1 um den Allpasscharakter der reinen Phasenverschiebung möglichst gut zu realisieren. Hierbei führt eine geringe Anzahl an Koeffizienten zu einer schlechten Näherung der Amplitude, da sie erst bei hohen Frequenzen die 1 erreicht und lange um diese pendelt. Mit steigender Anzahl der Koeffizienten ergibt sich bereits bei niedrigen Frequenzen eine gute Näherung der Sollamplitude und auch das Pendeln klingt schneller ab (Abbildung 7.5).
Entsprechend ist es bei der Phase das Ziel den idealen 90 °-Phasenschieber zur realisieren. Hierbei hat die Anzahl der Koeffizienten einen geringeren Einfluss auf die Phasennäherung (Abbildung 7.6), lediglich die Frequenz bei der das Phasenmaximum von annähernd 90 ° erreicht wird sinkt mit der Anzahl der Koeffizienten. Einen größeren Einfluss hat die Bandbreite des Filters, also die Abtastrate. Wie in Abbildung 7.6 zu sehen ist verschiebt sich die Phasennäherung im gewünschten Bereich mit der Nyquistfrequenz welche entsprechend gewählt werden muss. Zudem steigt die Phase umso schneller je geringer die Nyquistfrequenz ist. Der gleiche Effekt ergibt sich bei hoher Anzahl an Koeffizienten, da die Totzeit die für die Phasenabweichung verantwortlich ist mit der Zahl der Koeffizienten bzw. deren zeitlichem Abstand steigt. So ist es nur möglich schmale Frequenzbänder gut zu nähern und Frequenzbänder die bei $0\,Hz$ beginnen können nie gut angenähert werden.
Bei der Dynamik bzw. dem Einschwingverhalten ist für transiente Signale zudem wichtig, dass das Hilbertfilter so schnell wie möglich auf eine Änderung des Signals reagiert und somit möglichst schnell das phasenverschobene Signal ausgibt. Dies wird umso besser erreicht, je weniger Koeffizienten verwendet werden (Abbildung 7.7) da somit die Totzeit durch die Koeffizientenverschiebung minimal ist und schnell der Koeffizientenbereich mit dem größten Gewicht bei der Faltung in der Mitte der Impulsantwort erreicht wird.
So lässt sich ein Hilbertfilter mit optimalen Eigenschaften für die hier geforderte Anwendung innerhalb des Frequenzbereiches von $5 - 20\,kHz$ realisieren (Abbildung 7.8). Dieser Block ist ein Teil des Reflexionspfads (Abildung 7.3 90°-*Phasensprung*).

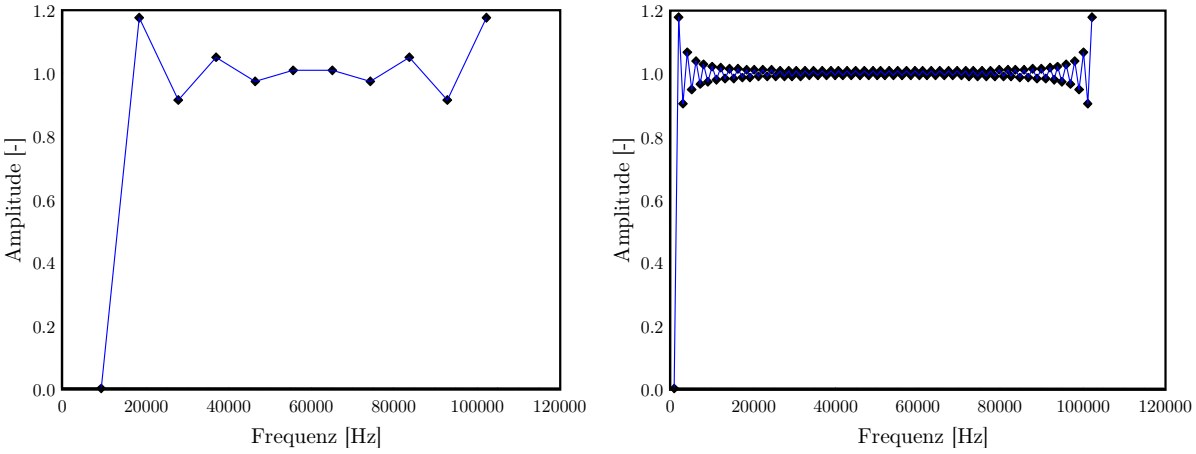

Abbildung 7.5.: Vergleich des Amplitudengangs eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten und schlechter Amplitudennäherung (links) und eines Hilbertfilters mit 200 Koeffizienten und guter Amplitudennäherung (rechts)

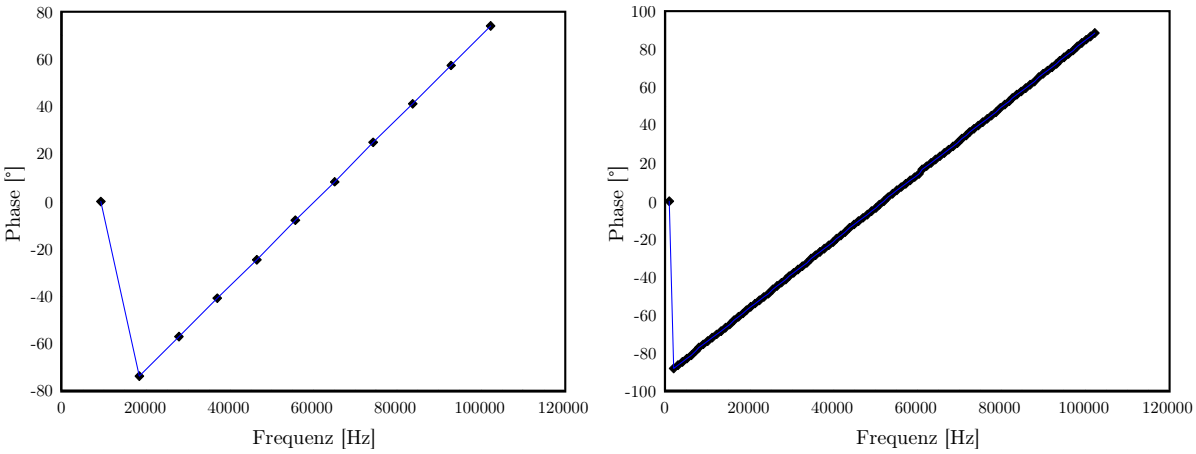

Abbildung 7.6.: Vergleich des Phasengangs eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten (links) und eines Hilbertfilters mit 200 Koeffizienten (rechts)

Transmission

Die Integration der Transmission erfolgt analog zur Reflexion durch eine Multiplikation des Eingangssignals (in Abbildung 7.3 von links kommend) mit dem Transmissionsfaktor (Block *Transmissionsfaktor*) und ergibt das in das nächste Bauteil bzw. in die nächste Ausbreitungsstrecke weitergeleitete Signal (oberer Pfad nach rechts laufend).
Ein winkelabhängiger Transmissionsfaktor kann ebenfalls durch eine einfache Multiplikation mit dem entsprechenden Wert für jeden gegebenen Winkel integriert werden. Ein eventuell berechneter oder gemessener frequenzabhängiger Transmissionsfaktor kann in gezeigter Weise mittels diskreter Faltung durch das FIR-Filter (Kapitel 7.2) realisiert werden.

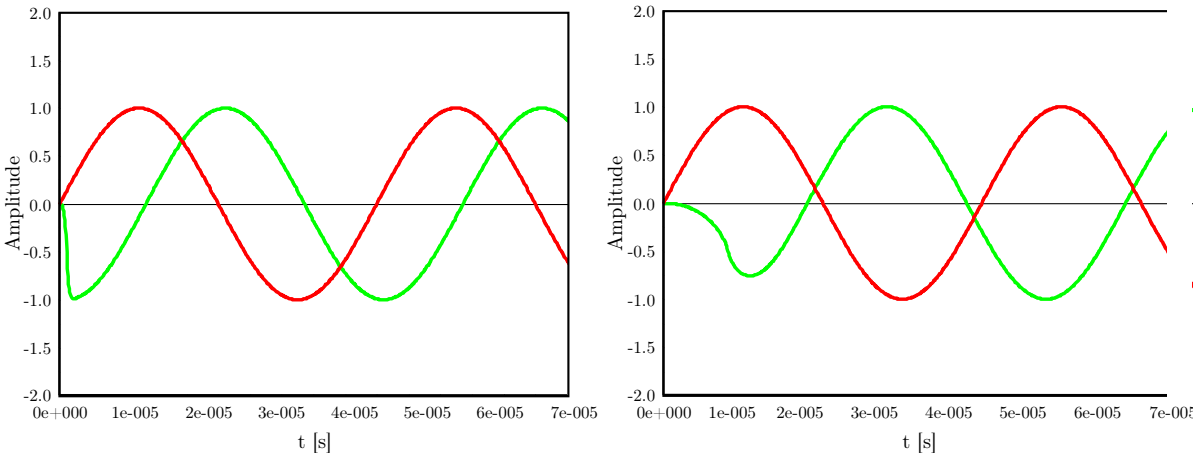

Abbildung 7.7.: Vergleich der Einschwingdynamik eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten und schnellem Einschwingen (links) und eines Hilbertfilters mit 200 Koeffizienten und langsamem Einschwingen (rechts); zudem ist der Phasenfehler mit steigender Totzeit bei steigender Koeffizientenzahl erkennbar

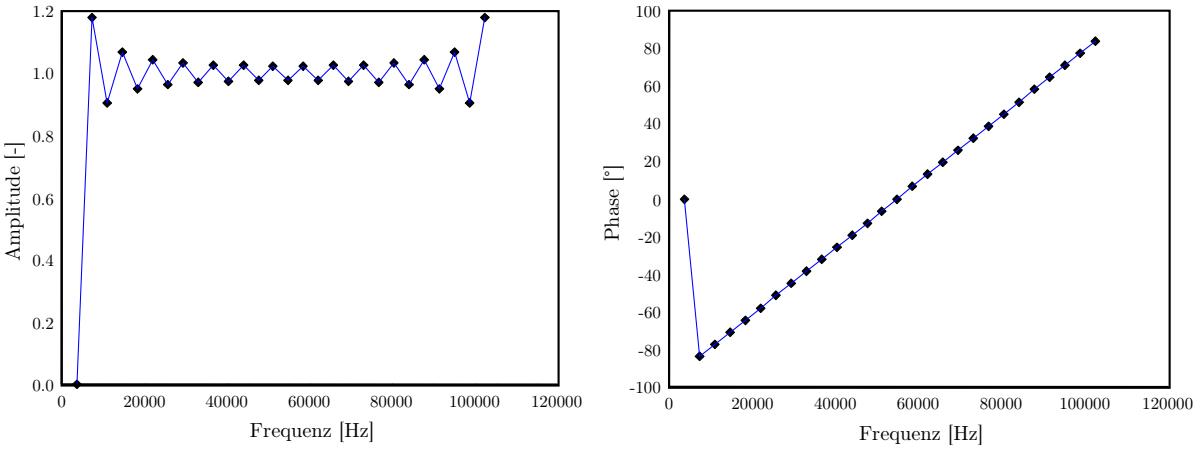

Abbildung 7.8.: Amplituden- und Phasengang des gewählten Hilbertfilters mit 56 Koeffizienten und bester Näherung im Frequenzbereich $5 - 20\,kHz$

7.4. Block für Sensorverhalten und Signalverarbeitung

Zur Beachtung des Sensorverhaltens müssen die grundlegenden Eigenschaften des Sensors implementiert werden. Diese Eigenschaften können zum Beispiel ein Hochpassverhalten sein, das dadurch entsteht, dass der Sensor keine konstanten oder sehr niederfrequenten Beschleunigungen erfassen kann. Am anderen Ende des Frequenzbereichs wäre es zudem möglich dass der Sensor eine Resonanz besitzt oder dieser Bereich explizit stark gedämpft wird. Diese frequenzselektiven Eigenschaften lassen sich am besten durch klassische Filterfunktionen wie etwa das Butterworth-Filter realisieren [71, 131]. Für die Realisierung in Scicos ist die flexibelste und effektivste Variante die Verwendung eines IIR-Filters. Hierzu wird der allgemeine Block für eine diskrete Übertragungsfunktion nach Gleichung (7.2) verwendet. Die entsprechenden Koeffizienten lassen sich (wie in Abbildung 7.1) innerhalb des *Context* für das Subsystem über die Scilab-Funktion *iir* berechnen. Durch die Implementierung über diese Funktion lässt sich innerhalb des *Context* durch einfache Anpassung der Variablen das Filter beliebig einstellen.
Die im CISS-Sensor integrierte Verarbeitung besteht aus einem Hochpass und einer anschließenden Tiefpassfilterung. Dies könnte völlig äquivalent auch durch einen Bandpass realisiert werden. Von dem verbleibenden Signal wird anschließend der Betrag gebildet und das resultierende Signal abermals tiefpassgefiltert (Abbildung 7.9).
Durch die beschriebenen Blöcke lässt sich die Sensor- und Signalverarbeitungskette realisieren.

7.5. Vollständige Simulationsumgebung

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Blöcke ergeben, zusammen mit einigen anderen Blöcken die für grundlegende bzw. zusätzliche Funktionen zuständig sind, die vollständige Simulationsumgebung. Diese ist als spezielle *Palette* für Scicos implementiert (Abbildung 7.10). Somit kann eine Simulation durch einfaches Anwählen der einzelnen Blöcke schnell und intuitiv erstellt werden. Anschließend müssen für die einzelnen Blöcke lediglich die Parameter eingegeben und die Simulation gestartet werden.
Die zusätzlichen noch nicht erläuterten Blöcke sind:

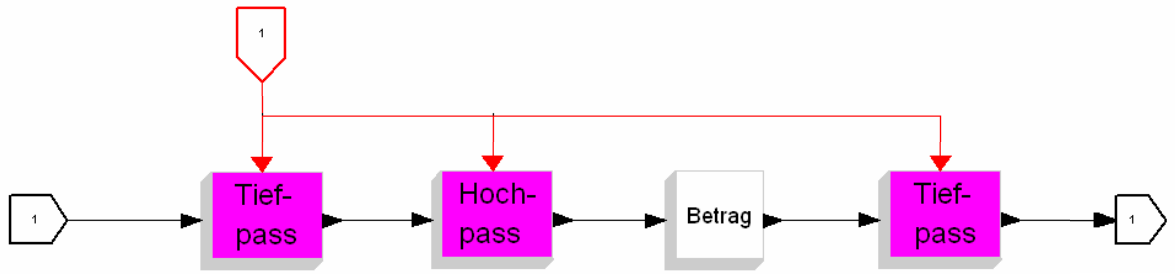

Abbildung 7.9.: Realisierung der Sensoreigenschaften und der Signalverarbeitung des CISS-Sensor in SCICOS (Subsystem des CISS-Blocks in Abbildung 7.10)

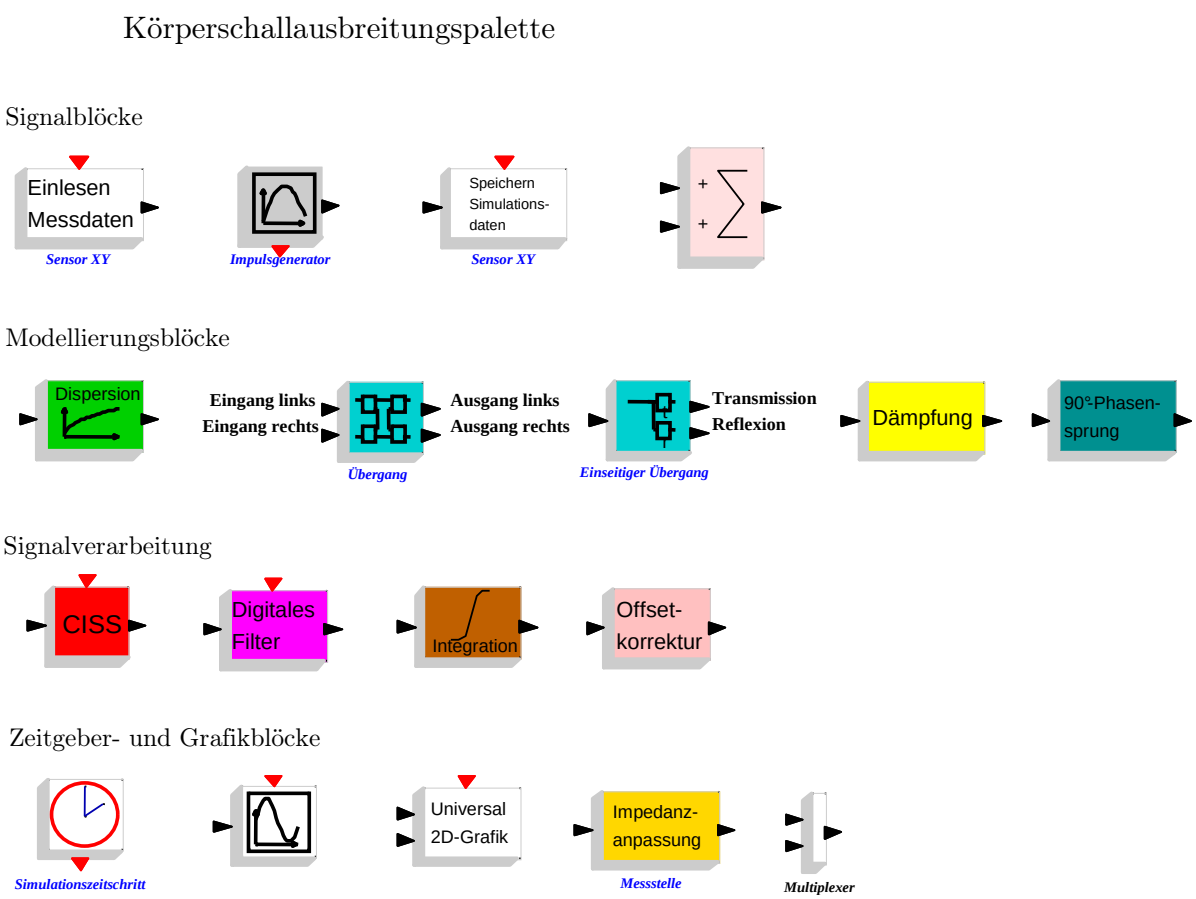

Abbildung 7.10.: Vollständige Block-Bibliothek (*Palette*) für die Simulation der CISS-Sensorsignale in SCICOS

- **Einlesen Messdaten** zur Importierung gemessener oder anderweitig simulierter Daten
- **Impulsgenerator** zur einfachen parametrisierten Nachbildung von Modalhammer- und Impulsgeneratoranregungen
- **Speichern Simulationsdaten** zum Ablegen simulierter Signale
- **Summe** zur linearen Superposition mehrerer Signale
- **Digitales Filter** zur Realisierung beliebiger Tief-, Hoch- und Bandpässe nach verschiedenen Filterkonstruktionen (wird auch im CISS-Block verwendet)
- **Integration** der Sensordaten als klassisches Kriterium innerhalb der Crasherkennung
- **Offsetkorrektur** zur Entfernung eventueller konstanter Offsets bei Messdaten
- **Simulationszeitschritt** zur Vorgabe des konstanten Zeitschrittes der zur Synchronisation von Messdaten und diskreten Blöcken nötig ist
- **Grafiken** zur direkten Darstellung von eingelesenen und simulierten Signalen
- **Impedanzanpassung** zur Einbeziehung der Punktimpedanz bei Kraftanregung und Simulation von Beschleunigungssignalen
- **MUX** (Multiplexer) zum plotten mehrerer Signale in eine Grafik

Was wurde erreicht

Es wurde ein geeignetes Programm zur diskreten Umsetzung der Simulation gefunden. Dieses Programm kann äußerst einfach und übersichtlich zur Implementierung der gezeigten mathematischen Modelle verwendet werden.
Die Dispersion als wichtigster Effekt wurde durch die diskrete Faltung des jeweiligen Eingangsignals mit ihrer Impulsantwort umgesetzt. Hierzu wurde ein diskretes FIR-Filter verwendet dessen Koeffizienten gleich den Werten der Impulsantwort sind. Diese Methode kann für alle anderen Effekte eingesetzt werden da beliebige Impulsantworten als Filterkoeffizienten möglich sind und die Faltung direkt realisiert wird.
Der 90 °-Phasensprung, der nur bei der Biegewelle auftritt, wurde als diskretes Hilbertfilter in Analogie zur Dispersion realisiert. Wobei hier ein großes Augenmerk auf die optimale Koeffizientenzahl gelegt wurde, da die diskrete, endliche und kausale Umsetzung der Hilberttransformation zu Fehlern in Amplitude, Phase und Dynamik führt welche von der Koeffizientenzahl abhängen.
Zur besseren Übersichtlichkeit der Simulationen wurden Superblöcke aufgebaut die mehrere Effekte, z.B. zu einem Übergang zusammenfassen. Mit solch einem Superblock wurde auch die Filterkette der CISS-Signalverarbeitung innerhalb des Sensors umgesetzt die zur Bildung der CISS-Einhüllenden in der Simulation benötigt wird. Abschließend wurden mehrere Blöcke die zum kompletten Aufbau einer Simulation benötigt werden, bzw. diesen vereinfachen und zusätzliche Signalverarbeitung ermöglichen aufgebaut und kurz erläutert.
Die beschriebenen Blöcke stellen die gesamte Simulationsumgebung dar.

8. Validierung des Verfahrens

Um die Gültigkeit des entwickelten Simulationsverfahrens zu zeigen werden reale Strukturen verschiedener Komplexität bezüglich ihres Körperschallausbreitungsverhaltens vermessen (analog zur in Anhang A gezeigten Messmethodik) und dieselben Strukturen simuliert. Somit können anschließend die berechneten Signale mit den gemessenen verglichen und das Verfahren auf seine Genauigkeit hin untersucht werden.
Begonnen wird mit einem einfachen Balken um die Dispersion als wichtigsten Effekt abzusichern. Anschließend wird die in Kapitel 6 behandelte Platte simuliert und mit einer Messung verglichen. Abschließend erfolgt die Simulation eines Fahrzeugtunnels als Bauteil mit dem größten Einfluss auf das Körperschallsignal im Fahrzeug.

8.1. Überprüfung der Dispersion

Da die Dispersion den wichtigsten Effekt bei der eindimensionalen Wellenausbreitung darstellt wird sie in einem gesonderten Versuch unabhängig von den anderen Effekten untersucht. Dies ist nur möglich wenn die Reflexion der Biegewelle unterbunden wird. Theoretisch lässt sich dies erreichen in dem ein halbunendlicher Balken an seinem Ende angeregt wird [24, 38]. Praktisch lässt sich der halbunendliche Balken dadurch realisieren, dass ein Balken verwendet wird, dessen Länge ausreicht, dass die reflektierte Welle nicht mehr innerhalb der Messdauer zurückkommt. Da hierfür sehr lange Balken nötig sind ($> 10\,m$) ist es einfacher die Reflexion zu unterdrücken in dem der Balken in Sand gelagert wird (Abbildung 8.1). Der Sand dämpft die Wellen innerhalb des Balkens so stark dass sie bereits nach sehr kurzer Distanz völlig verschwunden sind und somit diese Lagerung nicht mehr als reflektierte Welle verlassen [24, 47, 124].
Durch die Anregung am einen und die Sandlagerung am anderen Ende ergibt sich als Resultat nur eine einzige Welle die vom Anregungspunkt in die Sandbettung hinein läuft. Als Anregung wurde ein Impulshammer verwendet der für den betrachtet Frequenzbereich den Dirac-Impuls mit ausreichender Güte nähert. Als Eingangssignal für die Simulation wurde das Beschleunigungssignal eines Sensors in unmittelbarer Nähe des Anregungspunktes verwendet und als

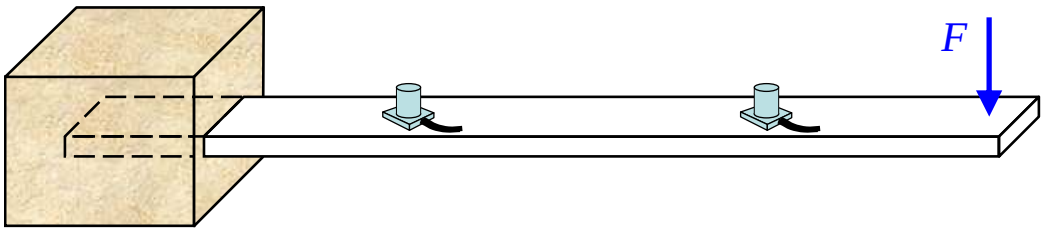

Abbildung 8.1.: Versuchsaufbau mit einem durch Sandbettung realisierten halbunendlichen Balken zur Messung des Dispersionseffekts ohne überlagerte Effekte

Ausgangssignal die Beschleunigung in 500 mm Entfernung.
Für die Simulation wurde das Eingangssignal lediglich im Zeitbereich mit der Impulsantwort der Dispersion für den Balken gefaltet, wie in Kapitel 5.3 bzw. 7.2 erläutert.
Der Vergleich des simulierten und des gemessenen Signals findet sich in Abbildung 8.2. Hier zeigt sich die hervorragende Übereinstimmung zwischen Versuch und Simulation für die Dispersion. Lediglich der frühe hochfrequente Signalanteil aus der Longitudinalwelle (höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit als die Biegewelle) wird nicht abgebildet, was aber auch nicht Ziel der Simulation ist, da der Fokus auf der Biegwelle liegt. Das gemessene Signal wird zusätzlich durch ein Rauschen überlagert, welches die Simulation nicht mit erzeugt.
Somit kann der entwickelte Dispersionsblock ohne Fehler für die Abbildung der Dispersion genutzt werden.

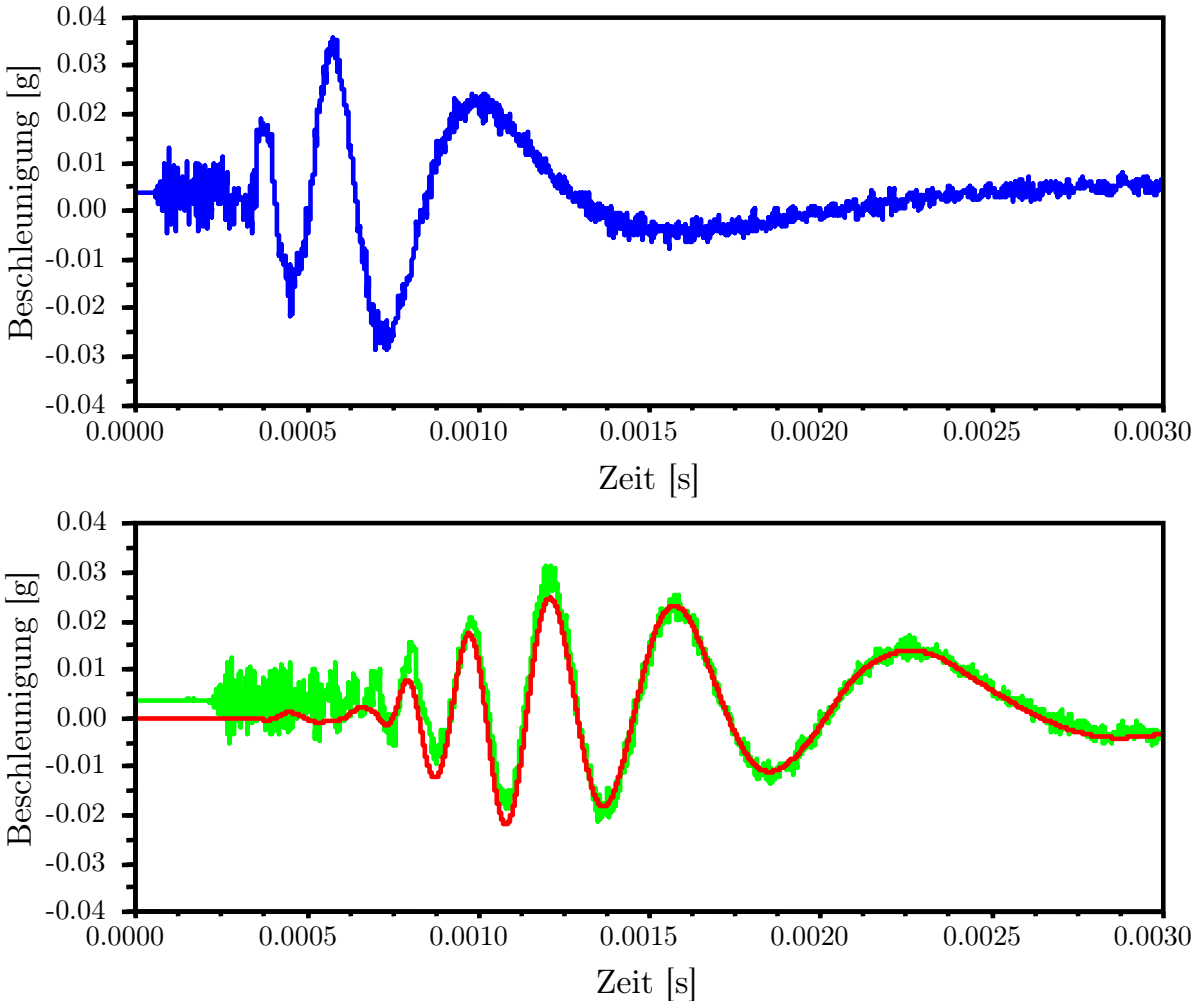

Abbildung 8.2.: Gemessenes Eingangssignal für die Simulation (blau) in der Nähe der Anregung und für einen Punkt 500 mm davon entfernt die gemessene Beschleunigung (grün) sowie das simulierte Signal (rot) mit sehr guter Übereinstimmung

8.2. Validierung der zweidimensionalen Modellierung

Um die in Kapitel 6 eingeführte Erweiterung der Transmission-Line-Methode für Biegewellen auf zweidimensionale Strukturen zu validieren wird eine halbunendliche Platte verwendet.
Diese Platte ist in Abbildung 8.3 schematisch dargestellt. Sie ist 250 mm breit, 1 mm dick und unendlich lang (innerhalb der Messung erneut über eine Sandbettung realisiert) damit die Anzahl der relevanten Strahlen gering gehalten wird. Dadurch kann mit geringem Aufwand die entsprechende Simulation erstellt werden. Der Abstand zwischen Quelle und Empfänger beträgt 300 mm und der von Quelle zum Rand 50 mm, zusätzlich sitzen Quelle und Empfänger auf der Symmetrieachse.
Für die Simulation wurden alle Strahlen der 2. Ordnung und der kürzeste Strahl der 3. Ordnung berücksichtigt, wodurch ein Modell mit 10 Strahlen entsteht. Diese Strahlen sind in Abbildung 8.3 zu sehen. Hier ist auch zu erkennen, dass bis auf den Strahl 0. Ordnung und den am linken Rand reflektierten Strahl der 1. Ordnung, alle Strahlen aufgrund der Achsensymmetrie des Bauteils zweimal auftreten und somit durch das Superpositionsprinzip nur einmal modelliert aber mit doppelter Amplitude simuliert werden müssen. Somit ergibt sich das in Abbildung 8.4 dargestellte Simulationsmodell mit den entsprechenden Blöcken aus Kapitel 7.
Die Blöcke eines Strahls sind jeweils in einem Superblock zusammengefasst um das Modell übersichtlich zu gestalten. Beispielhaft ist in Abbildung 8.5 die konkrete Umsetzung des Strahls 1. Ordnung der am linken Rand gespiegelt wird zu sehen. Der Aufbau erfolgt analog zur physikalischen Ausbreitung des Strahls. Zuerst wird das Anregungssignal durch die Dispersion der kurzen Strecke bis zum Rand verändert, dort um 90 °-phasenverschoben und dann auf der Strecke zum Ziel erneut durch die Dispersion verändert (Die Dämpfung wurde der Übersichtlichkeit halber nicht modelliert). Alle anderen Strahlen sind analog hierzu aufgebaut, nur der Strahl 0. Ordnung ist einfacher aufgebaut da er lediglich aus einem reinen Dispersionsblock besteht.

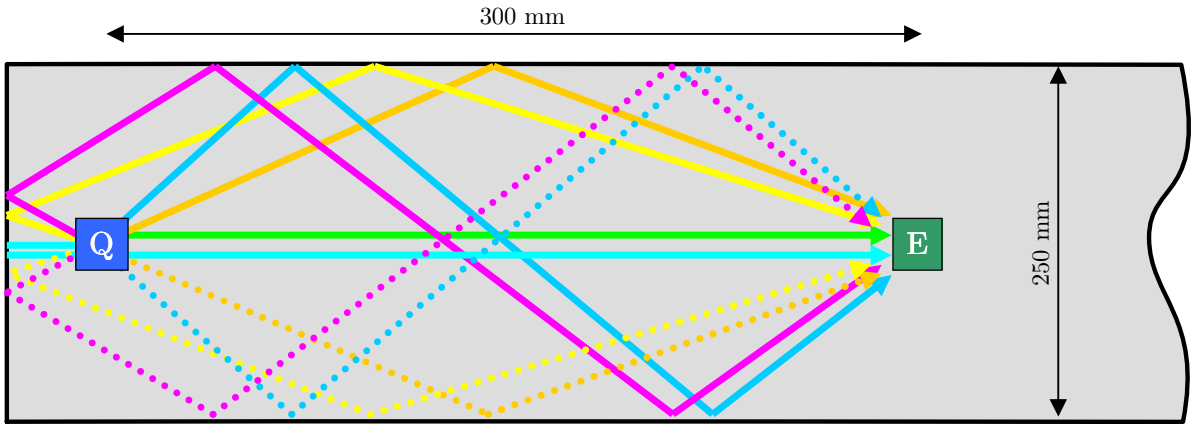

Abbildung 8.3.: Schematische Darstellung der Validierungsgeometrie für die strahlenbasierte zweidimensionale Modellierung inklusive der in der Simulation berücksichtigten Strahlen

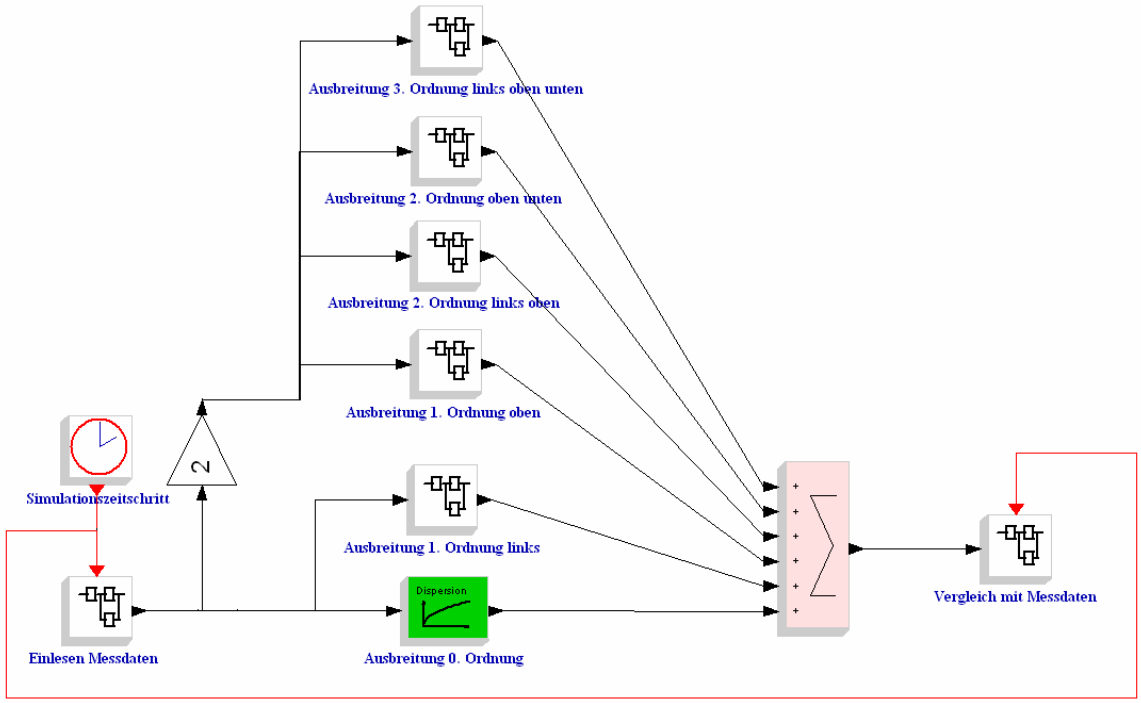

Abbildung 8.4.: Simulationsmodel für die halbunendliche Platte aus Abbildung 8.3 mit Betrachtung der ersten zehn relevanten Strahlen

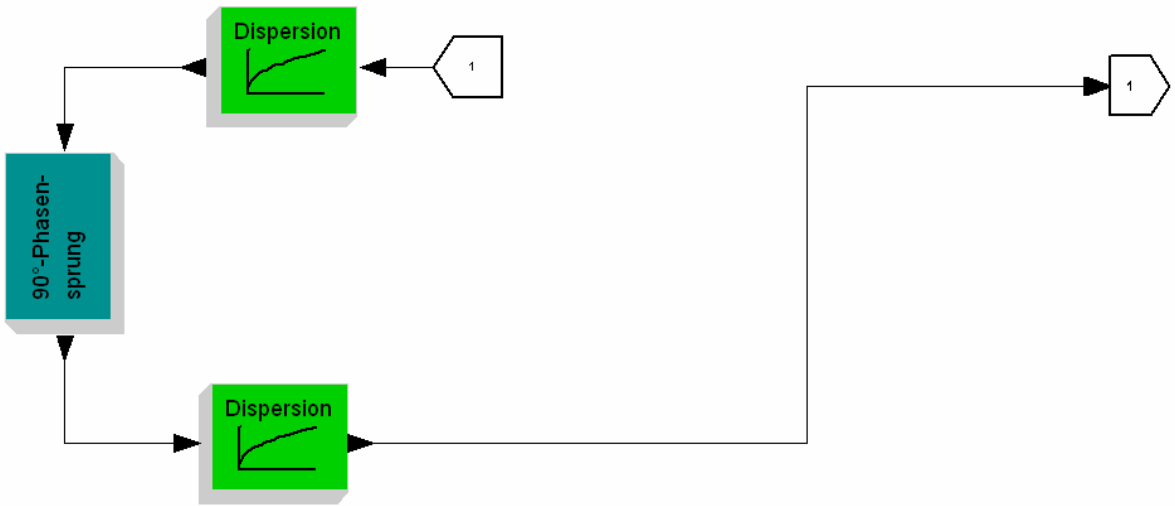

Abbildung 8.5.: Umsetzung der Ausbreitungseffekte des Strahls 1. Ordnung im Simulationsprogramm entsprechend der realen Ausbreitung

Mit dem gezeigten Simulationsmodel in dem alle Parameter entsprechend den Kapiteln 5 und 6 eingegeben wurden, ergibt sich das in Abbildung 8.6 gezeigte Ergebnis, welches zum Vergleich direkt mit dem gemessenen Signal für die ersten Millisekunden aufgetragen wurde. Für eine längere Berechnung des Signals müssten lediglich mehr Strahlen in die Simulation integriert werden (Entsprechend der Abbruchbedingung *Laufzeit*). Die zugehörige Darstellung der CISS-Einhüllenden und ihrer Integration findet sich in Abbildung 8.7.
An den hier gezeigten Simulationsergebnissen ist sehr gut die Leistungsfähigkeit des Simulationsverfahrens zu erkennen. Im Rohsignal ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung von Messung und Simulation, lediglich leichte Phasenfehler führen zu Abweichungen. Diese Abweichung ist in der Anfangsphase sehr gering und steigt am Ende der Simulationszeit, da hier bereits langsam der Einfluss nicht mehr betrachteter Strahlen zum Tragen kommt. Doch das Grundverhalten des Signals wird hervorragend wiedergegeben, was vor allem in der Einhüllenden zu erkennen ist. Hier werden die für die Crasherkennung wichtigen Werte wie der Beginn des Signals, der Anstieg des Signals sowie Höhe und Lage des Maximums gut wiedergegeben. Selbiges gilt auch für das Integral der CISS-Einhüllenden welches auch ein wichtiger Parameter bei der Crasherkennung ist, hier ist die Übereinstimmung zwischen Versuch und Simulation nochmals besser.
Anhand des in Abbildung 8.7 gezeigten Signals für die klassische eindimensionale TLM lässt sich die Notwendigkeit der zweidimensionalen Simulation mittels der Strahlenmethode erkennen. Denn nur so lassen sich die zusätzlichen Signalanteile aus den Reflexionen an den seitlichen Rändern integrieren die einen großen Teil des realen Signals liefern.

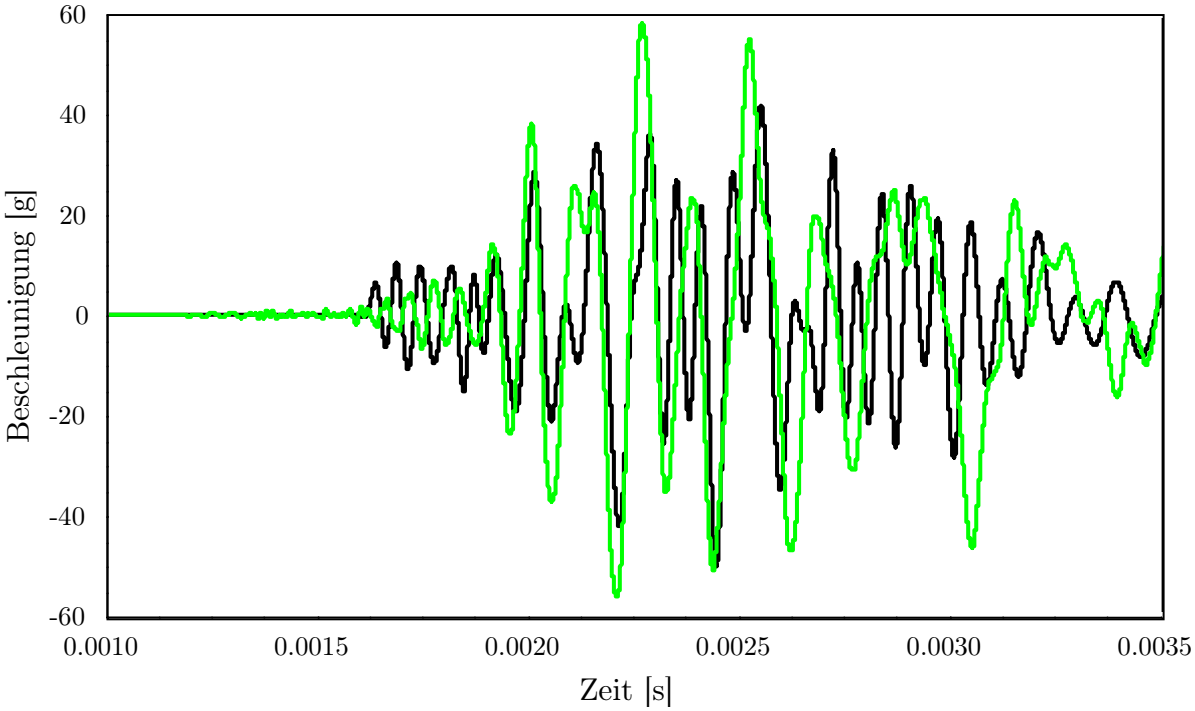

Abbildung 8.6.: Vergleich des gemessenen (grün) und des simulierten (schwarz) Körperschallsignals auf der Platte, es ergeben sich lediglich leichte Phasenfehler

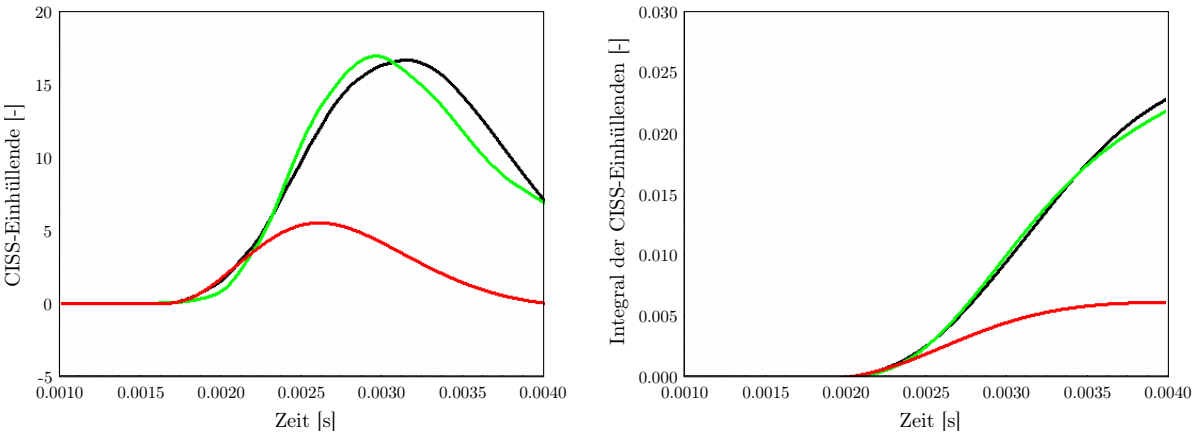

Abbildung 8.7.: Vergleich des gemessenen (grün) und des mittels Strahlenmethode simulierten Signals (schwarz) auf der Platte sowie mit dem Ergebnis einer eindimensionalen TLM-Simulation (rot) - links die CISS-Einhüllende und rechts deren Integral

8.3. Anwendung auf eine Fahrzeugstruktur

Als abschließende Simulation zur Bewertung des Verfahrens wird die Körperschallausbreitung auf einem Fahrzeugtunnel herangezogen, da dieser das Körperschallsignal durch seine großflächige Geometrie und die dünne Wandstärke innerhalb des Fahrzeugs am meisten beeinflusst. Somit ist gerade für dieses Bauteil die Berechnung von zu erwartenden Sensorsignalen innerhalb der Entwicklung sehr wichtig da hier das größte Optimierungspotenzial besteht. Ein typischer Fahrzeugtunnel ohne Verkleidung ist in Abbildung 8.8 zu sehen.
Innerhalb der Berechnung wird die Körperschallausbreitung von der Tunnelfront (in Abbildung 8.8 links) hin zur Position des Sensors (an der rechten Seite des Tunnel) simuliert. Als

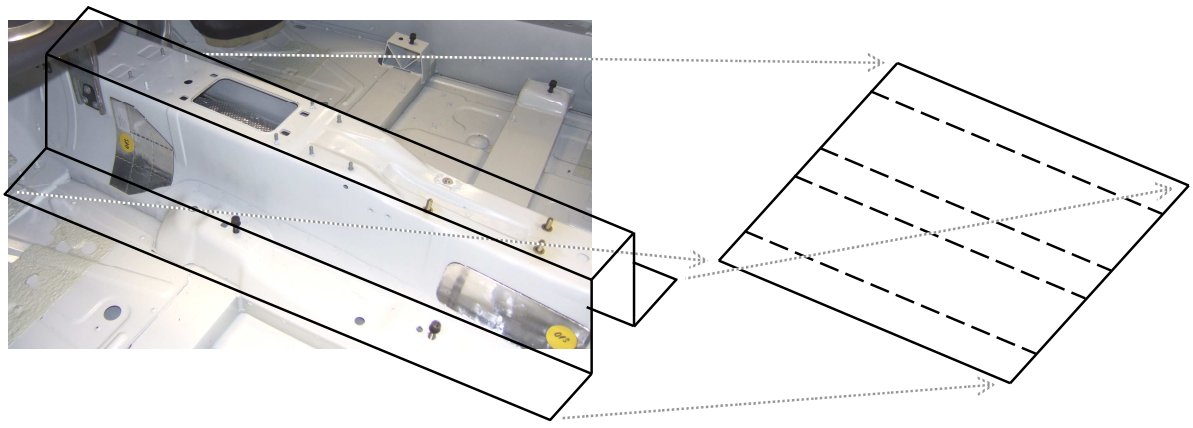

Abbildung 8.8.: Bild eines typischen Fahrzeugtunnels mit Skizze der Vereinfachungen der Geometrie um eine zweidimensionale Abwicklung als Modell zu erhalten

Geometrie für das Simulationsmodell wird die Abwicklung des Tunnels entsprechend Kapitel 6.6, wie auch in Abbildung 6.9 zu sehen und in Abbildung 8.8 angedeutet, verwendet.
Dies bedeutet, dass zur einfacheren Modellierung die Biegeradien als scharfe Kanten angenommen und die vorhandenen Löcher vernachlässigt werden. Zudem wird die durch den Tiefziehprozess gewonnene komplexe Geometrie so vereinfacht angenommen, dass eine direkte Abwicklung möglich ist wie in Kapitel 6.6 beschrieben. Die Berechnung der Strahlen und der eigentlichen Ausbreitungseffekte erfolgt mit dem erläuterten Programm aus Kapitel 6.4.
Bei dem hier simulierten Tunnel ist der Abstand zwischen Tunnelfront und Sensorposition $1\,200\,mm$ bei einer Gesamtlänge von $1\,580\,mm$ und einer Wandstärke von $1\,mm$. Als Abbruchparameter wurden für die Simulationszeit $20\,ms$, für die Amplitudenabnahme und die Dämpfung ein $\hat{A}_{Grenz}$ von $0,01$ bei einem η_D von $1 \cdot 10^{-4}$ und als Anzahl der zulässigen Reflexionen von sieben gewählt.
Anhand des Rohsignals (Abbildung 8.9) das ohne jegliche Nachbearbeitung aus der Messung bzw. der Simulation gewonnen wurde lässt sich die gute Übereinstimmung von simuliertem und gemessenem Signal erkennen. Lediglich die Phase wird nicht genau nachgebildet. Dies ergibt in der jeweiligen berechneten CISS-Einhüllenden und dem dazugehörigem Integral (Abbildung 8.10) aber einen äußerst geringen Fehler, so dass sich hier über die gesamte relevante Simulationszeit eine gute Nachbildung der gesuchten Sensorsignale ergibt.
Somit lässt sich abschließend sagen, dass die Simulation mit dem entwickelten Verfahren den Tunnel als wichtigstes Bauteil innerhalb der Fahrzeugstruktur und somit die zu erwartenden Sensorsignale sehr gut nachbildet. Dies wird erreicht obwohl die Vereinfachung der realen

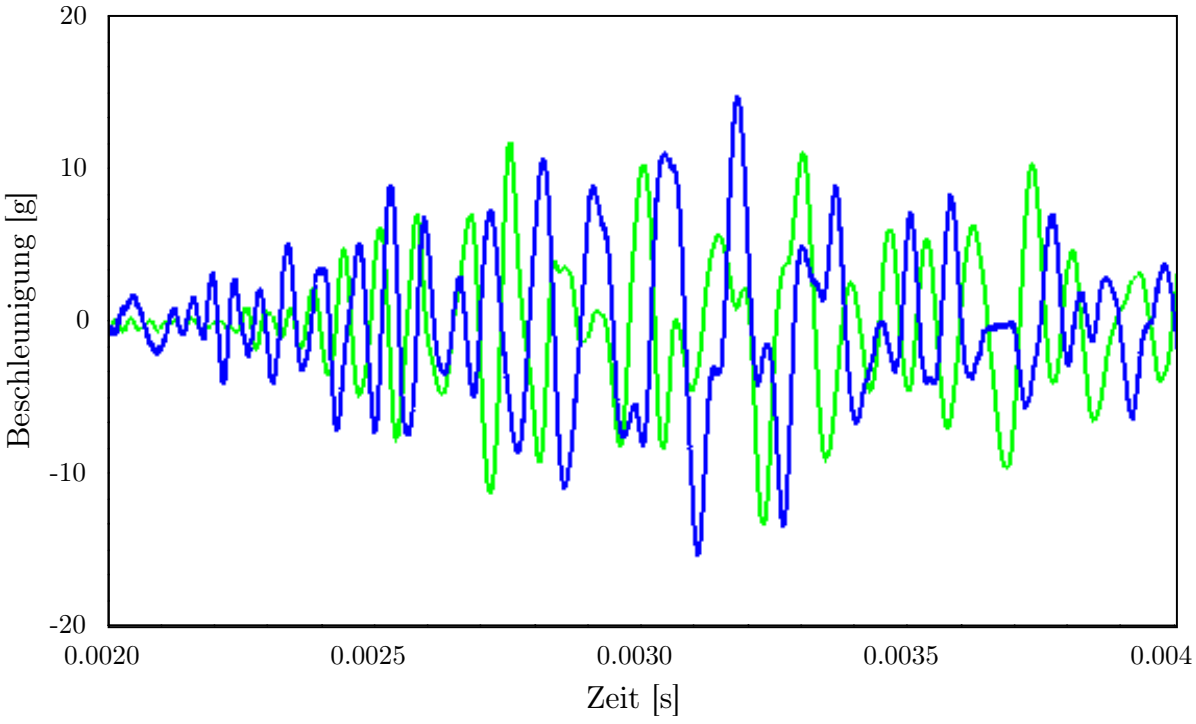

Abbildung 8.9.: Vergleich eines Ausschnitts des gemessenen Rohsignals (blau) mit dem mittels Strahlenmethode simulierten Rohsignal (grün) auf einem Fahrzeugtunnel mit guter Übereinstimmung des prinzipiellen Signalverlaufs

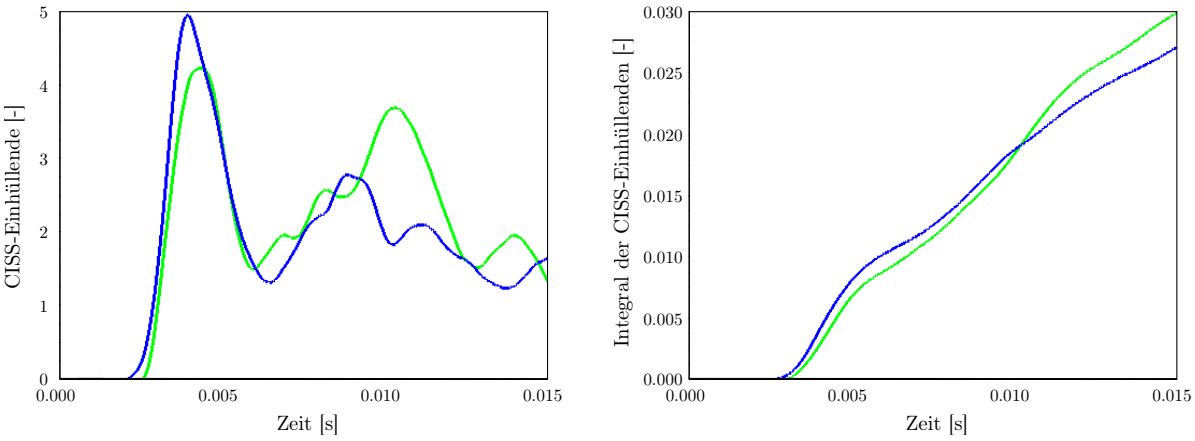

Abbildung 8.10.: Vergleich des gemessenen Signals (grün) mit dem mittels Strahlenmethode simulierten Signal (blau) auf dem Fahrzeugtunnel - links die CISS-Einhüllende und rechts deren Integral

Geometrie (Abbildung 8.8) relativ stark ist, da Details wie Bohrungen und kleinere Ausformungen komplett vernachlässigt werden. Aber gerade diese starke Vereinfachung führt zur Überlegenheit der Methodik beim Modellierungs- und Simulationsaufwand im Vergleich etwa zur FEM.

Was wurde erreicht

Zur Validierung des entwickelten Verfahren konnte beginnend mit einem einfachen Balken gezeigt werden, dass die Umsetzung der Dispersion mittels diskreter Faltung mit der Impulsantwort durch ein FIR-Filter hervorragend diesen wichtigsten Effekt abbildet.
Die Anwendung der Dispersion und des 90°-Phasensprungs wurde innerhalb der Strahlenmethode an der halbunendlichen Platte umgesetzt. Hier ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung in der CISS-Einhüllenden und ihrem Integral, aber auch innerhalb des Rohsignals zwischen Simulation und Messung, wodurch sich hier die Leistungsfähigkeit der Strahlenmethode zeigt.
Das gleiche Ergebnis ergibt sich bei der Anwendung der Strahlenmethode auf einen Fahrzeugtunnel der durch Abwickeln als zweidimensionale Struktur modelliert wurde und das obwohl hier die Geometrie stark vereinfacht wurde. Innerhalb dieses Modells findet sich zusätzlich zu den bereits verwendeten Effekten die Abbildung der Reflexion und Transmission zwischen Platten.
Somit können sowohl das Rohsignal als auch die CISS-Einhüllende und ihr Integral mit dem entwickelten Verfahren effizient und mit der benötigten Genauigkeit für die gegebene Anwendung simuliert werden.

9. Zusammenfassung und Ausblick

9.1. Zusammenfassung

Ausgehend von der geschichtlichen Entwicklung der Fahrzeugsicherheit wurden zwei heute schwer zu trennende Crashfälle als Motivation für die körperschallbasierte Crasherkennung aufgezeigt. Bei dieser Technologie spielt die Übertragung des Körperschalls von der Fahrzeugfront in die Fahrzeugmitte zum Sensor eine entscheidende Rolle. Deshalb ist es unumgänglich dieses Verhalten bereits frühzeitig innerhalb der Fahrzeugentwicklung betrachten zu können. Dies kann nur durch ein entsprechendes Simulationsverfahren erfolgen, für welches die aus der Anwendung gegebenen Anforderungen abgeleitet wurden.
Anschließend wurden die theoretischen Grundlagen kurz zusammengefasst. Hierbei lag der Schwerpunkt auf den wichtigsten physikalischen Modellen. Dies sind ausgehend von der Kontinuumsmechanik die Longitudinal- und Biegewelle, wobei letztere die Dispersion als besonders wichtigen Effekt besitzt. Zusätzlich erfahren die Wellen an den Übergängen Reflexion und Transmission. Darauf basierend ergibt sich die Grundlage für die beschriebene Ausbildung von Eigenfrequenzen und -formen, welche es zu beachten gilt. Abschließend wurde auf die Spannungsabhängigkeit der Körperschallwellen als speziellen Effekt eingegangen.
Durch die mechanischen Gegebenheiten innerhalb des Fahrzeuges während der relevanten Crashphase konnte die Struktur in einen Körperschallentstehungs- und einen Ausbreitungsbereich zerlegt werden. Nur der Bereich in dem die Ausbreitung stattfindet muss über das Simulationsverfahren abgebildet werden. Mit dieser Einschränkung zeigt sich, dass lineare Materialparameter und -modelle ausreichend sind um die Körperschallausbreitung abzubilden, wodurch sich der Simulationsaufwand drastisch reduziert. Als nächstes wurde die Dominanz der dispersionsbehafteten Biegewelle bewiesen. Dadurch ist es ausreichend nur diese innerhalb des Verfahrens abzubilden und die anderen Wellenarten zu vernachlässigen. Des Weiteren müssen innerhalb des relevanten Zeitbereichs sowohl reine Welleneffekte als auch Eigenschwingungen dargestellt werden. Die Spannungsabhängigkeit der Ausbreitungsparameter konnte im Rahmen eines Versuches der den Crash nachstellt als vernachlässigbar eingestuft werden. Alle diese physikalischen Eigenschaften sind innerhalb des geeigneten Simulationsverfahren abzubilden.
Mit den abgeleiteten Anforderungen an ein Simulationsverfahren wurden die bestehenden Verfahren bewertet. Hierbei liegt der Fokus auf Simulationstechniken welche die Biegewelle abbilden. Die FEM realisiert die zugrunde liegende Kontinuumsmechanik und somit alle Wellenarten direkt im Zeitbereich mit sehr guter Näherung. Aktuell kann dies aber nur bei inakzeptabel hohen Rechenzeiten erfolgen, zudem werden die vorhandenen Elementansatzfunktionen im hier gegebenen Frequenzbereich ungültig. Die SEA dagegen kann gerade diesen hochfrequenten Bereich bei sehr geringen Rechenzeiten abbilden. Durch ihre zeitliche und örtliche Mittlung der Energie ergibt sich aber keinerlei Zeitsignal. Bei der SEM wird das Zeitsignal ohne Probleme direkt aus dem Frequenzbereich gewonnen. Basis dieser Simulation sind wenige exakte Elemente die bei sehr geringen Rechenzeiten hochfrequente Effekte darstellen können. Jedoch ist die Entwicklung der nötigen dynamischen Ansatzfunktion sehr aufwändig und kann für die

gegebenen komplexen Strukturen nicht durchgeführt werden. Letztes interessantes Verfahren ist die TLM da sie die Struktur aus Ausbreitungsbereichen und Übergängen aufbaut und somit sowohl Welleneffekte als auch Eigenfrequenzen und -formen abbilden kann. Diese Berechnung erfolgt im Zeitbereich bei geringem Rechenaufwand. Leider wurden die Biegewelle und ihre Effekte bisher nicht in die TLM integriert.
Deshalb wurde die TLM als Ausgangspunkt so erweitert, dass eine Simulation von Biegewellen möglich ist. Die komplette Beschreibung erfolgt aus Gründen der Realisierbarkeit, der Akzeptanz und der numerischen Fehler im Zeitbereich. Erster Schritt der Simulation ist es, die Fahrzeugstruktur analog zur physikalischen Beschreibung in homogene Ausbreitungsbereiche und dazwischen liegende Übergänge zu unterteilen. Die Berechnung der Dispersion der Biegewellenausbreitung erfolgt über die Faltung im Zeitbereich mit der entwickelten diskreten gefensterten Impulsantwort. Die Dämpfung lässt sich in Analogie hierzu mittels Verlustfaktor und komplexem E-Modul einführen. Der Übergang wird durch entsprechende zu berechnende Reflexions- und Transmissionsfaktoren repräsentiert. Bei der Biegewelle kommt noch ein frequenzunabhängiger 90 °-Phasensprung hinzu der durch die Hilberttransformation realisiert wird. Aus diesen Teilsystemen kann dann die Fahrzeugstruktur als Simulationsmodell wieder zusammengesetzt werden. Zuletzt wurden Methoden zur Gewinnung und Validierung der benötigten Parameter dargestellt.
Anschließend wurden die Unterschiede zwischen ein- und zweidimensionalen Strukturen aufgezeigt. Dies sind die unendliche Anzahl an möglichen Ausbreitungswegen, die Energieverdünnung und wesentlich komplexere Übergangsparameter. Die unendliche Anzahl an Strahlen konnte durch spezielle Abbruchbedingungen auf wenige relevante Strahlen, welche als einzige Anteile am gesuchten Signal liefern, reduziert werden. Die Vorgehensweise basiert auf Spiegelquellen und wurde exemplarisch für eine einfache Geometrie umgesetzt. Für komplexere Geometrien wurden die Grundzüge eines Simulationsprogramms auf Strahlenbasis und die Berechnung der Signale aus den Effekten entwickelt. Dieses Verfahren hebt sich deutlich von den aktuell in der Erforschung befindlichen Methoden ab, da es als einziges in der Lage ist transiente, hochfrequente und schwachgedämpfte Vorgänge zu simulieren. Zudem ist eine Erweiterung auf dreidimensionale Probleme leicht zu realisieren.
Innerhalb eines geeigneten Programms wurde die diskrete Umsetzung der mathematischen Modelle des entwickelten Verfahrens durchgeführt. Die Dispersion wurde mittels eines FIR-Filters realisiert dessen Koeffizienten gleich ihrer Impulsantwort sind. Diese Vorgehensweise kann für alle Effekte deren Impulsantwort bekannt ist verwendet werden. Die Hilberttransformation wurde mittels eines diskreten, endlichen und kausalen Hilbertfilter mit optimierter Koeffizientenzahl genähert. Mit zusätzlichen Superblöcken die die Ausbreitungsstrecke, den Übergang, die CISS-Signalverarbeitung und weitere Simulationsbausteine darstellen, kann die komplette Simulation durchgeführt werden.
Die Validierung der reinen Dispersion wurde mittels einer speziellen Messung an einem Balken durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen die hervorragende Nachbildung der Dispersion innerhalb der Simulation. Die Strahlenmethode wurde an der halbunendlichen Platte überprüft und sowohl im unveränderten Zeitsignal als auch in der CISS-Einhüllenden und ihrem Integral eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation festgestellt. Das gleiche Ergebnis ergibt sich bei der Anwendung der Strahlenmethode auf den Fahrzeugtunnel als wichtigstes Bauteil der durch Abwickeln als zweidimensionale Struktur modelliert wurde.
Somit können sowohl das Rohsignal als auch die CISS-Einhüllende und ihr Integral mit dem entwickelten Verfahren innerhalb der benötigten Genauigkeit bei sehr kurzen Rechenzeiten simuliert werden.

9.2. Ausblick

Durch die hier beschriebene Entwicklung des neuen Verfahrens zur Simulation der Biegewellenausbreitung im Allgemeinen und der Körperschallausbreitung innerhalb des Fahrzeugcrashs im Speziellen wurde der Grundstein für vielfältige Anwendungen gelegt. Die Anwendung in den verschiedenen Disziplinen wird erst die volle Leistungsfähigkeit der Methode zeigen und zeitgleich wird sie auch Impulse für weitere Forschung in diesem Bereich geben.
Als einige Vorschläge für weiterführende Arbeiten sind zu nennen:

- **Optimierung der Software**

  Um die direkte Anwendung des Verfahrens komfortabler zu machen empfiehlt es sich einiges umzusetzen: Die Programmierung einer Benutzeroberfläche welche die Eingabe der benötigten Parameter vereinfacht; Zudem lässt sich durch entsprechende Algorithmen die benötigte Winkeldiskretisierung für eine Sättigung bei den relevanten Strahlen automatisch berechnen, womit vor allem der ungeübte Anwender entlastet wird. Zuletzt empfiehlt es sich, die Berechnungsschritte innerhalb einer geeigneten Programmiersprache umzusetzen und auf die Berechnungsdauer hin zu optimieren.

- **Optimierung des Verfahrens**

  Bei den theoretischen Grundlagen des Verfahrens kann durch Integration einiger Effekte die Ergebnisgüte noch etwas verbessert werden. Dies wären etwa die Beugung, welche bisher keine Verwendung findet, bei großen Einschnitten und Löchern aber einen steigenden Einfluss besitzt. Für eine allgemeine Verbesserung bei sehr hohen Frequenzen oder sehr dicken Bauteilen empfiehlt sich eine analytische Implementierung der Balkentheorie nach Bresse-Thimoshenko, die hier etwas geringere Abweichung besitzt. Bei im Verhältnis zur Wellenlänge sehr kleinen Bauteilen müssen die komplexen Nahfelder der Biegewelle für eine hohe Güte mit einbezogen werden. Sollte das Verfahren auf Strukturen mit Gleitlagern und ähnlichen Übergängen erweitert werden, so ist es nötig diese mit entsprechenden Verlustmodellen zu integrieren. Allgemein lässt sich die Simulationsgüte im Bereich des ersten ankommenden Signals gegenüber einer Messung verbessern, wenn die Longitudinalwelle in einer parallelen Ausbreitungssimulation mit entsprechender Modenkonversion berücksichtigt wird.

- **Erweiterung der Methodik**

  Mögliche Forschungsfelder innerhalb der Methodik sind etwa die skizzierte Erweiterung auf dreidimensionale Kontinua und entsprechende Anwendungen etwa in der zerstörungsfreien Materialprüfung. Zudem ist eine Erweiterung auf andere komplexe Wellenarten wie etwa Wasserwellen denkbar. Ein Schritt der aktuell sehr stark bei anderen Verfahren angewendet wird ist die Kopplung von grundlegend verschiedenen Verfahren um jeweils die Vorteile nutzen und die Nachteile umgehen zu können, auch dies ist hier denkbar.

A. Experimentelle Untersuchung der Spannungsabhängigkeit

Da die analytische Bestimmung der Spannungsabhängigkeit einer Fahrzeugkarosserie nicht möglich ist wird in Zusammenarbeit mit der Continental AG ein entsprechender Versuch durchgeführt.

Versuchsaufbau

Als Versuchsträger wird ein aktuelles Mittelklasse Fahrzeug verwendet, wie es als Zielplattform für die CISS-Technologie typisch ist.
Damit das Fahrzeug die Kräfte aufnehmen kann wird es auf der, in Fahrtrichtung gesehenen, linken Seite am Rand des Unterbodens über eine massive Stahlkonstruktion fest mit dem Fundament verbunden (Abbildung A.1).

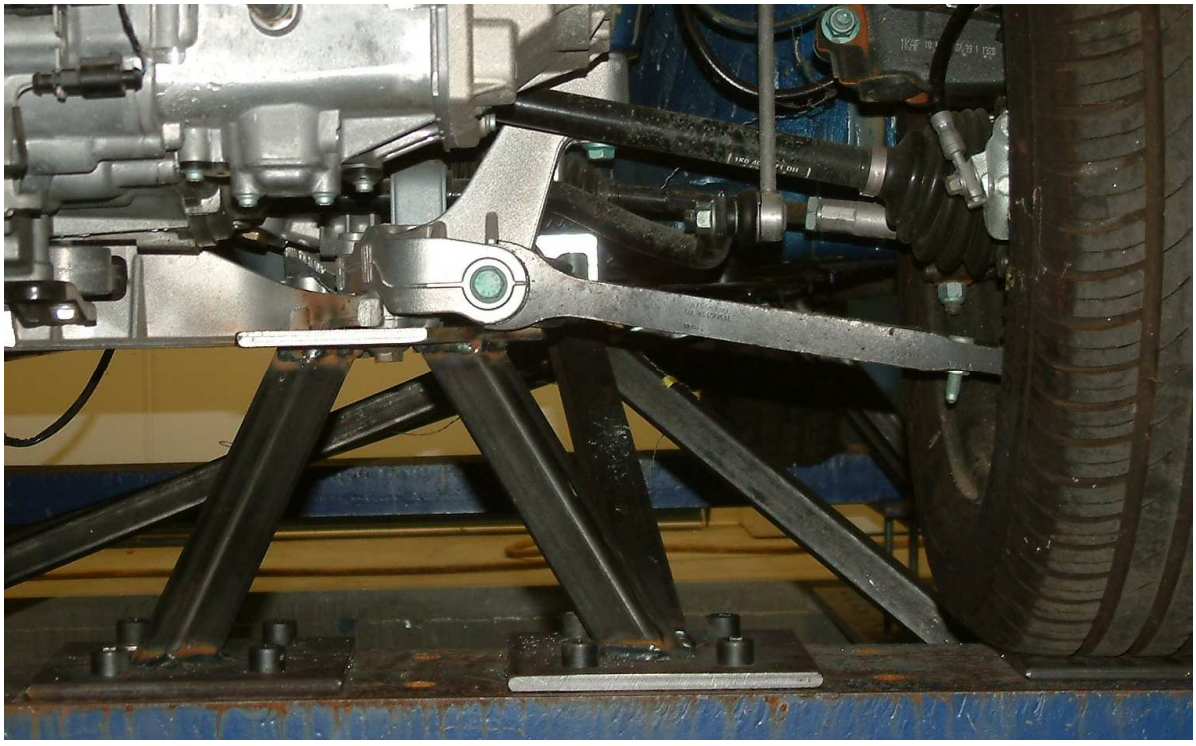

Abbildung A.1.: Starre Verbindung der Fahrzeugkarosserie mit dem Fundament für die Durchführung des Verspannungsversuches

Die Einleitung der Kraft erfolgt analog zum ODB-Test (Abbildung 1.3) am rechten Längsträger, wozu die Fahrzeugfront sowie das Crashmanagementsystem entfernt werden (Abbildung A.2). Dieser Aufbau stellt für den reinen Ausbreitungsweg, der ja erst mit dem Längsträger beginnt die genaue Nachbildung der Krafteinleitung bei einem ODB-Crash dar.
Die Kraftaufbringung erfolgt mittels eines hydraulischen Stempels mit dessen Hilfe beliebige Kraftniveaus angefahren werden können.
Zur Anregung des Körperschallsignals wird mittels eines speziellen Schussapparats auf den rechten Längsträger geschossen. Dieser Apparat beschleunigt mittels Druckluft Stahlkugeln die auf die Struktur prallen und einen sehr kurzen und sehr hohen Kraftimpuls einprägen und somit sehr hohe Frequenzen und hohe Energien anregen. Durch dieses Verfahren kann an beliebigen Positionen genügend Körperschallenergie über den gesamten CISS-Frequenzbereich eingebracht werden.
An den interessanten Positionen der Karosserie wird mittels Beschleunigungssensoren dann die Systemantwort auf diesen Eingangsimpuls gemessen und somit kann die Körperschallübertragung bewertet werden. Durch die Signaleinprägung direkt am vorderen Ende des Längsträgers ohne die Entstehung einer plastische Deformation, kann in idealer Weise das reine Ausbreitungsverhalten ohne überlagerte Körperschallentstehungseffekte nachgebildet und messtechnisch erfasst werden.

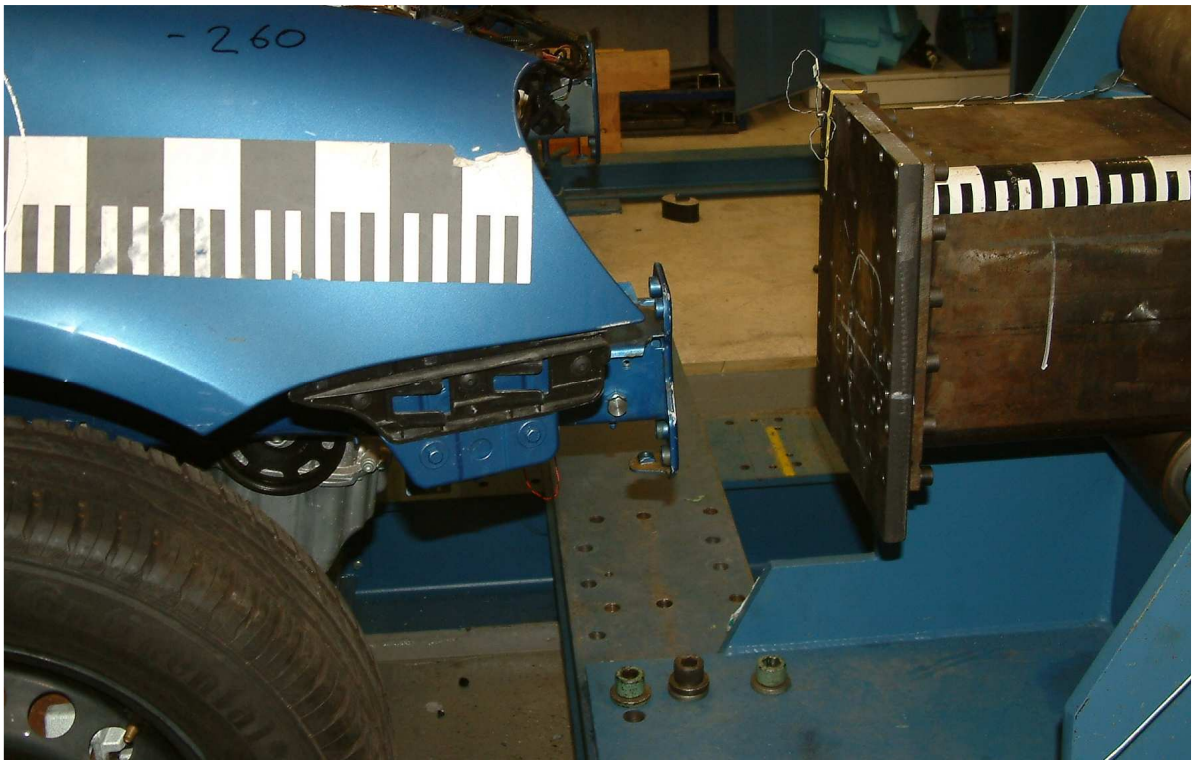

Abbildung A.2.: Hydraulik Stempel (rechts) zur Aufbringung von statischen Lasten analog zur Crashbelastung auf den Längsträger des Fahrzeuges (links)

Messtechnik und Sensorik

Als Sensoren für die Messung der Körperschallsignale werden piezoelektrische Beschleunigungssensoren [67, 162] wie sie in der Strukturdynamik üblich sind, verwendet. Entsprechend den Anforderungen aus dem hochfrequenten CISS-Bereich werden sehr leichte Sensoren ($< 0,001\,kg$) verwendet um den Einfluss der Sensormasse auf das System möglichst gering zu halten, zudem besitzen sie einen linearen Frequenzgang bis $25\,kHz$ [88].
Die Messdatenerfassung erfolgt mit einem typischen Messsystem für die Beschleunigungsmessung [106] mit einer Abtastung von $204\,kHz$ um das Zeitverhalten der Körperschallsignale fein genug auflösen zu können, da gerade das Verhalten im Zeitbereich für die Anwendung körperschallbasierte Crasherkennung wichtig ist.
Die gemessenen Sensorpositionen sind in Abbildung A.3 aufgezeigt. Diese Positionen erlauben eine prinzipielle Verfolgung der Signalausbreitung durch das Fahrzeug und die Bestimmung des Einflusses von einzelnen Teilen der Übertragungsstrecke auf das Körperschallsignal. Die Wahl der Messpositionen fällt auf jene Positionen die sich im Bereich des Längsträgers befinden, da hier die Druckkraft dominiert und sich ein weniger komplexer Spannungszustand ausbildet als er in der restlichen Karosserie zu finden ist.

Versuchsdurchführung und Auswertung

Als wichtigstes Kriterium bei der Bewertung des Körperschallausbreitungsverhaltens für die Crasherkennung wird die Signallaufzeit verwendet. Diese stellt die zeitliche Differenz zwischen relevantem Signalmerkmal beim anregenden Impuls und bei der jeweiligen Sensorposition dar. Als Signalmerkmale dienen zum einen der erste Signalanstieg und zum anderen das absolute Maximum der CISS-Einhüllenden (Abbildung A.4).
Der erste Signalanstieg erlaubt eine Aussage zu den Ausbreitungswegen da er das zu erst

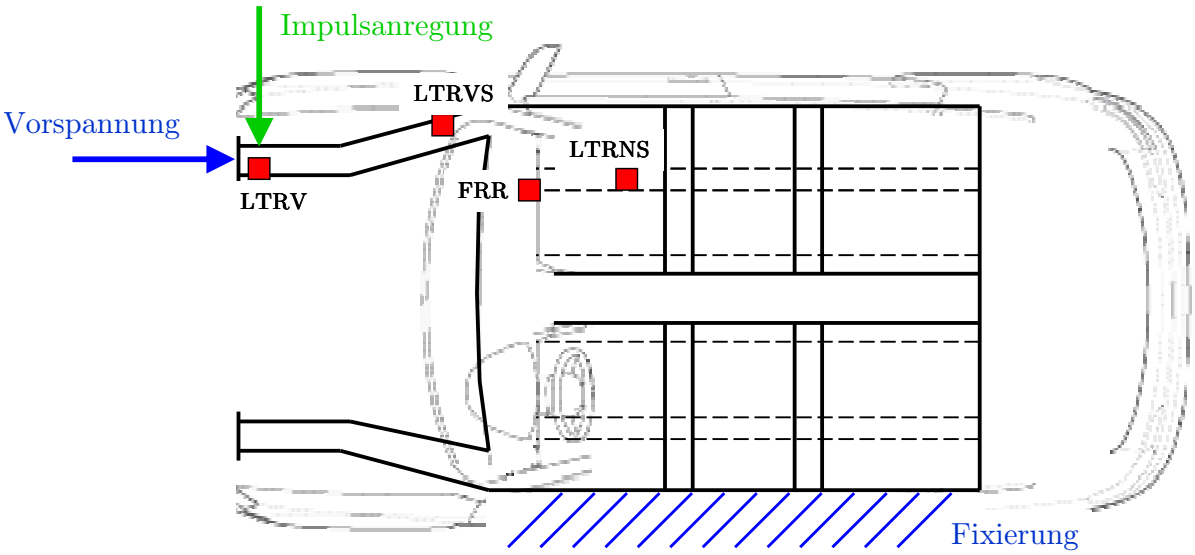

Abbildung A.3.: Sensorpositionen zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit und schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

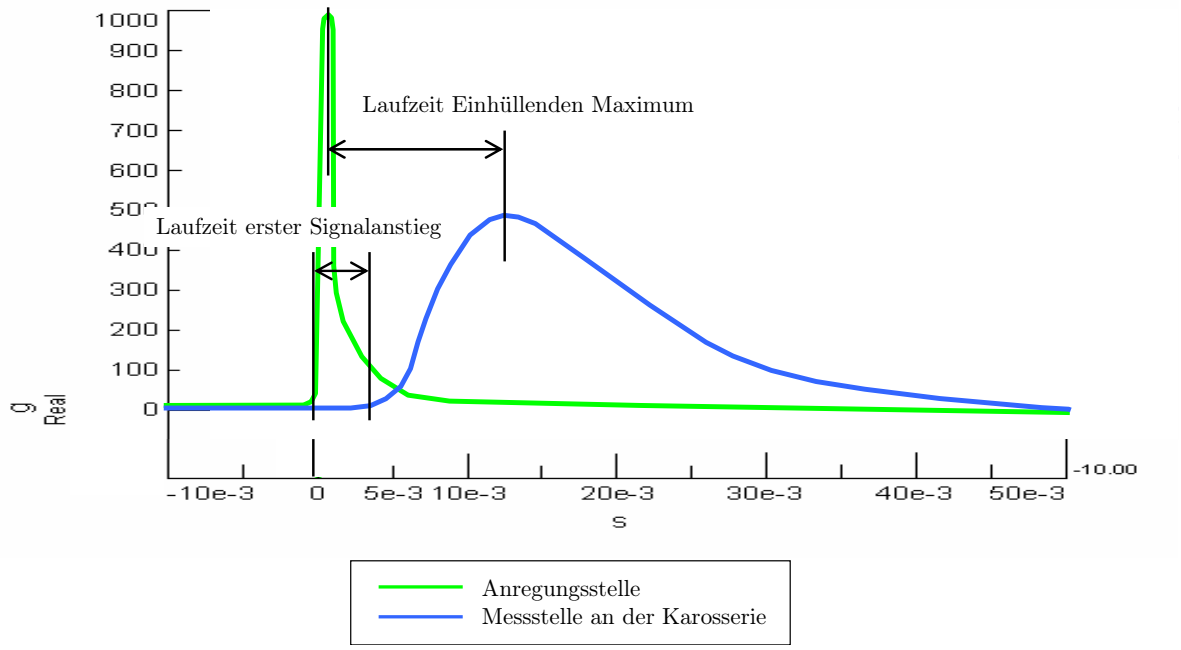

Abbildung A.4.: Schematische Darstellung der Laufzeit für den ersten Signalstart und für das Maximum der Einhüllenden

ankommende Signal darstellt und es somit ermöglicht die einzelnen Positionen in eine zeitliche Reihenfolge zu bringen. Das Maximum der Einhüllenden fällt in etwa mit dem Maximum des Körperschallsignals zusammen und erlaubt somit eine Aussage über die nötige Zeit bis genügend Signal für die Crasherkennung vorhanden ist. Zudem wird das Energiemaximum durch die Biegewelle übertragen, welche der Dispersion unterliegt (Kapitel 2.3), womit der Wert für die Laufzeit des Einhüllendenmaximums auch eine Aussage über das dispersive Ausbreitungsverhalten der Struktur erlaubt. Mit diesen beiden Kriterien werden auch die Schlussfolgerungen für diesen Versuch gezogen.
Zuerst wird das Fahrzeug im Originalzustand, jedoch mit anliegendem Hydraulikstempel, um die Einspannung des Längsträgers entsprechend der folgenden Versuche abzubilden, als Referenz vermessen. Um eine Größenordnung für die Versuchsstreuung zu haben wird der Versuch fünfmal durchgeführt. In Abbildung A.5 sind die Laufzeiten für den ersten Signalanstieg zu erkennen. Die Werte sind innerhalb des typischen Bereiches für diese Fahrzeugklasse und auch die Versuchsstreuung liegt im üblichen Bereich.
Anschließend wird der eigentliche Belastungsversuch durchgeführt. Hierzu wird die Kraft in $10\,kN$-Schritten bis auf $60\,kN$ erhöht und dann das Fahrzeug wieder entlastet. Auch wenn innerhalb des Crashs keine Zugkräfte auf den Längsträger auftreten wird im weiteren Versuchsablauf das Fahrzeug in $10\,kN$-Schritten bis auf $30\,kN$-Zugkraft belastet um auch diesen Bereich zur Kontrolle des Verhaltens abzudecken. Die Kraft wird auf den einzelnen Stufen durch ein Absperren des Hydraulikkreislaufes konstant gehalten, um keinen dynamischen Kraftanteil zu haben. Das System wird dadurch auch von der Hydraulikpumpe getrennt, so dass sich keine Schwingungen von dieser auf das Fahrzeug übertragen können. Bei jeder Zwischenstufe wird abermals die Körperschallausbreitung nach dem beschriebenen Verfahren gemessen.

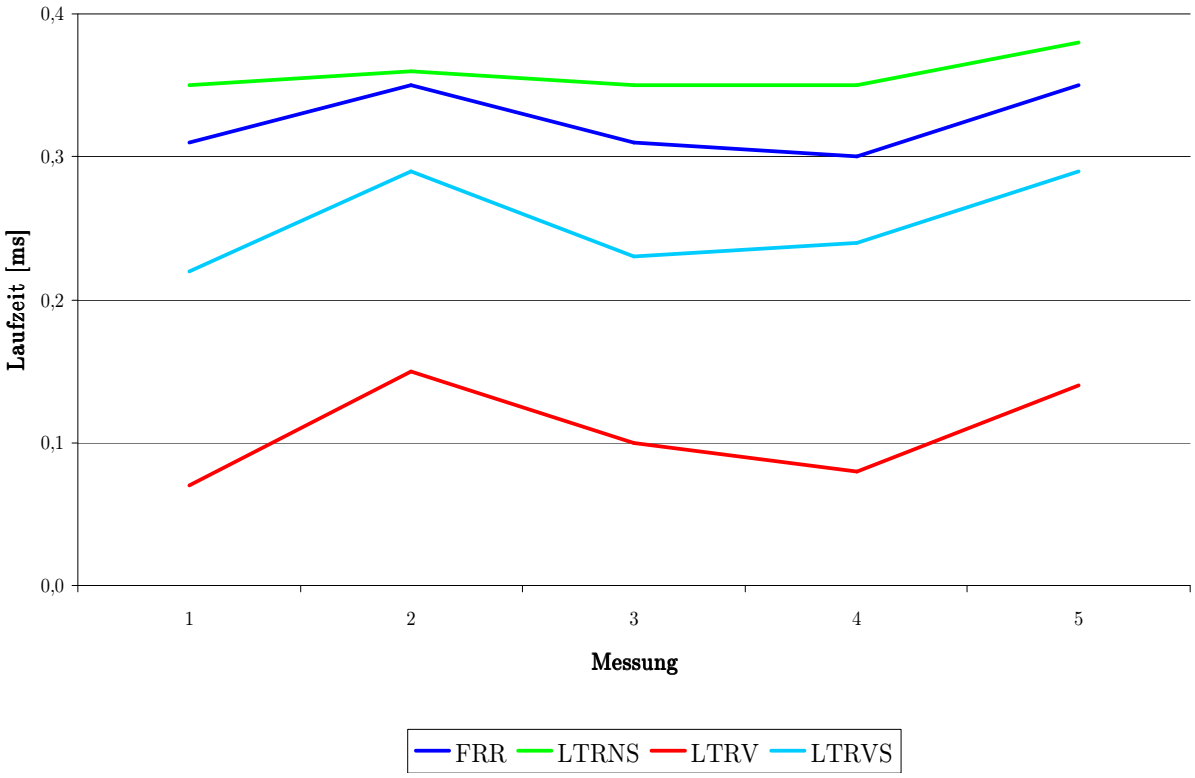

Abbildung A.5.: Laufzeiten über mehrere Versuche für den ersten Signalanstieg für das unbelastete Fahrzeug mit der typischen Versuchsstreuung

Für den ersten Signalanstieg (Abbildung A.6) und das Maximum der Einhüllenden (Abbildung A.7) ergeben sich sehr homogene Laufzeiten die lediglich der üblichen Versuchstreuung unterliegen. Dies verwundert da, resultierend aus den einachsigen Betrachtungen in Kapitel 2.6, eine Verringerung der Systemsteifigkeit und somit eine Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und ein Absenken der Eigenfrequenzen zu erwarten wäre. Dieser Effekt tritt nicht auf bzw. liegt er unterhalb der gegebenen Versuchsstreuung. Auch eine Betrachtung der verbleibenden Signalenergie innerhalb der Einhüllenden (Abbildung A.8), welche direkt zur Unterscheidung von verschiedenen Crashfällen verwendet wird, lässt keinen Zusammenhang zwischen belastender Kraft und Körperschallausbreitung erkennen. Somit ist der Effekt der Spannungsabhängigkeit als nicht relevant einzustufen, da der verwendete Versuchsaufbau zur Messung der Körperschallausbreitung standardmäßig zur Qualifizierung von Fahrzeugkarossen für die CISS-Technologie verwendet wird und eine eventuelle Spannungsabhängigkeit unter der Versuchstreuung und somit unter dem was die Technologie erfassen kann liegt.
Die Erklärung für diesen Zusammenhang ist im komplexen drei-dimensionalen Spannungszustand innerhalb der Fahrzeugkarosserie, der sich bereits im Längsträger ausbildet, zu finden. Auch wenn die verursachende Kraft eine gerichtete Druckkraft ist, so ergeben sich innerhalb der Struktur Zug- und Druckspannungen die sich entsprechend überlagern und einen räumlichen Spannungszustand ausbilden der selbst innerhalb weniger Millimeter seine Ausprägung ändert. Somit ergibt sich keine eindeutige Zug- oder Druckspannung die auf die eindeutige Verschiebung der Ausbreitungseigenschaften wie in Kapitel 2.6 gezeigt führt. Anders formuliert, heben sich die lokalen Spannungen im Mittel so weit auf, dass der

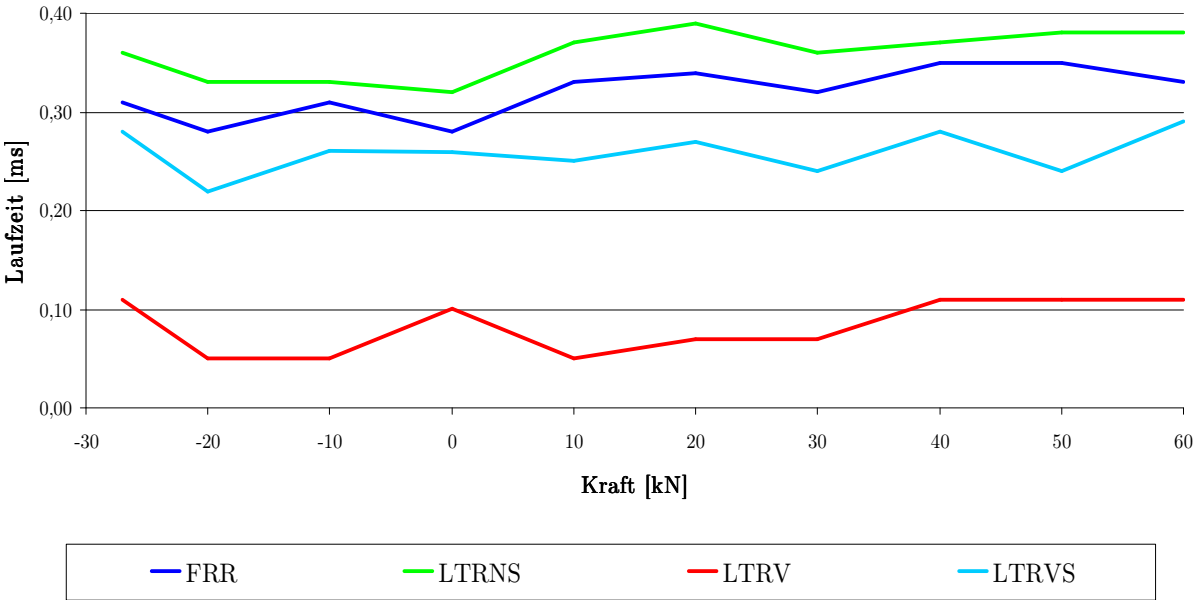

Abbildung A.6.: Laufzeiten für den ersten Signalanstieg in Abhängigkeit von der belastenden Kraft (negative Kräfte stellen eine Zugkraft dar)

Einfluss der Spannungsabhängigkeit für die Anwendung körperschallbasierter Crasherkennung vernachlässigt werden kann.
Zudem lässt sich zeigen, dass die Körperschallausbreitung von einer reversiblen Vorgeschichte unabhängig ist. Werden die Laufzeiten und Standardabweichungen für das Fahrzeug vor und nach der Belastung bis auf $60\,kN$ betrachtet, so ergibt sich sowohl beim ersten Signalanstieg (Abbildung A.9) als auch beim Maximum der Einhüllenden (Abbildung A.10) keine erkennbare Tendenz der Veränderung. Es gibt keine klare Verkürzung oder Verlängerung der Laufzeit über alle Positionen, bzw. ist die Änderung so gering, dass sie als Versuchsstreuung gewertet werden muss. Auch die Standardabweichung verhält sich nicht eindeutig über die Positionen, womit auch kein bleibender Einfluss nach der Belastung erkennbar ist. Somit ist die Körperschallausbreitung gegenüber elastischen Deformationen unempfindlich.

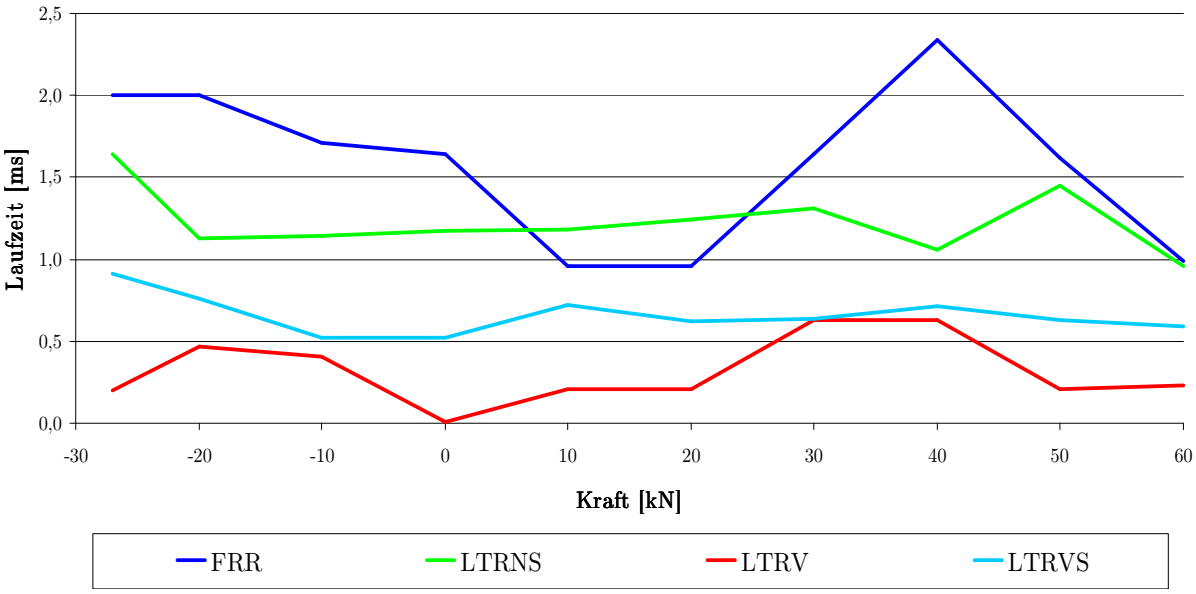

Abbildung A.7.: Laufzeiten für das Maximum der Einhüllenden in Anhängigkeit von der belastenden Kraft (negative Kräfte stellen eine Zugkraft dar)

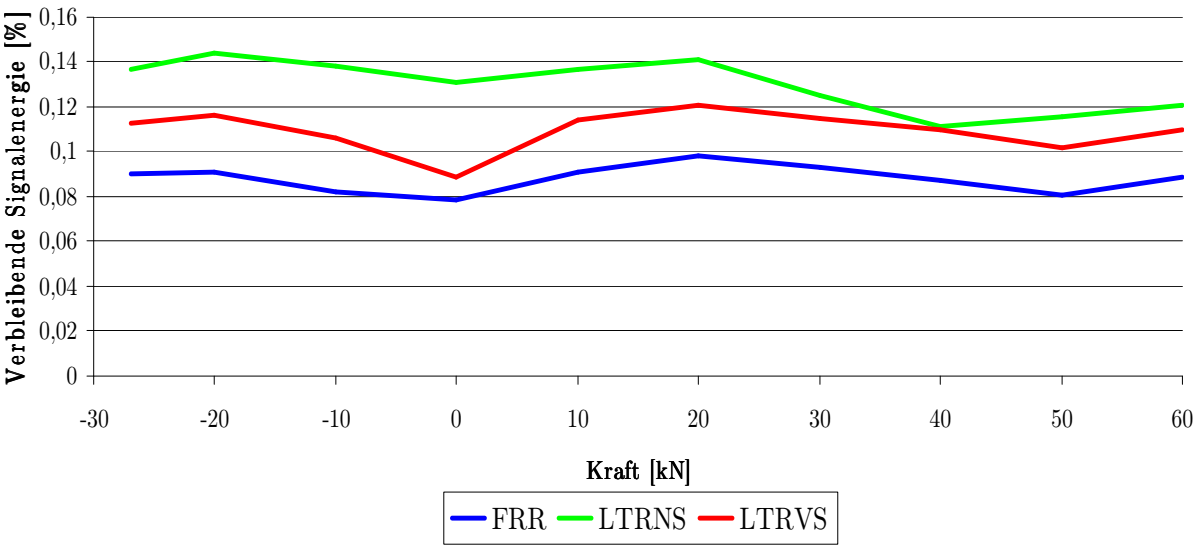

Abbildung A.8.: Verbleibende Energie im CISS-Signal in Abhängigkeit von der belastenden Kraft (negative Kräfte stellen eine Zugkraft dar)

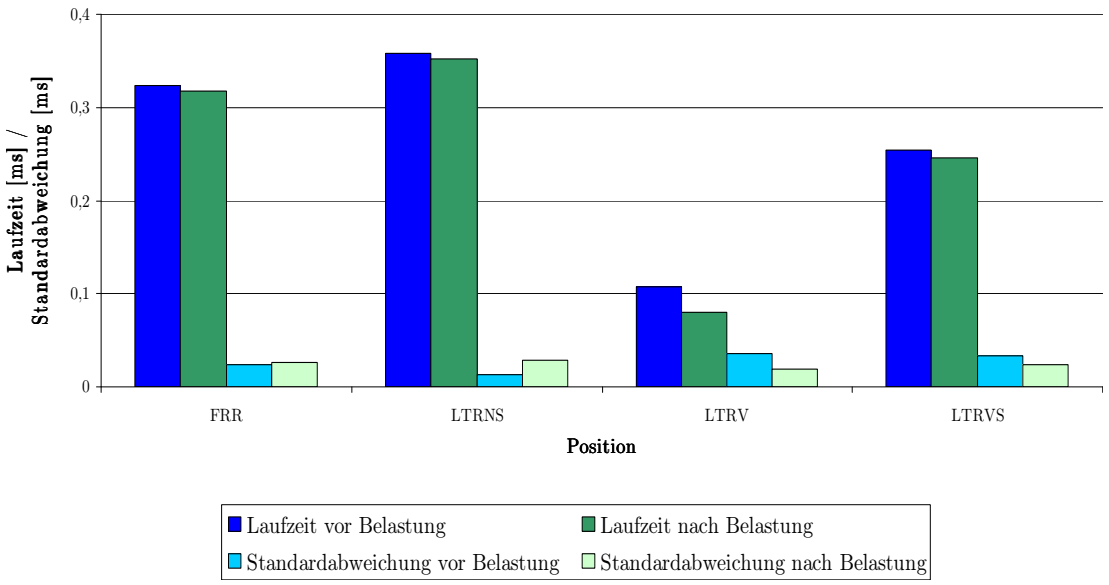

Abbildung A.9.: Laufzeiten und Standardabweichungen für den ersten Signalanstieg für das unbelastete Fahrzeug vor und nach der Belastung

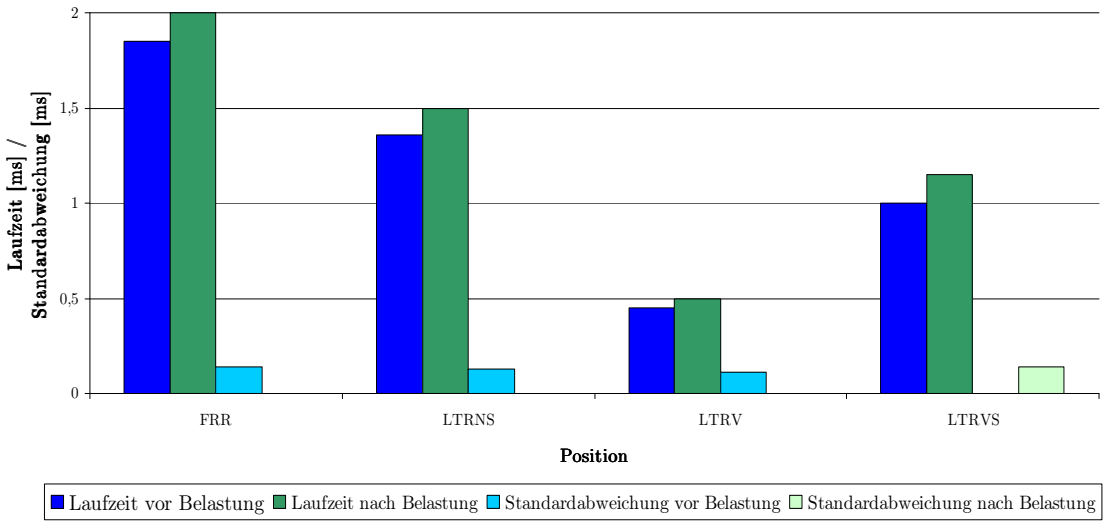

Abbildung A.10.: Laufzeiten und Standardabweichungen für das Maximum der Einhüllenden für das Fahrzeug vor und nach der Belastung

Formelzeichenverzeichnis

Formelzeichen

Nach DIN 1304 Teil 1 [32] und DIN 1332 [29]

A	Querschnittsfläche $\left[m^2\right]$
$\hat{A}$	Amplitude
a	Beschleunigung $\left[\frac{m}{s^2}\right]$
B	Biegesteifigkeit $\left[N \cdot m^2\right]$
b	Breite $[m]$
C	Konstante
c	Ausbreitungsgeschwindigkeit $\left[\frac{m}{s}\right]$
$D(t)$	Impulsantwort der Dispersion
$\mathcal{D}(\omega)$	Übertragungsfunktion der Dispersion
d	Dicke $[m]$
E	E-Modul $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
$\vec{E}$	Elektrische Feldstärke $\left[\frac{V}{m}\right]$
$\mathcal{E}$	Energie $[J]$
e	Länge des finiten Elements $[m]$
F	Kraft $[N]$
$\mathcal{F}$	Fouriertransformierte der Funktion f
f	Frequenz $[Hz]$
G	Schubmodul $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
g	Kopplungsverlustfaktor
H	Hankelfunktion
$\mathcal{H}_{(\omega)}$	Übertragungsfunktion
$\vec{H}$	Magnetische Feldstärke $\left[\frac{A}{m}\right]$
$h_{(t)}$	Impulsantwort
I	Flächenträgheitsmoment 2. Grades $\left[m^4\right]$

$\mathcal{I}$	Intensität $\left[\frac{W}{m}\right]$
i	$= 1, 2, 3, ...$ Laufvariable
j	Imaginäre Einheit
K	Steifigkeitsmatrix
k	Wellenzahl $\left[\frac{1}{m}\right]$
L, l	Länge $[m]$
M	Moment $[N \cdot m]$
m'	Masse pro Längeneinheit $\left[\frac{kg}{m}\right]$
N	Obere Grenze der Summation
n	n-ter Wert
o	Ortsfunktion
$\mathcal{P}$	Leistung $[W]$
p	Zeitfunktion
q	Eigenfrequenz $[Hz]$
R	Reflexionsgrad [-]
r	Radius $[m]$
$\vec{r}$	Ortsvektor
$\tilde{r}$	Reflexionsfaktor [-]
S	Longitudinalsteife $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
s	Blechstärke $[m]$
$\vec{s}$	Verschiebungsvektor
T	Transmissionsgrad [-]
T_0	Verschiebungs- bzw. Totzeit [s]
t	Zeit $[s]$
$\tilde{t}$	Transmissionsfaktor [-]
U	Umfang
u	Auslenkung, Deformation, Verschiebung $[m]$
v	Schnelle $\left[\frac{m}{s}\right]$
w	Winkelschnelle $\left[\frac{1}{s}\right]$
$x(t)$	Eingangszeitsignal
$\mathcal{X}(\omega)$	Eingangsspektrum

$y(t)$	Ausgangszeitsignal
$\mathcal{Y}(\omega)$	Ausgangsspektrum
x, y, z	Raumkoordinaten
Z	Impedanz $\left[\frac{kg}{s}\right]$
z	Variable der z-Transformation

α, β, γ	Parameter der SEM-Balken-Formulierung
χ	Allgemeiner Verdrehwinkel
$\delta_{(t)}$	Diracfunktion
ϵ	Dehnung [-]
$\dot{\epsilon}$	Dehnrate $\left[\frac{1}{s}\right]$
ε	Dieelektrizitätskonstante
φ	Phasenwinkel
ϕ	Einfall- bwz. Ausfallwinkel einer Welle
η	Transversale Verschiebung $[m]$
η_D	Verlustfaktor [-]
κ	Zeitverschiebung bei Integralen
λ	Wellenlänge $[m]$
μ	Querkontraktionszahl [-]
μ_{el}	Permeabilitätskonstante
θ	Dämpfungsterm der Ausbreitungsstrecke [-]
ρ	Dichte $\left[\frac{kg}{m^3}\right]$
σ	Normalspannung $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
τ	Schubspannung $\left[\frac{N}{m^2}\right]$
υ	Strecke
Ω	Dispersionsparameter $\left[\frac{m}{\sqrt{s}}\right]$
ω	Kreisfrequenz $\left[\frac{1}{s}\right]$
ξ	Longitudinale Verschiebung $[m]$
ζ	Verschiebung entlang der dritten Koordinate $[m]$

$\mathfrak{F}$	Fouriertransformation
$\mathfrak{H}$	Hilberttransformation
$\Im\{\}$	Imaginärteil einer komplexen Funktion
$\Re\{\}$	Realteil einer komplexen Funktion
$\wedge$	Logische Und-Verknüpfung
Δ	Laplace-Operator
div	Divergenz
$grad$	Gradient
rot	Rotation

Einheiten

Nach DIN 1301 Teil 1 [31]

A	Ampere; Elektrische Stromstärke; SI-Einheit
g	$= 9,81\,\frac{m}{s^2}$; mittlere Erdbeschleunigung
h	$= 3600\,s$; Stunde; Zeit
Hz	$= \frac{1}{s}$; Hertz; Frequenz
kg	Kilogramm; Masse; SI-Einheit
m	Meter; Länge; SI-Einheit
N	$= \frac{kg \cdot m}{s^2}$; Newton; Kraft;
J	$= \frac{kg \cdot m^2}{s^2}$; Joule; Leistung;
s	Sekunde; Zeit; SI-Einheit
V	$= \frac{kg \cdot m^2}{s^3 \cdot A}$; Volt; Elektrische Spannung;
W	$= \frac{kg \cdot m^2}{s^3}$; Watt; Leistung;

Abkürzungsverzeichnis

AG	**A**ktien **G**esellschaft
AZT	**A**llianz **Z**entrum für **T**echnik
BQTL	Messposition **B**iege**q**uer**t**räger **l**inks
BQTR	Messposition **B**iege**q**uer**t**räger **r**echts
CISS	**C**rash **I**mpact **S**ound **S**ensing
E	**E**mpfänger
ECU	**E**lectronic **C**ontrol **U**nit
EES	**E**nergy **E**quivalent **S**peed
FEM	**F**inite **E**lemente **M**ethode
FFT	**F**ast **F**ourier **T**ransformation
FIR	**F**inite **I**mpulse **R**esponse
FRR	Messposition **F**uss**r**aum **r**echts
IIR	**I**nfinite **I**mpulse **R**esponse
ISM	**I**mage **S**ource **M**ethod
LTLI	Messposition **L**ängs**t**räger **l**inks **i**nnen
LTLNS	Messposition **L**ängs**t**räger **l**inks **n**ach **S**pritzwand
LTLV	Messposition **L**ängs**t**räger **l**inks **v**orne
LTLVS	Messposition **L**ängsträger **l**inks **v**or **S**pritzwand
LTRI	Messposition **L**ängsträger **r**echts **i**nnen
LTRNS	Messposition **L**ängsträger **r**echts **n**ach **S**pritzwand
LTRV	Messposition **L**ängsträger **r**echts **v**orne
LTRVS	Messposition **L**ängsträger **r**echts **v**or **S**pritzwand

MRRM	**M**ethod of **R**everberation-**r**ay **M**atrix
MUX	**Mu**ltiple**x**er
ODB	**O**ffset **D**eformable **B**arrier
P	**P**reasure wave
Q	**Q**uelle
RTM	**R**ay **T**racing **M**ethod
SEA	**S**tatistical **E**nergy **A**nalysis
SEM	**S**pectral **E**lement **M**ethod
SH	**S**hear **h**orizontal wave
SHK	Messposition **S**c**h**oc**k**sensor
SQTL	Messposition **S**itz**q**uer**t**räger **l**inks
SQTR	Messposition **S**itz**q**uer**t**räger **r**echts
SL	Messposition **S**chweller **l**inks
SR	Messposition **S**chweller **r**echts
SV	**S**hear **v**ertical wave
TLM	**T**ransmission **L**ine **M**ethod (auch **T**ransmission **L**ine **M**atrix)
TUE	Messposition **Tu**nnel **E**nde
TUH	Messposition **Tu**nnel **h**inten
TUM	Messposition **Tu**nnel **M**itte
TUV	Messposition **Tu**nnel **v**orne

Abbildungsverzeichnis

1.1. Zeitliche Entwicklung der Zahl der im Straßenverkehr Getöteten in Deutschland [184] . 1
1.2. Prozentuale Änderung der Verunglückten, Getöteten und des Bestands an motorisierten 2
1.3. Gegenüberstellung der Testparameter der beiden Crashtestfälle AZT und ODB 4
1.4. Typischer schwer zu unterscheidender Verlauf der in der Fahrzeugmitte gemessenen . . . 4
1.5. Zusätzliche für die Crashunterscheidung zur Verfügung stehende Information durch . . . 5
1.6. Leiterplatte eines Airbagsteuergerätes mit integriertem CISS-Sensor [19] 6
1.7. Die wichtigsten an der Körperschallübertragung beteiligten Bauelemente bzw. 7

2.1. Prinzipskizze der Longitudinalwelle 11
2.2. Auftretende Spannungen und Kräfte der Longitudinalwelle 11
2.3. Prinzipskizze der Biegewelle 12
2.4. Auftretende Kräfte und Momente der Biegewelle 13
2.5. Darstellung der Biegewellenausbreitungsgeschwindigkeit für eine Stahlplatte in 15
2.6. Dispersionsbedingte Phasenverschiebung von Wellen verschiedener Frequenz zu den . . . 16
2.7. Ein Impedanzsprung - bei unterschiedlichem Material und gleichem Querschnitt und . . 18
2.8. Darstellung des Reflexionsfaktor (links) und des Transmissionsfaktors (rechts) 19
2.9. Die ersten vier Biegeeigenformen (EF) eines beidseitig freien Balkens 21

3.1. Plastische Dehnung einer Fahrzeugstruktur im Lastfall ODB 64 km/h zum Zeitpunkt . . 24
3.2. Geometrie und ihre Abmessungen eines Vierkanthohlprofils wie es für 26
3.3. Der Verlauf der Wellenwiderstände eines Längsträgers über der Frequenz zeigt die . . . 28
3.4. Typische Messpunkte der Ausbreitungsbewertung einer Fahrzeugstruktur mittels 28
3.5. Geglättete Darstellung der Laufzeit über der Frequenz für ausgewählte Messpunkte . . . 29
3.6. Darstellung der zeitlichen Gültigkeit der verschiedenen Beschreibungsansätze im 31
3.7. Die Laufzeiten für den ersten Signalanstieg in Abhängigkeit von der belastenden Kraft . 32

4.1. Schematische Darstellung eines FEM-Elementes mit den Freiheitsgraden eines 36
4.2. Modellierung eines dünnwandigen Hohlprofils mittels zweidimensionaler finiter Elemente 37
4.3. Benötigte Elementierung mittels Hexaederelementen bei Blechstrukturen um die 38
4.4. Kopplung zweier schematischer SEA-Subsysteme zu einem SEA-Modell inklusive der . . 40
4.5. Beispielhafte Darstellung der Energie über der Frequenz, gewonnen aus einer 41
4.6. Vergleich von SEM und FEM bezüglich Formulierung und Lösungsansatz 43
4.7. Abbildung der einfachen Reflexion und Transmission einer Longitudinalwelle in der . . . 45
4.8. TLM-Darstellung eines Übergangs zwischen zwei fest miteinander verbundenen 46

5.1. Schematische Darstellung der beiden möglichen Berechnungswege für die 50
5.2. Beispielhafter Vergleich einer Simulation auf Skriptebene (links) wie sie typisch 51
5.3. Prinzipielle Darstellung der Unterscheidung zwischen Ausbreitungsstrecke und 52
5.4. Innenraumstruktur eines Fahrzeuges mit den Sitzquerträgern in Balkenform, dem 53
5.5. Zerlegung der Fahrzeugkarosserie in ihre wichtigsten Bestandteile 53
5.6. Darstellung der Abhängigkeit der Phasenverschiebung durch die Dispersion von der . . . 56
5.7. Mittels inverser diskreter Fouriertransformation numerisch berechnete Impulsantwort . . 58
5.8. Verlauf der Fensterfunktion speziell entwickelt für die Anpassung der Impulsantwort . . 60
5.9. Durch Fensterung für die Faltung im Zeitbereich optimierte Impulsantwort der 61
5.10. Schematische Repräsentation eines Übergangs mit der Aufspaltung in Transmission . . . 63
5.11. Methodik der Parametergewinnung die zu einer wissensbasierten Parameterbibliothek . 67

6.1. Vergleich der möglichen Ausbreitungsrichtungen der Welle ausgehend von der Quelle . . 70
6.2. Schematische Darstellung der größer werdenden kreisförmigen Wellenfront, die an 71
6.3. Abnahme der normierten Beschleunigungsamplitude auf einer Platte mit ihrer 72
6.4. Schematische Darstellung einer einfallenden Biegewelle die an einem Übergang zwischen 73
6.5. Nur bestimmte Strahlen treffen den Empfänger und liefern an diesem Ort einen 75
6.6. Darstellung der Strahlen die das Ziel treffen und der Nomenklatur in Abhängigkeit von 77
6.7. Darstellung des Ergebnisses der graphischen Konstruktion der Spiegelquellen beliebiger 77
6.8. Beispielhafte Berechnung eines relevanten Strahl von Quelle zu Zielgebiet und 79
6.9. Schematische Abwicklung eines dreidimensionalen Fahrzeugtunnels um mit der 83

7.1. Realisierung der Faltung mit der Impulsantwort durch ein diskretes FIR-Filter und . . . 87
7.2. Substruktur des Übergangsblocks für einen beidseitigen Übergang 88
7.3. Substruktur des Übergangsblocks für einen einseitigen Übergang und zugleich 88
7.4. Diskrete Impulsantwort bzw. Filterkoeffizienten des diskreten Hilbertfilters mit 20 . . . 89
7.5. Vergleich des Amplitudengangs eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten und schlechter . 90
7.6. Vergleich des Phasengangs eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten und eines 91
7.7. Vergleich der Einschwingdynamik eines Hilbertfilters mit 20 Koeffizienten und schnellem 91
7.8. Amplituden- und Phasengang des gewählten Hilbertfilters mit 56 Koeffizienten und . . . 92
7.9. Realisierung der Sensoreigenschaften und der Signalverarbeitung des CISS-Sensor 93
7.10. Vollständige Block-Bibliothek (*Palette*) für die Simulation der CISS-Sensorsignale 93

8.1. Versuchsaufbau mit einem durch Sandbettung realisierten halbunendlichen Balken . . . 95
8.2. Gemessenes Eingangssignal für die Simulation in der Nähe der Anregung und für einen . 96
8.3. Schematische Darstellung der Validierungsgeometrie für die strahlenbasierte 97
8.4. Simulationsmodell für die halbunendliche Platte mit Betrachtung der ersten zehn 98
8.5. Umsetzung der Ausbreitungseffekte des Strahls 1. Ordnung im Simulationsprogramm . . 98
8.6. Vergleich des gemessenen und des simulierten Körperschallsignals auf der Platte 99
8.7. Vergleich des gemessenen (grün) und des mittels Strahlenmethode simulierten Signals . 100
8.8. Bild eines typischen Fahrzeugtunnels mit Skizze der Vereinfachungen der Geometrie . . 100
8.9. Vergleich eines Ausschnitts des gemessenen Rohsignals (blau) mit dem mittels 101
8.10. Vergleich des gemessenen Signals mit dem mittels Strahlenmethode simulierten Signal . 102

A.1. Starre einseitige Verbindung der Fahrzeugkarosserie mit dem Fundament für die 107
A.2. Hydraulik Stempel (rechts) zur Aufbringung von statischen Lasten analog zur 108
A.3. Sensorpositionen zur Bestimmung der Spannungsabhängigkeit und schematische 109
A.4. Schematische Darstellung der Laufzeit für den ersten Signalstart und für den ersten . . 110
A.5. Laufzeiten über mehrere Versuche für den ersten Signalanstieg für das unbelastete . . . 111
A.6. Laufzeiten für den ersten Signalanstieg in Abhängigkeit von der belastenden Kraft . . . 112
A.7. Laufzeiten für das Maximum der Einhüllenden in Anhängigkeit von der belastenden . . 113
A.8. Verbleibende Energie im CISS-Signal in Abhängigkeit von der belastenden Kraft 113
A.9. Laufzeiten und Standardabweichungen für den ersten Signalanstieg für das unbelastete . 114
A.10. Laufzeiten und Standardabweichungen für das Maximum der Einhüllenden für das . . . 114

Literaturverzeichnis

[1] Ahmida, K.M. ; Arruda, J.R.: Spectral element-based prediction of active power flow in Timoshenko beams. In: *International Journal of Solids and Structures* Volume 38 (2001), S. 1669 – 1679

[2] Alt, M.: *Verbesserung des Entwicklungsprozesses für die Steuerung von Rückhaltesystemen*, Technische Universität Braunschweig, Diss., 2005

[3] Angermann, A. ; Beuschel, M. ; Rau, M. ; Wohlfarth, U.: *Matlab - Simulink - Stateflow*. 5. Auflage. München : Oldenbourg, 2007

[4] Apostoloudia, A. ; Douka, E. ; Hadjileontiadis, L.J. ; Rekanos, I.T. ; Trochidis, A.: Time-Frequency analysis of transient dispersive waves: A comparative study. In: *Applied Acoustics* 68 (2007), S. 296 – 309

[5] Barényi, B.: *Deutsches Patent 854 157: Kraftfahrzeug, insbesondere zur Beförderung von Personen*. Oktober 1952

[6] Bathe, K.J.: *Finite-Elemente-Methoden*. 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2002

[7] Benaroya, H.: *Mechanical Vibration: Analysis, Uncertanties, and Control*. 2. Edition. New York : Marcel Dekker, 2004

[8] Bertrand, H.A.: *United States Patent Number 2,834,606: Safety Device for Passengers*. May 1958

[9] Blume, S.: *Theorie elektromagnetischer Felder*. 4. Auflage. Heidelberg : Hüthig Verlag, 1994

[10] Bokaian, A.: Natural Frequencies of Beams Under Tensile Axial Loads. In: *Journal of Sound and Vibration* Volume 142 (1990), Nr. 3, S. 481 – 498

[11] Bosmans, I. ; Nightingale, T.R.T.: Modelling structure-borne sound transmission at bolted joints. In: *Proceedings of the Acoustic Week in Canada* Volume 28, S. 98 – 100

[12] Brandmeier, T. ; Lauerer, C. ; Spannaus, P. ; Feser, M.: Crasherkennung durch Körperschallmessung. In: *Haus der Technik Tagungsband - Sensoren im Automobil* (2006), S. 187 – 203

[13] Brenner, S.C. ; Scott, L. R.: *The Mathematical Theory of Finite Elements Methods*. 2. Edition. New York : Springer, 2002

[14] Bronstein, I.N. ; Semendjajew, K.A. ; Musiol, G. ; Mühling, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 6. Auflage. Frankfurt am Main : Harri Deutsch Verlag, 2005

[15] Callsen, S. ; Estorff, O. v.: Schalltransmissionsimplementierung für gekrümmte Strukturen in *OpenSourceSEA*. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 867 – 868

[16] Campbell, J.D.: *Dynamic plasticity of metals*. 1. Edition. Wien : Springer Verlag, 1972

[17] Campbell, S.L. ; Chancelier, J.P. ; Nikoukhah, R.: *Modeling and Simulation in SCILAB/SCICOS*. 1. Edition. Berlin : Springer Verlag, 2006

[18] Chae, K.S. ; Ih, J.G.: Prediction of vibrational energy distribution in the thin plate at high-frequency bands by using the ray tracing method. In: *Journal of Sound and Vibration* 240 (2001), S. 263 – 292

[19] Continental: Bayerischer Innovationspreis für Körperschall-Airbag. In: *Technik in Bayern* Ausgabe 05/2008 (2008), August, S. 42

[20] Contoni, V. ; Bot, A. L.: Specular and diffuse reflections of rays in coupled thin plates at high frequency. In: *Journal of Sound and Vibration* 265 (2003), S. 23 – 41

[21] Courant, R. ; Hilbert, D.: *Methoden der mathematischen Physik*. Bd. 1. 3. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1968

[22] Craik, R.J.M. ; Bosmans, I. ; Cabos, C. ; Heron, K.H. ; Sarradj, E. ; Steel, J.A. ; Vermeir, G.: Structural transmission at line junctions: a benchmark exercise. In: *Journal of Sound and Vibration* 272 (2004), S. 1086 – 1096

[23] Cremer, L.: Berechnung der Wirkung von Schallbrücken. In: *Acustica* Heft 4 (1954), S. 273 – 276

[24] Cremer, L. ; Heckl, M.: *Körperschall*. 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1996

[25] Cuenca, J. ; Gautier, F. ; Simon, L.: The image source method for calculating the vibrations of simply supported convex polygonal plates. In: *Journal of Sound and Vibration* 322 (2009), S. 1048 – 1069

[26] Czycholl, G.: *Theoretische Festkörperphysik*. 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2004

[27] DeSilva, C.W.: *Vibration, Fundamentals and Practice*. 1. Edition. Boca Raton : CRC Press, 1999

[28] Deutsche Gesellschaft für Akustik e.V.: *DEGA-Empfehlung 101 Akustische Wellen und Felder*. März 2006

[29] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1332 Akustik; Formelzeichen*. Oktober 1969

[30] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1311 Teil 4 Schwingunglehre; Schwingende Kontinua, Wellen*. Februar 1974

[31] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1301 Teil 1 Einheiten; Einheitennamen, Einheitenzeichen*. Dezember 1993

[32] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1304 Teil 1 Formelzeichen; Allgemeine Formelzeichen.* März 1994

[33] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1320 Akustik; Begriffe.* Juni 1997

[34] Deutsches Institut für Normung: *DIN 5487 Fourier-, Laplace- und Z-Transformation; Zeichen und Begriffe.* Juli 1998

[35] Deutsches Institut für Normung: *DIN 1342 Teil 1 Viskosität, Rheologische Begriffe.* November 2003

[36] Deutsches Statistisches Bundesamt: *2008: Geringste Zahl an Verkehrstoten seit 1950.* Pressemitteilung Nr. 63, 25. Februar 2009

[37] Doyle, J.F.: *Static and Dynamic Analysis of Structures with an Emphasis on Mechanics and Computer Matrix Methods.* 1. Edition. Dordrecht : Kluwer Academic Publishers, 1991

[38] Doyle, J.F.: *Wave Propagation in Structures - Spectral Analysis Using Fast Discrete Fourier Transform.* 2. Edition. New York : Springer, 1997

[39] Durand, J.F. ; Soize, C. ; Gagliardini, L.: Structural-acoustic modeling of automotive vehicles in presence of uncertainties and experimental identification and validation. In: *Journal of the Acoustical Society of America* Volume 124 (2008), Nr. 3, S. 1513 – 1525

[40] Engelberg, S.: *Digital Signal Processing - An Experimental Approach.* 1. Edition. Berlin : Springer, 2008

[41] Ertlmeier, R. ; Spannaus, P.: Expanding design process of the Airbag Control Unit ACU - Connection of active and passive safety by using vehicles dynamics for rollover and side crash detection. In: *Proceedings of the Sixth International Workshop on Intelligent Solutions in Embedded Systems WISES 2008* (2008), S. 75 – 83

[42] Estorff, O.v. ; Markiewicz, M. ; Miranda, L. ; Zaleski, O.: Zur numerischen Vorhersage des Zuschlaggeräusches einer Fahrzeugtür. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 485 – 486

[43] Ewins, D.: On the Need for and Benefits of the Effective Integration of Analysis and Test in Structural Dynamics. In: *NAFEMS Conference Proceeding Interaction of Simulation and Testing: New Requirements and New Opportunities in Structural Dynamics* (2008), S. 1/1 – 1/9

[44] Fahy, F.: *Foundations of Engineering Acoustics.* London : Academic Press, 2003

[45] Fahy, F. ; Walker, J.G.: *Advanced Applications in Acoustics, Noise and Vibration.* 1. Edition. London : Spon Press, 2004

[46] Feng, L.: An Experimental Method for Vibrational Insertion Loss of Mechanical Joints. In: *Acta Acustica* 87 (2001), S. 191 – 198

[47] Feng, L. ; Liu, M. ; Nilsson, A.: Experimental Study of Structure-born Sound Transmission Loss of Mechanical Joints. In: *Journal of the Acoustical Society of America* Volume 110 (2001), S. 1391 – 1397

[48] Feser, M. ; McConnel, D. ; Brandmeier, T. ; Lauerer, C.: Advanced crash discrimination using Crash Impact Sound Sensing (CISS). In: *Congress Proceeding SAE International - Airbag 2005* (2005)

[49] Fidlin, A.: *Nonlinear Oscillations in Mechanical Engineering.* 1. Edition. Berlin : Springer Verlag, 2006

[50] Firestone, F.: A new analogy between mechanical and electrical systems. In: *Journal of the Acoustical Society of America* Volume 4 (1933), Nr. 3, S. 249 – 267

[51] Fölliger, O.: *Regelungstechnik - Einführung in die Methoden und ihre Anwendung.* 10. Auflage. Heidelberg : Hüthig Verlag, 1994

[52] Föllinger, O.: *Laplace-, Fourier- und z-Transformation.* 7. Auflage. Heidelberg : Hüthig Verlag,, 2000

[53] Gerdsen, P. ; Kröger, P.: *Digitale Signalverarbeitung in der Nachrichtenübertragung.* 2. Auflage. Berlin : Springer, 1997

[54] Girod, B. ; Rabenstein, R. ; Stenger, A.: *Einführung in die Systemtheorie - Signale und Systeme in der Elektrotechnik und Informationstechnik.* 4. Auflage. Wiesbaden : Teubner Verlag, 2007

[55] Glaser, S. ; Wüst, A. ; Frik, S. ; Erzgräber, M.: Integrative Simulation für crashbelastete Bauteile aus faserverstärkten thermoplastischen Polymeren. In: *VDI-Berichte Berechnung und Simulation im Fahrzeugbau* 1967 (2001), Nr. 1, S. 343 – 361

[56] Gomez, C.: *Engineering and Scientific Computing with SCILAB.* 1. Edition. Boston : Birkhäuser, 1999

[57] Gramlich, G. ; Werner, W.: *Numerische Mathematik mit Matlab - Eine Einführung für Naturwissenschaftler und Ingenieure.* 1. Auflage. Heidelberg : Dpunkt Verlag, 2000

[58] Grote, K.-H. ; Feldhusen, J.: *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau.* 19. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1997

[59] Guo, Y.Q. ; Chen, W.Q. ; Pao, Y.H.: Dynamic analysis of space frames: The method of reverberation-ray matrix and the orthogonality of normal modes. In: *Journal of Sound and Vibration* 317 (2008), S. 716 – 738

[60] Hagedorn, P.: *Technische Schwingungslehre.* Bd. 2: Lineare Schwingungen kontinuierlicher mechanischer Systeme. 1. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1989

[61] Hahn, H.G.: *Elastizitätstheorie.* 1. Auflage. Stuttgart : Teubner Verlag, 1985

[62] Hahn, S.L.: *Hilbert Transforms in Signal Processing.* Bd. 2. Norwood : Artech House, 1996

[63] Harris, J.G.: *Linear elastic waves.* 1. Edition. Cambridge : Cambridge University Press, 2001

[64] Hartmann, F. ; Katz, C.: *Structural Analysis with Finite Elements.* 1. Edition. Berlin : Springer Verlag, 2004

[65] Hassanpour, P.A. ; Cleghorn, W.L. ; Mills, J.K. ; Esmailzadeh, E.: Exact Solution of the Oscillatory Behavior Under Axial Force of a Beam with a Concentrated Mass Within its Interval. In: *Journal of Vibration and Control* Volume 13 (2007), Nr. 12, S. 1723 – 1739

[66] Haupt, H.: *Ein auf der Schallemissionsanalyse basierendes Verfahren zur Risserkennung in Umformprozessen*, Universität Paderborn, Diss., 2003

[67] Hauptmann, P.: *Sensors, Principles and Applications*. 1. Edition. Munich : Carl Hanser Verlag, 1993

[68] Heinzeler, M. ; Kilgus, R. ; Näher, F. ; Paetzold, H. ; Röhrer, W. ; Schiling, K.: *Tabellenbuch Metall*. 40. Auflage. Haan-Gruiten : Europa-Lehrmittel Verlag, 1997

[69] Henke, H.: *Elektromagnetische Felder - Theorie und Anwendung*. 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2004

[70] Hering, E. ; Martin, R. ; Stohrer, M.: *Physik für Ingenieure*. 18. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2002

[71] Hess, W.: *Digitale Filter*. 2. Auflage. Wiesbaden : Teubner Verlag, 1993

[72] Hill, R. ; Forsyth, S.A. ; Macey, P.: Finite element modelling of ultrasound, with reference to transducers and AE waves. In: *Ultrasonics* Volume 42 (2004), S. 253 – 258

[73] Hoffmann, J. ; Brunner, U.: *Matlab & Tools für die Simulation dynamischer Systeme*. 1. Auflage. München : Addison Wesley Verlag, 2002

[74] Hughes, J.R.: *The Finite Element Method: Linear Static and Dynamic Finite Element Analysis*. 2. Edition. Mineola : Dover Publications, 2000

[75] Jiang, J. ; Chen, W.Q.: Reverberation-ray analysis of moving or distributive loads on a non-uniform bar. In: *Journal of Sound and Vibration* 319 (2009), S. 320 – 334

[76] Jiang, Z. ; Qiu, X.: Receiving radius determination in ray-tracing sound prediction of rectangular enclosure. In: *Journal of Sound and Vibration* 301 (2007), S. 391 – 399

[77] Johnson, K.L.: *Contact mechanics*. 9. Edition. Cambridge : Cambridge University Press, 2003

[78] Kagawa, Y. ; Fujitani, T. ; Fujita, Y. ; L.Chai ; N.Wakatsuki ; Tsuchiya, T.: Discrete huygens´ modelling approach to wave propagations in a homogeneous elastic field. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 255 (2002), S. 323 – 335

[79] Kagawa, Y. ; Tsuchiya, B. ; Fujioka, K. ; Takeuchi, M.: Discrete huygens´ model approach to sound wave propagation - reverberation in a room, sound source indentification and tomography in time reversal. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 225 (1999), S. 61 – 78

[80] Kagawa, Y. ; Tsuchiya, T.: Discrete huygens´ modelling simulation of sound wave propagation in velocity varying environments. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 246 (2001), S. 419 – 439

[81] Kammeyer, K.D. ; Kroschel, K.: *Digitale Signalverarbeitung.* 5. Auflage. Stuttgart : Teubner, 2002

[82] Karnovsky, I.A. ; Lebed, O.I.: *Formulas for Structural Dynamics - Tables, Graphs, and Solutions.* 1. Edition. New York : McGraw-Hill, 2001

[83] Karnovsky, I.A. ; Lebed, O.I.: *Free Vibrations of Beams and Frames, Eigenvalues and Eigenfunctions.* 1. Edition. New York : McGraw-Hill, 2004

[84] Keane, A.J. ; Price, W.G: *Statistical Energy Analysis - An Overview, with Applications in Structural Dynamics.* 3. Edition. Cambridge : Cambridge University Press, 2005

[85] Kent, R.: *Air Bag Development and Performance - New Perspectives from Industry, Government and Academia.* 1. Edition. Society of Automotive Engineers Inc. USA, 2003

[86] Kiencke, U. ; Jäkel, H.: *Signale und Systeme.* 3. Auflage. München : Oldenbourg Verlag, 2005

[87] King, F.W.: *Hilberttransforms.* Bd. 1. Cambridge : Cambridge University Press, 2009

[88] Kistler Gruppe: *Picotron Beschleunigungssensor Typ 8614A500M1.* Wintherthur, Mai 2008

[89] Kleive, S. ; Larsson, K. ; Kropp, W.: Time-Domain Modelling: Combining ESM and FDTD Methods for Acoustic Wave Propagation. In: *Acta Acustica* 95 (2009), S. 118 – 127

[90] Kneubühl, F.K.: *Lineare und nichtlineare Schwingungen und Wellen.* 1. Auflage. Wiesbaden : Teubner Studienbücher, 1995

[91] Knothe, K. ; Wessels, H.: *Finite Elemente.* 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1992

[92] Kohlhuber, M. ; Wöckel, S. ; Brandmeier, T. ; Auge, J. ; Geigenfeind, M.: Körperschallbasierte Seitencrasherkennung, Chancen und Herausforderungen der Modellbildung. In: *9. Dresdner Sensor Symposium Tagungsband* (2009), S. 53 – 57

[93] Kollbrunner, C.F. ; Meister, M.: *Knicken, Biegedrillknicken, Kippen.* 2. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 1961

[94] Kollmann, F.G.: *Maschinenakustik - Grundlagen, Meßtechnik, Berechnung, Beeinflussung.* Berlin : Springer Verlag, 2000

[95] König, L.: *Beitrag zur Ermittlung des dehnratenabhängigen Werkstoffverhaltens im servohydraulischen Schnellzerreißversuch*, Universität der Bundeswehr München, Diss., 2007

[96] Kramer, F.: *Passive Sicherheit von Kraftfahrzeugen.* 2. Auflage. Wiesbaden : Vieweg Verlag, 2006

[97] Kruk, R. ; Thoden, D. ; Backhaus, S.G.: Neuartiger Prüfstand zur akustischen Untersuchung von Wälz- und Gleitlagern. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 761 – 762

[98] Kuner, E.H. ; Schlickewei, W.: *Der Unfallchirurg.* Bd. Verletzungsschutz durch Airbag. Berlin : Springer Verlag, 1996

[99] Lang, H.P. ; Knödler, K. ; Kocher, P. ; Rölleke, M. ; Oswald, K.: Erweiterte Crashsensierung mit zusätzlichen Beschleunigungsensoren, Radarsensoren und Winkelgeschwindigkeitssensoren. In: *VDI-Berichte Innovativer Kfz-Insassen- und Partnerschutz* 1471 (1999), S. 185 – 212

[100] Leblanc, A. ; Ing, R.K. ; Lavie, A.: A Wave Superposition Method Based on Monopole Sources with Unique Solution for All Wave Numbers. In: *Acta Acustica* 96 (2010), S. 125 – 130

[101] Lehner, G.: *Elektromagnetische Feldtheorie für Ingenieure und Physiker.* 6. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2008

[102] Lerch, R. ; Sessler, G. ; Wolf, D.: *Technische Akustik - Grundlagen und Anwendungen.* Berlin : Springer, 2009

[103] Lighthill, M.J.: Group Velocity. In: *Journal of the Institute of Mathematics and its Applications* Volume 1 (1965), S. 1 – 28

[104] Linderer, W.: *Deutsches Patent Nummer 896 312: Einrichtung zum Schutze von in Fahrzeugen befindlichen Personen gegen Verletzungen bei Zusammenstößen.* Oktober 1953

[105] Liu, X.Q. ; Ertekin, R.C. ; Riggs, H.R.: Vibration of a Free-Free Beam Under Tensile Axial Loads. In: *Journal of Sound and Vibration* Volume 190 (1996), Nr. 2, S. 273 – 282

[106] LMS International: *LMS SCADAS III data acquisition system - user manual*, 2004

[107] Lucklum, R.: *Resonante Sensoren.* Habilitationsschrift, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2002

[108] Lucklum, R. ; Hauptmann, P.: Transduction mechanism of acoustic-wave based chemical and biochemical sensors. In: *Measurement Science and Technology* Volume 14 (2003), S. 1854 – 1864

[109] Luegmair, M.: Inadequacies of Beam theories and elements for description of high frequency bending wave propagation in car structures. In: *NAFEMS Conference Proceeding Interaction of Simulation and Testing: New Requirements and New Opportunities in Structural Dynamics* (2008), S. 12/1 – 12/11

[110] Luegmair, M.: Randbedingungen der Körperschallausbreitung im Fahrzeug zur Crasherkennung. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 121 – 122

[111] Luegmair, M.: Körperschallbasierte Crasherkennung stellt spezifische Anforderungen an die Simulation. In: *Automobilkonstruktion* (2009), Februar, S. 24 – 25

[112] Luegmair, M.: Unzulänglichkeiten von Balkentheorien und -elementen für die Beschreibung hochfrequenter Biegewellenausbreitung in Fahrzeugstrukturen. In: *NAFEMS-Magazin* Band 12 (2009), April, S. 53 – 63

[113] Luegmair, M. ; Oestreicher, L.: Körperschallausbreitung als wichtiger Einfluss auf die Crasherkennung. In: *ATZ Automobiltechnische Zeitschrift* 110. Jahrgang (2008), Februar, S. 160 – 165

[114] Luegmair, M. ; Oestreicher, L.: Structure-born sound transmission in vehicle structure as an important influence on structure-born sound based crash detection. In: *ATZ World Wide* (2008), February, S. 160 – 165

[115] Luegmair, M. ; Spannaus, P.: Advanced Passenger Safety Through Structure-Born Sound detection. In: *Congress Proceeding International Conference on Sustainable Automotive Technology ICSAT* Volume 1 (2008), S. 133 – 138

[116] Luegmair, M. ; Wöckel, S.: Precise Characterization of Structure-Borne Sound Transmission Applied on Crash Sensing Technologies. In: *Sensor & Test Conference Proceeding* (2009), S. 65 – 70

[117] Lutz, H. ; Wendt, W.: *Taschenbuch der Regelungstechnik.* 6. Auflage. Frankfurt am Main : Harri Deutsch Verlag, 2005

[118] Lynch, S.: *Dynamical Systems with Applications Using Matlab.* 1. Edition. Boston : Birkhäuser, 2004

[119] Lyon, R.H.: In-plane contribution to structural noise Transmission. In: *Noise control engineering journal* Volume 26 (1986), Nr. 1, S. 22 – 27

[120] Lyon, R.H. ; DeJong, R.G.: *Theory and Application of Statistical Energy Analysis.* 2. Edition. Newton : Butterworth-Heinemann, 1997

[121] Macke, W.: *Wellen - Ein Lehrbuch der theoretischen Physik.* 2. Auflage. Leipzig : Akademische Verlagsgesellschaft, 1962

[122] Mader, G. ; Hermann, S: *Deutsches Patent DE 100 15 273 B4: Steuervorrichtung für eine Unfallschutzeinrichtung in einem Fahrzeug.* Oktober 2001

[123] Magrab, E.B.: Natural Frequencies and Mode Shapes of Timoshenko Beams with Attachments. In: *Journal of Vibration and Control* Volume 13 (2007), Nr. 7, S. 905 – 934

[124] Mandal, N.K. ; Biswas, S.: Vibration Power Flow: A Critical Review. In: *The Shock and Vibration Digest* Volume 37 (2005), January, Nr. 1, S. 3 – 11

[125] Mason, S.J: Feedback Theory - Further Properties of Signal Flow Graphs. In: *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* Volume 44 (1956), Nr. 7, S. 920 – 926

[126] Mayr, M.: *Technische Mechanik.* 3. Auflage. München : Hanser Verlag, 2002

[127] Maysenhölder, W.: *Körperschallenergie: Grundlagen zur Berechnung von Energiedichten und Intensitäten.* 1. Auflage. Stuttgart : S. Hirzel Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, 1994

[128] Mechel, F.P.: *Formulas of Acoustics.* 2. Edition. Berlin : Springer Verlag, 2004

[129] Meiler, M. ; Landes, H.: Messung und Simulation - Hand in Hand, Beispiele aus der Materialparameteridentifizierung. In: *NAFEMS Magazin* Ausgabe 3 (2008), S. 23 – 33

[130] Méndez-Sánchez, R.A. ; Morales, A. ; Flores, J.: Experimental check on the accuracy of Timoschenko´s beam theory. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 279 (2005), S. 508 – 512

[131] Meyer, M.: *Signalverarbeitung - Analoge und digitale Signale, Systeme und Filter.* 3. Auflage. Wiesbaden : Vieweg Verlag, 2003

[132] Müller-Wichards, D.: *Transformationen und Signale.* 1. Auflage. Stuttgart : Teubner Verlag, 1999

[133] Morse, P.M. ; Ingard, K.U.: *Theoretical Acoustics.* 1. Edition. New Jersey : Princeton University Press, 1986

[134] Moser, F. ; Jacobs, L.J. ; Qu, J.: Application of finite element methods to study transient wave propagation in elastic wave-guides. In: *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation* Volume 17 (1998), S. 161 – 167

[135] Möser, M.: *Technische Akustik.* 7. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2007

[136] Müller, G. ; Groth, C.: *FEM für Praktiker.* Bd. 1: Grundlagen. 8. Auflage. Renningen : Expert Verlag, 2007

[137] Nyquist, H.: Certain topics in Telegraph Transmission Theory. In: *Trasnsaction of the America Institute of Electrical Engineers* (1928), S. 617 – 644

[138] Oestreicher, L.: Korrelationsanalyse von hochfrequenten Körperschallsignalen. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 825 – 826

[139] Oliner, A.A. ; Bertoni, H.L. ; Li, R.C.M.: A microwave network formalism for acoustic waves in isotropic media. In: *Procedings of the IEEE* Volume 60 (1972), Nr. 12, S. 1503 – 1512

[140] Oliner, A.A. ; Li, R.C.M. ; Bertoni, H.L.: Catalog of acoustic equivalent networks for planar interfaces. In: *Procedings of the IEEE* Volume 60 (1972), Nr. 12, S. 1513 – 1518

[141] Oppenheim, A.V. ; Schafer, R.W. ; Buck, J.R.: *Zeitdiskrete Signalverarbeitung.* 2. Auflage. München : Pearson Studium, 2004

[142] Oppenheim, A.V. ; Willsky, A.S. ; Nawab, S.H.: *Signals and Systems.* 2. Edition. New Jersey : Prentice-Hall, 1997

[143] Paggel, J. ; Feser, M. ; Lauerer, C. ; Spannaus, P. ; Brandmeier, T.: Active and passive satety integration for advanced rollover protection. In: *Congress Proceeding SAE International - Airbag 2006* (2006)

[144] Pain, H.J.: *The Physics of Vibration and Waves.* 6. Edition. Chichester : John Wiley and Sons, 2005

[145] Palmov, V.: *Vibrations of Elasto-Plastic Bodies.* 1. Edition. Berlin : Springer Verlag, 1998

[146] Parrott, A.H. ; Round, H. ; Davis, R.H.: *United States Patent 1,331,359: Air-Cushion*. Februar 1920

[147] Pau, A. ; Vestroni, F.: Modal Analysis of a Beam with Radiation Damping: Numerical and Experimental Results. In: *Journal of Vibration and Control* Volume 13 (2007), S. 1109 – 1125

[148] Petuelli, G.: *Theoretische und experimentelle Bestimmung der Steifigkeits- und Dämpfungseigenschaften normalbelasteter Fügestellen*, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Diss., 1983

[149] Pfaffeneder, B.: Echtzeit Sensorkommunikation im Kfz. In: *VDI-Berichte Elektronik im Kraftfahrzeug* 1646 (2001), S. 75 – 83

[150] Reif, K.: *Automobilelektronik*. 2. Auflage. Wiesbaden : Vieweg, 2007

[151] Renton, J.D: A check on the accuracy of Thimoschenko´s beam theory. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 245 (2001), S. 559 – 561

[152] Reuter, M. ; Zacher, S.: *Regelungstechnik für Ingenieure - Analyse, Simulation und Entwurf von Regelkreisen*. 11. Auflage. Wiesbaden : Vieveg Verlag, 2004

[153] Robert Bosch GmbH: *Autoelektrik, Autoelektronik*. 5. Auflage. Wiesbaden : Vieweg, 2007

[154] Rohrer, S. ; Koch, R. ; Hannawald, L. ; Zwipp, H.: Uni- und multivariante Analyse der Einflussfaktoren auf die Verkehrsunfallmortalität von Pkw-Insassen. In: *Der Unfallchirurg* Ausgabe 111 (2008), Januar, S. 12 – 18

[155] Rokosch, U.: *Airbag und Gurtstraffer*. 1. Auflage. Würzburg : Vogel Fachbuch, 2002

[156] Sarradj, E.: *Hochfrequenter Körperschall in Strukturen*, Universität Dresden, Diss., 1998

[157] Scheithauer, R.: *Signale und Systeme - Grundlagen für die Mess- und Regelungstechnik und Nachrichtentechnik*. 2. Auflage. Wiesbaden : Teubner Verlag, 2005

[158] Schäfer, R.: *A Contribution to Extend the Capabilities of Ultrasonic Process Instrumentation*, Otto-von-Guericke-University Magdeburg, Diss., 2008

[159] Schmidt, A.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur konstruktiven Einflussnahme auf die Körperschallleitung in ebenen Strukturen*, Technische Universität Clausthal, Diss., 1998

[160] Schuller, E.: *Die Dispersion polarer Gitterwellen in halbunendlichen einachsigen Kristallen mit besonderer Berücksichtigung der Dämpfung*, Ludwig Maximilians-Universität München, Diss., 1976

[161] SCILAB-Consortium: *Homepage of the open source platform for numerical computation SCILAB*. `www.scilab.org`

[162] Serridge, M. ; Licht, T.R.: *Piezoelektrische Beschleunigungsaufnehmer und Vorverstärker*. 1. Auflage. Brüel & Kjær, 1990

[163] Shannon, C.E.: Communication in the Presence of Noise. In: *Procedings of the Institute of Radio Engineers* 37 (1949), S. 10 – 21

[164] Spannaus, P.: Entstehung von Körperschall im Fahrzeugcrash. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 111 – 112

[165] Spannaus, P.: *Körperschallentstehung im Fahrzeugcrash - Ein Beitrag zur Verbesserung der Unfallerkennung*, Universität Halle, Diss., 2009

[166] Starke, E. ; Pfeifer, G.: Vorausberechnung elektroakustischer Geräte: Möglichkeiten für einen effizienten Entwurf durch die Verbindung von Netzwerk- und Finite-Element-Methoden. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 43 – 44

[167] Stöcker, H.: *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*. Bd. 4. Frankfurt am Main : Harri Deutsch Verlag, 2003

[168] Stelzmann, U. ; Groth, C. ; Müller, G.: *FEM für Praktiker*. Bd. 2: Strukturdynamik. 4. Auflage. Renningen : Expert Verlag, 2006

[169] Stephen, N.G.: On A check on the accuracy of Thimoschenko´s beam theory. In: *Journal of Sound and Vibration* Issue 257 (2002), S. 809 – 812

[170] Strassacker, G.: *Rotation, Divergenz und das Drumherum - Eine Einführung in die elektromagnetische Feldtheorie*. 4. Auflage. Stuttgart : Teubner Verlag, 1999

[171] Sujuan, J. ; Jun, L. ; Hongxing, H. ; Rhongying, S.: A Spectral Finite Element Model for Vibration Analysis of a Beam Based on General Higher-order Theory. In: *Shock and Vibration* 15 (2008), S. 179 – 192

[172] Szabó, I.: *Höhere Technische Mechanik*. 6. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2001

[173] Szabó, I.: *Einführung in die Technische Mechanik*. 8. Auflage. Berlin : Springer Verlag, 2003

[174] Szabo, T.L.: *Diagnostic Ultrasound Imaging, inside out*. 1. Edition. Elsevier Academic Press, 2004

[175] Timoshenko, S.P. ; Goodier, J.N.: *Theory of elasticity*. 3. Edition. Auckland : McGraw-Hill Book Co., 1970

[176] Tröster, F.: *Steuerungs- und Regelungstechnik für Ingenieure*. 2. Auflage. München : Oldenbourg Verlag, 2005

[177] Tschakert, R. ; Peterson, B.A.T.: Stop and pass bands in cross-siffened plates. In: *Fortschritte der Akustik - DAGA 2008* (2008), S. 113 – 114

[178] Unbehauen, R.: *Systemtheorie*. Bd. 1: Allgemeine Grundlagen, Signale und lineare Systeme im Zeit- und Frequenzbereich. 8. Auflage. München : Oldenbourg Verlag, 2002

[179] Urroz, G.E.: *Numerical and Statistical Methods with SCILAB for Science and Engineering*. Bd. 1. 1. Edition. Greatunpublished, 2001

[180] Urroz, G.E.: *Numerical and Statistical Methods with SCILAB for Science and Engineering*. Bd. 2. 1. Edition. Greatunpublished, 2001

[181] Viano, D.C.: *Seat Belts: The Development of an Essential Safety Feature*. 1. Edition. Society of Automotive Engineers Inc. USA, 2003

[182] Volz, K. ; Dirschmid, F. ; Duddeck, F.: Optimierung der Crasheigenschaften von Rohkarosserien in der frühen Phase der Produktentwicklung. In: *VDI-Berichte Berechnung und Simulation im Fahrzeugbau* 1967 (2001), Nr. 1, S. 199 – 216

[183] Wallentowitz, H. ; Reif, K.: *Handbuch Kraftfahrzeugelektronik: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Anwendungen*. 1. Auflage. Wiesbaden : Vieweg, 2006

[184] Walter, K.: *Verkehr in Deutschland 2006*. Wiesbaden : Deutsches Statistisches Bundesamt, 2006

[185] Webster, G.: Acoustical impedance, and the theory of horns and of the phonograph. In: *Proceedings of the National Academic of Science USA* Volume 5 (1919), S. 275 – 282

[186] Wegst, C. ; Wegst, M.: *Stahlschlüssel Taschenbuch*. 20. Auflage. Marbach : Stahlschlüssel Verlag, 2004

[187] Weissgerber, W.: *Elektrotechnik für Ingenieure*. Bd. 3. 5. Auflage. Braunschweig : Vieweg, 2005

[188] Whige, R.G. ; Walker, J.G.: *Noise and Vibration*. 1. Edition. Ellis Horwood Limited, 1982

[189] Zech, T.: Zum Abklingen nichtlinearer Schwingungen. In: *Archive of Applied Mechanics (Ingenieur Archiv)* Ausgabe 13 (1942), Februar, S. 21 – 33

[190] Zeller, P.: *Handbuch Fahrzeugakustik: Grundlagen, Auslegung, Berechnung, Versuch*. Wiesbaden : Vieweg Teubner, 2009

[191] Zener, C.: *Elasticity and Anelasticity of Metals*. 5. Edition. Chicago : University of Chicago Press, 1965

[192] Zimmermann, B. ; Lucklum, R. ; Hauptmann, P. ; Rabe, J. ; Büttgenbach, S.: Electrical characterisation of high-frequency thickness-shear-mode resonators by impedance analysis. In: *Sensors and Actuators* Volume 76 (2001), S. 47 – 57