

**Interaktionen von Explosionen mit
flexiblen Strukturen**

Martien Teich

Herausgeber:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. N. Gebbeken (federführend)
Univ.-Prof. Dr.-Ing. S. Holzer
Univ.-Prof. Dr.-Ing. M. Keuser
Univ.-Prof. Dr.-Ing. I. Mangerig
em. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. C. Petersen
Univ.-Prof. Dr.-Ing. G. Siebert
Univ.-Prof. Dr.-Ing. K.-Ch. Thienel

Schriftleitung:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. N. Gebbeken
Institut für Mechanik und Statik
Labor für Ingenieurinformatik
Universität der Bundeswehr München
Werner-Heisenberg-Weg 39
85577 Neubiberg
Tel.: 089-6004-3414
Email: norbert.gebbeken@unibw.de

© 2012

Autor
Werner-Heisenberg-Weg 39
85577 Neubiberg

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten. Mit Genehmigung des Autors/Herausgebers ist es gestattet, dieses Heft ganz oder teilweise zu vervielfältigen.

ISSN 1431-5122

Interaktion von Explosionen mit flexiblen Strukturen

Martien Teich

Von der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktoringenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Dissertation.

Universität der Bundeswehr München
Januar 2012

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Analyse von Interaktionseffekten explosionsinduzierter Luftdruckwellen mit flexiblen und leichten Strukturen. Dazu wird ein analytisches Einfreiheitsgradschwinger-Modell für lineare und nichtlineare Strukturen entwickelt, das mit gekoppelten *Euler-Lagrange*-Simulationen verifiziert wird. Es wird sowohl der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung als auch die Fluid-Struktur-Interaktion (FSI) analysiert. Je leichter und je flexibler eine Struktur ist, desto stärker reduzieren aerodynamische Dämpfungs- und FSI-Effekte die Verformungen und damit die Kräfte im System. Infolge der großen Verformungen führt die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion zu einer Veränderung des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufs und zu einer teilweise beträchtlichen Reduktion des reflektierten Impulses.

Als Anwendungsbeispiel für ein flexibles und relativ leichtes, explosionshemmendes System wird eine vertikal vorgespannte Seilnetzfassade untersucht. Die Ergebnisse der Finite-Elemente-Berechnungen werden mit den Ergebnissen des äquivalenten, analytischen FSI-Modells verglichen und bewertet. Schließlich werden das Prinzip der gezielten Energiedissipation auf Seilnetzfassaden angewendet und Vorschläge für energiedissipierende Seilendverankerungen entwickelt. Diese Seilendverankerungen verhalten sich elastisch und relativ steif bis eine definierte Auslösekraft überschritten wird. Danach reagieren sie plastisch. Die Seilendverankerungen müssen über eine ausreichende Duktilität verfügen, während der Rest des Systems über eine ausreichende Festigkeit verfügt und sich möglichst nur im elastischen Bereich verformt.

Abstract

This work analyses coupling effects between blast waves and flexible, light structures. A new analytical coupling model is developed taking account of aerodynamic damping and fluid-structure-interaction (FSI) effects. This model contributes to a better understanding of the physical coupling phenomena and can be used for the verification of more complex numerical models. Especially mass and stiffness determine the effects of aerodynamic damping and FSI. While the coupling effects are negligible for stiff or heavy systems, e.g. reinforced concrete structures, they significantly influence the structural response of flexible and light systems, e.g. glazing facades. The results of the analytical single degree of freedom model are compared with coupled Eulerian-Lagrangian finite element simulations. The lighter and the more flexible the structure is, the larger is the reduction of the deformations due to the coupling effects.

A pre-stressed cable net facade is a typical example of a flexible, light, protective system. A numerical model of a cable net facade is developed, and the results are compared with the developed analytical approach. Furthermore, energy dissipating cable end supports are presented. These supports are elastic under normal wind loads. However, under blast loads, the system is triggered and behaves plastically in order to absorb energy. The cable end support must have a sufficient deformation capacity in the plastic region while the rest of the cable net facade reacts elastically.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanik und Statik an der Universität der Bundeswehr München im Zeitraum Januar 2007 bis Dezember 2011 .

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Norbert Gebbeken für seine Betreuung und für seine hervorragende Förderung. Bereits als Student habe ich sein Institut kennen und schätzen gelernt, und ich bin dankbar, dass ich bereits während meiner militärischen Dienstzeit als Offizier an sein Institut als wissenschaftlicher Mitarbeiter zurückkehren konnte.

Für den wissenschaftlichen Austausch sorgten neben verschiedenen Dienstreisen vor allem die offenen und intensiven Diskussionen am Institut mit den Kolleginnen und Kollegen, vor allem Tobias Linse, Achim Pietzsch, Torsten Döge und Martin Larcher. Deren Anregungen waren immer hilfreich, und die sehr gute, kollegiale und freundschaftliche Atmosphäre am Institut werde ich sicherlich vermissen.

Besonders freue ich mich, dass Herr Prof. Dr. Ted Krauthammer und Herr Prof. Dr.-Ing. Frank Wellershoff die Koreferate übernommen haben. Beide Professoren habe ich auf verschiedenen Konferenzen immer wieder getroffen. Ihre fachlichen Anmerkungen waren stets hilfreich und haben dazu beigetragen, die vorliegende Arbeit zu verbessern.

Herrn Prof. Thomas Apel danke ich für die Übernahme des Vorsitzes des Prüfungsausschusses und für die reibungslose Durchführung des Promotionsverfahrens.

Vor allem danke ich aber auch meiner Familie und ganz besonders meiner Frau Sarah, die mir während der gesamten Zeit kraft- und liebevoll zur Seite stand.

München, im Januar 2012

Martien Teich

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Univ.-Prof. Dr. rer. nat. Thomas Apel
1. Berichterstatter:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Norbert Gebbeken
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. Ted Krauthammer (University of Florida, Gainesville)
3. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Frank Wellershoff (HafenCity Universität Hamburg)

Tag der Einreichung: 14. September 2011

Tag der Prüfung: 16. Dezember 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung in die Thematik	1
1.1.1	Außergewöhnliche Einwirkungen	1
1.1.2	Explosion, Detonation und Deflagration	4
1.1.3	Explosionshemmende flexible Strukturen	6
1.2	Stand der Forschung	8
1.2.1	Entstehung, Ausbreitung und Reflexion von Luftstoßwellen	8
1.2.2	Infrastrukturschutz und Berechnungsverfahren	9
1.2.3	Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Strukturen	11
1.2.4	Aktuelle Normung	13
1.3	Aufbau und Zielsetzung der Arbeit	14
2	Dynamische Analyse von Strukturen unter Explosionsbelastungen	19
2.1	Allgemeines	19
2.2	Entwicklung eines neuen Belastungsmodells	20
2.2.1	Ermittlung der Explosionsparameter	23
2.2.2	Vergleich und Bewertung der Explosionsparameter	27
2.2.3	Reflektierter Druck-Zeit-Verlauf	36
2.3	Der Einfreiheitsgradschwinger als Ersatzmodell	42
2.3.1	Grundlegende Gleichungen und Zusammenhänge	43
2.3.2	Linear-elastische Antwortspektren	44
2.3.3	Entwicklung von Abgrenzungskriterien für die Sogphase	51
2.3.4	Nichtlineare Effekte	55
2.3.5	Dissipationseffekte durch Dämpfung und Plastizierung	61
2.3.6	Folgerungen für innovative Schutzkonzepte	64
2.4	Numerische Simulationen mit Hydrocodes	65
2.4.1	Räumliche Diskretisierung	66
2.4.2	Zeitliche Diskretisierung	68
2.4.3	Fluid-Struktur-Interaktion	70
2.5	Zusammenfassung	71

3	Aerodynamische Dämpfung	73
3.1	Gedämpfte Schwingungen	73
3.2	Experimentelle Untersuchungen (Literatur)	74
3.3	Physikalische Dämpfungsmodelle	75
3.3.1	Ansatz 1: Wellenmechanisches Modell	76
3.3.2	Ansatz 2: Strömungsmechanisches Modell	77
3.4	Numerische Untersuchungen	79
3.4.1	Wellenmechanisches Dämpfungsmodell	79
3.4.2	Strömungsmechanisches Dämpfungsmodell	84
3.5	Zusammenfassung und Bewertung	86
4	Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Bauteilen	89
4.1	Reflexion von Luftstoßwellen an starren Oberflächen	90
4.2	Grundlagen und bekannte FSI-Modelle	92
4.2.1	Taylor-Modell	94
4.2.2	KNR-Modell	97
4.2.3	Diskussion der Modelle	99
4.3	Interaktions-Modell für schwache Stoßwellen	100
4.3.1	Linear-elastisches Strukturverhalten	101
4.3.2	Reflektierter Impuls	107
4.3.3	Dynamische Lastfaktoren für lineare Systeme	112
4.3.4	Anwendungsgrenzen des linearen FSI-Modells	115
4.3.5	Nichtlineares Strukturverhalten	117
4.3.6	Äquivalente Dämpfung	118
4.4	Zusammenfassung und Bewertung	119
5	Explosionshemmende und energiedissipierende Seilnetzfassaden	121
5.1	Normierte Explosionsszenarien	121
5.1.1	Schutz- und Risikoklassifizierung	123
5.1.2	Einfluss der Sogphase auf die Strukturantwort	124
5.2	Aufbau und Tragverhalten von Seilnetzfassaden	125
5.2.1	Seile	126
5.2.2	Glasscheiben	127
5.2.3	Glashalter	130
5.2.4	Versagensformen	132
5.3	FE-Modell	132
5.3.1	Seile	132

5.3.2	Glasscheiben	134
5.3.3	Glashalter	135
5.3.4	Belastung	136
5.3.5	Vorberechnungen	138
5.4	Aerodynamische Dämpfungseffekte	143
5.4.1	Modellbeschreibung	144
5.4.2	Verformungen und Seilkräfte	147
5.4.3	Vergleich mit EFS-Modell	150
5.5	Fluid-Struktur-Interaktion	151
5.5.1	Analytisches FSI-EFS-Modell	152
5.5.2	Numerisches FSI-Modell in LS-Dyna	154
5.5.3	Analyse der Explosionsbelastung	155
5.5.4	Vergleich und Bewertung	156
5.6	Energiedissipation durch spezielle Seilendverankerungen	159
5.6.1	Prinzip der gezielten Energiedissipation	160
5.6.2	Ausführungsvarianten	162
5.6.3	Berechnungsbeispiel	165
5.6.4	Diskussion und Entwicklungsbedarf	169
5.7	Zusammenfassung	172
6	Zusammenfassung und Ausblick	175
	Literaturverzeichnis	179

1 Einleitung

Das erste Kapitel der vorliegenden Dissertation ordnet die Thematik „Interaktion von Explosionen mit flexiblen Strukturen“ in den wissenschaftlichen und baupraktischen Gesamtzusammenhang ein. Der Begriff der Explosion wird anschaulich erklärt und abgegrenzt zur Detonation und Deflagration. Anschließend werden die Besonderheiten und die offenen Fragestellungen bei der Tragwerksanalyse flexibler Strukturen erläutert. Der Stand der Forschung und die aktuelle Normenlage werden dargestellt. Es gibt noch erhebliche Defizite beim Verständnis und bei der Berechnung der Interaktion von explosionsinduzierten Luftstoßwellen mit flexiblen und leichten Strukturen. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über den weiteren Aufbau und die Zielsetzung dieser Arbeit.

1.1 Einführung in die Thematik

Bauliche Infrastruktur ist im wahrsten Sinne des Wortes das Fundament einer jeden modernen und technisch geprägten Gesellschaft. Häufig dient neben Flagge und Nationalhymne ein Bauwerk als weiteres nationales Wahrzeichen, z.B. der Eiffelturm in Frankreich, der Big Ben in England, das Burj al Arab in Dubai, die Pyramiden in Ägypten oder die Verbotene Stadt in China. Bauingenieure und Architekten gestalten diese technische Umwelt. Sie entwickeln Maßnahmen zur Erhaltung, Weiterentwicklung und nachhaltigen Gestaltung von Siedlungen, Industrie, Verkehrswegen und Ingenieurbauten. Der Schutz der Umwelt und die Vorbeugung vor Katastrophen sollte im Mittelpunkt aller Planungs- und Ausführungsmaßnahmen stehen.

1.1.1 Außergewöhnliche Einwirkungen

Neben den üblichen ständigen und nicht-ständigen Lasten muss ein Bauwerk auch außergewöhnlichen Einwirkungen standhalten. Außergewöhnliche Einwirkungen sind äußerst vielfältig und lassen sich oft nicht in Normen erfassen (z.B. dann nicht, wenn es sich um Explosionen handelt). Damit sind sie eine Herausforderung für jeden Ingenieur.

Außergewöhnliche Einwirkungen sind natürlichen, technischen oder menschlichen Ursprungs. Zu den **natürlichen außergewöhnlichen Einwirkungen** zählen Überschwemmungen infolge starker Regenfälle oder Schneeschmelze, Lawinen, Erdbeben, Erdbeben, Tornado, Tsunami oder starke Schneefälle. Als Beispiele seien der Erdbeben im Veltin, Italien, am 28. Juli 1987, der Einsturz der Eissporthalle in Bad Reichenhall am 2. Januar 2006 nach stark anhaltenden Schneefällen und das verheerende Erdbeben mit nachfolgendem Tsunami in Japan am 11. März 2011 genannt.

Die **außergewöhnlichen Einwirkungen technischen und menschlichen Ursprungs** lassen sich nicht immer klar trennen wie die folgenden zwei Beispiele zeigen:

- Aufgrund eines Brandes in einer Feuerwerksfabrik in Enschede (NL) kam es am 13. Mai 2000 zu einer Explosion von ca. 10 Tonnen Feuerwerk. Insgesamt starben 22 Menschen, hunderte wurden verletzt. 400 Häuser in der Umgebung wurden zerstört. Der Sachschaden wird auf ca. 500 Millionen Euro geschätzt. Der Abschlussbericht der Untersuchungskommission nennt Brandstiftung oder einen technischen Defekt als mögliche Ursache.
- Am 21. September 2001 ereignete sich in einer Düngemittelfabrik in Toulouse (Frankreich) eine Explosion von einigen hundert Tonnen Ammoniumnitrat. 31 Menschen starben, tausende wurden zum Teil schwer verletzt. Ein Großteil der Gebäude der Stadt wurde zerstört. Der Sachschaden wird mit ca. 1,5 Mrd. Euro angegeben. Die Ursache konnte bis heute nicht zufriedenstellend geklärt werden.

Zu den außergewöhnlichen Einwirkungen zählen auch **terroristische Anschläge**. Aufgrund der aktuellen sicherheitspolitischen Lage hat gerade der Schutz vor der asymmetrischen Bedrohung des Terrorismus weltweit wesentlich an Bedeutung gewonnen. Einige Beispiele von terroristischen Anschlägen seien im Folgenden aufgeführt:

- Am 26. Februar 1993 explodierte im Parkdeck der Tiefgarage des World Trade Centers (New York) eine Autobombe mit 600 kg Sprengstoff (TNT-Äquivalent). Die Explosion war verheerend und führte u.a. zum Einsturz des darunter liegenden U-Bahn-Tunnels. Insgesamt gab es sechs Tote und tausende Verletzte.
- Das neunstöckige Alfred P. Murrah Federal Building, Oklahoma City (USA), wurde am 19. April 1995 Ziel eines Bombenanschlags. Eine Autobombe mit 1800 kg Sprengstoff TNT-Äquivalent wurde ca. 4,50 m vor dem Gebäude in die Luft gesprengt. An der Gebäudefront versagten drei Stützen mit verheerenden Folgen für die Gesamtkonstruktion. Nach dem Ausfall der Stützen fehlte dem Gebäude die Möglichkeit zu Lastumlagerung und es kam zu einem progressiven Teilkollaps der neun Stockwerke. 168 Menschen starben, über 800 wurden verletzt, davon jeweils ca. 90% infolge des progressiven Teilkollaps und nur 10% als direkte Folge der Explosion [45]. Abbildung 1.1 zeigt das Gebäude vor und nach der Explosion der Autobombe.
- Eine Reihe von Selbstmordanschlägen, koordiniert und ausgeführt vom Terrornetzwerk Al-Qaida, lähmte am 11. September 2001 die USA. Vier zivile Verkehrsflugzeuge wurden entführt, davon zwei in das World Trade Center (WTC), New York, gelenkt. Eine weitere Maschine wurde in das Pentagon, Virginia, gelenkt; die vierte Maschine stürzte nach Kämpfen zwischen Besatzung und Entführern in der Nähe von Pittsburg, Pennsylvania, ab. Durch den Impakt zweier Flugzeuge in die beiden Türme des WTC wurden die tragenden Strukturen schwer beschädigt. Doch erst durch den Folgebrand (infolge großer Mengen freigesetzten Kerosins) mit Spitzentemperaturen von 900 bis 1100°C kam es zum Einsturz der beiden Gebäude [45].

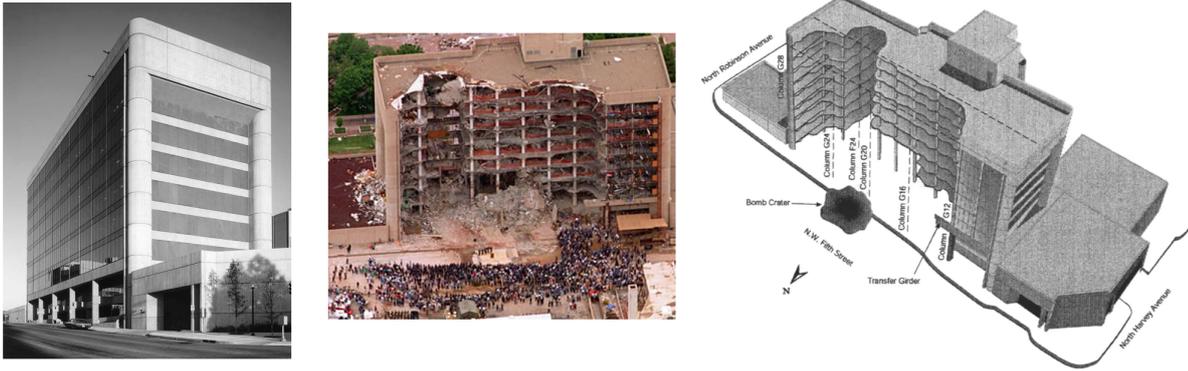


Abbildung 1.1: Das Alfred P. Murrah Building in Oklahoma City (USA) vor und nach der Explosion der Autobombe am 19. April 1995 [67].

Insgesamt kamen über 3000 Menschen ums Leben. Der wirtschaftliche Schaden beläuft sich nach Expertenschätzungen auf ca. 40 Milliarden Euro. Die militärischen und politischen Folgen des Anschlages sind bekannt.

- Am 11. März 2004 ereigneten sich in Madrid insgesamt zehn Bombenexplosionen. 191 Menschen starben, über 2000 wurden verletzt. Die Sprengsätze detonierten in voll besetzten Vorortzügen der spanischen Hauptstadt; ein Zug explodierte im Hauptbahnhof Atocha.
- In London kam es am 7. Juli 2005 zu insgesamt vier Explosionen durch Selbstmordattentäter, davon drei in U-Bahn-Zügen und eine in einem Doppeldeckerbus. Die Anschläge ereigneten sich zur Hauptverkehrszeit und forderten über 50 Tote sowie 700 z.T. schwer Verletzte.

Deutschland ist bisher von größeren terroristischen Anschlägen verschont geblieben. Allerdings hebt der Verfassungsschutzbericht 2007 hervor, dass „Deutschland von islamistischen Terroristen nicht mehr nur als Rückzugsraum betrachtet wird, sondern sich zu deren Operationsgebiet entwickelt hat. [...] Deutschland ist als Teil des weltweiten Gefahrenraumes anzusehen und liegt im Zielspektrum islamistisch-terroristischer Gruppierungen“ [34]. Der zweite Gefahrenbericht der Schutzkommission des Innenministeriums weist darauf hin, dass „sich durch die Konzentration der Bevölkerung in urbanen Strukturen und durch technologische und terroristische Weiterentwicklungen ein zunehmendes Gefährdungspotential“ ergibt [35]. So wurde am 31. Juli 2006 ein geplanter Anschlag auf zwei Regionalzüge vereitelt. Wegen der Vorbereitung von Sprengstoffanschlägen auf US-Einrichtungen in Deutschland wurden am 4. September 2004 zwei deutsche und ein türkischer Staatsbürger in Medebach-Oberschledorn, Nordrhein-Westfalen, festgenommen. Die Männer hatten insgesamt 730 kg Wasserstoffperoxidlösung in einer 35%-igen Konzentration erworben, die sich zur Herstellung von Sprengstoff eignet und einem TNT-Äquivalent von etwa 500 kg entspricht.

Aus den Beispielen wird deutlich, dass Explosionen vor allem aufgrund von terroristischen Anschlägen oder Unfällen auftreten. Die Folgen sind in der Regel katastrophal,

1 Einleitung

wobei die Hauptgefährdung für das menschliche Leben weniger von der Explosion selbst, als vielmehr von den Folgen wie Glassplitter, Trümmerflug oder Gebäudekollaps ausgeht.

Aufgabe des Bauingenieurs ist es, die kritische bauliche Infrastruktur so auszulegen, dass die Gefährdung für menschliches Leben auch im Falle einer Explosion minimal ist – ausschließen lässt sich eine Gefährdung allerdings nie. Dabei ist die Bemessung gegen Explosion nicht in Normen festgeschrieben und bedarf stets einer Untersuchung im Einzelfall. Gerade die terroristischen Anschläge der vergangenen Jahre haben in der Öffentlichkeit eine besondere Sensibilität für die Sicherheit geweckt. Im Rahmen der aktuellen sicherheitspolitischen Gefährdungslage hat die Auslegung der baulichen Infrastruktur gegen Anschläge erheblich an Bedeutung gewonnen. Dies zeigt sich auch an einem Umdenken der Europäischen Kommission. Nach dem Zusammenbruch der Sowjetunion und dem Wegfall der Bedrohung wurde die Sicherheit der Bevölkerung als gegeben hingenommen. Spätestens mit den Anschlägen vom 11. September 2001 wurde jedoch deutlich, dass moderne und westliche Industriegesellschaften mit ihrer dichten Bebauung ein leichtes Ziel für Terroristen darstellen. Seit dem Jahr 2003 fördert die Europäische Kommission deshalb die Sicherheitsforschung. Im Rahmen des 7. Forschungsrahmenprogramms hat die Sicherheitsforschung Priorität und wird über einen Zeitraum von sieben Jahren mit insgesamt 1,35 Mrd. Euro gefördert. Ziel der interdisziplinär angelegten Forschung ist es unter anderem, die bauliche Infrastruktur so auszulegen, dass im Falle eines Anschlages die Schädigung und insbesondere die Gefährdung für die Menschen minimiert wird. Der Schutz des Lebens hat oberste Priorität.

1.1.2 Explosion, Detonation und Deflagration

Da sich diese Arbeit mit dem Tragverhalten von Bauteilen und Gebäuden unter Explosionseinwirkungen beschäftigt, werden im Folgenden zunächst die Begriffe Explosion, Detonation und Deflagration definiert. Explosion dient dabei als Überbegriff für Detonation und Deflagration. Umgangssprachlich werden die Begriffe Explosion und Detonation meistens synonym verwendet.

Der Hauptunterschied zwischen Detonationen und Deflagrationen liegt in der Ausprägung der Luftstoßwelle. Es sind vor allem feste Sprengstoffe und reaktive Gasgemische, die detonieren. Die spontane Freisetzung von Energie führt zur Bildung einer Stoßwelle, die sich radial in der Luft ausbreitet, sofern keine Randbedingungen die radiale Ausbreitung behindern. Dabei entstehen Druckwellengeschwindigkeiten von bis zu 10 km/s bei Temperaturen von ca. 5000°C (die Spitzentemperaturen im Detonationszentrum betragen sogar bis zu 10.000°C). Aufgrund der schnellen Expansion der Luft im Überschallbereich entsteht eine Stoßfront der Luft mit Spitzendrücken von 100 bar bei detonierten Gasgemischen und von bis zu 1000 bar bei konventionellen Sprengstoffen. Die Druckanstiegszeit liegt im Nanosekundenbereich und die Zeitdauer der Überdruckphase zwischen 0,1 ms und etwa 20 ms [36].

Demgegenüber bezeichnet der Begriff Deflagration das Verbrennen von Explosivstoffen und Gasgemischen. Die Amplituden der Druckwelle sind bedeutend kleiner (bis etwa 20 bar) als bei der Detonation, und die Druckwelle breitet sich mit einer wesentlich geringeren Geschwindigkeit im Unterschallbereich aus. Sowohl die Druckanstiegszeit als auch

die Zeitdauer der Überdruckphase sind deutlich ausgeprägter als bei einer Detonation. Die Zeitdauer der Überdruckphase beträgt bis zu 100 ms [60] .

In Anlehnung an [92] stellt Abbildung 1.2 die verschiedenen Phasen einer chemischen Explosion, z.B. von Trinitrotoluol (TNT), dar. Bei der Explosion wird die chemische Energie des Sprengstoffes in kinetische Energie umgesetzt, und die Reaktionsprodukte (Schwaden) breiten sich radial mit Überschallgeschwindigkeit aus (Phase 1). Durch die schnelle Expansion der Schwaden entsteht in der Umgebungsluft eine Druckwelle mit einer ausgeprägten Stoßfront (Phase 2). Nach kurzer Zeit nehmen Druck und Geschwindigkeit der Schwaden wieder ab und die Ausbreitung der Luftstoßwelle entkoppelt sich von der Ausbreitung der Reaktionsprodukte. Der Schwadendruck sinkt auf den Umgebungsluftdruck und aufgrund von Massenträgheitseffekten auf Unterdruck. Es entsteht ein Sogbereich (Phase 3), in dem sich die Luftpartikel entgegengesetzt zur Ausbreitung der Druckwelle bewegen. Diese Bewegung wird aber nach kurzer Zeit von der Umgebungsluft gestoppt. Abbildung 1.3 zeigt diesen oszillatorischen Effekt und die wechselseitige Ausbildung von Überdruck- und Unterdruckbereichen. Unter Normalbedingungen bei 25°C beträgt der Umgebungsluftdruck $p_0 = 1,013$ bar auf Meereshöhe.

Die entscheidenden Kenngrößen zur Charakterisierung des Druck-Zeit-Verlaufs einer freien Luftstoßwelle sind der Spitzendruck p_1 bzw. der Spitzenüberdruck

$$\hat{p}_{10} = p_1 - p_0, \quad (1.1)$$

die Dauer der Überdruckphase t_d sowie der Impuls als Integral des Überdruckes über die Zeit. Der oszillatorische Charakter mit den nachfolgenden Über- und Unterdrücken hat einen i.d.R. vernachlässigbaren Effekt auf das Schwingungsverhalten typischer Bauwerke. Aus diesem Grund wird bei der Berechnung von Strukturen unter Explosionsbelastungen die Sogphase häufig vernachlässigt und ein linearer Dreiecksansatz für den Druck-Zeit-Verlauf angesetzt.

Allerdings kann bei flexiblen Systemen, bei spröden Bauteilen wie Glas oder bei Stabilitätsnachweisen des Gesamtsystems die Sogphase einen nicht mehr zu vernachlässigbaren Effekt auf das Tragverhalten haben [119]. In diesen Fällen ist der in Abbildung 1.3 gestrichelt dargestellte Dreiecksansatz nicht gerechtfertigt, und die Sogphase muss in der Tragwerksanalyse berücksichtigt werden.

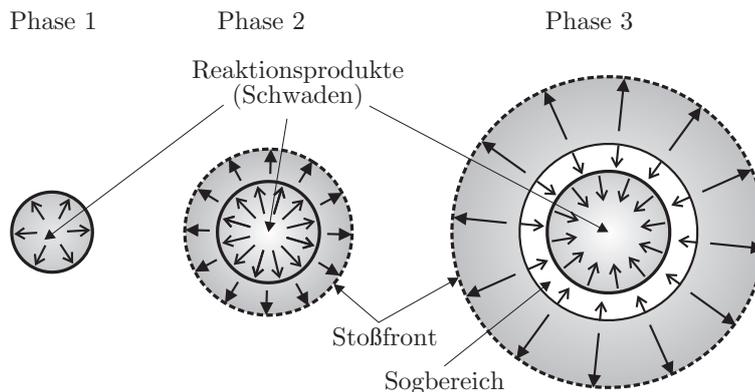


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Detonation (nach [92]).

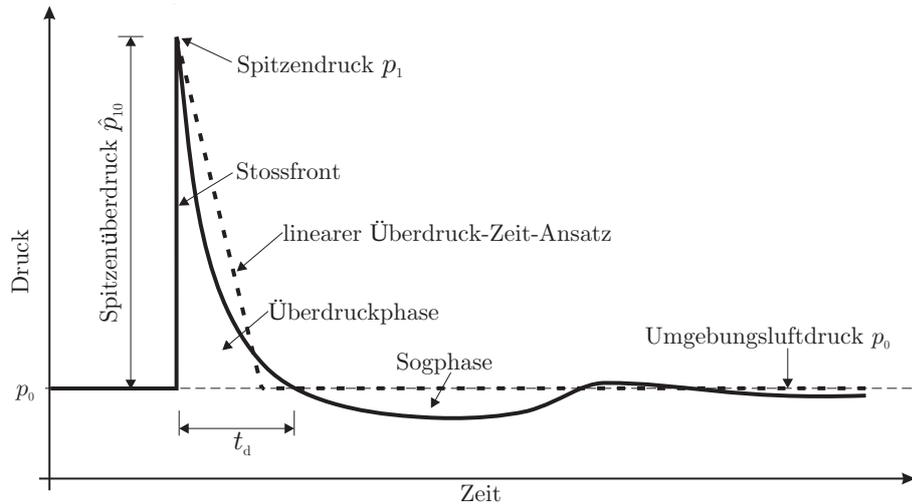


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Druck-Zeit-Verlaufes einer TNT-Explosion in Luft.

Die sehr kurze Einwirkungsdauer im ms-Bereich sowie die extrem hohen Überdrücke sind die entscheidenden Merkmale einer explosionsinduzierten Druckstoßwelle. Die intensive, aber sehr kurze und aperiodische Stoßbelastung ist auch der wesentliche Unterschied zu anderen dynamischen Belastungen wie Wind oder Erdbeben, die relativ lange (Sekunden bis Minuten bei Erdbeben, bis zu mehreren Stunden bei Wind) mit deutlich kleineren Amplituden wirken.

1.1.3 Explosionshemmende flexible Strukturen

Vor Explosionseinwirkungen geschützte Gebäude werden traditionell relativ massiv und steif ausgeführt. Als Beispiele seien militärische Bunkeranlagen oder die Mitte 2008 eröffnete US-Botschaft in Berlin genannt. Das Strukturverhalten solch massiver Schutzbauten unter Explosionseinwirkungen wird seit dem Zweiten Weltkrieg intensiv erforscht. Spätestens seit den Anschlägen des 11. September 2001 werden jedoch auch zunehmend Schutzziele für zivil genutzte und z. T. öffentlich zugängliche Gebäude wie beispielsweise Banken (Europäische Zentralbank in Frankfurt), Flughäfen (Terminal 5 London) oder kulturelle Einrichtungen (Jüdisches Zentrum in Köln) formuliert. Damit wächst die Bedeutung einer nicht nur „explosionssicheren“, sondern gleichzeitig auch architektonisch ansprechenden Planung und Ausführung.

Auch explosionshemmende Strukturen sollten das Selbstverständnis unserer offenen und demokratischen Gesellschaft reflektieren. Ein Arbeiten und Wohnen in bunkerähnlichen Gebäuden lässt sich nur in Ausnahmefällen vermitteln. Insbesondere Eingangsbereiche und großflächige Fassadensysteme werden zunehmend offen, transparent und einladend gestaltet. Als Beispiel seien die in Abbildung 1.4 dargestellten Eingangsfassaden des World Trade Centers in Dresden sowie des Beijing Poly Plazas in Peking genannt.

Tabelle 1.1: Spezifische Massen und Eigenfrequenzen ausgewählter Bauteile.

Bauteil	Spezifische Masse	1. Eigenfrequenz
vierseitig gelagerte Stahlbetonplatte, 20 cm dick, 3 m x 3 m	500 kg/m ²	~ 66 Hz
zweiseitig gelenkig gelagerte Stahlplatte, 2 cm dick, 2 m x 2 m	157 kg/m	~ 12 Hz
gelenkig gelagerter IPE 220 Träger, 5 m lang	26,7 kg/m	~ 570 Hz
typische Pfosten-Riegel-Fassade, VSG-Scheiben, 10 m x 10 m	~ 70 kg/m ²	~ 3 Hz
kleine vorgespannte Seilnetzfassade, VSG-Scheiben, 10 m x 10 m	~ 50 kg/m ²	~ 2 Hz

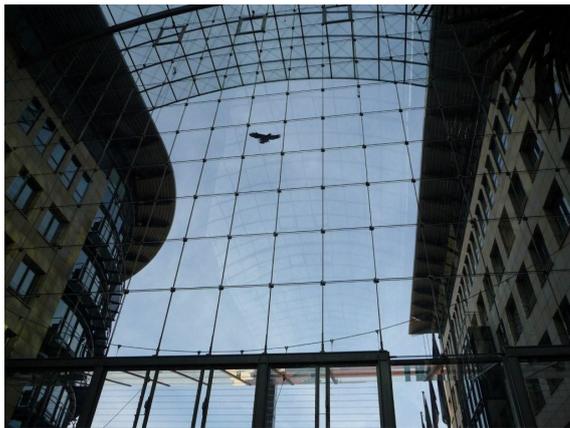
Wird für solche leichten und transparenten Fassaden aufgrund privater oder staatlicher Vorgaben ein Schutzziel formuliert, so sind die bekannten und klassischen Ansätze zur Belastungsermittlung sowie die Berechnungsmethoden und -verfahren nur bedingt übertragbar. Hauptgrund sind die zum Teil erheblichen Masse- und Steifigkeitsunterschiede, wie sie in Tabelle 1.1 für einige ausgewählte Bauteile exemplarisch verglichen werden, wobei die 1. Eigenfrequenz als Maß für die Steifigkeit dient.

Die wesentlich geringere Masse und Steifigkeit flexibler Strukturen beeinflusst die Strukturantwort erheblich. Die elastischen Verformungen sind bei flexiblen Systemen wesentlich größer als bei steifen, massiven Strukturen. Bei letzteren erfolgt die Belastungsermittlung entkoppelt vom Strukturverhalten. Aufgrund der flexiblen Eigenschaften und der damit verbundenen langen Schwingungsdauer sind bei flexiblen Systemen Belastung und Verformung gekoppelt. Es handelt sich um ein typisches Fluid-Struktur-Interaktions-Problem.

Unter dem Begriff „flexible Strukturen“ werden in dieser Arbeit alle Baustrukturen zusammengefasst, die über eine geringe Grundeigenfrequenz verfügen und äußere Lasten hauptsächlich über ihren Membranspannungszustand abtragen. Beispiele flexibler Strukturen sind Membrantragwerke und Seilnetzkonstruktionen. Mit einem relativ geringen Eigengewicht können Seil- und Membranstrukturen große Spannweiten überbrücken und bieten damit eine architektonische Freiheit, die man bei den üblichen Baustoffen vergeblich sucht.

Wesentliche Unterschiede von flexiblen Strukturen im Vergleich zu üblichen Konstruktionen im Hochbau sind somit

- eine sehr geringe Biegesteifigkeit (die Lastabtragung erfolgt vor allem über den Membranspannungszustand),
- eine relativ geringe spezifische Masse sowie
- niedrige Eigenfrequenzen.



(a) World Trade Center Dresden (1996) [225].



(b) Beijing Poly Plaza (2007) [174].

Abbildung 1.4: Beispiele von ausgeführten Seilnetzfassaden.

Im Rahmen dieser Dissertation liegt der Schwerpunkt auf der Interaktion von explosionsinduzierten Stoßwellen mit ebenen, großflächigen, vorgespannten flexiblen Bauteilen wie sie in Abbildung 1.4 beispielhaft dargestellt sind.

1.2 Stand der Forschung

Bevor der weitere Aufbau und die konkreten Zielsetzungen dieser Arbeit beschrieben werden, gibt dieser Abschnitt zunächst einen Überblick über den aktuellen Stand der Forschung. Dadurch gelingt die wissenschaftliche Einordnung dieser Arbeit in die drei Teilbereiche

- Entstehung, Ausbreitung und Reflexion von Luftstoßwellen,
- Schutz vor Explosionen und dynamische Strukturanalysen sowie
- Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Strukturen.

Während der erste Bereich vor allem durch Beiträge von Forschern der Gas- und Aerodynamik geprägt ist, sind es überwiegend Bauingenieure, die sich mit der Frage des baulichen Schutzes befassen.

Ein Teil der Forschungsergebnisse hat sich vor allem in den USA und Israel bereits in Richtlinien und Vorschriften niedergeschlagen. In Deutschland ist die Vorschriftenlage im Bereich des baulichen Schutzes vor Explosionseinwirkungen jedoch noch sehr unterentwickelt. Abschnitt 1.2.4 skizziert kurz die aktuelle geltende Normung in Deutschland.

1.2.1 Entstehung, Ausbreitung und Reflexion von Luftstoßwellen

Die Literatur zu den Ursachen von Explosionen und den ablaufenden chemischen Reaktionen ist vielfältig. Die klassische Detonationstheorie gründet auf den Arbeiten

von *Chapman* 1899 [39] und *Jouguet* 1905 [105]. Die Weiterentwicklung des *Chapman-Jouguet*-Modells führte zum sogenannten *ZDN*-Modell, das auf den Arbeiten von *Zel'dovich* 1940 [230], *Döring* 1943 [62] und *von Neumann* 1942 [155] basiert.

Kamlet & Jacobs 1968 [110] sowie *Meyer* 1977 [141] beschäftigen sich mit den chemischen Grundlagen von Explosionsvorgängen. *Wetzel* [223] untersucht 1993 die Mechanismen bei der Entstehung und Ausbreitung von Luftstoßwellen aufgrund von Explosionen. Ein Überblick über Explosionen von brennbaren Stäuben und hybriden Gemischen in geschlossenen Behältern und Rohrstrecken gibt *Bartknecht* 1980 [11]. *Kinney & Graham* [113] geben 1985 einen Überblick über die thermodynamischen Grundlagen und die Ausbreitung von Stoßwellen in der Luft. Aber auch Innenraumexplosionen und Aspekte der dynamischen Strukturanalyse werden in dieser Arbeit aufbereitet.

Die Beschreibung der Ausbreitung von Luftstoßwellen ist aus der Gas- und Aerodynamik bekannt. Gute Bücher zu dieser Thematik wurden unter anderem von *von Neumann* 1943 [156], *Courant & Friedrichs* 1948 [47], *Liepman & Roshko* 1957 [132] sowie *Anderson* 1984 [3] veröffentlicht. Als Vertreter deutscher Wissenschaftler seien *Becker* 1969 [15] und *Bartlmä* 1975 [12] genannt.

Bedeutende Beiträge zur Reflexion von Luftstoßwellen finden sich in den Arbeiten von *von Neumann* in den 50-er Jahren [153, 154, 169], *Ben-Dor* 1992 [21] und *Shugaev & Shtemenko* 1998 [185]. Die Thematik der starren Reflexion von Luftstoßwellen ist zusammenfassend aufbereitet in den Beiträgen von *Griffith* 1981 [87] und *Hornbach* 1986 [97]. Es ist jedoch auffallend, dass in diesen Beiträgen ausnahmslos die Reflexion der Überdruckphase untersucht worden ist. Lediglich in den Handbüchern TM 5-1300 [207] und TM 5-855-1 [202] des US-Militärs finden sich einige experimentelle Daten zur Reflexion der Sogphase.

In den letzten Jahren wurde intensiv an der Reflexion von Druckstoßwellen an porösen und deformierbaren, energieabsorbierenden Materialien geforscht. Dabei haben sich besonders die Forschergruppen um *Skews* in Südafrika, *Ben-Dor* in Israel und *Takayama* in Japan mit verschiedenen Veröffentlichungen hervorgetan. Stellvertretend für weitere Publikationen sei hier auf [18, 27, 28, 114, 127, 128, 187, 229] verwiesen. Einen engen Bezug zur Reflexion und Interaktion von Druckstoßwellen mit Gebäuden stellen die Beiträge von *Gebbeken & Döge* 2006 [79, 80, 81] her.

Aktuelle Beiträge zur Thematik der Luftstoßwellen finden sich auch in den Fachzeitschriften „Shock Waves“ sowie dem „Journal of Fluid Mechanics“.

1.2.2 Infrastrukturschutz und Berechnungsverfahren

Die Thematik „Schutz vor Explosionen“ ist stark militärisch geprägt. Vor dem Hintergrund der angespannten Sicherheitslage nach dem zweiten Weltkrieg bis zum Zusammenbruch des Warschauer Paktes hat vor allem das US-Verteidigungsministerium intensive Forschungen zur Wirkung von Explosionen auf Gebäude und Bunkersysteme durchgeführt. Hier ging es um die Fragestellung, wie Waffen auf Infrastruktur wirken und wie sich die eigene Infrastruktur effektiv vor der gegnerischen Waffenwirkung schützen lässt. Die Anschläge auf das World Trade Center (1993) sowie das Alfred P. Murrah Federal Building (1995) haben 1995 zur Einrichtung des „Committee On Feasibility of Applying

1 Einleitung

Blast-Mitigating Technologies and Design Methodologies from Military Facilities to Civilian Buildings“ [150] geführt. Das Komitee kommt zu der Erkenntnis, dass aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen im militärischen und zivilen Bereich die durch das US-Verteidigungsministerium gewonnenen Erkenntnisse nur bedingt übertragbar sind, jedoch eine gute Basis für weitere Forschungen darstellen. Basierend auf diesen Erkenntnissen fördert die US-Regierung seitdem massiv die Forschung im Bereich der baulichen Sicherheit. Dies ist auch der Hauptgrund, warum die überwiegende Anzahl der Publikationen zu dieser Thematik aus den USA stammt.

Bereits 1964 hat sich *Biggs* [22] in seinem Standardwerk zur Einführung in die Strukturdynamik mit der Thematik des explosions sicheren Bauens („blast-resistant design“) beschäftigt. Für die Bemessungslasten greift er maßgeblich auf Daten des US-Verteidigungsministeriums zurück. Diese Daten bilden die Basis für einige weitere, ähnliche Veröffentlichungen bis zum Ende des Kalten Krieges, z.B. *Fertis* 1973 [72] oder *Clough* 1975 [43]. Als weiteres Standardwerk hat sich das 1983 erschienene Buch von *Baker et al.* [9] herauskristallisiert. 1990 stellt das US-Militär die gewonnenen Erkenntnisse in der technischen Vorschrift TM 5-1300 [207] zusammen. 1997 erfolgt dann mit der technischen Vorschrift TM 5-855-1 [202] die stärkere Ausrichtung auf den Entwurf und die Analyse von Schutzbauten gegenüber verschiedensten Waffeneinwirkungen wie Beschuss und Explosionen. TM 5-855-1 enthält umfangreiche Diagramme und Formeln zur Berechnung der in Abschnitt 1.1.2 diskutierten Explosionsparameter. Diese Formeln basieren auf der Forschungsarbeit von *Kingery & Bulmash* 1984 [112] und wurden auch programmtechnisch in der Software CONWEP [208] umgesetzt.

Seit den 90-er Jahren haben die Veröffentlichungen zur Thematik „Schutz und Bemessung bei Explosionen“ erheblich zugenommen. Als Beispiel seien die Werke von *Bangash* 1993 [10], *Eibl* 1995 [65], *Watson* 2002 [217], *Mays & Smith* 1995 [140], *Krauthammer* 2008 [118] genannt. Die letzteren beiden Bücher haben sich neben dem bereits erwähnten Buch von *Kinney & Graham* 1985 [113] zu „Standardwerken“ entwickelt.

Bulson [30] gibt 1997 einen historischen Überblick über die Entwicklung von Berechnungs- und Messmethoden bei dynamischer Belastung von baulicher Infrastruktur aufgrund von Explosionen. Er fasst empirisch ermittelte Formeln zur Berechnung von Überdrücken bei Explosionen von Sprengstoffen zusammen und betrachtet dabei auch Flüssigkeits-, Staub- und Gasexplosionen. Die Wirkung von Explosionen auf Gebäude und Brücken, Flugzeugen und Schiffen fasst er ebenfalls kurz zusammen.

Die beiden russischen Autoren *Korenev & Rabinovič* [116] beschäftigen sich 1985 allgemein mit Baukonstruktionen unter dynamischen Einwirkungen und betrachten dabei auch die Auswirkungen von Explosionswellen. Sie geben empirisch ermittelte Formeln zur Berechnung des Spitzenüberdruckes und der Zeitdauer der Überdruckphase an und demonstrieren die elastische und plastische Querschnittsbemessung. Unter anderem entwickeln die Autoren auch Nomogramme zur Ermittlung der Explosionsparameter Sprengstoffmasse, Abstand, Spitzenüberdruck und reflektierter Spitzenüberdruck.

Der alle zwei Jahre stattfindende Workshop „Bau-Protect – Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen“ [82, 84, 203, 204] dient als aktuelles Weiterbildungs- und Austauschforum für Fachleute und Experten mit unterschiedlichem

fachlichen und beruflichen Hintergrund. In den Tagungsbänden finden sich bedeutende Beiträge zur aktuellen Forschung.

Bartknecht [11] stellt in seinem Werk von 1980 Sicherheitsmaßnahmen gegen Explosionswirkungen in Behältern, Apparaten und Rohrleitungen der Verfahrenstechnik dar und entwickelt Verfahren zur Dimensionierung von Druckentlastungsflächen und Sicherheitsvorkehrungen. *Gebbeken & Döge* [80] beschreiben 2006, wie der Tragwerksplaner aus einem vorgegebenen Explosionsszenario zur Bemessungslast gelangt und geben Hinweise zur Reduktion des reflektierten Spitzendruckes durch Verwendung weicher, offenporiger Materialien. Die Bemessung von Stahlkonstruktionen bei Explosionsbelastungen steht bei *Rutner et al.* 2008 [173] im Mittelpunkt der Betrachtungen. Dabei werden auch die Aspekte des Folgebrands und die Berechnung von Explosionswirkungen auf Fenster und Fassaden analysiert.

In den letzten Jahren beschäftigen sich Forscher und Ingenieure zunehmend mit Sandwich-Strukturen zur Energieabsorption bei Explosionsbelastungen. *Tedesco et al.* [198] untersuchen 1987 die Wirkung von geschichteten Strukturen und konzentrieren sich dabei auf drei Fälle, in denen Luft oder Styropor oder Erde zwischen zwei Betonwänden angeordnet wird. Trotz möglicher Erhöhung des Spitzenüberdruckes auf die innere Betonwand durch Versagen der äußeren Betonschicht aufgrund der hohen Biege- und Schubspannungen beurteilen die Autoren die Gesamtstruktur positiv, da sich so Abplatzungen an der inneren Betonwand minimieren lassen.

1.2.3 Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Strukturen

Bei der im vorherigen Abschnitt diskutierten Literatur wird die Belastung stets unabhängig von den Struktureigenschaften ermittelt. Es wird implizit angenommen, dass Belastung und Strukturverhalten entkoppelt sind. Diese Annahme trifft beim Auftreffen von Luftstoßwellen auf steife und massive Schutzbauten zu. Bei leichten und flexiblen Systemen ist die Annahme jedoch nicht mehr gerechtfertigt. Eine Vernachlässigung der Interaktion überschätzt in der Regel die auftretenden Verformungen und Spannungen. Die Berücksichtigung dieser Wechselwirkung zwischen Belastung und Strukturverhalten wird als Fluid-Struktur-Interaktion (FSI) bezeichnet und ist heute ein aktueller Forschungsbereich in den Natur- und Ingenieurwissenschaften.

Die grundlegenden Effekte der Interaktion von Stoßwellen mit monolithischen Platten erkannte *Taylor* 1941 [197] während des zweiten Weltkrieges. Hintergrund war die Berechnung der Ausbreitung von explosionsinduzierten Stoßwellen im Wasser und deren Auswirkung auf Schiffe und U-Boote. Die Ausbreitung von Stoßwellen im Wasser unterscheidet sich maßgeblich von der Ausbreitung in der Luft. Während sich Stoßwellen in Luft mit mehrfacher Überschallgeschwindigkeit ausbreiten, erreichen Stoßwellen im Wasser nur eine geringfügig schnellere Geschwindigkeit als Schallgeschwindigkeit. Allerdings sei darauf hingewiesen, dass die Schallgeschwindigkeit in Wasser mit etwa 1483 m/s deutlich größer ist als die Schallgeschwindigkeit in Luft mit 343 m/s bei 20°C. Weiterhin ist der Effekt der Fluid-Struktur-Interaktion im Wasser aufgrund der höheren Dichte des Wassers deutlich ausgeprägter als in Luft. Wesentliche Annahme von *Taylor's* linearisierter Theorie ist, dass sich das Volumen des Wassers nur geringfügig ändert. Diese

Annahme ist nur im Schallwellenbereich gültig. Dennoch stellt diese Arbeit eine Basis für eine Vielzahl weiterer wissenschaftlicher Veröffentlichungen im Bereich der Interaktion von Unterwasserstoßwellen mit Unterwasserstrukturen dar.

Cole veröffentlichte 1965 ein Buch [44] zu dieser Thematik und stellt vor allem die in den Jahren 1941–1946 in den USA gewonnenen theoretischen und experimentellen Erkenntnisse zusammen. Er beschreibt die Grundlagen der Hydrodynamik und die grundlegenden Phänomene bei Unterwasserexplosionen. Bis in den 90-er Jahren gab es eine Vielzahl an Veröffentlichungen über die Interaktion von Stoßwellen mit monolithischen Strukturen unter Wasser. *Nurick & Martin* fassen 1989 in zwei Aufsätzen die theoretischen und experimentellen Arbeiten auf diesem Gebiet zusammen [157, 158]. Auf eine Wiedergabe der Arbeiten von 1945–1989 wird deshalb an dieser Stelle verzichtet.

Seit den 90-er Jahren werden zunehmend FSI-Effekte von Sandwich-Konstruktionen unter Wasser untersucht. *Deshpande & Fleck* veröffentlichen mehrere Arbeiten [49, 74] und entwickeln 2006 zusammen mit *Heaver* einen Unterwasserstoßsimulator, der ähnlich wie ein Luftstoßrohr aufgebaut ist [51]. *Hutchinson & Xue* [99] erweitern 2005 *Taylor's* Theorie, um FSI-Effekte zwischen Unterwasserstoßwellen und Sandwich-Bauteilen zu analysieren, und sie vergleichen die Effektivität von monolithischen Stahlplatten im Vergleich mit Sandwich-Stahlplatten. Aufgrund der höheren Biegesteifigkeit und des höheren Energieabsorptionsvermögens empfehlen die beiden Autoren die Verwendung von Sandwich-Bauteilen zum Schutz von Unterwassersystemen vor Unterwasserexplosionen. *Liang et al.* vergleichen 2007 [131] ebenfalls verschiedene Sandwich-Aufbauten und geben Empfehlungen zur Konstruktion von Schutzbauteilen. In den neueren Arbeiten steht dabei stets auch die gekoppelte numerische Simulation der FSI-Effekte im Vordergrund. Als Beispiel seien die Arbeit von *Liu et al.* [133] und *Xie et al.* [226] genannt.

Die Veröffentlichung von *Erath et al.* 1999 [66] zeigt mögliche FSI-Anwendungen im Bereich des Kraftwerkbaus bei Hochdruckleitungen. Die Berücksichtigung der FSI-Effekte lässt eine deutliche wirtschaftlichere Bemessung des Rohrleitungssystems zu.

All diese Arbeiten haben die FSI-Effekte unter Wasser untersucht. Aufgrund der höheren Dichte des Wassers sind diese Effekte deutlich ausgeprägter als in Luft. Dennoch hat die Untersuchung von FSI-Effekten in Luft in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung gewonnen. Einen wesentlichen Beitrag zum Verständnis der FSI-Effekte bei der Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Systemen leistet *Kambouchev* in seiner Dissertation von 2007 [106]. Die wesentlichen Ergebnisse sind auch in [107, 108, 109] veröffentlicht. *Kambouchev* erweitert die Theorie von *Taylor* auf den Bereich der Luftstoßwellen und führt eigene numerische Simulationen zur Erweiterung des Anwendungsbereiches durch. In der Literatur wird dieser Ansatz auch als KNR-Theorie bezeichnet (für *Kambouchev*, *Noels* und *Radovitzky*). So baut beispielsweise der Aufsatz von *Vaziri & Hutchinson* [213] auf die KNR-Theorie auf. *Vaziri & Hutchinson* erweitern in dieser Arbeit ihre bereits angesprochenen Untersuchungen zu Unterwasserexplosionen [99] auf den Bereich von Luftstoßwellen. Die Berücksichtigung von FSI-Effekten trägt wesentlich zum Verständnis der Versagenszustände von Sandwich-Bauteilen bei. *Subramaniam et al.* [195] untersuchen 2009 ebenfalls die Interaktion von Luftstoßwellen mit elastischen Bauteilen. Der ständige Austausch von Energie der Luftstoßwelle mit der Struktur reduziert wie bei Unterwasserwellen die Verformungen und Spannungen im Bauteil. Weiterge-

hende analytische und experimentelle Untersuchungen zum Energieaustausch zwischen Belastung, Struktur und Luft werden von *Wang & Shukla* 2010 [215] publiziert.

Grundsätzlich lässt sich zusammenfassen, dass eine Tragwerksanalyse unter Berücksichtigung von FSI-Effekten das Strukturverhalten besser beschreiben kann. Die FSI-Effekte bewirken eine Reduktion der Lasten, v.a. des Impulses, eine Erhöhung der effektiven Dämpfung und eine Reduktion der auftretenden Verformungsamplituden. Das Fluid (Luft oder Wasser) hat ebenfalls einen Einfluss auf die Eigenfrequenzen [66], so dass in bestimmten Fällen die Verformungen aufgrund von Resonanzeffekten zunehmen können.

1.2.4 Aktuelle Normung

Während in den letzten Jahren vor allem in den USA zahlreiche Normen und Richtlinien für den Bau öffentlicher Gebäude eingeführt wurden (z.B. [68, 202, 207, 209, 211]), sieht man die Notwendigkeit zur Normung in Deutschland (noch) nicht.

Das Bundesinnenministerium veröffentlicht 2005 ein Basisschutzkonzept für kritische Infrastrukturen [33] und gibt darin einen allgemeinen Überblick über Gefährdungen und gefährdete Bereiche in Unternehmen. Es werden grundlegende Basisschutzempfehlungen aufgeführt, zuständige Behörden genannt und Checklisten sowie Fragebögen für eine „Selbstdiagnose“ angeboten.

Das dem Bundesinnenministerium untergeordnete Bundesamt für Bevölkerungsschutz und Katastrophenhilfe veröffentlicht regelmäßig Beiträge aus der Zivilschutzforschung. Unter anderem finden sich dort beim zweiten und dritten Gefahrenbericht [32, 35] Hinweise zum weiteren Forschungsbedarf in Deutschland, um die vielfältigen Einflußgrößen (dynamische Materialfestigkeit, Duktilität, Bruchverhalten, verschiedene Baustoffe, u.a.) und deren Auswirkungen bei einer Explosion genauer einschätzen zu können.

Im Jahr 2005 führte das Bundesamt für Bevölkerungsschutz und Katastrophenhilfe eine Problemstudie mit dem Titel „Risiken für Deutschland“ [31] durch und analysierte die möglichen Gefährdungen für kritische Infrastrukturen. Es wurde auch der Aspekt des „baulichen Bevölkerungsschutzes“ untersucht. Im Bericht heißt es auf Seite 29:

„Die neuen Herausforderungen haben den bisherigen „baulichen Zivilschutz“ entscheidend verändert. Der Schutz der Bürger, der unbeschädigte Erhalt von Sachwerten, die Bewahrung von Kulturgut und vor allem der Schutz überlebensnotwendiger kritischer Infrastrukturen sind die neuen Eckpunkte, um die sich die zukünftige Sicherheitsarchitektur ausrichten muss. [...] Diese Sicherheitsarchitektur wird zukünftig ein fester, integraler Bestandteil der Gestaltung des gesamten Gemeinwesens sein.“

Sowohl Stadtplaner als auch Architekten und Bauingenieure haben ihren Beitrag in dieser Sicherheitsarchitektur zu leisten. So wie heute schon vorbeugende Brand-, Lärm- und Wärmeschutzmaßnahmen selbstverständlich sind, sollte zukünftig auch der bauliche Sicherheitsaspekt ein integraler Bestandteil der Planung sein. Der Bericht diskutiert auch die Kosten-Nutzen-Abwägung und gelangt zu der Schlussfolgerung, dass der Staat

technische Regelwerke schaffen sollte, an denen sich Bürger, Bauherren, Bauplaner und Tragwerksplaner orientieren können. Niedergeschlagen in Normen, Richtlinien oder Vorgaben haben sich diese Überlegungen bisher jedoch nicht.

Der Eurocode 1 [60] gibt zwar Hinweise zur Durchführung einer Risiko- und Gefährungsanalyse, macht jedoch genau wie die DIN 1055-9 [54] keine Vorgaben, welche „Bemessungsexplosion“ anzusetzen ist. Es wird lediglich darauf hingewiesen, dass bei der Bemessung „die Wahrscheinlichkeit des Auftretens der außergewöhnlichen Einwirkung, die Gefährdung des Tragwerks, die Schutzmaßnahmen zur Vermeidung oder Verringerung der Gefahren, die möglichen Folgen eines Schadens oder der Zerstörung des Tragwerks sowie die Höhe des zu akzeptierenden Risikos“ [54] zu berücksichtigen sind. Lediglich für die Klassifizierung von Fenstern und Türen existieren mit den Normen DIN EN 13123-1, 13123-2, 13124-1 und 13124-2 aus Gründen der marktwirtschaftlichen Vergleichbarkeit definierte Explosionsszenarien und Prüfverfahren. Diese Normen basieren wesentlich auf den ISO-Standards ISO 16933 [100], ISO 16934 [101] und ISO 16935 [102] für explosionshemmende Sicherheitsverglasungen. Einen Überblick über nationale und internationale Normen geben auch *Johnson* 2006 [104] und *Gebbeken & Wagner* 2010 [85].

Insgesamt wird deutlich, dass die aktuelle Normengeneration zwar gewisse Minimalanforderungen und Prüfverfahren im Bereich des Glasbaus formuliert, sonst aber kaum Vorgaben macht. Dies ist nach Meinung des Verfassers auch richtig, da sich extreme Einwirkungen nicht normieren lassen. Das Vorgehen bei einer Tragwerksplanung unter Berücksichtigung von Explosionen bedarf stets einer Untersuchung im Einzelfall. Es ist vor allem eine Aufgabe des Bauherrn, in Zusammenarbeit mit Versicherungen und den zuständigen Behörden, individuelle Explosionsszenarien festzulegen. Daraus entwickeln Spezialisten die Bemessungslasten in Form von Druck-Zeit-Verläufen und führen eine in der Regel nichtlineare, dynamische Tragwerksanalyse zur Dimensionierung des Systems durch.

1.3 Aufbau und Zielsetzung der Arbeit

Basierend auf die in Abschnitt 1.1.3 skizzierten Besonderheiten flexibler Schutzsysteme und den in Abschnitt 1.2 dargestellten aktuellen Stand der Forschung ergibt sich der weitere Aufbau und die Zielsetzung dieser Arbeit. Vor allem in Abschnitt 1.2.3 wird deutlich, dass die Interaktion von Explosionswellen mit Strukturen im *Wasser* seit längerem untersucht wird. Die Analyse und Berücksichtigung dieser Interaktionseffekte für leichte und flexible Bauteile, z.B. für Seilnetzfassaden oder Membranstrukturen, in *Luft* wurde bisher hingegen kaum untersucht.

Vielmehr werden Erfahrungen beim Bau massiver Schutzbauten auf den Bau leichter und flexibler Systeme übertragen. So wird schon seit einigen Jahren daran gearbeitet, architektonisch ansprechende und gleichzeitig explosionshemmende Seilnetzfassaden zu entwickeln [221]. Als eines von vielen Beispielen sei die 32 m x 8,7 m große Seilnetzfassade für den Eingangsbereich des neuen World Trade Centers 7 in New York genannt. Für diese Konstruktion hat der Bauherr den in Abbildung 1.5(a) dargestellten Druck-Zeit-Verlauf vorgegeben. Die Berechnungen des Ingenieurbüros *Schlaich Bergermann*

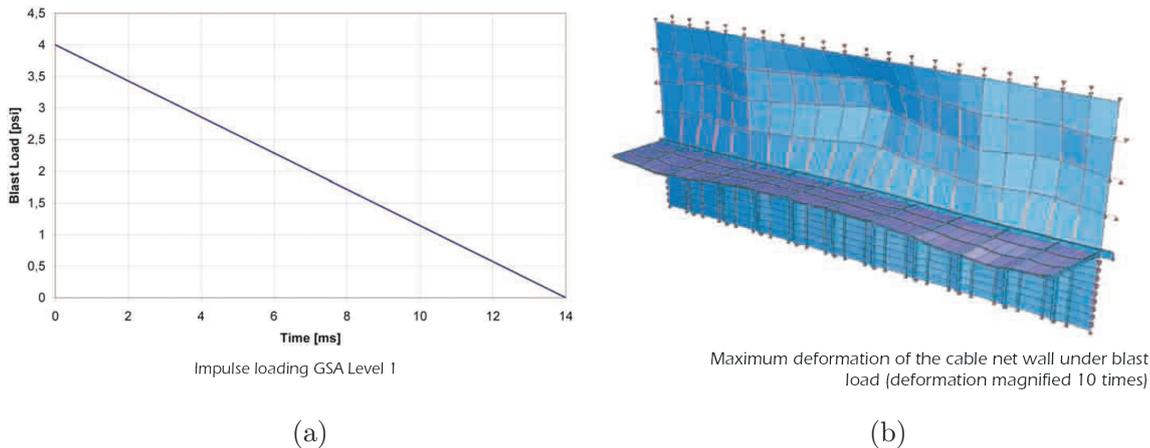


Abbildung 1.5: (a) Belastungsvorgabe des Bauherrn und (b) berechnete verformte Seilnetzfassade des World Trade Centers 7 in New York (aus [180]).

und Partner, Stuttgart, zeigen deutlich die Vorteile einer flexiblen Seilnetzfassade im Vergleich mit einer konventionellen Posten-Riegel-Fassade [180]. Trotz dieser Vorteile ergeben sich einige Diskussionspunkte:

- Der Druck-Zeit-Verlauf einer Explosion wird nach Abbildung 1.3 durch eine Über- und durch eine Unterdruckphase charakterisiert. Beim Ansatz eines linearen Überdruck-Zeit-Verlaufes, wie im vorliegenden Beispiel (Abbildung 1.5(a)), wird die Sogphase jedoch vernachlässigt. Liegt dieses Vorgehen auf der „sicheren Seite“ oder werden dabei Effekte vernachlässigt, die eventuell maßgeblich die auftretenden Verformungen und Spannungen beeinflussen? Wie lassen sich diese Effekte ggf. quantifizieren?
- Die Phänomene der Reflexion der Überdruckphase sind gut untersucht. Wird die Sogphase in der Modellierung berücksichtigt, dann stellt sich die Frage, ob die Reflexionseffekte der Überdruckphase auch für die Unterdruckphase gelten. Der maximale Unterdruck ist jedoch auf den Umgebungsluftdruck beschränkt (sonst würde ein physikalisch nicht möglicher negativer Luftdruck herrschen). Wie kann der reflektierte Unterdruck korrekt abgebildet werden?
- Im Gegensatz zu üblichen Stahl- und Stahlbetonkonstruktionen des Hochbaus verfügen Seilnetzfassaden oder Membransysteme über ein relativ geringes Eigengewicht, kleine Eigenfrequenzen sowie ein deutlich größeres Verformungsvermögen (Tabelle 1.1). Wie beeinflusst das flexible Verhalten die Explosionsbelastung? Welchen Einfluss haben Masse, Eigenfrequenzen und Verformungen auf das dynamische Tragverhalten?
- Bei einer typischen strukturdynamischen FEM-Berechnung werden die aerodynamischen Dämpfungseffekte der umgebenden Luft vernachlässigt. Vor allem bei sehr

leichten Strukturen trägt die Luft jedoch erheblich zur Dämpfung bei. Wie ausgeprägt ist die aerodynamische Dämpfung bei der Interaktion von explosionsinduzierten Stoßwellen und üblichen Seilnetzfassaden oder Membransystemen?

- Kann die Belastungsermittlung bei flexiblen Systemen entkoppelt vom Strukturverhalten erfolgen, oder sollte die Fluid-Struktur-Interaktion berücksichtigt werden? Wie beeinflussen die großen Verformungen leichter und flexibler Systeme die auf sie wirkende Belastung?

Um die Fragen zu beantworten, ist die vorliegende Arbeit wie folgt aufgebaut, wobei für jedes Kapitel eine kurze Zusammenfassung und die Zielsetzung formuliert wird:

- Im **2. Kapitel** werden die **dynamischen Auswirkungen von explosionsinduzierten Stoßwellen auf Bauteile** untersucht. Wesentliche Grundlage einer dynamischen Tragwerksanalyse ist ein kohärentes Belastungsmodell der reflektierten Stoßwelle. Bei leichten und flexiblen Bauteilen kommt der Modellierung der Sogphase besondere Bedeutung zu. Aus diesem Grund wird ein **neues Belastungsmodell für den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf unter Berücksichtigung der Sogphase** entwickelt. Dieses Belastungsmodell wird dann verwendet, um Abgrenzungskriterien herzuleiten, mit denen der in der Praxis tätige Bauingenieur schnell und sicher entscheiden kann, ob die Sogphase im Rahmen der Tragwerksanalyse mit angesetzt werden muss oder nicht. Weiterhin werden nichtlineare Effekte beschrieben und ausgewählte Grundlagen der numerischen Simulation mit Hydrocodes dargestellt.
- Während im 2. Kapitel die Auswirkungen explosionsinduzierter Stoßwellen auf starre Oberflächen betrachtet werden, werden im **3. Kapitel aerodynamische Dämpfungseffekte** untersucht. Traditionell werden im Rahmen des baulichen Schutzes die Struktur- und insbesondere auch die aerodynamische Dämpfung vernachlässigt. Versuche haben jedoch gezeigt, dass bei relativ leichten Bauteilen, wie z.B. bei großflächigen Fensterscheiben oder bei vorgespannten Seilnetzfassaden, das Schwingungsverhalten sehr stark durch die umgehende Luft gedämpft wird. Mit Hilfe aerodynamischer Beziehungen und dem Impulserhaltungssatz werden zwei analytische Ansätze zur Beschreibung aerodynamischer Dämpfungseffekte hergeleitet. Mit Hilfe der im 2. Kapitel diskutierten numerischen Verfahren werden die analytischen Beziehungen verifiziert. Insbesondere für leichte Systeme beeinflussen diese Effekte das Tragverhalten maßgeblich.
- Im **4. Kapitel** wird ein **analytisches Ersatzmodell zur Erfassung der aerodynamischen Dämpfung und der Fluid-Struktur-Interaktion (FSI)** entwickelt. In diesem Fall sind Belastung und Struktur nicht mehr entkoppelt, sondern die Verformung des Systems beeinflusst den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf und umgekehrt. Mit der Fluid-Struktur-Interaktion wird ein weiterer Dämpfungseffekt isoliert, der das dynamische Strukturverhalten leichter und flexibler Bauteile beeinflusst. Das entwickelte analytische FSI-Modell gilt für Stoßwellen mit geringen

Spitzenüberdrücken („schwache Stoßwelle“) und kann für lineares und nichtlineares Strukturverhalten verwendet werden.

- Das **5. Kapitel** zeigt eine mögliche Anwendung der in den vorherigen Kapiteln entwickelten Verfahren und Methoden am **Beispiel einer vertikal vorgespannten Seilnetzfassade**. Es wird ein numerisches Modell entwickelt, mit dem zunächst die aerodynamische Dämpfung und danach das Tragverhalten unter Berücksichtigung der Ausbreitung, Reflexion und Interaktion der Explosionsdruckwelle mit der Seilnetzfassade untersucht werden. Die Ergebnisse des numerisches Modells werden mit denen des analytischen Ersatzmodells verglichen, wobei sich eine relativ gute Übereinstimmung zeigt. Die untersuchten Interaktionseffekte helfen, das komplexe Tragverhalten einer einachsig vorgespannten Seilnetzfassade unter Explosionsbelastungen besser zu verstehen. Weiterhin werden Konzepte diskutiert, wie die explosionshemmende Wirkung einer Seilnetzfassade durch Anordnung spezieller energiedissipierender Seilendverankerungen verbessert werden kann.
- Im **6. Kapitel** wird die **Arbeit zusammengefasst** und ein **Ausblick** auf mögliche Anwendungen und auf den weiteren Forschungsbedarf gegeben. Es werden auch Vorschläge zur experimentellen Validierung der entwickelten Verfahren unterbreitet.

2 Dynamische Analyse von Strukturen unter Explosionsbelastungen

Grundlage der dynamischen Tragwerksanalyse von Strukturen unter Explosionsbelastungen ist zunächst die Festlegung eines maßgebenden Explosionsszenarios. Aus diesem Szenario werden dann Bemessungslasten entwickelt, mit denen eine dynamische Tragwerksanalyse durchgeführt werden kann. Wesentlich für die dynamische Tragwerksanalyse ist die vollständige Modellierung des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes. Aus der Integration des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes ergibt sich der reflektierte Impuls, den das Bauwerk erfährt.

Aus diesem Grund werden im vorliegenden Kapitel zunächst verschiedene analytische und empirische Modellierungsansätze für eine Luftstoßwelle infolge einer Explosion dargestellt, verglichen und beurteilt. Dabei wird insbesondere die korrekte Modellierung der Sogphase untersucht, da diese bei der Untersuchung der Interaktion von Stoßwellen mit leichten und flexiblen Systemen wichtig ist. Es wird ein neues Modell vorgeschlagen, mit dem der vollständige reflektierte Druck-Zeit-Verlauf abgebildet werden kann.

Im weiteren Verlauf des Kapitels werden numerische Verfahren unterschiedlicher Komplexität diskutiert. Basierend auf den durchgeführten numerischen Studien werden Empfehlungen für innovativen Schutzkonzepte gegeben, die im 5. Kapitel der Arbeit wieder aufgegriffen werden.

2.1 Allgemeines

Wie im ersten Kapitel dargestellt, sind die Ursachen von Explosionen vielfältiger Natur. Häufig wird eine Kombination aus Abstand und Sprengstoffmasse als TNT-Äquivalent angegeben, und basierend auf diesen Angaben ermittelt der Tragwerksplaner die Bemessungslasten [80]. Alternativ wird direkt ein (in der Regel linearer) Überdruck-Zeit-Verlauf festgelegt. Diese Vorgaben basieren auf einer projektspezifischen Risiko- und Gefährdungsanalyse, bei der eine enge Abstimmung zwischen den Projektbeteiligten (Bauherr, Baubehörde, Sicherheitsberater, Objektplaner, Tragwerksplaner, Prüfingenieur, ggf. Versicherungen) erforderlich ist [63].

Es sei darauf hingewiesen, dass sich die nachfolgenden Darstellungen auf Ferndetonationen und ggf. Deflagrationen beziehen. Bei Kontakt- und Nahdetonationen sollte

direkt eine hochdynamische Analyse mit einem Hydrocode durchgeführt werden (Abschnitt 2.4). Als Abgrenzungskriterium hat sich für Ferndetonationen

$$Z > 0,5 \left[\text{m/kg}^{1/3} \right] \quad (2.1)$$

bewährt [80, 139]. Dabei bezeichnet Z den skalierten Abstand und ergibt sich aus dem Abstand in Metern zum Explosionszentrum (R) und der Masse in Kilogramm an TNT-Äquivalent (M_{TNT}):

$$Z = \frac{R}{\sqrt[3]{M_{\text{TNT}}}} \quad \text{in} \left[\text{m/kg}^{1/3} \right]. \quad (2.2)$$

Die Angabe der Einheit $[\text{m/kg}^{1/3}]$ wird im weiteren Verlauf der Arbeit aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht immer angegeben. Zur Problematik der Skalierung von Sprengstoffmengen auf das TNT-Äquivalent sei auf [224] verwiesen.

Die Einwirkungsdauer einer explosionsinduzierten Luftstoßwelle ist wesentlich kürzer als die maßgebenden Eigenperioden des Bauwerkes. Dies stellt zumeist besondere Anforderungen an die dynamische Tragwerksanalyse von Baustrukturen unter Explosionsbelastungen. Die Angabe statischer Ersatzlasten ist keine befriedigende Lösung, da statische Ersatzlasten immer bauteilspezifisch sind [52]. Aus diesen Gründen muss eine transiente Zeitschrittanalyse durchgeführt werden. Dies erfordert für das Berechnungsverfahren kurze Zeitschritte (damit bieten sich vor allem Algorithmen mit expliziter Zeitintegration an), die Implementierung nichtlinearer Effekte (physikalisch und geometrisch) sowie ggf. die Abbildung des Schädigungsverhaltens. Die Belastungsgeschwindigkeit führt auch zur Veränderung der Materialeigenschaften: Mit zunehmender Verzerrungsrate nimmt die Fließspannung in der Regel zu. Gleichzeitig nimmt häufig die Bruchverzerrung ab, so dass ein sprödes statt des gewünschten duktilen Materialversagens eintreten kann [93].

2.2 Entwicklung eines neuen Belastungsmodells unter Berücksichtigung der Sogphase

In Abbildung 1.3 ist der Druck-Zeit-Verlauf einer sich sphärisch ungehindert ausbreitenden Explosionswelle schematisch dargestellt. Dieser Druck-Zeit-Verlauf ist typisch für die Explosion hochexplosiver Sprengstoffe und wird mathematisch durch den Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} sowie durch eine zeitabhängige Formfunktion $\varphi(t)$ mit $\varphi(t=0) = 1$ beschrieben:

$$p_{10}(t) = \hat{p}_{10} \varphi(t). \quad (2.3)$$

Der zeitliche Verlauf kann näherungsweise gut durch die um den Formbeiwert α modifizierte und in Abbildung 2.1 schematisch dargestellte *Friedlander*-Formfunktion [30, 76]

$$\varphi(t) = \left(1 - \frac{t}{t_d} \right) e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} \quad (2.4)$$

abgebildet werden. Der Druck-Zeit-Verlauf der sich ausbreitenden Stoßwelle wird durch

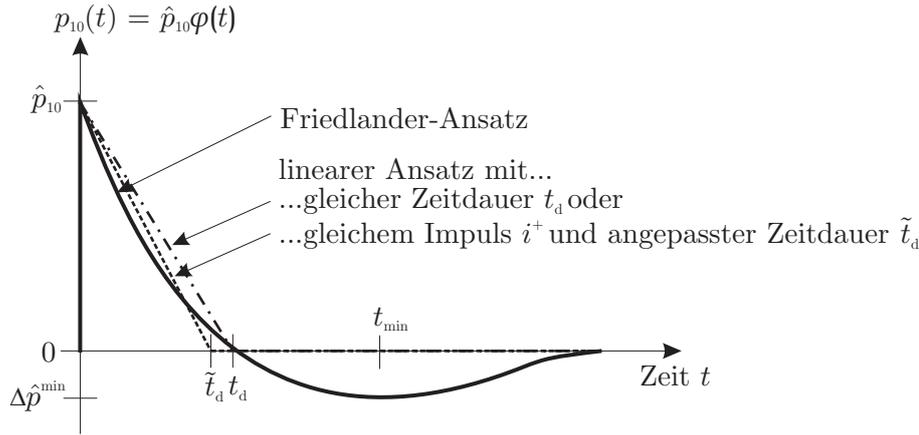


Abbildung 2.1: Ansätze zur Beschreibung des Überdruck-Zeit-Verlaufes einer sich sphärisch ausbreitenden Luftstoßwelle.

die Explosionsparameter Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} , Zeitdauer der Überdruckphase t_d sowie den Formbeiwert α charakterisiert. Der Formbeiwert α beeinflusst wesentlich die Ausprägung des ebenfalls in Abbildung 2.1 dargestellten maximalen Unterdruckes $\Delta\hat{p}^{\min}$. Der Unterdruck kann durch die Ermittlung des Minimums der Formfunktion (2.4) hergeleitet werden. Nach kurzer Rechnung erhält man

$$\Delta\hat{p}^{\min} = -\frac{\hat{p}_{10}}{\alpha}e^{-(\alpha+1)}, \quad (2.5)$$

wobei dieser Unterdruck zum Zeitpunkt

$$t_{\min} = \frac{\alpha + 1}{\alpha}t_d. \quad (2.6)$$

wirkt. Das Verhältnis von maximalem Unterdruck zu Spitzenüberdruck wird durch

$$\left| \frac{\Delta\hat{p}^{\min}}{\hat{p}_{10}} \right| = \frac{1}{\alpha}e^{-(\alpha+1)}. \quad (2.7)$$

definiert. Abbildung 2.2(a) stellt dieses Druckverhältnis in Abhängigkeit vom Formbeiwert α dar. Für $\alpha = 1$ beträgt der maximale Unterdruck 13,5% des Spitzenüberdruckes. Für $\alpha \geq 2$ ist der Unterdruck kleiner als 2,5% des Spitzenüberdruckes. Hingegen ist die Sogphase für $\alpha < 1$ sehr deutlich ausgeprägt. Für $\alpha = 0,5$ erreicht der maximale Unterdruck ca. 45% des Spitzenüberdruckes, und bei einem Formbeiwert von ca. 0,28 beträgt das betragsmäßige Verhältnis von maximalem Unterdruck zu Spitzenüberdruck 1. Allerdings handelt es sich bei diesem Druckverhältnis um eine theoretische Grenze. In der Realität ist der maximal erreichbare Unterdruck auf den Umgebungsluftdruck $p_0 \approx 1$ bar begrenzt. Dies muss bei der Entwicklung eines Belastungsmodells berücksichtigt werden.

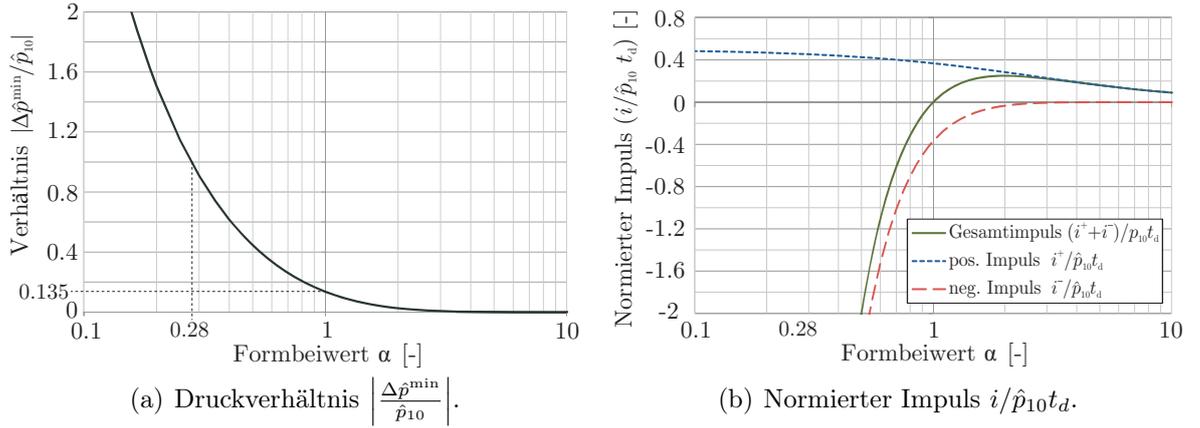


Abbildung 2.2: Einfluss des Formbeiwertes α auf die Ausprägung der Über- bzw. Unterdruckphase.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der spezifische Impuls pro m^2 Wellenfront, der sich aus der Integration des Druck-Zeit-Verlaufes ergibt. Für die Kompressionsphase ergibt sich der positive Impuls zu

$$i^+ = \int_0^{t_d} p_{10}(t) dt = \frac{\hat{p}_{10} t_d}{\alpha^2} (\alpha - 1 + e^{-\alpha}), \quad (2.8)$$

während für den negativen Impuls

$$i^- = \int_{t_d}^{\infty} p_{10}(t) dt = -\frac{\hat{p}_{10} t_d}{\alpha^2} e^{-\alpha}. \quad (2.9)$$

gilt. Für $\alpha = 1$ ist $i^+ = |i^-|$, während für $\alpha > 1$ der positive Impuls i^+ betragsmäßig größer ist als der negative Impuls i^- . Für einen Formbeiwert $\alpha < 1$ gilt entsprechend $i^+ < |i^-|$.

Der Einfluss des Formbeiwertes auf die Ausprägung der Überdruck- und Unterdruckphase ist in Abbildung 2.2(b) für den normierten Impuls, $i^+ / \hat{p}_{10} t_d$ bzw. $i^- / \hat{p}_{10} t_d$, anschaulich dargestellt. Man erkennt das schnelle Anwachsen des negativen Impulses i^- für Formbeiwerte $\alpha < 1$. Für $\alpha > 2$ wird der negative Impuls hingegen vernachlässigbar klein, und die Überdruckphase dominiert.

Bei üblichen Stahl- und Stahlbetonkonstruktionen hat die Sogphase und damit der negative Impuls i^- keinen wesentlichen Einfluss auf die Strukturantwort [138], so dass der eigentlich nichtlineare Druck-Zeit-Verlauf häufig durch den linearen Ansatz

$$\varphi_{\text{lin}}(t) = \begin{cases} 1 - \frac{t}{\tilde{t}_d} & t < \tilde{t}_d, \\ 0 & t \geq \tilde{t}_d \end{cases} \quad (2.10)$$

vereinfacht wird (Abbildung 2.1). In diesem Fall ist der positive Impuls

$$i_{\text{lin}}^+ = \frac{1}{2} \hat{p}_{10} \tilde{t}_d \quad (2.11)$$

und der negative Impuls $i_{\text{lin}}^- = 0$. Bei gleicher Zeitdauer $\tilde{t}_d = t_d$ ist allerdings der lineare Impuls i_{lin}^+ größer als der Impuls i^+ nach (2.8). Aus diesem Grund wird die Zeitdauer der Überdruckphase \tilde{t}_d i.d.R. so gewählt, dass die beiden Impulse i_{lin}^+ und i^+ gleich groß sind. Die Zeitdauer \tilde{t}_d ergibt sich dann aus (2.11) zu

$$\tilde{t}_d = \frac{2 i_{\text{lin}}^+}{\hat{p}_{10}} \quad (2.12)$$

mit $i_{\text{lin}}^+ = i^+$. Das Vorgehen unter Ansatz eines linearen Überdruck-Zeit-Verlaufes und Vernachlässigung der Sogphase empfiehlt sich immer dann, wenn relativ steife und massive Konstruktionen gegen Explosionen ausgelegt werden müssen, oder wenn als Belastungsszenario vom Bauherren direkt Werte für den anzusetzenden Spitzenüberdruck und Impuls vorgegeben werden. In allen anderen Fällen sollte die Sogphase berücksichtigt werden. In Abschnitt 2.3.3 werden entsprechende Abgrenzungskriterien hergeleitet.

2.2.1 Ermittlung der Explosionsparameter

Eine sich sphärisch ausbreitende Stoßwelle wird somit durch die Parameter Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} , Zeitdauer der Überdruckphase t_d , Formfaktor α sowie den daraus abgeleiteten Größen positiver und negativer Impuls, i^+ und i^- , und maximaler Unterdruck $\Delta\hat{p}^{\text{min}}$ charakterisiert.

Es existieren verschiedene empirische, semi-empirische und analytische Ansätze, um diese Parameter hochexplosiver Sprengstoffe zu ermitteln. Die Kennwerte sind stark abhängig von der Sprengstoffart und der Sprengstoffform. Als einheitliche Bezugsgröße hat sich das TNT-Äquivalent durchgesetzt. Je nach Form und Art des Sprengstoffes lässt sich für bekannte Sprengstoffe das entsprechende TNT-Äquivalent ableiten [224].

Der in Gleichung (2.2) eingeführte skalierte Abstand Z ist der wesentliche Kennwert zur Ermittlung der Explosionsparameter. Die Kombination aus Sprengstoffmasse und Entfernung bestimmt den zu erwartenden Spitzenüberdruck. So erzeugt die Explosion einer Autobombe mit 400 kg TNT in einem Abstand von 10 m ($Z \simeq 1,35$) einen ähnlichen Spitzenüberdruck wie die Explosion von 26 kg TNT in einer Entfernung von etwa 4 m ($Z \simeq 1,35$). Unterschiedlich ist in beiden Fällen jedoch die Zeitdauer der Überdruckphase und damit auch der Impuls.

Im Folgenden werden die wichtigsten und in der Praxis am häufigsten verwendeten Modelle zur Ermittlung der Explosionsparameter zusammenfassend dargestellt und anschließend verglichen und beurteilt. Die Bezeichnungen der jeweiligen Autoren wurden an die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen und Einheiten angepasst. In allen Fällen wird eine sphärische Explosion betrachtet. Ist die Sprengstoffladung auf dem Boden aufgelegt, so handelt es sich um eine hemisphärische Explosion. Die Stoßwelle wird dann direkt am Boden reflektiert, und die Reflexion führt zu einer Verstärkung der Explosion. Dieser Verstärkungsfaktor beträgt im Falle einer vollständig starren Oberfläche 2. In der Realität absorbiert der Boden jedoch einen Teil der Energie durch Kraterbildung, so dass der Verstärkungsfaktor kleiner ist. In diesen Fällen wird in [138] ein Verstärkungsfaktor von 1,8 empfohlen. Das heißt, dass jede Oberflächenexplosion in

eine sphärische Explosion überführt werden kann, wenn die Sprengstoffmasse mit dem Verstärkungsfaktor 1,8 multipliziert wird.

Brode (1955) *Brode* [29] publizierte 1955 einen numerischen Algorithmus zur Berechnung der Explosionsparameter, der sich heute immer noch in aktuellen Veröffentlichungen wiederfindet [140]. *Brode* gibt eine abschnittsweise definierte Funktion zur Berechnung des Spitzenüberdruckes an:

$$\hat{p}_{10} = \begin{cases} \frac{0,975}{Z} + \frac{1,455}{Z^2} + \frac{5,85}{Z^3} - 0,019 \text{ [bar]} & 0,1 < \hat{p}_{10} < 10 \text{ [bar]}, \\ \frac{6,7}{Z^3} + 1 \text{ [bar]} & \hat{p}_{10} > 10 \text{ [bar]}. \end{cases} \quad (2.13)$$

Zur Beschreibung des zeitlichen Verlaufes der Über- bzw. Unterdruckphase verwendet *Brode* den Ansatz von *Friedlander* [76] und empfiehlt folgenden zeit- und druckabhängigen Ansatz zur Berechnung des dimensionslosen Formbeiwertes α (\hat{p}_{10} in [bar]):

$$\alpha = \begin{cases} \frac{1}{2} + \hat{p}_{10} & \hat{p}_{10} \leq 1 \text{ bar}, \\ \frac{1}{2} + \hat{p}_{10} \left[1,1 - (0,13 + 0,2 \hat{p}_{10}) \frac{t}{t_d} \right] & 1 \leq \hat{p}_{10} \leq 3 \text{ bar}. \end{cases} \quad (2.14)$$

Brode gibt auch Diagramme zur Ermittlung der Zeitdauer t_d und des Impulses i^+ an. Als einer der wenigen Wissenschaftler stellt er eine Beziehung für den maximalen Spitzenunterdruck auf:

$$\Delta \hat{p}^{\min} = -\frac{0,35}{Z} \text{ [bar]} \quad \text{für } Z > 1,6. \quad (2.15)$$

Henrych (1979) Der russische Wissenschaftler *Henrych* leitet in seinem Buch [92] zunächst die bekannten Formeln gemäß *Brode* [29] her. Anschließend stellt *Henrych* ebenfalls eine abschnittsweise definierte und empirisch ermittelte Funktion zur Ermittlung des Spitzenüberdruckes auf:

$$\hat{p}_{10} = \begin{cases} \frac{14,0717}{Z} + \frac{5,5397}{Z^2} - \frac{0,3572}{Z^3} + \frac{0,00625}{Z^4} \text{ [bar]} & 0,05 < Z \leq 0,3, \\ \frac{6,1938}{Z} - \frac{0,3262}{Z^2} + \frac{2,1324}{Z^3} \text{ [bar]} & 0,3 < Z \leq 1,0, \\ \frac{0,662}{Z} + \frac{4,05}{Z^2} - \frac{3,288}{Z^3} \text{ [bar]} & 1,0 < Z \leq 10. \end{cases} \quad (2.16)$$

Für die Dauer der Überdruckphase t_d sowie für den positiven Impuls i^+ gibt *Henrych* die Beziehungen

$$t_d = \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} (0,107 + 0,444 Z + 0,264 Z^2 - 0,129 Z^3 + 0,0335 Z^4) \text{ [ms]} \quad (2.17)$$

$0,05 \leq Z \leq 3$

und

$$i^+ = \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} \cdot \begin{cases} 66,3 - \frac{111,5}{Z} + \frac{62,9}{Z^2} - \frac{10,04}{Z^3} \text{ [bar ms]} & 0,4 < Z \leq 0,75, \\ -3,22 + \frac{21,1}{Z} - \frac{21,6}{Z^2} + \frac{8,01}{Z^3} \text{ [bar ms]} & 0,75 < Z \leq 3 \end{cases} \quad (2.18)$$

an.

Korenev & Rabinovič (1985) Die beiden russischen Autoren *Korenev & Rabinovič* [116] beschäftigen sich 1985 mit Baukonstruktionen unter dynamischen Einwirkungen und betrachten dabei auch Explosionen. Sie geben empirische Formeln zur Berechnung des Spitzenüberdruckes und der Zeitdauer von Luftstoßwellen an. Die unten angegebenen Formeln finden sich zusätzlich auch im Buch von *Pokrowski* [165] und werden dort ohne weitere Literaturangabe als *Sadowski-Formeln* bezeichnet. Der Spitzenüberdruck ergibt sich zu

$$\hat{p}_{10} = \frac{0,84}{Z} + \frac{2,7}{Z^2} + \frac{7,0}{Z^3} \text{ [bar]}. \quad (2.19)$$

Für die Dauer der Überdruckphase geben *Korenev & Rabinovič* die Formel

$$t_d = 1,5 \sqrt[6]{M_{\text{TNT}}} \sqrt{R} \text{ [ms]} \quad (2.20)$$

ohne Verwendung des skalierten Abstandes Z an. Sie stellen auch eine Formel zur Berechnung des positiven spezifischen Impulses der Überdruckphase auf:

$$i^+ = 4 \frac{\sqrt[3]{M_{\text{TNT}}^2}}{R} = 4 \frac{R}{Z^2} \text{ [bar ms]}. \quad (2.21)$$

Der maximale Unterdruck $\Delta \hat{p}_{\text{min}}$ berechnet sich ähnlich wie bei *Brode*:

$$\Delta \hat{p}_{\text{min}} = -\frac{0,3}{Z} \text{ [bar]} \quad \text{für } Z > 1,5. \quad (2.22)$$

Ergänzend zu anderen Autoren geben *Korenev & Rabinovič* auch die Zeitdauer der Unterdruckphase an,

$$t^- = 160 \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} \text{ [ms]}, \quad (2.23)$$

und stellen eine vom *Friedlander-Ansatz* (2.4) abweichende Formfunktion auf. Da die von *Korenev & Rabinovič* vorgeschlagene Formfunktion $\varphi(t) = \left(1 - \frac{t}{t_d}\right)^n$ mit $n = \frac{\hat{p}_{10} t_d}{i^+} - 1$ die Unterdruckphase vernachlässigt, wird dieser Ansatz in der vorliegenden Arbeit nicht weiter betrachtet. Alternativ diskutieren die Autoren den bereits dargestellten linearen Ansatz (2.10).

Kinney & Graham (1985) Basierend auf verschiedenen Versuchen haben die amerikanischen Wissenschaftler *Kinney & Graham* [113] semi-empirische Formeln zur Berechnung des Spitzenüberdruckes, der Zeitdauer und des Impulses entwickelt. Alle Gleichungen gelten für einen skalierten Abstand $Z > 0,5 \text{ [m/kg}^{1/3}]$.

Der maximale Spitzenüberdruck wird als Funktion des skalierten Abstandes Z angegeben:

$$\hat{p}_{10} = p_0 \cdot \frac{808 \left[1 + \left(\frac{Z}{4,5}\right)^2\right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,048}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,32}\right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1,35}\right)^2}}, \quad (2.24)$$

wobei p_0 dem Umgebungsluftdruck entspricht. Unter Normalbedingungen bei 25°C beträgt der Umgebungsluftdruck 1,013 bar (bzw. 101,3 kPa) auf Meereshöhe. Für die

Zeitdauer der positiven Druckeinwirkung t_d sowie den Impuls i^+ der Kompressionsphase geben dieselben Autoren die folgenden Beziehungen an:

$$t_d = \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} \frac{980 \left[1 + \left(\frac{Z}{0,54} \right)^{10} \right]}{\left(1 + \left(\frac{Z}{0,02} \right)^3 \right) \left(1 + \left(\frac{Z}{0,74} \right)^6 \right) \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{6,9} \right)^2}} \text{ [ms]} \quad (2.25)$$

und

$$i^+ = \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} \frac{0,067 \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,23} \right)^4}}{Z^2 \sqrt[3]{1 + \left(\frac{Z}{1,55} \right)^3}} \text{ [bar ms]}. \quad (2.26)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass *Kinney & Graham* im Anhang ihres Buches auch tabellierte Werte für den spezifischen Impuls angeben. Diese Werte stimmen jedoch nicht mit den nach (2.26) berechneten Werten überein. Die Ursache für diese Diskrepanz ist nicht nachvollziehbar. Für den späteren Vergleich werden die Werte nach (2.26) verwendet.

Kinney & Graham geben keine explizite Formel zur Berechnung des Formbeiwertes α an, sondern ermitteln den Beiwert implizit aus der Impulsgleichung (2.8) mit dem Impuls i^+ nach (2.26).

Baker (1983) In seinem frühen Buch von 1973 [8] gibt *Baker* Parameter für Pentolite-Explosionen an. Da sich inzwischen jedoch das TNT-Äquivalent als Bezugsgröße durchgesetzt hat, wird auf eine Wiedergabe dieser Kennwerte verzichtet. Zehn Jahre später veröffentlicht *Baker* dann zusammen mit vier anderen Autoren ein Buch [9], in dem auch Diagramme zur Ermittlung der TNT-Explosionsparameter enthalten sind. Ein Vergleich zeigt, dass diese Parameter mit denen des US-Handbuches TM 5-855-1 übereinstimmen [202], das wiederum auf den Bericht von *Kingery & Bulmash* [112] aufbaut.

Handbücher der US-Streitkräfte Vor allem die US-Streitkräfte haben seit dem zweiten Weltkrieg einige Handbücher veröffentlicht, die sich weltweit als Standard für die bauliche Sicherheit durchgesetzt haben. Als aktuelle Beispiele seien das Handbuch TM 5-1300 [207] von 1990, dessen Nachfolger UFC 3-340-02 [210] von 2008 sowie das Handbuch TM 5-855-1 [202] von 1997 genannt. Alle Handbücher enthalten umfangreiche Diagramme zur schnellen Ermittlung der Explosionsparameter, unterscheiden sich nur geringfügig und decken sich größtenteils mit den Kennwerten nach *Baker* [9].

Die Explosionsparameter des Handbuches TM 5-855-1 basieren auf den als vertraulich eingestuften Bericht von *Kingery & Bulmash* [112] von 1984. Im Anhang des Handbuches TM 5-855-1 sind polynomiale Berechnungsformeln zur Ermittlung von Explosionsparametern veröffentlicht. Diese Formeln sind in der ebenfalls nicht öffentlich zugänglichen Software CONWEP [208] implementiert und werden als Stand der Technik in der Praxis angewendet. Dieselben polynomialen Formeln sind auch im nicht eingestuften NATO-Bericht AASTP-1 [151] publiziert. Alle angesprochenen Handbücher und Publikationen

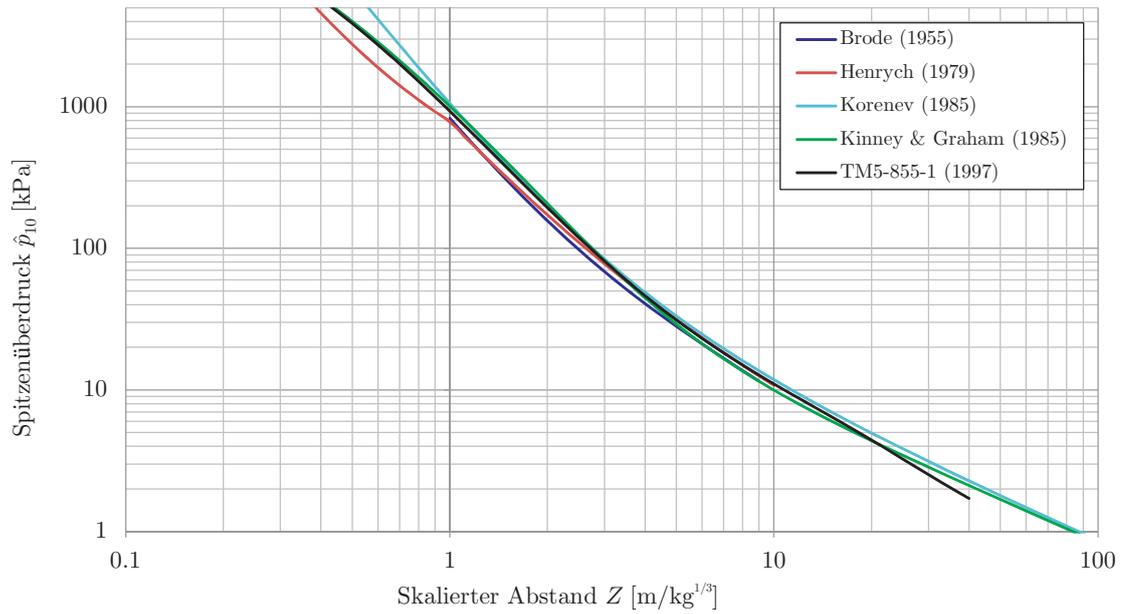
liegen dem Verfasser dieser Arbeit vor. Auf eine Wiedergabe der abschnittsweise definierten und zwei Seiten umfassenden polynomialen Formeln wird an dieser Stelle verzichtet. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden aber die Explosionsparameter der US-Handbücher mit ausgewertet und verglichen.

Da die Lastermittlung insgesamt immer mit großen Unsicherheiten behaftet ist, geben die Vereinigten Staaten für öffentliche Gebäude keine Explosionsszenarien, sondern direkt den auf das Gebäude einwirkenden reflektierten Spitzenüberdruck und den reflektierten Impuls vor. Solche Angaben zu Überdruck und Impuls werden beispielsweise von der „General Services Administration“ (GSA) oder dem „Interagency Security Committee“ (ISC) vorgegeben. Mit Hilfe dieser beiden Angaben kann dann die Zeitdauer nach (2.12) berechnet und die lineare Formfunktion (2.10) für den Überdruck-Zeit-Verlauf angesetzt werden. Die Unterdruckphase wird bei diesem Vorgehen nicht berücksichtigt.

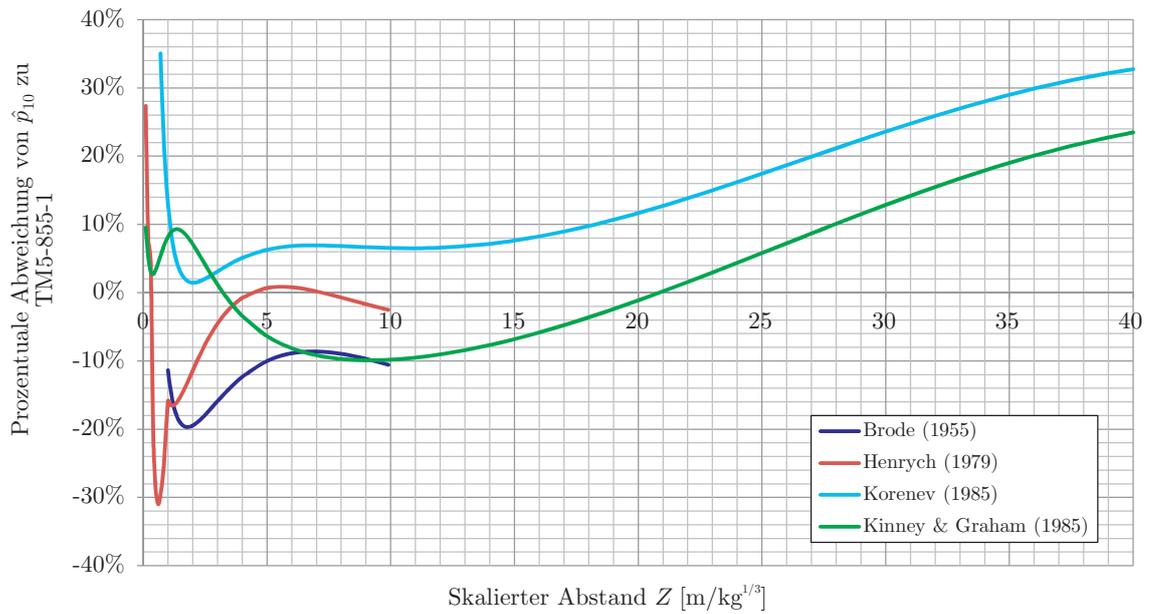
2.2.2 Vergleich und Bewertung der Explosionsparameter

Aufgrund der Vielzahl der möglichen Ansätze zur Ermittlung der Explosionsparameter werden die Ergebnisse im Folgenden verglichen und Ursachen für die zum Teil doch erheblichen Abweichungen diskutiert. Als Stand der Technik haben sich in der Praxis die Formeln der bereits diskutierten US-Handbücher durchgesetzt. Aus diesem Grund dienen die Werte des Handbuches TM 5-855-1 [202] als Vergleichsbasis für eine Beurteilung der anderen Ansätze. Es wird sich jedoch zeigen, dass die Formeln aus TM 5-855-1 zur Ermittlung der Zeitdauer sehr ungenau sind und durch Anpassung des Formbeiwertes neu berechnet werden müssen.

- **Spitzenüberdruck:** In Abbildung 2.3(a) sind die verschiedenen Ansätze zur Ermittlung des Spitzenüberdruckes \hat{p}_{10} als Funktion des skalierten Abstandes Z dargestellt. Zusätzlich sind in Abbildung 2.3(b) die prozentualen Abweichungen zu den Werten des US-Handbuches TM 5-855-1 veranschaulicht. Im Bereich $5 < Z < 20$ liefern alle Ansätze ähnliche Ergebnisse und die Werte unterscheiden sich in diesem Bereich um höchstens $\pm 10\%$. Vor allem im Nah- und Ferndetonationsbereich werden die Abweichungen mit bis zu $\pm 30\%$ deutlich größer. Es fällt auch der eingeschränkte Anwendungsbereich der Ansätze von *Brode* und *Henrych* auf. *Brodes* numerisches Modell liefert Werte für den Spitzenüberdruck, die im Bereich $5 < Z < 10$ nur um 10% von den experimentell ermittelten Werten des US-Handbuches TM 5-855-1 abweichen. Die Abweichungen betragen bis zu $\pm 30\%$ beim Modell von *Henrych* für $Z < 1$. Ansonsten ermittelt *Henrych* ähnliche Werte wie TM 5-855-1. Die Ansätze von *Korenev* und *Kinney & Graham* gelten für einen größeren Anwendungsbereich und weichen für $1 < Z < 20$ nur um bis zu $\pm 10\%$ von den Werten nach TM 5-855-1 ab. Für größere skalierte Abstände divergieren beide Ansätze vom TM 5-855-1-Modell. Insgesamt decken die Ansätze von *Kinney & Graham* sowie TM 5-855-1 den größten Anwendungsbereich bei gleichzeitig geringer Abweichung zueinander ab.
- **Positiver Impuls:** Auch beim Vergleich des spezifischen positiven Impulses fällt in Abbildung 2.4(a) zunächst der kleine Anwendungsbereich des *Henrych*-Modells



(a) Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} als Funktion des skalierten Abstandes Z .



(b) Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} , relative Abweichungen im Vergleich zu TM 5-855-1 [202].

Abbildung 2.3: Vergleich des Spitzenüberdruckes \hat{p}_{10} .

auf. Dessen Werte liegen mindestens 140% über denen des TM 5-855-1-Modells wie sich aus der Darstellung 2.4(b) erkennen lässt. Für $Z < 1$ liegen die Impulsangaben der beiden russischen Wissenschaftler *Korenev* und *Henrych* relativ eng zusammen, weichen jedoch erheblich von den amerikanischen Werten nach *Kinney & Graham* sowie TM 5-855-1 ab. Für $Z > 2$ weichen die von *Kinney & Graham* ermittelten Werte nur um ca. -8% von denen nach TM 5-855-1 ab. Die *Korenev*-Werte übertreffen die Werte von *Kinney & Graham* in etwa um den Faktor zwei für $Z > 5$. Die Ursache für diese Diskrepanz ist nicht nachvollziehbar. Der selbst entwickelte Ansatz

$$i^+ = 2,1 \frac{R}{Z^2} = 2,1 \frac{\sqrt[3]{M_{\text{TNT}}}}{Z} \quad [\text{bar ms}] \quad \text{für } Z > 2,8 \quad (2.27)$$

liefert fast identische Werte wie (2.26) und den in [202] publizierten polynomialen Berechnungsformeln. Dieser Ansatz wird in Abbildung 2.4(b) mit „Neuer Ansatz (2009)“ bezeichnet. Der Vorfaktor wurde dabei so angepasst, dass die relative Abweichung zum allgemein anerkannten TM 5-855-1-Modell möglichst klein wird.

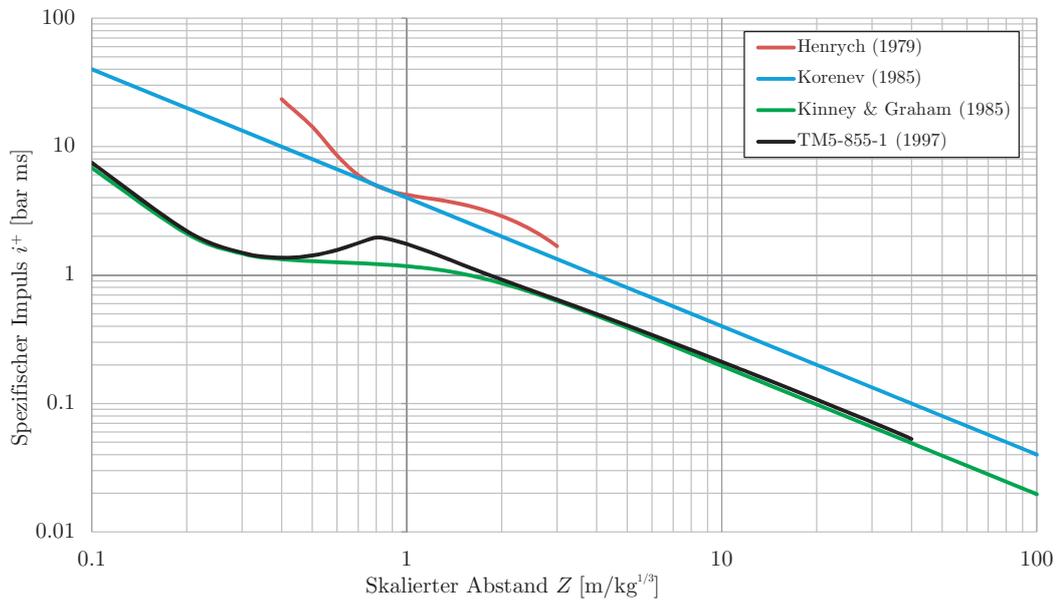
- **Zeitdauer:** Die Zeitdauer t_d ist wichtig bei Verwendung des *Friedlander*-Ansatzes im Rahmen der Tragwerksanalyse. Die experimentelle Ermittlung der Zeitdauer der Überdruckphase t_d stellt jedoch hohe Anforderungen an die Experimentiertechnik. Während der Spitzenüberdruck und der Impuls innerhalb einer Bandbreite von $\pm 30\%$ relativ genau festgestellt werden können, ist die exakte Detektion des Wechsels von der Überdruck- in die Unterdruckphase aufgrund des oszillierenden Messsignals praktisch nicht möglich [25, 112]. In Abbildung 2.5 ist die skalierte Zeitdauer $t_d/M_{\text{TNT}}^{1/3}$ als Funktion des skalierten Abstandes dargestellt. *Korenevs* Ansatz liefert die größten Werte für die Zeitdauer, während die Modelle von *Henrych*, *Kinney & Graham* sowie TM 5-855-1 vor allem im Bereich $0,3 < Z < 1,5$ relativ gut übereinstimmen. Auffallend ist auch, dass die Werte nach *Kinney & Graham* für $Z > 20$ kaum noch ansteigen.
- **Formbeiwert:** Der Formbeiwert beeinflusst wesentlich die Ausprägung der Sogphase (negativer Impuls und maximaler Unterdruck, Abbildung 2.2). In Abbildung 2.6 ist der Formbeiwert α in Abhängigkeit vom skalierten Abstand angegeben. Zusätzlich zu den bereits diskutierten Formbeiwerten von *Brode*, *Kinney & Graham* sowie TM 5-855-1 sind die Ansätze von *Dharaneepathy et al.* [53],

$$\alpha = 3,18 Z^{-0,58} \quad (2.28)$$

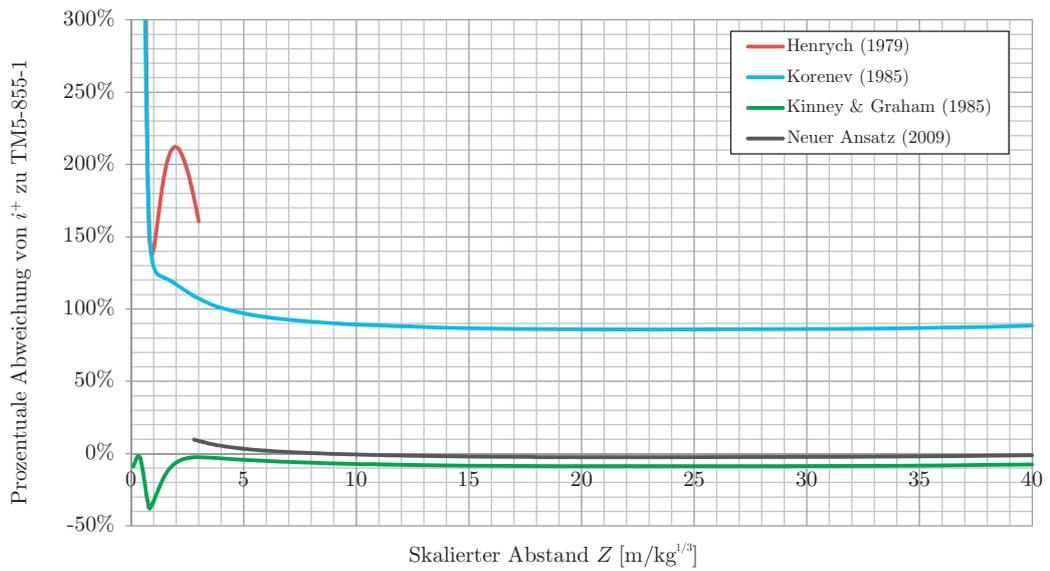
und *Borgers & Vantomme* [25]

$$\alpha = 1,5 Z^{-0,38} \quad \text{für } 0,1 < Z < 30 \quad (2.29)$$

angegeben. Man erkennt deutlich, dass sich die Werte der verschiedenen Autoren unterscheiden. Dies gilt insbesondere für den Bereich $Z < 2$ (dies entspricht einem Spitzenüberdruck von ca. 200 kPa). Für skalierte Abstände $Z > 11$ sind die Werte



(a) Spezifischer Impuls i^+ als Funktion des skalierten Abstandes Z .



(b) Spezifischer Impuls i^+ , relative Abweichungen im Vergleich zu TM5-855-1 [202].

Abbildung 2.4: Vergleich des spezifischen positiven Impulses i^+ .

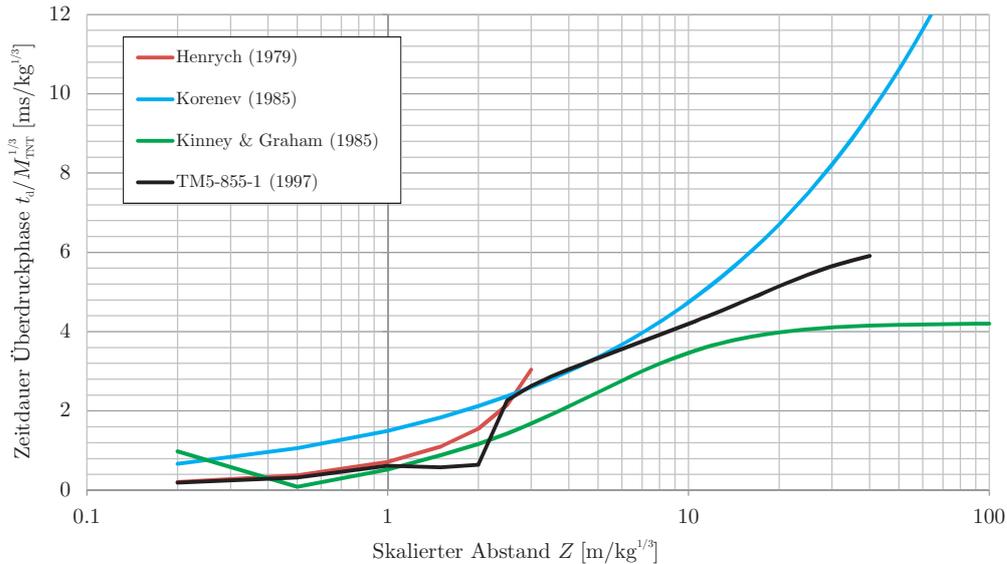
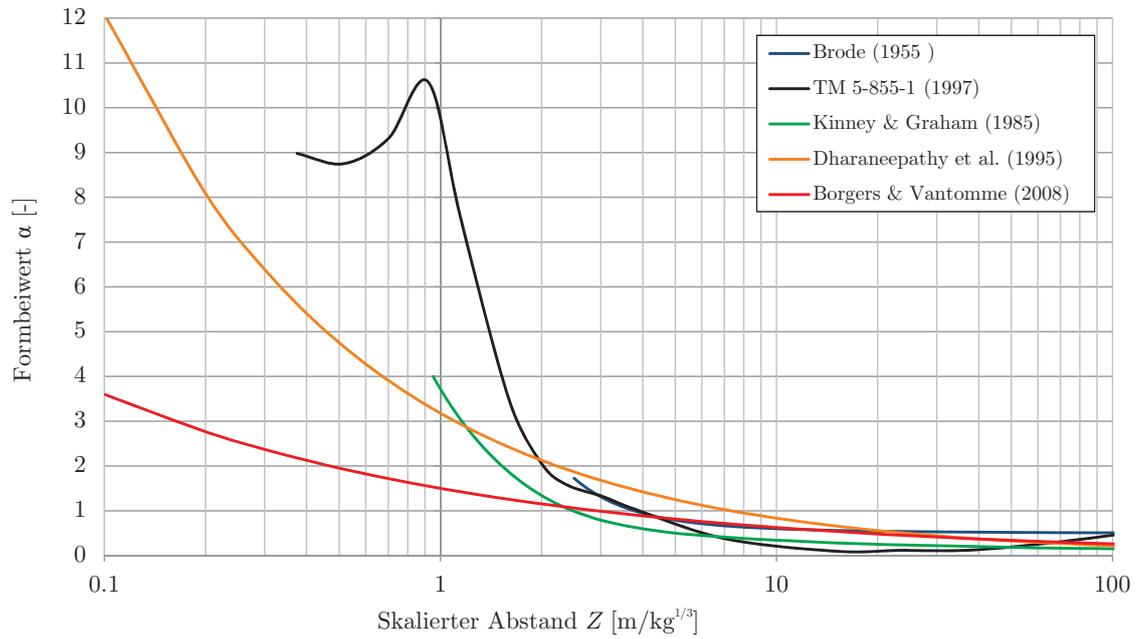


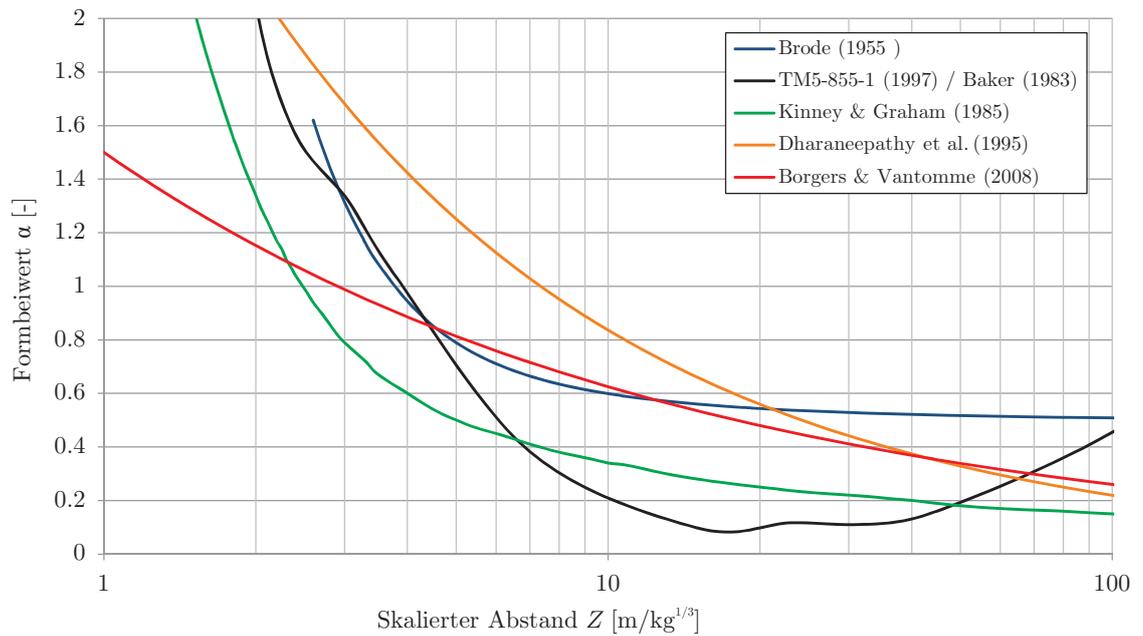
Abbildung 2.5: Skalierte Zeitdauer $t_d/M_{\text{TNT}}^{1/3}$ als Funktion des skalierten Abstandes Z .

für α ähnlich und stets kleiner als eins. Dies bedeutet, dass in diesem Bereich der negative Impuls i^- betragsmäßig größer ist als der positive Impuls i^+ , und die Sogphase damit einen prägenden Einfluss auf die Strukturantwort haben kann. Der Einfluss der Sogphase auf die Strukturantwort wird in Abschnitt 2.3.3 diskutiert. Die Werte von *Dharaneepathy et al.* sind für $Z > 2$ größer als die Werte der anderen Autoren. *Borgers & Vantomme* diskutieren in ihrem Aufsatz die Ursachen für diese breite Streuung des Formbeiwertes und sehen die Hauptursache in ungenauen Messungen und widersprüchlichen Angaben zur Zeitdauer der Überdruckphase.

- Maximaler Unterdruck:** Es gibt nur relativ wenige Quellen, die Daten für die Unterdruckphase angeben. In Abbildung 2.7(a) sind die Ansätze von *Brode* (2.15) und *Korenev* (2.22) angegeben. Zusätzlich sind die Daten aus den US-Handbüchern [202, 207, 210] unter der Bezeichnung TM 5-855-1 eingearbeitet. Ebenfalls dargestellt ist der reflektierte maximale Unterdruck (basierend auf TM 5-855-1). Eine weitere Möglichkeit, den Unterdruck zu berechnen, ergibt sich aus dem *Friedlander*-Ansatz (2.7), bei dem der maximale Unterdruck als Funktion des Spitzenüberdruckes und des Formbeiwertes berechnet werden kann. Die mit dieser Gleichung ermittelten Unterdrücke sind ebenfalls in Abbildung 2.7(a) dargestellt. Dabei kommt dem Formparameter besondere Bedeutung zu. Man erkennt deutlich, dass mit den Formbeiwerten nach *Dharaneepathy*, *Kinney & Graham* sowie TM 5-855-1 keine realistischen Unterdrücke mit dem *Friedlander*-Ansatz berechnet werden können. Diese drei Modelle haben den Formbeiwert lediglich auf die Überdruckphase abgestimmt. Wird jedoch der Ansatz (2.29) von *Borgers & Vantomme* verwendet, um den Formbeiwert zu ermitteln, so ergeben sich Unterdrücke, die vor allem für $Z > 1,5$ relativ genau mit den experimentell ermittelten Werten des Handbuches



(a) Formbeiwert α als Funktion des skalierten Abstandes Z .



(b) Formbeiwert α als Funktion des skalierten Abstandes für $1 < Z < 100$.

Abbildung 2.6: Vergleich des Formbeiwertes α .

TM 5-855-1 übereinstimmen. Ähnliches gilt für den Ansatz von *Brode*, während die von *Korenev* angegebene Formel zu kleine Unterdrücke liefert.

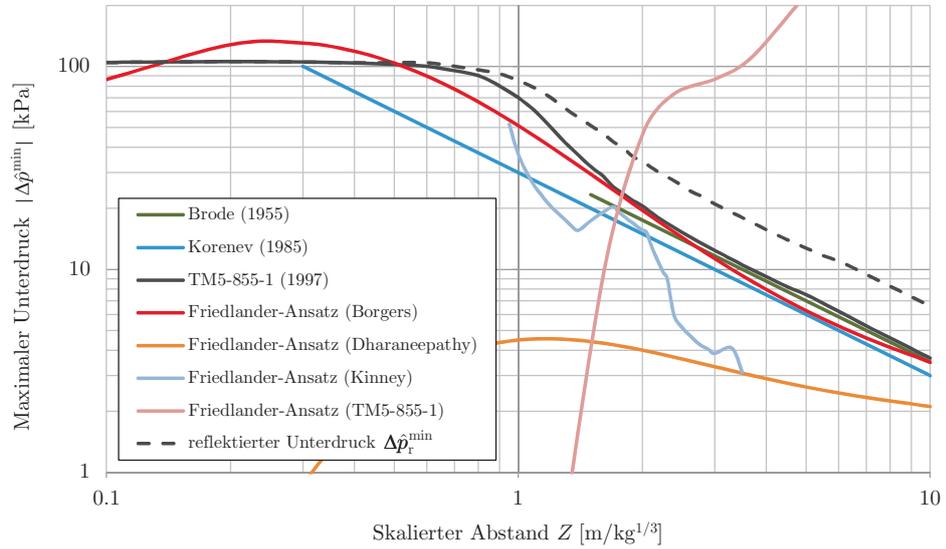
Die Abweichungen der wichtigsten Ansätze vom TM 5-855-1-Modell sind in Abbildung 2.7(b) dargestellt. *Brodes* einfache Formel liefert für $Z > 2$ Ergebnisse, die um weniger als 15% von den Werten nach TM 5-855-1 abweichen. Die Abweichungen des *Korenev*-Modells sind mit bis zu 60% deutlich signifikanter. Wird der *Friedlander*-Ansatz verwendet, um den Unterdruck zu ermitteln, so ergeben sich mit dem Formbeiwert nach *Borgers & Vantomme* Abweichungen bis zu $\pm 25\%$, wobei die Abweichungen für $Z > 1,5$ stets kleiner als etwa 16% sind.

Bewertung

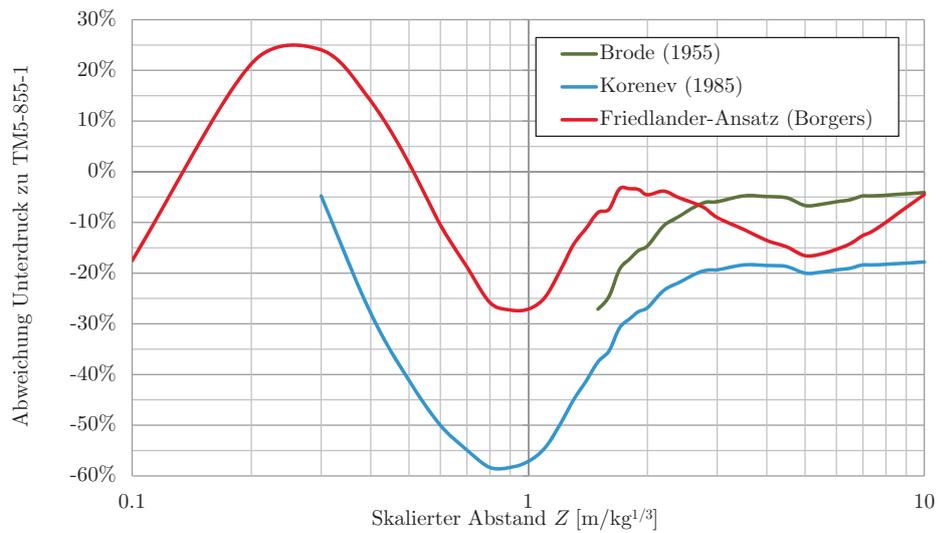
Beim Vergleich der Explosionsparameter wird die breite Streuung der Werte deutlich. Für den von vielen Wissenschaftlern intensiv untersuchten Spitzenüberdruck sowie für den positiven Impuls sind die Streuungen kleiner als beim Formbeiwert oder bei der Zeitdauer der Überdruckphase. Die Auswahl der Explosionsparameter hängt wesentlich vom zu verwendenden Belastungsmodell ab. In der Praxis stellt sich vor allem die Frage, ob die Sogphase mit modelliert werden muss oder nicht. Um diese Frage zu beantworten, werden in Abschnitt 2.3.3 entsprechende Abgrenzungskriterien entwickelt. Im Folgenden werden die besprochenen Modelle zur Ermittlung der Explosionsparameter für zwei Belastungsmodelle unter Vernachlässigung bzw. Berücksichtigung der Sogphase bewertet.

Vernachlässigung der Sogphase Wenn die Sogphase vernachlässigt werden kann, dann empfiehlt sich die Modellierung des Überdruck-Zeit-Verlaufes $p_{10}(t)$ mit Hilfe des linearen Dreiecksansatzes (2.10). Für die Ermittlung des Spitzenüberdruckes \hat{p}_{10} eignen sich für $Z > 3$ prinzipiell alle diskutierten Modelle. In der Praxis anerkannt sind jedoch vor allem die in den US-Handbüchern [202, 207, 210] sowie die in [112] publizierten Diagramme und Formeln. Als zweiter Parameter sollte der Impuls nach (2.26), mit Hilfe der US-Handbücher [202, 207, 210] oder einfacher mit dem neuen Ansatz (2.27) für $Z > 2,8$ berechnet werden. Die in der Tragwerksanalyse anzusetzende Zeitdauer \tilde{t}_d ergibt sich dann aus (2.12). Die Multiplikation des linearen Überdruck-Zeit-Verlaufes mit dem Reflexionsfaktor c_r ergibt den reflektierten Überdruck-Zeit-Verlauf, mit dem dann eine dynamische Tragwerksanalyse durchgeführt werden kann (Abschnitt 2.2.3).

Berücksichtigung der Sogphase Für die vollständige Modellierung des Druck-Zeit-Verlaufes einer sich sphärisch oder hemisphärisch ausbreitenden Explosionswelle unter Berücksichtigung der Unterdruckphase ist der *Friedlander*-Ansatz (2.4) besonders geeignet. In diesem Fall kommt der korrekten Ermittlung des zusätzlich erforderlichen Formbeiwertes α besondere Bedeutung zu. Wie bereits dargestellt, wurden die meisten Formbeiwerte für die Abbildung der Überdruckphase abgeleitet. Für eine Modellierung unter Berücksichtigung der Sogphase sind diese Ansätze deshalb ungeeignet. Aus diesem Grund schlägt der Verfasser folgendes Vorgehen zur Ermittlung konsistenter Explo-



(a) Maximaler Unterdruck $\Delta\hat{p}^{\min}$ als Funktion des skalierten Abstandes Z .



(b) Relative Abweichungen im Vergleich zu TM 5-855-1 [202].

Abbildung 2.7: Vergleich des maximalen Unterdruckes $\Delta\hat{p}^{\min}$.

sionsparameter vor, wobei die wichtigsten Formeln aus Gründen der Übersichtlichkeit nochmals wiederholt werden.

1. Vom Bauherrn wird ein Explosionsszenario mit den Parametern Abstand R und Masse an TNT-Äquivalent M_{TNT} vorgegeben. Daraus wird dann der skalierte Abstand

$$Z = \frac{R}{\sqrt[3]{M_{\text{TNT}}}} \quad \text{in } \left[\text{m/kg}^{1/3} \right]$$

berechnet.

2. Mit Hilfe der Diagramme in den US-Handbüchern [202, 207, 210] bzw. den in [151, 202] angegebenen polynomialen Berechnungsformeln, oder dem Ansatz (2.24) nach *Kinney & Graham* [113],

$$\hat{p}_{10} = p_0 \cdot \frac{808 \left[1 + \left(\frac{Z}{4,5} \right)^2 \right]}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,048} \right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,32} \right)^2} \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{1,35} \right)^2}},$$

kann dann der Spitzenüberdruck ermittelt werden.

3. Der positive spezifische Impuls sollte mit Hilfe der weltweit anerkannten polynomialen Ansätze aus [151, 202], mit Hilfe des neuen Ansatzes (2.27) oder nach *Kinney & Graham* [113] (2.26) berechnet werden:

$$i^+ = \sqrt[3]{M_{\text{TNT}}} \frac{0,067 \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{0,23} \right)^4}}{Z^2 \sqrt[3]{1 + \left(\frac{Z}{1,55} \right)^3}} \quad [\text{bar ms}].$$

4. Für eine korrekte Abbildung des maximalen Unterdruckes eignet sich insbesondere der Ansatz (2.29) von *Borgers & Vantomme* [25],

$$\alpha = 1,5 Z^{-0,38}$$

für $0,1 < Z < 30$.

5. Da die in der Literatur veröffentlichten Ansätze zur Ermittlung der Zeitdauer t_d nicht geeignet sind [25], sollte die Zeitdauer der Überdruckphase t_d direkt aus dem *Friedlander*-Ansatz (2.8) ermittelt werden:

$$t_d = \frac{i^+}{\hat{p}_{10}} \left(\frac{\alpha^2}{\alpha - 1 + e^{-\alpha}} \right). \quad (2.30)$$

6. Der vollständige Druck-Zeit-Verlauf der Stoßwelle kann nun mit den in den Schritten 2 bis 5 ermittelten Explosionsparametern und dem *Friedlander*-Ansatz (2.4) abgebildet werden:

$$p_{10}(t) = \hat{p}_{10} \underbrace{\left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\alpha \frac{t}{t_d}}}_{\varphi(t)}.$$

Die Besonderheit bei diesem Vorgehen liegt in der Reihenfolge der Ermittlung der Explosionsparameter. Beim üblichen Vorgehen werden der Spitzenüberdruck, die Zeitdauer der Überdruckphase und der Formbeiwert aus Diagrammen ermittelt. In den oben durchgeführten Vergleichen hat sich jedoch die erhebliche Streuung des Formbeiwertes und insbesondere der Zeitdauer gezeigt. Wird die Zeitdauer jedoch mit (2.30) mit Hilfe des Impulses ermittelt, so kann vom Modell eine höhere Genauigkeit erwartet werden, da die Angaben zum Impuls weniger streuen als die Werte für die Zeitdauer. Voraussetzung für die Ableitung der Zeitdauer vom Impuls ist die möglichst genaue Berechnung des Formbeiwertes. Der in [25] vorgestellte Ansatz (2.29) wurde nach umfangreichen experimentellen und numerischen Untersuchungen hergeleitet. Mit diesem Ansatz gelingt es, sowohl die Überdruck- als auch die Unterdruckphase einer sich ausbreitenden Stoßwelle vollständig abzubilden.

Wesentlich für die Tragwerksanalyse ist jedoch die Ermittlung des vollständigen reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes, da dieser auf das Bauwerk wirkt. Die Bestimmung des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes bei Vernachlässigung der Sogphase ist trivial. Soll die Sogphase jedoch berücksichtigt werden, so muss beachtet werden, dass der maximale reflektierte Unterdruck auf den Umgebungsluftdruck beschränkt ist. Ein Modell unter Berücksichtigung dieses Effektes wird im nächsten Abschnitt neu aufgestellt.

2.2.3 Reflektierter Druck-Zeit-Verlauf

Die Reflexion einer Luftstoßwelle an einem realen Bauwerk ist ein komplexer physikalischer Vorgang, für den keine geschlossenen mathematischen Lösungen existieren. Der eigentliche reflektierte Druck-Zeit-Verlauf an einem Bauwerk ist wesentlich von der Orientierung des Bauwerks bezüglich des Explosionszentrums und von der Geometrie abhängig. Durch eine Formoptimierung des Bauwerkes kann der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf beeinflusst werden [81]. An Ecken und Kanten eines Bauwerkes kommt es zur Beugung der Explosionswelle (Diffraktion) und zu vielfältigen Reflexionseffekten. Bei der Analyse des globalen Tragverhaltens wird der Einfluss der detaillierten Reflexionseffekte jedoch häufig vernachlässigt. Dies bei Freifeld-Ferndetonationen gerechtfertigt, bei der Analyse von Explosionen im urbanen Umfeld oder bei Innenraumexplosionen müssen jedoch die Mehrfachreflexionen berücksichtigt werden.

In der Praxis wird häufig der vereinfachte Sonderfall einer unendlichen, senkrechten Reflexionsfläche betrachtet. Damit wirkt der vollständige reflektierte Druck $p_{r0}(t)$ auf die zum Explosionszentrum hin orientierten Bauwerksflächen, während an den Seitenflächen der Druck $p_{10}(t)$ wirkt. Je nach Höhe des Bauwerks und Abstand zum Explosionszentrum muss auch der Anströmwinkel berücksichtigt werden. Als in der Praxis bewährte

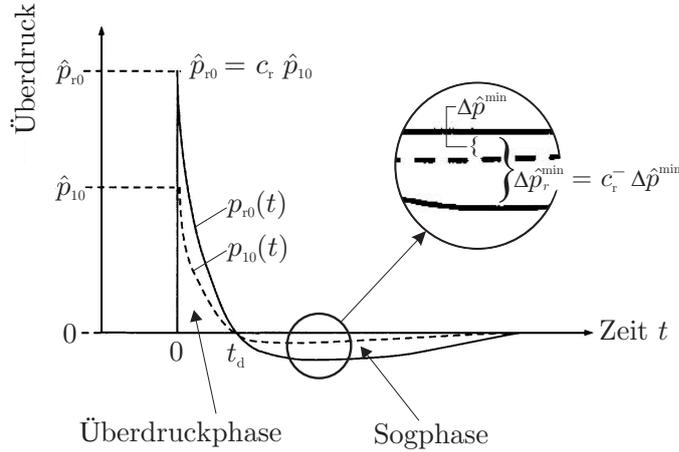


Abbildung 2.8: Darstellung des vollständigen reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes an einer unendlich langen Reflexionsfläche (nach [202]).

Faustregel gilt jedoch, dass die Explosionsbelastung als gleichförmige Flächenlast aufgebracht werden kann, wenn der Abstand vom Explosionszentrum zum Bauwerk größer ist als die Hälfte der Höhe oder Breite der Konstruktion [173].

In diesen Fällen kann der Anströmwinkel vernachlässigt werden, und der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}(t)$ hat dann einen ähnlichen Verlauf wie der einfallende Druck-Zeit-Verlauf $p_{10}(t)$ [8, 30, 202]. Dies ist in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt. Insbesondere ist die Zeitdauer der Überdruckphase t_d für die einfallende und reflektierte Welle identisch. Im Folgenden wird zunächst die Reflexion der Überdruckphase dargestellt und anschließend die Reflexion der Sogphase analysiert. Basierend auf experimentellen Untersuchungen wird für den zweiten Fall ein neuer Reflexionsfaktor hergeleitet.

Senkrechte Reflexion der Überdruckphase

Für den Sonderfall einer starren Reflexion an einer unendlich langen Wand ergibt sich der auf das System einwirkende reflektierte Druck-Zeit-Verlauf durch Multiplikation des Druck-Zeit-Verlaufes der einfallenden Welle mit dem Reflexionsfaktor c_r zu

$$p_{r0}(t) = c_r p_{10}(t) \quad \text{für } 0 < t < t_d. \quad (2.31)$$

Dabei wird für $p_{10}(t)$ entweder der lineare Ansatz (2.10) oder der exponentielle *Friedlander*-Ansatz (2.4) angesetzt. Der Reflexionsfaktor c_r ist als Verhältnis der Spitzenüberdrücke der reflektierten zur einfallenden Stoßwelle definiert,

$$c_r = \frac{\hat{p}_{r0}}{\hat{p}_{10}}. \quad (2.32)$$

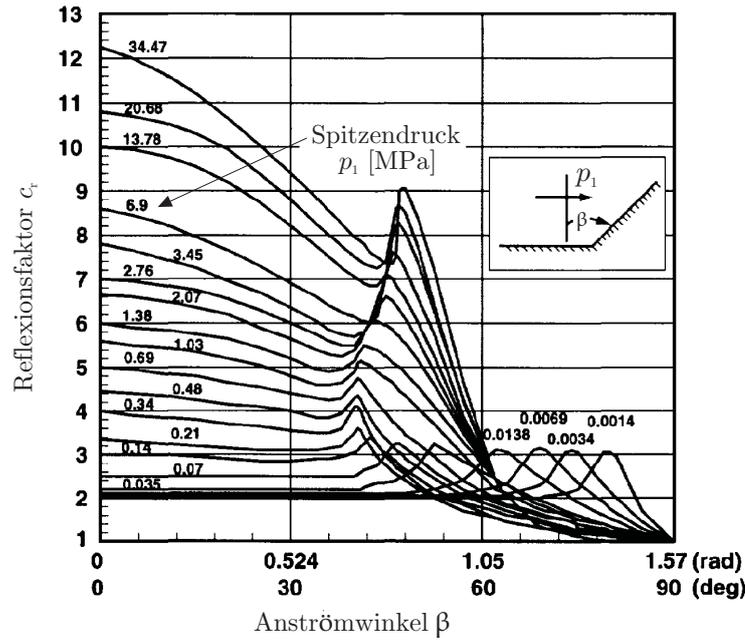


Abbildung 2.9: Reflexionsfaktor c_r als Funktion des Anströmwinkels β und des einfallenden Spitzendruckes $p_1 = p_0 + \hat{p}_{10}$ unter Berücksichtigung realer Gas-Effekte für Luft (nach [202]).

Der Reflexionsfaktor ist eine Funktion des Anströmwinkels β und des Spitzenüberdruckes \hat{p}_{10} und kann aus Abbildung 2.9 abgelesen oder für den Sonderfall der senkrechten Reflexion ($\beta = 0^\circ$) mit

$$c_r = 1 + \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)\frac{p_0}{p_1} + (\gamma - 1)} \xrightarrow{\gamma=1,4} c_r = \frac{8p_1 + 6p_0}{p_1 + 6p_0} = \frac{8\hat{p}_{10} + 14p_0}{\hat{p}_{10} + 7p_0}. \quad (2.33)$$

berechnet werden [3, 47], wobei γ der Isentropenexponent für Luft ist und unter Normalbedingungen 1,4 beträgt. p_1 ist der einfallende Spitzendruck,

$$p_1 = p_0 + \hat{p}_{10}. \quad (2.34)$$

Im Schallwellenbereich ($p_1 \rightarrow p_0$) ist der Reflexionsfaktor zwei; im Überschallbereich gilt jedoch stets $c_r > 2$. Je stärker der einfallende Spitzendruck p_1 im Verhältnis zum Umgebungsluftdruck p_0 ist, desto größer wird das Verhältnis $\hat{p}_{r0}/\hat{p}_{10}$ und nähert sich dabei dem Grenzwert

$$\lim_{p_1/p_0 \rightarrow \infty} c_r = \frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1} = 2 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \xrightarrow{\gamma=1,4} 8. \quad (2.35)$$

Der reflektierte Spitzenüberdruck \hat{p}_{r0} setzt sich also stets aus dem zweifachen einfallenden Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} und einem weiteren vom Isentropenexponenten γ abhängigen Anteil zusammen. Für Luft mit $\gamma = 1,4$ liegt der Grenzwert von c_r bei acht. Unter Berücksichtigung von Ionisierungs- und Dislozierungseffekten kann der Reflexionsfaktor

bei Nahdetonationen Werte von 20 oder mehr annehmen [47, 79, 80, 140]. Bei Ferndetonationen verringert sich der Isentropenexponent bei sehr hohen Temperaturen bis auf $\gamma \approx 1,17$ [202], so dass der maximale Reflexionsfaktor dann

$$\max c_r \approx 14,76 \quad \text{für } \gamma = 1,17$$

beträgt. In [79] wird die Darstellung

$$\hat{p}_{r0} = p_r - p_0 = 2\hat{p}_{10} + (\gamma + 1)\frac{1}{2}\rho_1 u_{p1}^2 \quad (2.36)$$

zur Berechnung des reflektierten Spitzenüberdruckes hergeleitet, wobei ρ_1 und u_{p1} die Dichte und die Partikelgeschwindigkeit hinter der Stoßfront sind. Hier wird anschaulich klar, dass sich der dynamische Druck $(\gamma + 1)\frac{1}{2}\rho_1 u_{p1}^2$ proportional zur kinetischen Energie der Luftpartikel (Quadrat der Partikelgeschwindigkeit) verhält.

Im Rahmen dieser Arbeit wird später der Begriff der „**schwachen Stoßwelle**“ verwendet. Eine schwache Stoßwelle liegt dann vor, wenn $c_r \approx 2$, d.h., wenn der dynamische Druck $(\gamma + 1)\frac{1}{2}\rho_1 u_{p1}^2$ klein ist. Ein Beispiel einer schwachen Stoßwelle ist die Detonation von 100 kg TNT in einem Abstand von 40 m. Für dieses Szenario beträgt der einfallende Spitzenüberdruck $\hat{p}_{10} = 12,2$ kPa, die Partikelgeschwindigkeit $u_{p1} = 27,9$ m/s und der Reflexionsfaktor $c_r = 2,1$. Der dynamische Druck $(\gamma + 1)\frac{1}{2}\rho_1 u_{p1}^2 = 1,2$ kPa ist relativ gering im Vergleich zum einfallenden Spitzenüberdruck von 12,2 kPa.

Bei Stoßwellen mit $p_1 \lesssim 0,5$ MPa kann der Reflexionsfaktor bei einer schrägen Reflexion auch größer sein als bei einer senkrechten Reflexion. Dieses auf den ersten Blick nicht offensichtliche Phänomen ist ausführlich in [156] diskutiert und in Abbildung 2.9 dargestellt.

Je größer der einfallende Spitzendruck p_1 ist, desto deutlicher reduziert sich zunächst der Reflexionsfaktor für steigende Anströmwinkel; bei schwachen Stoßwellen ist der Einfluss des Anströmwinkels zunächst gering. Basierend auf diesen Erkenntnissen lassen sich „formoptimierte“ Bauwerke entwickeln, die allein aufgrund ihrer Formgebung den Reflexionsfaktor und damit den reflektierten Spitzenüberdruck reduzieren. Untersuchungen zum „blast resistant shaping and design“ sind in [81] veröffentlicht.

Senkrechte Reflexion der Sogphase

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird sich zeigen, dass der reflektierte Unterdruck die dynamische Strukturantwort maßgeblich beeinflussen kann. Dies gilt insbesondere für leichte und flexible Bauteile. Aus diesem Grund kommt der korrekten Modellierung der reflektierten Unterdruckphase besondere Bedeutung zu. In Abbildung 2.7(a) ist der reflektierte Unterdruck als Funktion des skalierten Abstandes angegeben (aus [202]). Der absolute reflektierte Unterdruck $\Delta\hat{p}_r^{\min}$ ist stets größer oder gleich dem einfallenden Unterdruck $\Delta\hat{p}^{\min}$ und auf den Umgebungsluftdruck beschränkt. Es wäre daher falsch, den Unterdruck $\Delta\hat{p}^{\min}$ mit dem Reflexionsfaktor c_r zu multiplizieren, um den reflektierten Unterdruck $\Delta\hat{p}_r^{\min}$ zu erhalten. Für die Sogphase kann der im vorherigen Abschnitt eingeführte Reflexionsfaktor c_r (2.33) nicht verwendet werden.

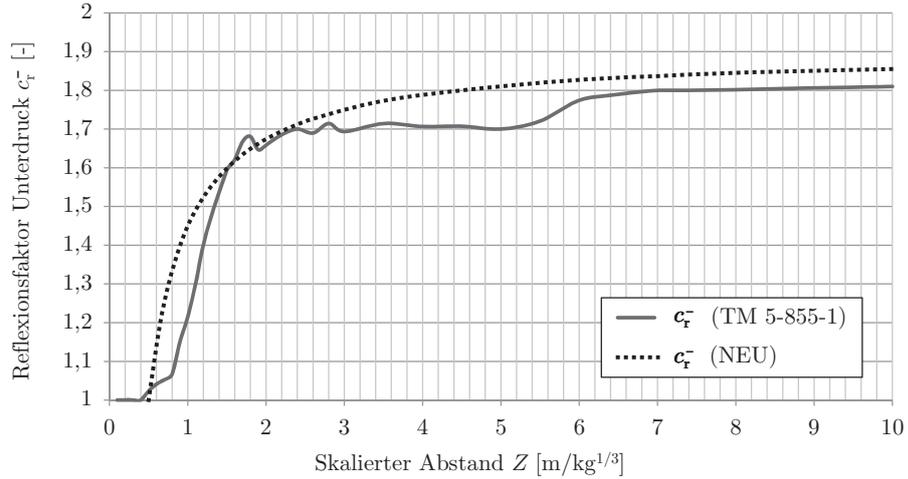


Abbildung 2.10: Reflexionsfaktor c_r^- für die Unterdruckphase (basierend auf den in Abbildung 2.7(a) dargestellten Daten aus [202, 207, 210]).

Für die Unterdruckphase wird deshalb im Rahmen dieser Arbeit ein neuer Reflexionsfaktor c_r^- eingeführt, der sich aus dem Quotienten von reflektiertem Unterdruck $\Delta\hat{p}_r^{\min}$ und Unterdruck $\Delta\hat{p}^{\min}$ ergibt:

$$c_r^- = \frac{\Delta\hat{p}_r^{\min}}{\Delta\hat{p}^{\min}}. \quad (2.37)$$

In Abbildung 2.7(a) ist zu erkennen, dass $\Delta\hat{p}_r^{\min} \approx \Delta\hat{p}^{\min}$ für $Z < 0,5$ (Nahdetonationsbereich). Der Reflexionsfaktor ist in diesen Fällen $c_r^- \approx 1$, während er für größere skalierte Abstände Werte zwischen 1 und 2 annehmen kann. Basierend auf den experimentell und in [202, 207, 210] publizierten Daten wurde der Reflexionsfaktor c_r^- für die Sogphase als Funktion des skalierten Abstandes berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Der Reflexionsfaktor für die Sogphase kann im Ferndetonationsbereich gut durch die vom Verfasser hergeleitete Gleichung

$$c_r^- = \frac{1,9Z - 0,45}{Z} \quad \text{für } Z > 0,5 \quad (2.38)$$

angenähert werden. Diese Formel ist ebenfalls in Abbildung 2.10 dargestellt.

Belastungsmodell für den vollständigen reflektierten Druck-Zeit-Verlauf

Für die vollständige Modellierung des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes wird der folgende Ansatz empfohlen:

$$p_{r0}(t) = \begin{cases} c_r \hat{p}_{10} \varphi(t) & t \leq t_d, \\ c_r^- \hat{p}_{10} \varphi(t) & t > t_d. \end{cases} \quad (2.39)$$

Im Gegensatz zu den bekannten Ansätzen berücksichtigt dieses Belastungsmodell die unterschiedlichen Reflexionseffekte im Über- und Unterdruckbereich. Dabei wurde für

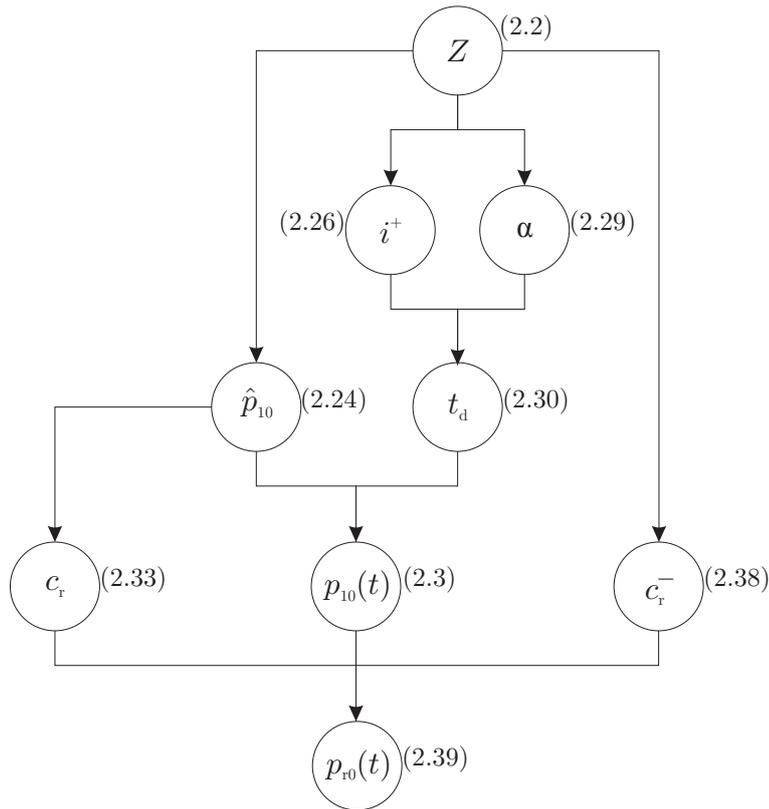


Abbildung 2.11: Entwickeltes Belastungsmodell unter Berücksichtigung der vollständigen Reflexion der Überdruck- und Sogphase. Die Zahlen in den Klammern geben die zugehörigen Gleichungen zur Berechnung der entsprechenden Parameter an.

den Unterdruckbereich ein neuer Reflexionsfaktor c_r^- hergeleitet. Wesentliche Basis des Modells ist auch der in [25] vorgeschlagene Ansatz, die experimentell nur sehr ungenau erfassbare Zeitdauer t_d in Abhängigkeit vom gut messbaren spezifischen Impuls i^+ und vom Formbeiwert α zu ermitteln. Für den Formbeiwert muss der Ansatz (2.29) nach [25] verwendet werden. Abbildung 2.11 stellt das entwickelte Belastungsmodell für den vollständigen reflektierten Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}(t)$ unter Berücksichtigung der Sogphase zusammenfassend dar.

Das Belastungsmodell liefert konsistente Explosionsparameter und einen reflektierten Druck-Zeit-Verlauf, der im Rahmen der dynamischen Tragwerksanalyse als Belastung auf das System angesetzt wird. Genauere Ansätze für den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf können lediglich von direkten numerischen Simulationen oder Experimenten erwartet werden. Jedoch sind auch diese numerisch oder experimentell ermittelten reflektierten Überdruck-Zeit-Verläufe mit gewissen Unsicherheiten und Streuungen behaftet. Aus diesem Grund kann mit dem neu entwickelten Belastungsmodell eine im Vergleich zu anderen Ansätzen relativ hohe Genauigkeit erwartet werden.

Die Stärke des Modells liegt insbesondere in der Modellierung der reflektierten Unterdruckphase. Alle dem Verfasser bekannten Modelle bilden die reflektierte Sogphase nicht oder nur ungenügend ab. Beispielsweise werden in [119] Glasscheiben unter Explosionsbelastungen berechnet. Im numerischen Modell wird die Glasscheibe durch einen abschnittsweise linear definierten Druck-Zeit-Verlauf unter Berücksichtigung der Sogphase belastet. Als Belastungsparameter werden jedoch die Explosionsparameter der sich ausbreitenden Stoßwelle angesetzt; Reflexionseffekte werden nicht berücksichtigt. In [36, 77] wird der Druck-Zeit-Verlauf mit Hilfe des *Friedlander*-Ansatzes modelliert und der Einfluss des Formbeiwertes α erkannt. Die Autoren konzentrieren sich jedoch auf die Systemmodellierung und verwenden ebenfalls den ungeeigneten Druck-Zeit-Verlauf einer sich ausbreitenden Stoßwelle ohne Berücksichtigung der unterschiedlichen Reflexionseffekte im Über- und Unterdruckbereich.

Das US-Handbuch [202] empfiehlt, den Formbeiwert α in Abhängigkeit vom reflektierten Spitzenüberdruck zu ermitteln und gibt entsprechende Diagramme an. Allerdings ist auch hier festzustellen, dass mit diesen Formbeiwerten lediglich die reflektierte Überdruckphase gut abgebildet wird. Als weitere Beispiele seien [1, 129, 130, 227] genannt: Diese Autoren haben Antwortspektren und Druck-Impuls-Diagramme für verschiedene Impulsbelastungen entwickelt. Schwerpunkt der Arbeit war jeweils die Elimination des Einflusses der Belastungsform (Rechteck-, Dreiecks- oder exponentieller Impuls). In allen Fällen wurde die Unterdruckphase vernachlässigt.

Komplexe Reflexionen

Für allgemeine Geometrien lassen sich keine geschlossenen Lösungen für den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf angeben. In der in Abschnitt 1.2.2 diskutierten Literatur werden zwar verschiedene, häufig linearisierte, reflektierte Überdruck-Zeit-Modelle vorgestellt, die reflektierte Unterdruckphase wird dabei jedoch in der Regel vernachlässigt.

Aus diesem Grund ist bei komplexen Gebäudegeometrien eine direkte Simulation der sich ausbreitenden Luftstoßwelle mit Hilfe numerischer Methoden erforderlich. Der berechnete Druck-Zeit-Verlauf kann dann im Rahmen einer dynamischen Tragwerksanalyse verwendet werden. Diese Berechnungen sind sehr kosten- und zeitaufwendig, und daher werden in der Praxis häufig vereinfachte Modelle verwendet. In Abschnitt 2.4 werden die grundlegenden Gleichungen zur Ermittlung reflektierter Überdruck-Zeit-Verläufe mit Hilfe numerischer Verfahren diskutiert.

2.3 Der Einfreiheitsgradschwinger als Ersatzmodell

Für eine erste Abschätzung des Trag- und Schwingungsverhaltens hat es sich in der Praxis als zweckmäßig erwiesen, einfache Tragwerke durch einen äquivalenten Einfreiheitsgradschwinger (EFS, engl.: „single degree of freedom (SDOF) model“) zu modellieren. Ein reales Bauwerk verfügt zwar über theoretisch unendlich viele Freiheitsgrade, dennoch dominiert in der Regel ein Freiheitsgrad (bzw. eine Eigenform). Aus diesem Grund ist der Einfreiheitsgradschwinger ein bedeutendes Hilfsmittel im Rahmen des Entwurf-

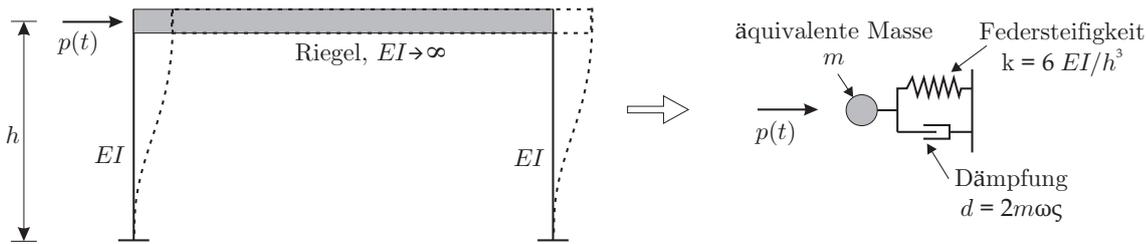


Abbildung 2.12: Schematische Überführung eines Rahmentragwerks in einen äquivalenten Einfreiheitsgradschwinger (EFS).

prozesses. Häufig sind die Belastungsangaben, das Materialverhalten und die baulichen Randbedingungen mit großen Unsicherheiten behaftet, so dass komplexe Analysemethoden nicht gerechtfertigt erscheinen [22].

Basierend auf Arbeits- und Energieprinzipien können äquivalente lineare und nicht-lineare EFS-Modelle für komplexe Strukturen hergeleitet werden, die das dynamische Tragverhalten dieser komplexeren Struktur näherungsweise abbilden. So kann das dynamische Verhalten einer Platte oder eines Rahmentragwerkes gut durch einen EFS erfasst werden. Da die approximative Überführung eines Bauteiles in einen EFS als Stand der Technik betrachtet werden kann, wird an dieser Stelle für das prinzipielle Vorgehen auf die umfangreiche Literatur verwiesen, z.B. [22, 43, 52, 72, 163, 202, 207, 210] und insbesondere [147] für ebene Flächentragwerke. In Abbildung 2.12 ist beispielhaft die Überführung eines Rahmentragwerks in das äquivalente EFS-System dargestellt.

Dominieren mehr als nur ein Freiheitsgrad, so sollte das System in einen Mehrmassenschwinger überführt oder eine Finite-Element-Analyse durchgeführt werden.

2.3.1 Grundlegende Gleichungen und Zusammenhänge

Die allgemeine Bewegungsgleichung des Einfreiheitsgradschwingers basiert auf dem zweiten *Newtonschen* Axiom: Zu jedem Zeitpunkt t ist die Summe aus Trägheits-, Dämpfungs- und Widerstandskraft gleich der einwirkenden Belastung:

$$M\ddot{x} + D\dot{x} + Kx = Ap_{r0}(t), \quad (2.40)$$

wobei A die Lastangriffsfläche der Belastung $p_{r0}(t)$ bezeichnet. Werden nun die Masse M , der Dämpfungskoeffizient D und die Steifigkeit K durch die Fläche A dividiert, so erhält man die Bewegungsgleichung mit den in dieser Arbeit vorwiegend verwendeten spezifischen Größen Masse m [kg/m²], Dämpfungskoeffizient d [Ns/m³] und Steifigkeit k [N/m³]:

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + kx = p_{r0}(t). \quad (2.41)$$

Üblicherweise wird diese Darstellung in

$$\ddot{x} + 2\omega\zeta_s\dot{x} + \omega^2x = \frac{p_{r0}(t)}{m} \quad (2.42)$$

überführt. Dabei bezeichnet $\omega = \sqrt{k/m} = 2\pi f$ die Eigenkreisfrequenz und $\zeta_s = d/d_{kr}$ ist als Verhältnis des Dämpfungskoeffizienten d zur kritischen Dämpfung $d_{kr} = 2m\omega$ definiert (übliche Bezeichnungen sind *Lehrsches* Dämpfungsmaß, Dämpfungsgrad oder Prozentsatz der kritischen Dämpfung). Bauwerke im Stahl- und Stahlbetonhochbau haben typischerweise einen Dämpfungsgrad zwischen ein und etwa zehn Prozent [163, 202]. Im Vergleich zu den Trägheits- und Federkräften ist der Einfluss der Dämpfungskräfte im elastischen Bereich jedoch äußerst gering. Dies gilt insbesondere für ihren Einfluss auf die Eigenfrequenzen.

Unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen $x(t=0) = 0$ und $\dot{x}(t=0) = 0$ kann die Lösung der linearen Differentialgleichung (2.42) analytisch mit Hilfe des *Duhamel-Integrals* oder direkt mit numerischen Lösungsverfahren ermittelt werden, siehe z.B. [22, 43, 163, 166].

Im nichtlinearen Fall wird die Widerstandskraft durch ein nichtlineares Kraft-Verformungs-Gesetz beschrieben. Die Verformungen $x(t)$ ergeben sich dann durch die Lösung der nichtlinearen Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\ddot{x} + 2\omega\zeta_s\dot{x} + \frac{r(x)}{m} = \frac{p_{r0}(t)}{m}. \quad (2.43)$$

Die Funktion $r(x)$ ist die spezifische Widerstandskraft, die noch genauer im Abschnitt 2.3.4 diskutiert wird. Eine geschlossene Lösung der nichtlinearen Differentialgleichung zweiter Ordnung (2.43) ist im Allgemeinen nicht möglich, so dass auf numerische Verfahren zurückgegriffen werden muss. Insbesondere ist eine Lösung mit Hilfe des *Duhamel-Integrals* nicht möglich, da dieses aufgrund des vorausgesetzten Superpositionsprinzips nur im linearen Bereich gültig ist.

2.3.2 Linear-elastische Antwortspektren

Zunächst werden nun anhand der linearen Bewegungsgleichung (2.41) grundlegende Effekte dargestellt. Die Verformung $x(t)$ als Lösung der Differentialgleichung hängt wesentlich von der Form der Belastung $p_{r0}(t)$ sowie vom Zeitverhältnis t_d/T mit der Eigenschwingdauer

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}} \quad (2.44)$$

ab. Als Beispiel für den Einfluss der Eigenfrequenz f sind in Abbildung 2.13 die zeitabhängigen Verformungen $x(t)$ für drei EFS-Systeme mit unterschiedlichen Eigenschwingdauern dargestellt, die jeweils durch einen Dreiecksimpuls belastet werden. Je steifer das System ist, desto geringer ist die Eigenschwingdauer T . Man erkennt, dass die maximale Amplitude umso größer ist, je größer das Verhältnis t_d/T wird. Das Verhältnis der betragsmäßig maximalen Amplitude zur statischen Auslenkung, welche die Last \hat{p}_{r0} hervorrufen würde, wird als dynamischer Lastfaktor (DLF) bezeichnet,

$$\text{DLF} = \frac{\max[|x(t)|]}{x_{\text{stat}}} = \frac{|x_{\text{max}}|}{\hat{p}_{r0}/k}. \quad (2.45)$$

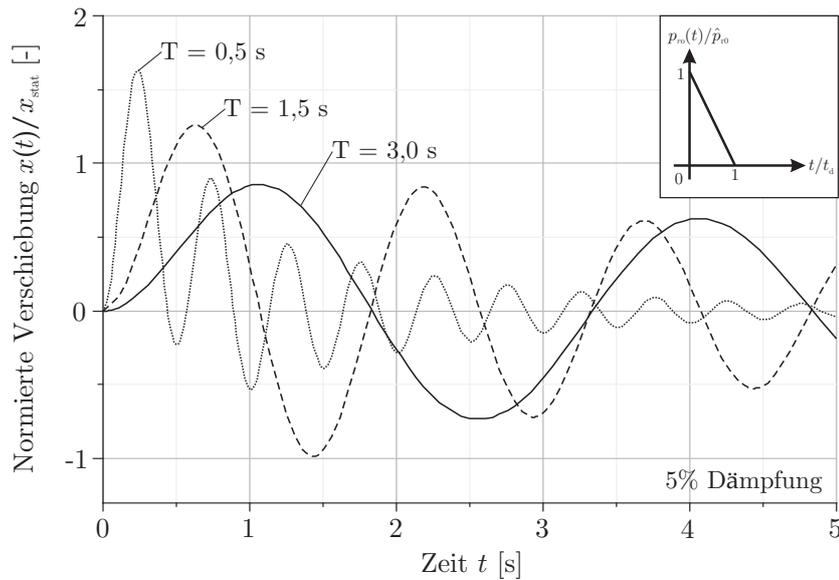


Abbildung 2.13: Verlauf der normierten Verschiebung $x(t)/x_{\text{stat}}$ für drei Systeme mit verschiedenen Eigenschwingdauern und $\zeta_s = 5\%$ Dämpfung bei einer Belastung durch einen Dreiecksimpuls der Dauer $t_d = 1$ s.

Der dynamische Lastfaktor hängt wesentlich vom Verhältnis der Lasteinwirkungsdauer t_d zur Eigenschwingdauer T des Systems ab. Wird der dynamische Lastfaktor nun beispielsweise durch Variation der Eigenschwingdauer T für verschiedene Zeitverhältnisse t_d/T berechnet, so lässt sich der dynamische Lastfaktor als Funktion von t_d/T im Diagramm darstellen. Diese Darstellung wird als Antwortspektrum bezeichnet und wird im Folgenden aufgrund der praktischen Bedeutung kurz diskutiert.

Stand der Technik

Antwortspektren sind besonders geeignet, die dynamische Strukturantwort für eine große Bandbreite an Einwirkungskombinationen und Struktureigenschaften zu erfassen. Die Literatur zur Thematik ist sehr umfangreich, z.B. [1, 22, 36, 77, 129, 130, 202, 210, 227]. Die Sogphase wird bei allen dem Verfasser bekannten Antwortspektren jedoch vernach-

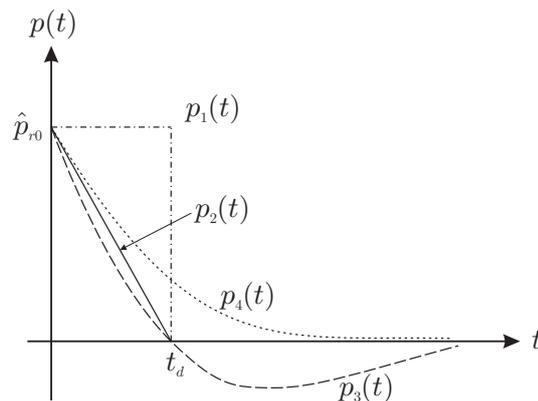


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Belastungsfunktionen $p_1(t)$ (2.46) bis $p_4(t)$ (2.49).

lässigt. Das grundlegende Vorgehen wird im Folgenden kurz mit Hilfe der folgenden vier und in Abbildung 2.14 skizzierten Belastungsfunktionen zusammengefasst,

$$p_1(t) = \begin{cases} \hat{p}_{r0} & t \leq t_d, \\ 0 & t > t_d, \end{cases} \quad (2.46)$$

$$p_2(t) = \begin{cases} \hat{p}_{r0} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) & t \leq t_d, \\ 0 & t > t_d, \end{cases} \quad (2.47)$$

$$p_3(t) = \hat{p}_{r0} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\alpha \frac{t}{t_d}}, \quad (2.48)$$

$$p_4(t) = \hat{p}_{r0} e^{-\alpha \frac{t}{t_d}}. \quad (2.49)$$

Anschließend werden mit dem neu entwickelten Belastungsmodell neue Antwortspektren berechnet und mit den bekannten Modellen verglichen. In der Literatur werden vor allem (in unterschiedlichen Abwandlungen) ein konstante ($p_1(t)$), eine lineare ($p_2(t)$) oder eine exponentielle ($p_4(t)$) Belastungsfunktion untersucht. Der modifizierte *Friedlander*-Ansatz mit Berücksichtigung der Sogphase ($p_3(t)$) wird bei keiner dem Verfasser bekannten Veröffentlichung berücksichtigt.

Die gewählte Belastungsfunktion beeinflusst den dynamischen Lastfaktor. Als Beispiel ist in Abbildung 2.15 die mit der statischen Verformung $x_{\text{stat}} = \hat{p}_{r0}/k$ normierte Strukturantwort $x(t)$ von zwei EFS-Systemen unter verschiedenen Belastungen dargestellt. Die EFS haben eine spezifische Masse von $m = 10 \text{ kg/m}^2$ und eine Eigenfrequenz von $f = 7 \text{ Hz}$ (Abbildung 2.15(a)) bzw. $f = 15 \text{ Hz}$ (Abbildung 2.15(b)). Der Dämpfungsgrad wird mit $\zeta_s = 3 \%$ angenommen. Beide EFS-Systeme werden jeweils durch einen *Friedlander*-Impuls $p_3(t)$ mit $\hat{p}_{r0} = 5 \text{ kN/m}^2$, $\alpha = 1$ und $t_d = 50 \text{ ms}$ belastet. Der positive Impuls beträgt dann nach (2.8) $91,97 \text{ kPa.ms}$. Alternativ werden beide EFS durch den linearen Dreiecksimpuls $p_2(t)$ mit der Zeitdauer $t_d = 36,79 \text{ ms}$ belastet. Aufgrund der unterschiedlichen Zeitdauern ist der Belastungsimpuls bei den beiden gewählten Belastungsfunktionen identisch.

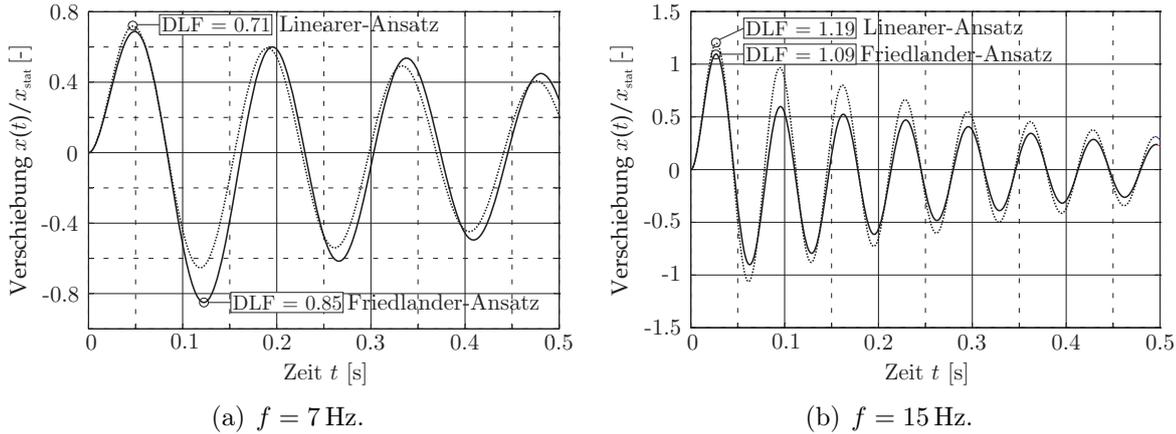


Abbildung 2.15: Einfluss von Formfunktion und Eigenfrequenz auf die Strukturantwort und den dynamischen Lastfaktor DLF.

In Abbildung 2.15 ist deutlich der Einfluss der Eigenfrequenz sowie der Einfluss der Belastungsform auf den dynamischen Lastfaktor zu erkennen. Für das steifere System mit $f = 15 \text{ Hz}$ (Abbildung 2.15(b)) ist die Sogphase vernachlässigbar und der lineare Dreiecksansatz liegt auf der sicheren Seite. Beim System mit $f = 7 \text{ Hz}$ (Abbildung 2.15(a)) tritt die maximale Verformung beim Rückschwingvorgang auf und der DLF ist beim *Friedlander*-Ansatz deutlich größer als beim linearen Dreiecksansatz.

Werden diese Berechnungen für eine Vielzahl von Systemen mit verschiedenen Eigenfrequenzen durchgeführt, so erhält man das linear-elastische Antwortspektrum. Dieses ist in Abbildung 2.16 für verschiedene Belastungsfunktionen für gedämpfte und ungedämpfte Systeme dargestellt. Wie in Abbildung 2.16 erkennbar ist, hat die Form des Druck-Zeit-Verlaufes einen erheblichen Einfluss auf den Verlauf des dynamischen Lastfaktors. Die Abhängigkeiten wurden von verschiedenen Forschern intensiv untersucht und sind beispielsweise in [75, 129, 130, 227] ausführlich dargestellt. Die Dämpfung wirkt sich erwartungsgemäß nur geringfügig auf die maximale Amplitude der Verformung aus.

Ist die Eigenschwingdauer T klein im Verhältnis zur Belastungsdauer t_d (also t_d/T groß), so ist die maximale Amplitude lediglich eine Funktion des Spitzendruckes und nicht der Einwirkungsdauer bzw. des Impulses. In diesem Fall spricht man von einer quasi-statischen Belastung, da die Struktur die maximale Auslenkung erfährt, während die Belastung noch wirkt. Ist jedoch die Eigenschwingdauer T groß im Verhältnis zur Belastungsdauer t_d , so führt dies zu einer Reduktion des dynamischen Lastfaktors. Durch Konstruktion flexibler Systeme kann somit der dynamische Lastfaktor reduziert werden. Dabei werden allerdings die Verformungen größer, und das System sollte in der Lage sein, sich entsprechend (schadensfrei) zu verformen.

Im linear-elastischen Antwortspektrum werden drei Belastungsbereiche unterschieden:

- Im **quasi-statischen Belastungsbereich** $t_d/T > 10$ ist der dynamische Lastfaktor $\text{DLF} = 2$ für ungedämpfte Systeme und kleiner zwei, falls die Dämpfung berücksichtigt wird. In diesem Bereich hat die Form der Belastungsfunktion keinen

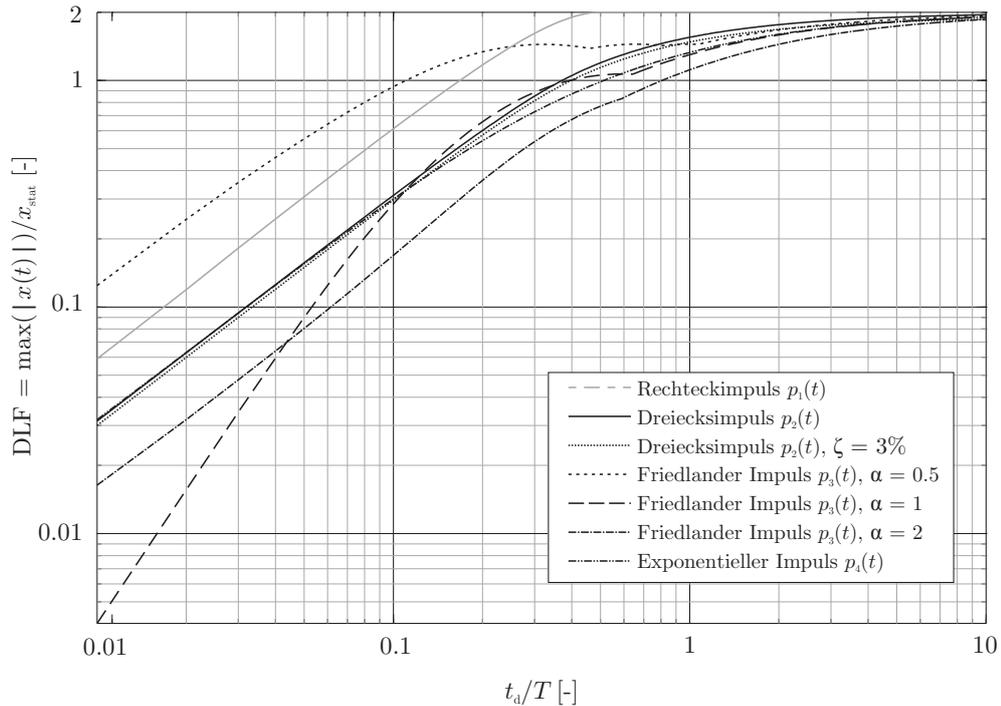


Abbildung 2.16: Linear-elastisches Antwortspektrum des Einfeldschwingers: Dynamischer Lastfaktor (DLF) als Funktion von t_d/T für verschiedene impulsartige Belastungen.

Einfluss auf die Verformungen, da die Belastungsdauer sehr lang ist im Verhältnis zur Eigenschwingdauer des Tragwerks. Die mit dem *Friedlander*-Ansatz $p_3(t)$ modellierte Sogphase beeinflusst den dynamischen Lastfaktor nicht. Der Grenzwert $DLF = 2$ wird als quasi-statische Asymptote bezeichnet.

- Im **Impuls-Bereich**, $t_d/T < 0,1$, ist die Verformung proportional zur Belastungsdauer t_d und hängt vom Impuls ab. Bei gleicher Zeitdauer t_d haben die Belastungsform sowie der Formbeiwert α einen entscheidenden Einfluss auf den dynamischen Lastfaktor. In diesem Belastungsbereich ist die Wirkungsdauer der Belastung t_d klein im Vergleich zur Eigenschwingdauer T . Die Last wird vom System entfernt, bevor das System Zeit hatte, sich zu verformen. Dies entspricht einer Anregung des Systems durch eine Anfangsgeschwindigkeit $v_0 = i_r^+/m$. Die Ausprägung der Sogphase beeinflusst maßgeblich die Strukturantwort. Die Vernachlässigung der Sogphase unterschätzt in aller Regel die auftretenden Verformungen: Beim Zurückschwingen des System führt die Unterdruckphase zu einer Erhöhung des dynamischen Lastfaktors.
- Im **Übergangsbereich** $0,1 < t_d/T < 10$ hängt die Systemantwort von Spitzenüberdruck und Impuls sowie von Steifigkeit und Masse ab. Die Eigenschwingdauer T ist in etwa von der gleichen Größenordnung wie die Belastungsdauer t_d . Auch

die Sogphase kann in diesem Bereich die maximalen Verformungen deutlich beeinflussen.

Insgesamt wird deutlich, dass die Vernachlässigung der Sogphase im quasi-statischen Bereich ($t_d/T > 10$) gerechtfertigt ist. Demgegenüber kann für $t_d/T < 10$ der Einfluss der Unterdruckphase beträchtlich sein. Eine Vernachlässigung dieser Sogphase liegt dann nicht mehr auf der „sicheren Seite“. Der *Friedlander*-Ansatz $p_3(t)$ erfasst zwar die Sogphase, bildet diese aber nur ungenügend ab, weil indirekt derselbe Reflexionsfaktor für den Über- und den Unterdruckbereich angesetzt wird. Wenn die Sogphase den dynamischen Lastfaktor beeinflusst, dann kommt auch der Modellierung der Sogphase eine besondere Bedeutung zu. Dies wird im nächsten Abschnitt anhand des neu entwickelten Belastungsmodells untersucht.

Eigenes Belastungsmodell

In der Praxis wird ein Explosionsszenario in der Regel durch Angabe des Abstandes R und der Sprengstoffmenge M_{TNT} (TNT-Äquivalent) festgelegt. Die alleinige Angabe des skalierten Abstandes Z ist unzureichend, da die Sprengstoffmenge wesentlich den Impuls i^+ und damit die Zeitdauer t_d bestimmt (siehe z.B. (2.27)). Die direkte Angabe einer Überdruck-Impuls-Kombination sollte nur dann erfolgen, wenn die Sogphase die Strukturantwort nicht beeinflusst. Entsprechende Abgrenzungskriterien werden im weiteren Verlauf der Arbeit für sphärische und hemisphärische Explosionen entwickelt. Bei Nicht-Freifeld-Explosionen (z.B. im urbanen Umfeld oder bei Innenraumexplosionen) treten weitere Reflexionseffekte auf. In diesen Fällen ist immer eine gesonderte numerische oder experimentelle Analyse erforderlich.

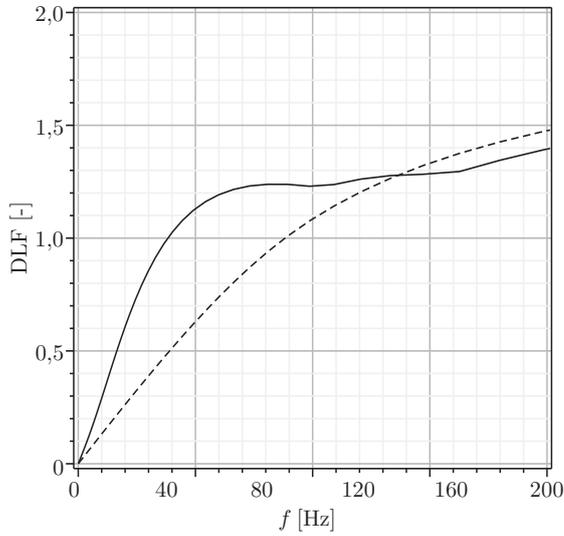
Zu Illustrationszwecken wird der dynamische Lastfaktor im Folgenden zunächst nicht über das Verhältnis t_d/T , sondern über die erste Eigenfrequenz f angetragen. In Abbildung 2.17 ist der dynamische Lastfaktor in Abhängigkeit von der Eigenfrequenz für vier verschiedene Explosionsszenarien dargestellt. Der skalierte Abstand beträgt jeweils $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$, und die Sprengstoffmasse wird variiert. Tabelle 2.1 stellt die Explosionsparameter der vier Szenarien zusammenfassend dar.

In allen vier Explosionsszenarien ist der Spitzenüberdruck identisch, jedoch unterscheiden sich jeweils der Impuls und damit die Zeitdauer. Je geringer der Impuls, desto signifikanter ist der Einfluss der Sogphase über einen weiteren Frequenzbereich. Der

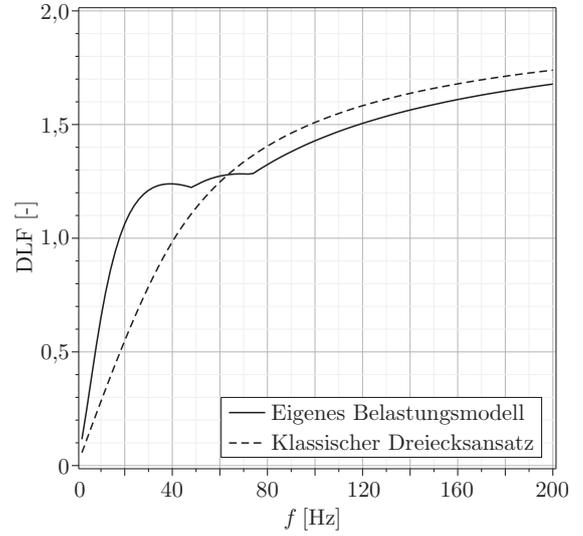
Tabelle 2.1: Explosionsparameter zu Abbildung 2.17.

Z [$\frac{\text{m}}{\text{kg}^{1/3}}$]	M_{TNT} [kg]	R [m]	\hat{p}_{10} [kPa]	i^+ [kPa ms]	α [-]	t_d [ms]	\tilde{t}_d [ms]	c_r [-]	c_r^- [-]
10	1	10	9,98	21	0,625	5,1	4,2	2,08	1,86
10	10	21,5	9,98	45,3	0,625	11,4	9,1	2,08	1,86
10	100	46,4	9,98	97,5	0,625	23,8	19,5	2,08	1,86
10	1000	100	9,98	210	0,625	51,3	42,1	2,08	1,86

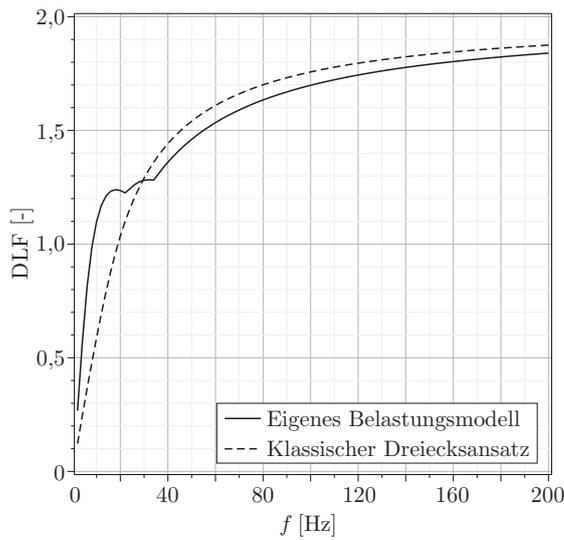
2 Dynamische Analyse von Strukturen unter Explosionsbelastungen



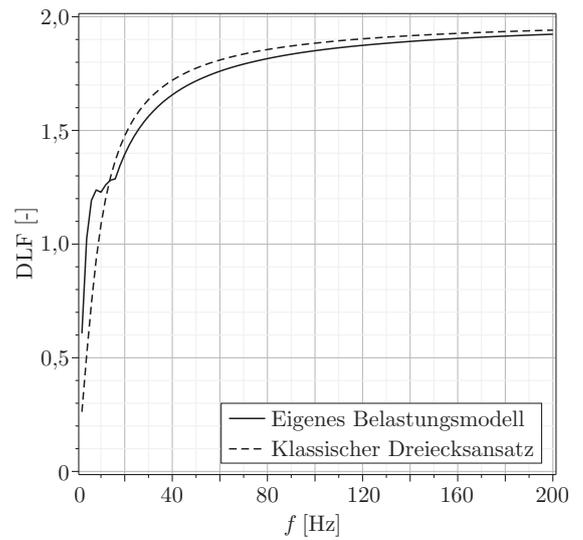
(a) $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$, $M_{\text{TNT}} = 1 \text{ kg}$.



(b) $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$, $M_{\text{TNT}} = 10 \text{ kg}$.



(c) $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$, $M_{\text{TNT}} = 100 \text{ kg}$.



(d) $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$, $M_{\text{TNT}} = 1000 \text{ kg}$.

Abbildung 2.17: Dynamischer Lastfaktor DLF in Abhängigkeit von der Eigenfrequenz f für vier verschiedene Explosionsszenarien.

mit Hilfe des neuen Belastungsmodells ermittelte dynamische Lastfaktor kann dabei sowohl größer als auch kleiner sein als der dynamische Lastfaktor infolge des klassischen Dreiecksansatzes. Im niedrigen Frequenzbereich ist der Einfluss der Sogphase besonders signifikant. Für den in der Praxis tätigen Ingenieur stellt sich nun die Frage, wann die Sogphase vernachlässigt werden kann und wann nicht.

2.3.3 Entwicklung von Abgrenzungskriterien für die Sogphase

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die klassischen und als „Stand der Technik“ bezeichneten Vorgehensweisen die Sogphase entweder vernachlässigen oder falsch modellieren. Das neu entwickelte Belastungsmodell bildet die Sogphase über einen weiten Bereich besser ab und ist damit für die Berechnung flexibler Systeme mit niedrigen Eigenfrequenzen besonders geeignet. In diesem Abschnitt werden klare Abgrenzungskriterien entwickelt, die es dem in der Praxis tätigen Tragwerksplaner ermöglichen, abzuschätzen, ob die Sogphase für die Berechnung berücksichtigt werden sollte oder ob der klassische lineare Dreiecksansatz ausreichend genaue Ergebnisse liefert.

Für ein bestimmtes Belastungsszenario werden zunächst die Explosionsparameter gemäß Abbildung 2.11 für das neue Belastungsmodell ermittelt. Basierend auf den Angaben des reflektierten Spitzenüberdruckes $\hat{p}_{r0} = c_r \hat{p}_{10}$ und des reflektierten Impulses

$$i_r^+ = c_r i^+ \quad (2.50)$$

wird dann die virtuelle Zeitdauer \tilde{t}_d nach (2.12) für den Dreiecksansatz ermittelt:

$$\tilde{t}_d = \frac{2 i_r^+}{\hat{p}_{r0}} = \frac{2 i^+}{\hat{p}_{10}}. \quad (2.51)$$

Anschließend werden die dynamischen Lastfaktoren

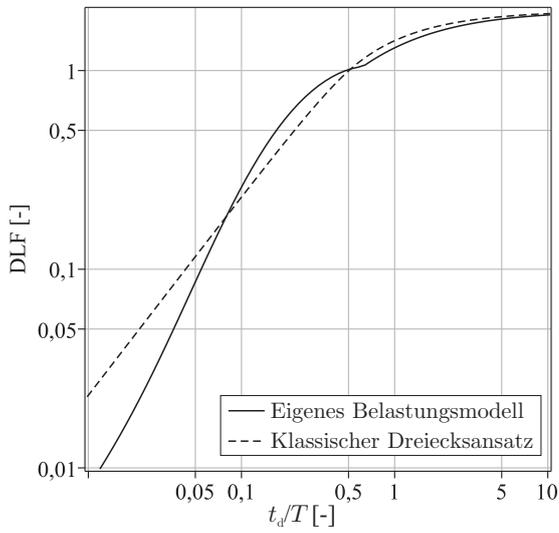
$$\text{DLF}_{\text{neu}} = \frac{\max [|x_{\text{neu}}(t)|]}{x_{\text{stat}}} \quad (2.52)$$

und

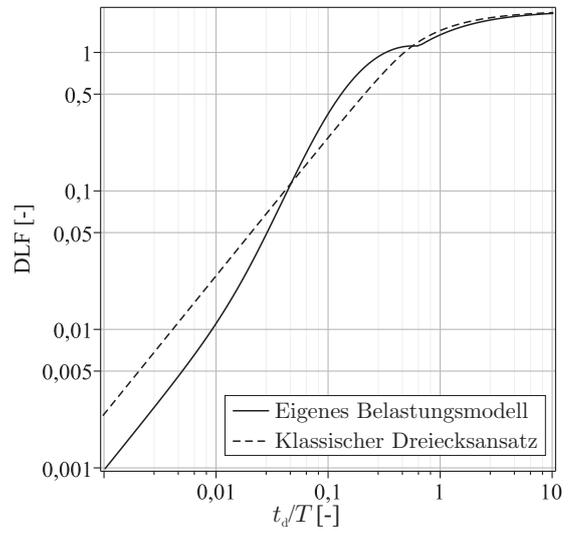
$$\text{DLF}_{\text{Dreieck}} = \frac{\max [|x_{\text{Dreieck}}(t)|]}{x_{\text{stat}}} \quad (2.53)$$

berechnet, die sich jeweils durch Lösung der Bewegungsgleichung (2.42) ergeben. $x_{\text{neu}}(t)$ ist der Schwingungs-Zeit-Verlauf des EFS-Systems, wenn es durch den mit Hilfe des neuen Belastungsmodells abgeleiteten Druck-Zeit-Verlauf belastet wird. Wird das EFS-System durch den linearen Dreiecksansatz mit demselben Spitzenüberdruck, jedoch der virtuellen Zeitdauer \tilde{t}_d (2.51) belastet, so ergeben sich die zeitabhängigen Verformungen $x_{\text{Dreieck}}(t)$. Die zugehörigen dynamischen Lastfaktoren werden durch dieselben Indizes gekennzeichnet.

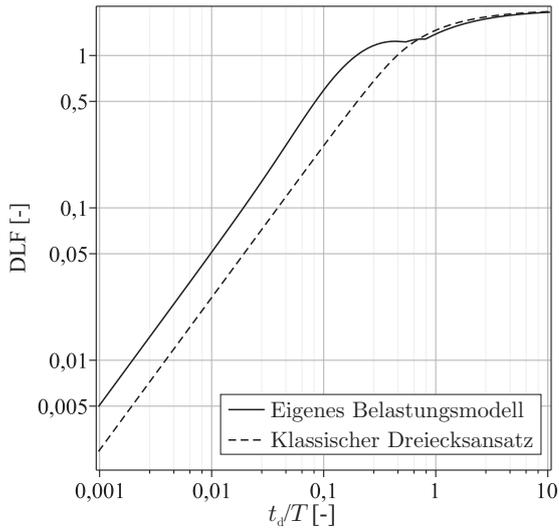
Abbildung 2.18 stellt den dynamischen Lastfaktor in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für vier verschiedene skalierte Abstände Z dar. Für jedes Belastungsszenario ändern sich die Reflexionsfaktoren c_r und c_r^- sowie der Formbeiwert α (alle drei Werte sind



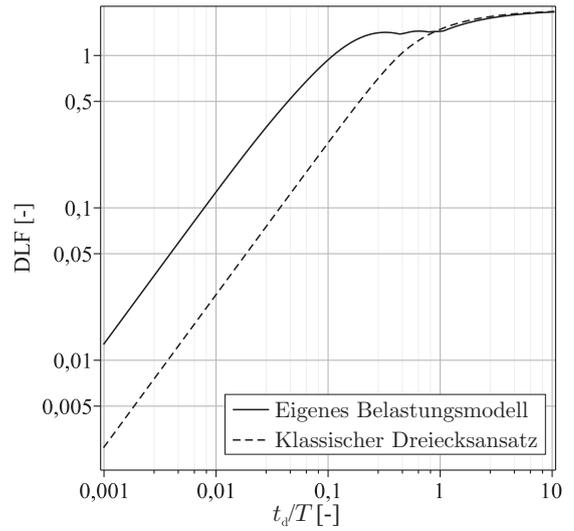
(a) $Z = 3 \text{ m/kg}^{1/3}$.



(b) $Z = 5 \text{ m/kg}^{1/3}$.



(c) $Z = 10 \text{ m/kg}^{1/3}$.



(d) $Z = 20 \text{ m/kg}^{1/3}$.

Abbildung 2.18: Dynamischer Lastfaktor DLF in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für vier verschiedene skalierte Abstände Z . Durch Bezug auf t_d/T gelingt die Elimination des Einflusses von M_{TNT} .

funktional von Z abhängig). Der Einfluss der Zeitdauer t_d (abhängig von Z und M_{TNT}) kann durch Bezug auf t_d/T eliminiert werden.

Es ist deutlich zu erkennen, dass die Sogphase des neuen Belastungsmodells sich je nach Szenario mehr oder weniger stark auswirkt. Für ein Verhältnis $t_d/T > 10$ unterscheiden sich die dynamischen Lastfaktoren DLF_{neu} und $\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ für die vier dargestellten Szenarien nicht. Im Bereich $1 < t_d/T < 10$ ist der Unterschied gering und für $t_d/T < 1$ kann für die vier betrachteten Szenarien DLF_{neu} sowohl größer als auch kleiner sein als $\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$.

Wenn

$$\text{DLF}_{\text{neu}} < \text{DLF}_{\text{Dreieck}},$$

dann empfiehlt sich die Verwendung des neuen Belastungsmodells aus wirtschaftlichen Gründen. Dies ist zum Beispiel der Fall für ein Explosionsszenario mit $Z = 3$ und einem Zeitverhältnis $t_d/T < 0,08$. In diesem Bereich liefert der klassische Dreiecksansatz zu große Verformungen, die so in der Realität nicht zu erwarten sind. Die Bemessung mit Hilfe des Dreiecksansatzes liegt jedoch auf der sicheren Seite.

Von entscheidender Bedeutung ist jedoch der Fall, wenn

$$\text{DLF}_{\text{neu}} > \text{DLF}_{\text{Dreieck}}$$

ist. In diesem Fall wird die Verwendung des neuen Belastungsmodells aus Sicherheitsgründen mit Nachdruck empfohlen. Für die beiden relativ geringen skalierten Abstände $Z = 3 \text{ m/kg}^{1/3}$ (Abbildung 2.18(a)) und $Z = 5 \text{ m/kg}^{1/3}$ (Abbildung 2.18(b)) ist DLF_{neu} nur geringfügig größer als $\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$. Für größere skalierte Abstände nimmt der Spitzenüberdruck ab und der Einfluss der Sogphase auf die dynamische Strukturantwort nimmt deutlich zu. In den Abbildungen 2.18(c) und 2.18(d) ist deutlich zu erkennen, dass dann auch $\text{DLF}_{\text{neu}} \gg \text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ über einen weiten Frequenzbereich ist.

Basierend auf den vier in Abbildung 2.18 dargestellten und weiteren berechneten Szenarien wird nun ein einfach zu handhabendes Abgrenzungskriterium hergeleitet. Dazu werden zunächst eine Vielzahl von Antwortspektren für verschiedene Belastungen und verschiedene Systemeigenschaften generiert; vier davon sind beispielhaft in Abbildung 2.18 dargestellt. Anschließend werden die Schnittstellen von DLF_{neu} mit $\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ gesucht und in Abbildung 2.19 übertragen. Mit Abbildung 2.19 lässt sich nun der Einfluss der Sogphase für ein definiertes Explosionsszenario und ein durch die erste Eigenfrequenz charakterisiertes System qualitativ feststellen. Es gibt einen kleinen Bereich, in dem die Berücksichtigung der Sogphase eine wirtschaftlichere Bemessung ermöglicht (blau dargestellt). Mit steigendem skalierten Abstand Z steigt der Einflussbereich der Sogphase signifikant an (rote Fläche). Die Grenzkurve des Einflussbereiches kann näherungsweise durch die exponentielle Funktion

$$\left(\frac{t_d}{T}\right)_{\text{lim}} = 0,55 e^{0,026Z} \quad (2.54)$$

erfasst werden (Z in $[\text{m/kg}^{1/3}]$). Ist $t_d/T < (t_d/T)_{\text{lim}}$, so sollte die Sogphase bei der dynamischen Tragwerksanalyse angesetzt werden, ansonsten kann die Berechnung auch mit Hilfe des einfacheren Dreiecksansatzes erfolgen.

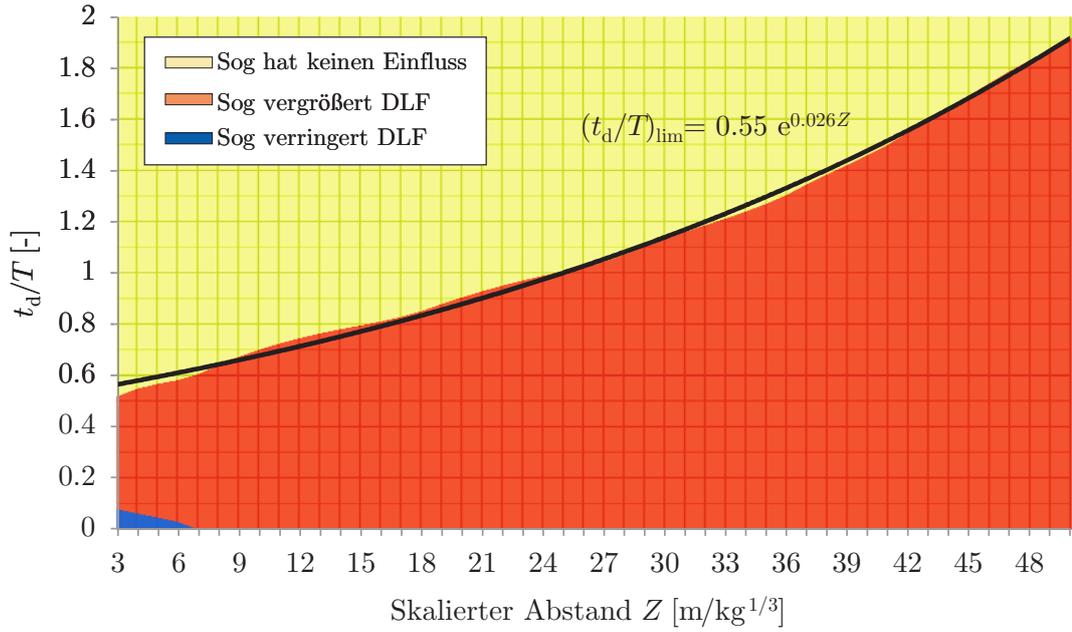


Abbildung 2.19: Qualitative Darstellung des Abgrenzungskriteriums für die Berücksichtigung der Unterdruckphase (linear elastisches Materialverhalten).

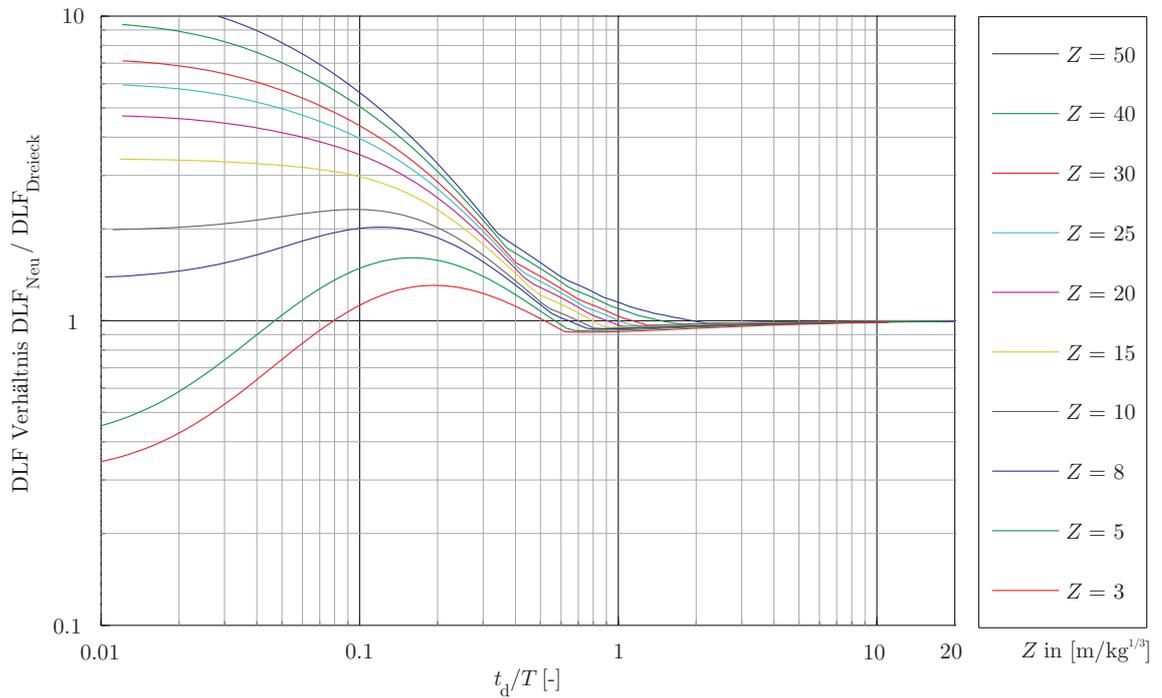


Abbildung 2.20: Quantitative Darstellung des Einflusses der Unterdruckphase für linear elastisches Materialverhalten.

Neben der Frage, ob die Sogphase einen Einfluss hat, ist es von Interesse, zu wissen, wie groß dieser Einfluss ist. Dazu ist in Abbildung 2.20 das Verhältnis $\text{DLF}_{\text{neu}}/\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ als Funktion von t_d/T für verschiedene skalierte Abstände Z dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für $t_d/T > 2$ der Einfluss der Sogphase vernachlässigbar ist. Für $t_d/T < 2$ kann das DLF-Verhältnis sowohl größer als auch kleiner als eins sein. Für kleine t_d/T -Verhältnisse und geringe Z -Werte ist das DLF-Verhältnis kleiner als eins. Für $Z = 3 \text{ m/kg}^{1/3}$ und $t_d/T = 0,01$ sind die mit dem neuen Belastungsmodell berechneten Verformungen um etwa 65% geringer als die mit dem Dreiecksansatz berechneten Verformungen. Bei steigenden Z -Werten steigt der Einfluss der Sogphase stark an, und die mit dem Dreiecksansatz berechneten Verformungen betragen für flexible Systeme nur einen Bruchteil der zu erwartenden Verformungen. Die mit dem neuen Belastungsmodell ermittelten Verformungen können um bis zu 1000% größer sein. Dieser Einfluss sollte bei der Analyse flexibler Systeme nicht vernachlässigt werden.

2.3.4 Nichtlineare Effekte

Bei extremen Lasten hat eine Analyse im linear elastischen Bereich nur begrenzte Aussagekraft, da bei hohen, impulsartigen Beanspruchungen i.d.R. Plastizierungen in Verbindung mit großen Verformungen und lokalen Schädigungen auftreten. Ein linear elastischer Ansatz kann diese wichtigen Phänomene nicht abbilden.

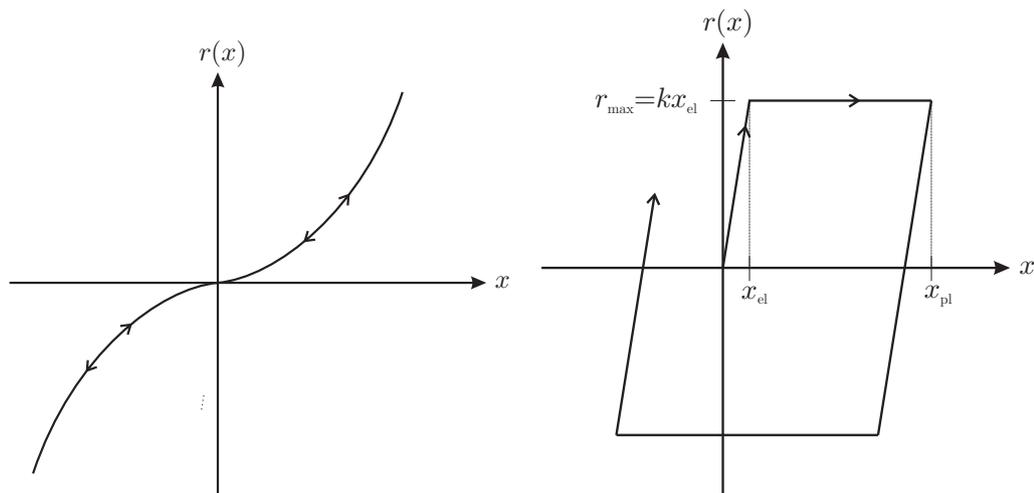
Bei nichtlinearem Strukturverhalten ist grundsätzlich zwischen geometrisch und physikalisch nichtlinearen Effekten zu unterscheiden. Rein geometrisch nichtlinearem Verhalten liegt ein elastisches Stoffgesetz zu Grunde, so dass keine Energie-Dissipation durch plastische Verformung erfolgt. Beispiele von rein geometrisch nichtlinearen Systemen sind Seil- und Membranstrukturen. Vor allem die im 5. Kapitel betrachteten Seilnetzfassaden zeigen ein ausgeprägtes geometrisch nichtlineares Verhalten. Als Beispiel ist in Abbildung 2.21(a) eine geometrisch nichtlineare Widerstandsfunktion $r(x)$ schematisch dargestellt. Zunehmende Verformungen führen in diesem Fall zu einer Verfestigung des Systems, wie es auch bei Seilstrukturen zu beobachten ist.

Bei rein physikalisch nichtlinearem Verhalten liegt ein plastisches Stoffgesetz vor, und die Dissipation erfolgt durch Plastizierung (Fließen) des Materials. Dabei können verschiedene plastische Verfestigungsmodelle unterschieden werden. Häufig wird ein linear elastisches, ideal plastisches Verhalten als erste Näherung für duktiles Verhalten angenommen. Dies ist in Abbildung 2.21(b) beispielhaft dargestellt. Sollen Verfestigungseffekte mit abgebildet werden, so kann ein isotropes, ein kinematisches oder ein gemischtes Verfestigungsmodell gewählt werden [40].

Der Quotient aus plastischem zu elastischem Verformungsanteil wird als Duktilität μ bezeichnet:

$$\mu = \frac{x_{pl}}{x_{el}}. \quad (2.55)$$

Je größer die Duktilität eines Bauwerkes, desto höher ist auch das Vermögen der plastischen Verformungsfähigkeit und damit das Vermögen, Energie zu dissipieren. Eine hohe Duktilität ist vor allem für die Dissipation von Extremlasten vorteilhaft, da ein duktiles, physikalisch nichtlineares Systemverhalten alle anderen Dämpfungsanteile deutlich über-



(a) Nichtlinear elastisches Strukturverhalten. (b) Linear elastisches, ideal plastisches Strukturverhalten.

Abbildung 2.21: Nichtlineares Strukturverhalten.

wiegt. Diese Effekte können im Rahmen der Tragswerksplanung berücksichtigt werden, indem gezielt Zonen der Energiedissipation vorgesehen und entsprechend konstruktiv ausgebildet werden. Eine Möglichkeit dieser Anwendung wird im 5. Kapitel für Seilnetzfassaden diskutiert.

Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichung

Wird ein nichtlineares Strukturverhalten zu Grunde gelegt, so wird die lineare Federkraft $k x(t)$ in Gleichung (2.41) durch eine nichtlineare, dem Systemverhalten entsprechende Widerstandsfunktion $r(x(t))$ ersetzt:

$$m\ddot{x}(t) + d\dot{x}(t) + r(x(t)) = \hat{p}_{r0}(t). \quad (2.56)$$

Unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen $x(t = 0) = 0$ und $\dot{x}(t = 0) = 0$ kann die Differentialgleichung mit Hilfe verschiedener numerischer Verfahren gelöst werden. Dabei kann zum Beispiel auf direkte Integrationsverfahren zurückgegriffen werden [13]. Bei diesen Verfahren unterscheidet man explizite und implizite Verfahren. Das zentrale Differenzenverfahren ist ein bedingt stabiles, explizites Integrationsverfahren, während die *Newmark*- oder die *Wilson- θ* -Methode implizite Verfahren sind. Bei expliziten Verfahren ist zwingend auf die Wahl eines stabilen Zeitschrittes zu achten (Abschnitt 2.4.2).

Bei den impliziten Methoden ist bei nichtlinearen Problemen eine Gleichgewichtsite-ration bei jedem Zeitschritt erforderlich. Die Zeitschrittweite hat keinen Einfluss auf die Stabilität, dafür aber auf die Genauigkeit des Verfahrens. Dennoch ist der Zeitschritt bei impliziten Verfahren i.d.R. größer als bei expliziten Verfahren. Um jedoch eine ausreichende Genauigkeit der Lösung zu gewährleisten, ist auch bei impliziten Verfahren ein ausreichend kleiner Zeitschritt zu wählen, da die Belastung auch nur über einen kleinen Zeitraum wirkt.

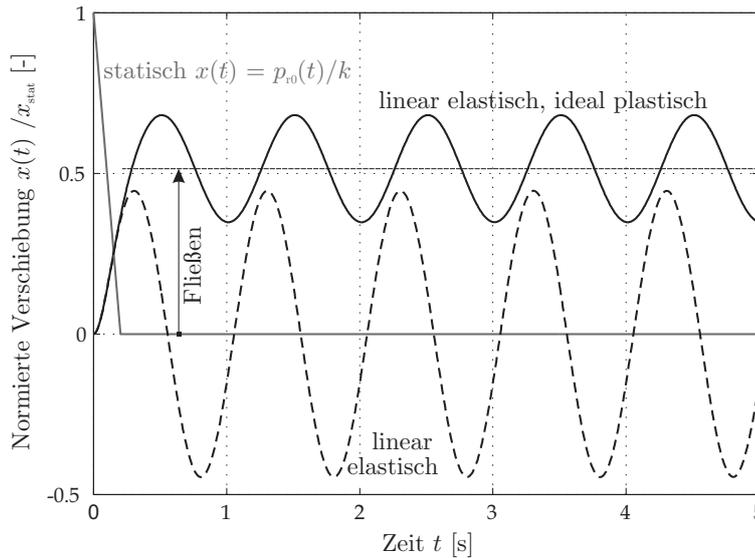


Abbildung 2.22: Vergleich der der linear-elastischen mit der elastisch-plastischen Systemantwort eines Einfreiheitsgradschwingers.

In Abbildung 2.22 ist die Lösung der nichtlinearen Bewegungsgleichung (2.56) dargestellt, wobei für die Widerstandsfunktion $r(x)$ ein linear elastisches, ideal plastisches Verhalten gem. Abbildung 2.21(b) gewählt wurde. Das ungedämpfte System hat eine elastische Eigenschwingdauer von $T = 1$ s und wird durch einen Dreiecksimpuls belastet. Zum Vergleich sind ebenfalls die statische (elastische) Systemantwort, die sich unter Vernachlässigung von Trägheits- und Dämpfungseffekten ergibt, sowie die dynamische Verschiebung des äquivalenten linear elastischen EFS-Systems abgebildet. Die Plastizierung des Systems führt zu einer dauerhaften Verschiebung der Nulllage, um die das System schwingt. Damit wird gleichzeitig Energie absorbiert, so dass die elastischen Schwingungsamplituden kleiner werden.

Nichtlineare Antwortspektren und Einfluss der Sogphase

Ähnlich wie in Abschnitt 2.3.2 lassen sich nun auch nichtlineare Antwortspektren berechnen. Die Literatur zu dieser Thematik ist umfangreich und wurde bereits in Abschnitt 2.3.2 diskutiert. Alle dem Verfasser bekannten Antwortspektren vernachlässigen jedoch den Einfluss der Sogphase. In [200] wurden vom Verfasser erste Untersuchungen zum Einfluss der Sogphase bei elastisch-plastischen Systemen durchgeführt, wobei jedoch die unterschiedlichen Reflexionseffekte für die Über- und Unterdruckphase noch nicht berücksichtigt wurden. Aus diesem Grund werden nun Antwortspektren berechnet, bei denen physikalisch nichtlineare Effekte durch ein linear elastisches, ideal plastisches Strukturverhalten approximiert werden (Abbildung 2.21(b)). Die Systemantwort ist wesentlich abhängig vom Verhältnis $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0}$ und von der Belastungsfunktion.

Zur Untersuchung des Einflusses der Sogphase wird ein ähnliches Vorgehen wie in Abschnitt 2.3.3 gewählt. Es werden Antwortspektren für verschiedene Systeme und verschie-

dene Belastungsszenarien berechnet, wobei die Explosionsbelastung einmal mit Hilfe des neuen Belastungsmodells und einmal mit dem Dreiecksansatz abgebildet wird. Als Belastungsszenario diene eine Explosion von 500 kg TNT in unterschiedlichen Abständen R , woraus sich jeweils ein neuer skaliertes Abstand Z und neue Explosionsparameter ergeben. Der Spitzenüberdruck \hat{p}_{r0} und der Impuls i_r^+ sind bei den beiden untersuchten Belastungsmodellen jeweils identisch, lediglich die Zeitdauer der Überdruckphase unterscheidet sich (t_d bzw. \tilde{t}_d).

Ein nichtlineares Antwortspektrum ist beispielhaft in Abbildung 2.23(a) dargestellt. Auf horizontalen Achse ist der skalierte Abstand $Z = R/\sqrt[3]{M_{\text{TNT}}}$ aufgetragen. Der dynamische Lastfaktor

$$\text{DLF} = \frac{\max [|x(t)|]}{x_{\text{el}}} \quad (2.57)$$

mit $x_{\text{el}} = r_{\text{max}}/k$ (Abbildung 2.21(b)) kann für nichtlineares Materialverhalten auch Werte größer als zwei annehmen. In Abbildung 2.23(a) ist ersichtlich, dass es – ähnlich wie bei linear elastischem Materialverhalten – einen Bereich gibt, in dem $\text{DLF}_{\text{neu}} < \text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ (Bereich I) und einen Bereich, in dem $\text{DLF}_{\text{neu}} > \text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ (Bereich II). Im ersten Bereich führt die Berücksichtigung der Sogphase zu einer Reduktion des dynamischen Lastfaktors. Dies entspricht dem blauen Bereich in Abbildung 2.19, mit dem Unterschied, dass es bei einem elastisch-plastisch System zum Fließen kommen kann. Diese Plastizierung tritt im Bereich I beim ersten Einschwingen ein und führt dazu, dass der dynamische Lastfaktor noch weiter reduziert wird. Dies führt dann ebenfalls zu einer Verschiebung des Übergangs vom Bereich I zum Bereich II, wie es beispielhaft für $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} = 0,02$ in Abbildung 2.23(a) dargestellt ist.

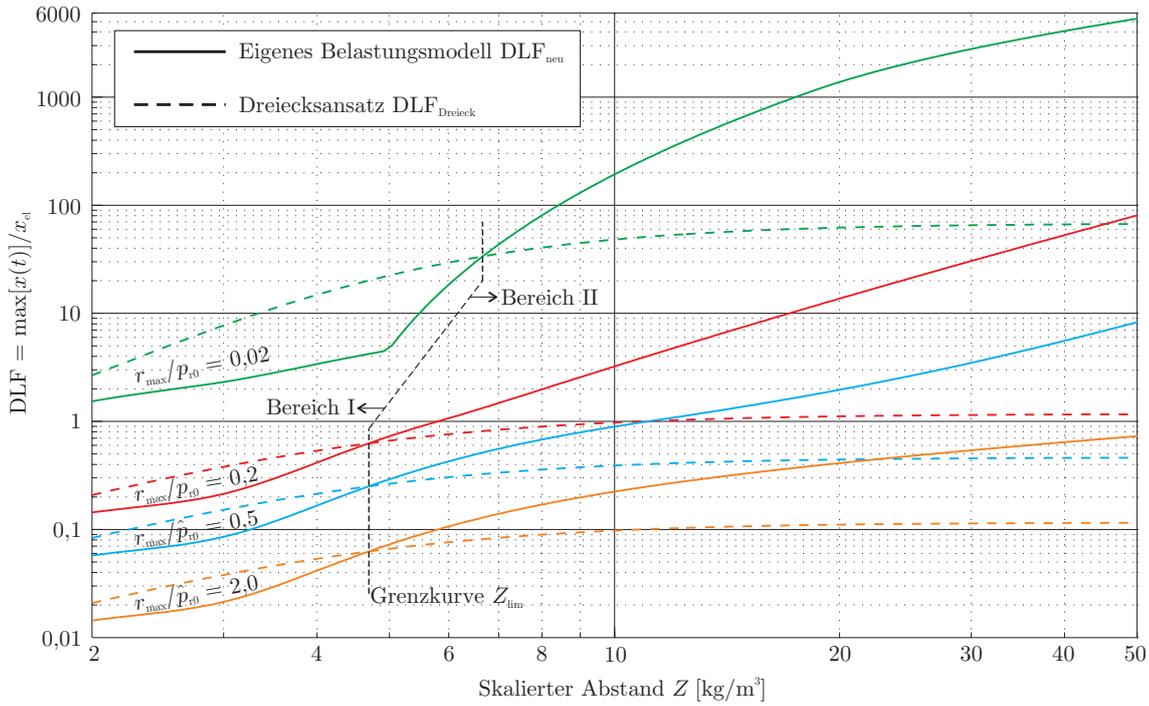
In dem in Abbildung 2.23(a) markierten Bereich II bewirkt die Sogphase eine Vergrößerung des dynamischen Lastfaktors. Die Vernachlässigung der Sogphase kann die auftretenden Verformungen wesentlich unterschätzen. Dieser Effekt ist umso größer, je geringer die Fließgrenze des Materials ist. Mit abnehmender Fließgrenze r_{max} steigen die plastischen Verformungen erheblich an.

Dieser Effekt wird besonders bei Betrachtung Verhältnisses $\text{DLF}_{\text{neu}}/\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ deutlich (Abbildung 2.23(b)). Im Bereich I sind die drei Kurven $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} = 0,2/0,5/2,0$ identisch. Lediglich die Kurve $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} = 0,02$ weicht von den drei anderen Kurven ab. Die Ursache für diese Abweichung ist auf das Plastizieren des Materials beim Einschwingvorgang zurückzuführen, die im Bereich I zu einer weiteren Reduktion der maximalen Verformung führt und den Übergang vom Bereich I zum Bereich II verschiebt. Im Bereich II verlaufen die Kurven $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} = 0,2/0,5/2,0$ zunächst auch identisch, weichen dann aber zunehmend von einander ab. Die Kurve $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} = 2,0$ entspricht dem elastischen Grenzfall. Mit abnehmender Fließgrenze beginnt das Material früher zu plastizieren und das Verhältnis $\text{DLF}_{\text{neu}}/\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ steigt an.

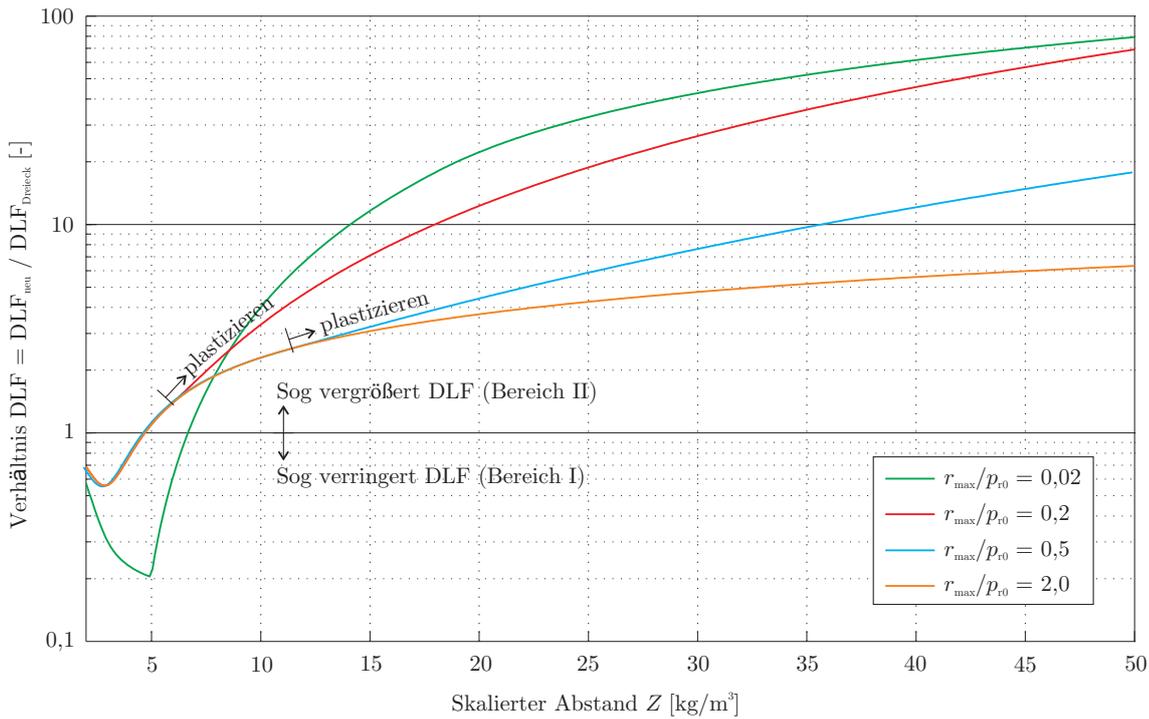
Abgrenzungskriterien für den Einfluss der Sogphase

Der Übergang vom Bereich I zum Bereich II wird im Folgenden als Grenzkurve Z_{lim} bezeichnet. Diese Grenzkurve hängt nicht nur vom Verhältnis $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0}$ ab, sondern auch von der Steifigkeit im elastischen Bereich, die über die elastische Eigenperiode $T =$

2.3 Der Einfreiheitsgradschwinger als Ersatzmodell



(a) Nichtlineare Antwortspektren DLF vs. Z .



(b) Verhältnis $DLF_{\text{neu}}/DLF_{\text{Dreieck}}$, Einfluss der Sogphase.

Abbildung 2.23: Nichtlineare Antwortspektren für elastisch-plastische Systeme mit derselben Steifigkeit (Eigenperiode $T = 0,5$ s), aber unterschiedlichen Fließgrenzen r_{max} für eine Explosion von $M_{\text{TNT}} = 500$ kg.

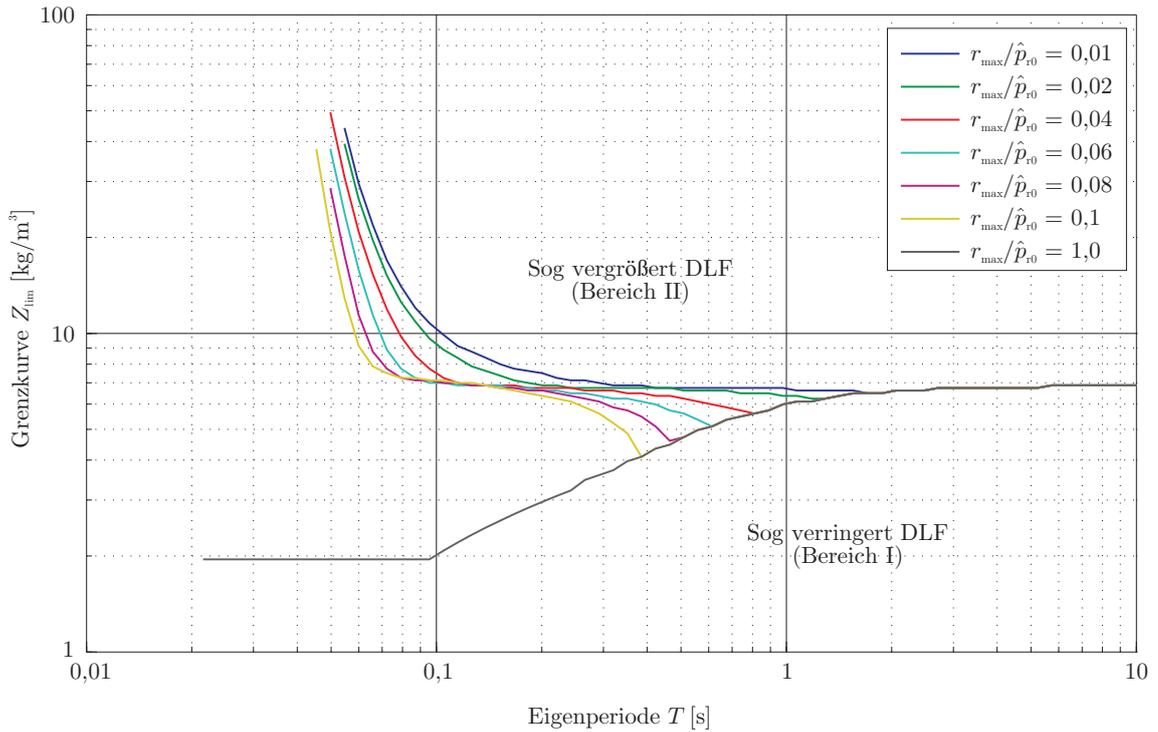


Abbildung 2.24: Grenzkurve Z_{lim} in Abhängigkeit von der Eigenperiode T und vom Verhältnis $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0}$ für $M_{\text{TNT}} = 500$ kg.

$2\pi\sqrt{m/k}$ charakterisiert wird. Die bisherigen Überlegungen wurden an einem System mit einer elastischen Eigenperiode von $T = 0,5$ s durchgeführt.

Die Grenzkurve Z_{lim} wird nun für Systeme mit unterschiedlichen elastischen Eigenperioden und unterschiedlichen Fließgrenzen berechnet. Dazu wird die EFS-Bewegungsgleichung mit Hilfe des zentralen Differenzenverfahrens in MATLAB [137] gelöst und der Übergang Z_{lim} vom Bereich I zum Bereich II in Abhängigkeit von T und von $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0}$ festgestellt. Die sich ergebende Grenzkurve ist in Abbildung 2.24 dargestellt.

Der Bereich I ist umso größer, je flexibler das System ist, d.h. je größer T ist, wobei Z_{lim} den Wert 7 auch für sehr flexible Systeme ($T > 3$ s) nicht überschreitet. Diese grundsätzliche Beobachtung deckt sich mit denen für linear elastische Systeme (Abbildung 2.19, blauer Bereich).

Für linear elastische Systeme gibt es eine Grenzkurve $(t_d/T)_{\text{lim}}$, siehe Glg. (2.54), ab dem der Einfluss der Sogphase vernachlässigbar wird (Abbildung 2.19, gelber Bereich). Bei elastisch-plastischen Systemen kann dieser Bereich für den Grenzfall sehr steifer Systeme je nach Verhältnis $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0}$ auch identifiziert werden. In Abbildung 2.25 ist beispielhaft das Verhältnis $\text{DLF}_{\text{neu}}/\text{DLF}_{\text{Dreieck}}$ über die Eigenperiode T für verschiedene Fließgrenzen aufgetragen. Je geringer die Fließgrenze r_{max} , desto größer ist der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen für steife Systeme. Für $r_{\text{max}}/\hat{p}_{r0} < 0,5$ und $T < 0,08$ s sinkt das DLF-Verhältnis auf etwa 1; d.h. der Einfluss der Sogphase auf die Verformungen ist vernachlässigbar. Für flexible Systeme mit Eigenperioden $T > 1$ s

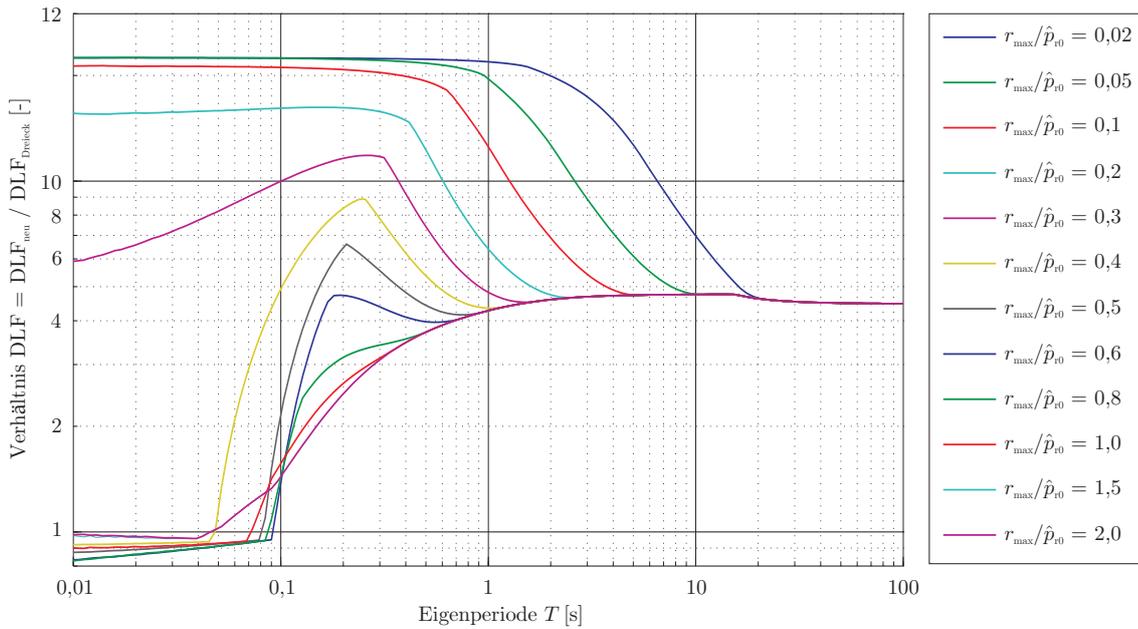


Abbildung 2.25: Verhältnis $DLF_{neu}/DLF_{Dreieck}$ in Abhängigkeit von der Eigenperiode T für verschiedene Fließgrenzen (Explosionsszenario: $M_{TNT} = 500 \text{ kg}$, $Z = 20 \text{ kg/m}^3$).

beträgt das DLF-Verhältnis mindestens 4; sobald das System anfängt zu fließen auch deutlich mehr.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen bei elastisch-plastischen Systemen stärker ausgeprägt ist als bei linear elastischen Systemen. Dies gilt je nach Fließgrenze sowohl für den positiven (Bereich I) als auch für den negativen Einfluss (Bereich II) der Sogphase. Bei der Entwicklung energiedissipierender Elemente sollte dieser Effekt Berücksichtigung finden.

2.3.5 Dissipationseffekte durch Dämpfung und Plastizierung

In Abschnitt 2.3.2 wurde bereits festgestellt, dass Dämpfungseffekte den dynamischen Lastfaktor reduzieren. Die Strukturdämpfung eines Systems setzt sich zusammen aus Materialdämpfung, Bauteildämpfung (z.B. Reibung in Lagern) und Baugrunddämpfung (Abstrahlung). Es ist im Allgemeinen nicht möglich, die einzelnen Dämpfungsanteile explizit zu bestimmen, so dass in der Praxis ein viskoser Dämpfungsansatz mit Dämpfungsgraden zwischen ein und zehn Prozent gewählt wird. Zusätzlich wirkt immer die aerodynamische Dämpfung infolge der umgebenden Luft. Bei den meisten Bauteilen kann der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung vernachlässigt werden. Für leichte Strukturen steigt dieser Dämpfungseffekt, der genauer in Kapitel 3 untersucht wird, jedoch deutlich an.

Zur Untersuchung der einzelnen Energieanteile wird das Kräftegleichgewicht (2.41) durch Integration über den Weg x in eine energetische Formulierung überführt:

$$\underbrace{\int_0^x m\ddot{x}(t) dx}_{\text{kinetische Energie}} + \underbrace{\int_0^x d\dot{x}(t) dx}_{\text{Dämpfungsenergie}} + \underbrace{\int_0^x kx(t) dx}_{\text{potentielle Energie}} = \underbrace{\int_0^x p_{r0}(t) dx}_{\text{Gesamtenergie}} \quad (2.58)$$

Dabei verrichtet die Einwirkung $p_{r0}(t)$ eine spezifische Arbeit, die sich unter Berücksichtigung von $dx = \frac{dx}{d\tau} d\tau = \dot{x}d\tau$ zu

$$e_{ges} = \int_0^x p_{r0} dx = \int_0^t p_{r0} \dot{x} d\tau \quad (2.59)$$

ergibt. Diese spezifische Gesamtenergie teilt sich auf in drei Anteile. Die spezifische kinetische Energie e_k erhält man durch Integration der spezifischen Trägheitskraft. Nach Überführung des Weg-Differentials dx in ein Geschwindigkeits-Differential ($\ddot{x}dx = \frac{d\dot{x}}{dt} dx = \dot{x}d\dot{x}$) erhält man

$$e_k = \int_0^x m\ddot{x} dx = \int_0^{\dot{x}} m\dot{x}d\dot{x} = \frac{1}{2}m\dot{x}^2. \quad (2.60)$$

Die Integration der spezifischen Dämpfungskraft e_d liefert unter Beachtung von $dx = \dot{x}d\tau$:

$$e_d = \int_0^x d\dot{x} dx = \int_0^t d\dot{x}^2 d\tau. \quad (2.61)$$

Man beachte dabei, dass das erste d den Dämpfungskoeffizienten bezeichnet, während das zweite d zum Differential dx bzw. $d\tau$ gehört. Schließlich ergibt sich die spezifische potentielle Energie (Gestaltänderungsenergie, engl. „strain energy“) eines linear-elastischen Systems durch Integration des spezifischen Widerstandes zu

$$e_s = \int_0^x kx dx = \frac{1}{2}kx^2. \quad (2.62)$$

Im Gegensatz zu linear-elastischen Systemen setzt sich die Gestaltänderungsenergie bei nichtlinearen Systemen aus einem elastischen und einem plastischen Anteil zusammen,

$$e_s = e_{s,el} + e_{s,pl} = \int_0^x r(x)dx = \int_0^t r(x)\dot{x}(\tau)d\tau. \quad (2.63)$$

Die spezifische elastische Gestaltänderungsenergie ergibt sich mit $x_{el} = r/k$ zu

$$e_{s,el} = \frac{1}{2}rx_{el} = \frac{r^2}{2k}. \quad (2.64)$$

Ist der elastische Anteil der Gestaltänderungsenergie bekannt, so folgt nach (2.63) für den plastischen Anteil:

$$e_{s,pl} = \int_0^x r(x)dx - e_{s,el} = \int_0^t r(x)\dot{x}d\tau - e_{s,el}. \quad (2.65)$$

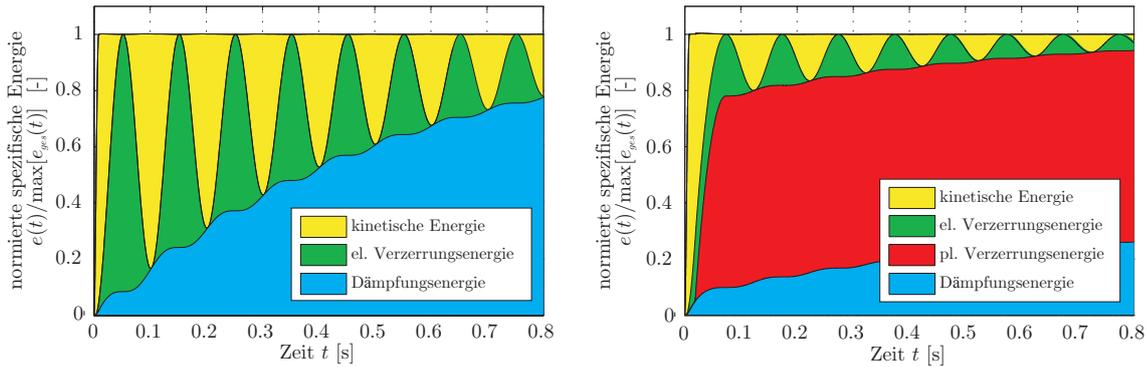


Abbildung 2.26: Zeitlicher Verlauf der Energieanteile für ein linear elastisches System (links) und für ein linear elastisch, ideal plastisches System (rechts) mit jeweils $f = 5$ Hz und $\zeta_s = 3\%$ Dämpfung – Dreiecksbelastung.

In der Regel ist eine analytische Integration nicht möglich, so dass man sich numerischer Verfahren (z.B. Trapez- oder Simpsonregel) bedient, um die Integrale auszuwerten [13, 93, 166].

Die Abbildungen 2.26 und 2.27 zeigen den zeitlichen Verlauf der einzelnen Energieanteile für ein linear elastisches und ein linear elastisch, ideal plastisches System mit jeweils einer Eigenfrequenz von $f = 5$ Hz und 3% viskose Dämpfung. Beide Systeme werden durch eine Explosion von 200 kg TNT in 15 m Entfernung belastet. Bei diesem Explosionsszenario wirkt ein reflektierter Spitzenüberdruck von $\hat{p}_{r0} = 333,4$ kPa, und der reflektierte Impuls beträgt $i_r^+ = 1,36$ kPa·s. In Abbildung 2.26 wird die Belastung als Dreiecksimpuls modelliert, und die Zeitdauer der Überdruckphase beträgt $\tilde{t}_d = 8,2$ ms. In Abbildung 2.27 wird die Belastung hingegen mit dem neu entwickelten Belastungsmodell modelliert. In diesem Fall beträgt die Zeitdauer der Überdruckphase $t_d = 11,3$ ms, und der Formfaktor ist $\alpha = 1,05$.

In den Abbildungen erkennt man den sehr steilen und schnellen Anstieg der kinetischen Energie in den ersten Millisekunden. Bei der Modellierung der Explosion mit einem Dreiecksansatz, Abbildung 2.26, bleibt die Gesamtenergie nach der Einwirkungszeit $t > \tilde{t}_d$ konstant, und die kinetische und die potentielle Energie oszillieren, während mit zunehmender Zeit Energie durch Dämpfung und plastische Verformungen dissipiert wird. In den ersten Millisekunden wird ein erheblicher Teil der Energie durch plastische Verformung dissipiert, wodurch das System nun um die neue plastische Nulllage schwingt (siehe dazu auch Abbildung 2.22). Die elastischen Schwingungsamplituden der kinetischen und potentiellen Energie reduzieren sich entsprechend.

Dieser grundlegende Effekt ist bei der Modellierung des Explosionsszenarios mit dem neu entwickelten Belastungsmodell ähnlich. In Abbildung 2.27 ist zu erkennen, dass die Berücksichtigung der Sogphase zwar nicht zu einer Reduktion der maximalen kinetischen Energie führt, jedoch den zeitlichen Verlauf der Gesamtenergie maßgeblich beeinflusst. Die Berücksichtigung der Sogphase reduziert sehr schnell die ins System eingetragene kinetische Energie. Die Amplituden der kinetischen und potentiellen Energieanteile werden entsprechend reduziert.

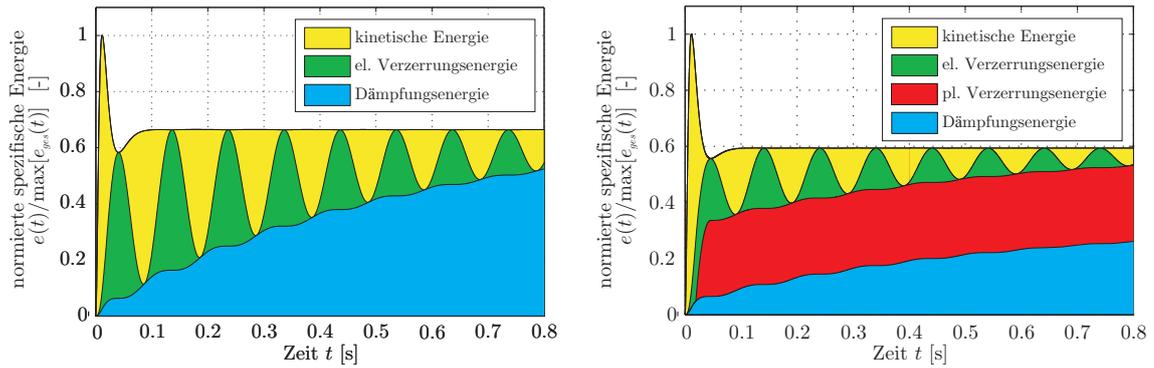


Abbildung 2.27: Zeitlicher Verlauf der Energieanteile für ein linear elastisches System (links) und für ein linear elastisch, ideal plastisches System (rechts) mit $f = 5$ Hz und $\zeta_s = 3\%$ – Neues Belastungsmodell.

Insgesamt wird deutlich, dass die Strukturdämpfung nur einen geringen Einfluss auf die maximale Schwingungsamplitude und damit auf das Antwortspektrum hat. Durch plastische Verformungen wird hingegen sehr schnell Energie dissipiert. Die relativen Verformungen um die neue plastische Nulllage werden kleiner und damit reduzieren sich die Spannungen im System.

2.3.6 Folgerungen für innovative Schutzkonzepte

Mit Hilfe der in diesem Abschnitt diskutierten EFS-Systeme lassen sich auf Basis des neu entwickelten Belastungsmodells Forderungen für Schutzkonzepte aufstellen. Im Kern betreffen diese Forderungen die drei folgenden Bereiche.

- **Niederfrequente Abstimmung:** Durch die Konstruktion flexibler Bauteile mit niedrigen Eigenfrequenzen kann der dynamische Lastfaktor deutlich reduziert werden. Das Verhältnis zwischen dem dynamischen Lastfaktor und dem Zeitverhältnis t_d/T kann in Form von Antwortspektren dargestellt werden. Die Verformungen werden bei flexiblen Systemen größer als bei steiferen Systemen, und das System sollte in der Lage, sich entsprechend zu verformen.
- **Energiedissipation:** Physikalisch nichtlineares Materialverhalten trägt wesentlich zur Energiedissipation von hohen Lasten bei. Das aus dem Erdbebeningenieurwesen bekannte Konzept der Kapazitätsbemessung [161, 162, 199] kann dabei für die Entwicklung innovativer Schutzkonzepte angewendet und entsprechend erweitert werden. Denkbar wäre die Anordnung dissipativer Opferelemente, die unter definierten Belastungen an vorgegebenen Stellen kontrolliert plastizieren. Diese Opferelemente müssen über eine ausreichende Duktilität verfügen, während der Rest des Systems über eine ausreichende Festigkeit verfügt und sich möglichst nur im elastischen Bereich verformt. Auch nach Versagen der Opferelemente muss das Gesamtsystem über eine Restsicherheit verfügen.

- **Einfluss der Sogphase:** Während der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen und Spannungen bei relativ steifen Strukturen eher gering ist, sollte er bei der Bemessung und konstruktiven Auslegung flexibler Systeme berücksichtigt werden.

Diese aus den grundlegenden EFS-Studien gezogenen Folgerungen für innovative Schutzkonzepte werden im 5. Kapitel der vorliegenden Arbeit wieder aufgegriffen und für die Dimensionierung von Seilnetzfassaden unter Explosionsbelastungen umgesetzt. Zunächst wird im aber folgenden Abschnitt ein Überblick über die Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten Hydrocode-Software gegeben.

2.4 Numerische Simulationen mit Hydrocodes

Viele strukturmechanische Probleme können nicht mehr mit vereinfachten EFS-Modellen gelöst werden, so dass auf numerische Diskretisierungs- und Lösungsverfahren zurückgegriffen wird. Die Literatur zur Thematik ist äußerst umfangreich, so dass in diesem Abschnitt lediglich ein Überblick über die verwendeten räumlichen und zeitlichen Diskretisierungsverfahren gegeben wird. Für weitere Details wird auf die entsprechende Literatur verwiesen.

Das physikalische Grundproblem lässt sich stets durch i.d.R. gekoppelte, nichtlineare partielle Differentialgleichungen beschreiben, die dann diskretisiert und gelöst werden. Während die „klassische“ Finite Elemente Methode (FEM) das Kräftegleichgewicht unter impliziter Berücksichtigung der Massenerhaltung löst, berücksichtigen Hydrocodes (auch „wave propagation codes“ genannt) zusätzlich die Energieerhaltung. Bekannte Vertreter von Hydrocode-Programmen sind *ZeuS*, *EPIC*, *Autodyn* [4] und *LS-Dyna* [135]. Im Rahmen dieser Arbeit werden die letzten beiden verwendet.

Typische Anwendungen von Hydrocodes sind hochgradig nichtlineare Berechnungen wie z.B. Crash- und Impaktvorgänge, Analysen zur Wellenausbreitung in Materialien, Ausbreitung und Reflexion von Explosionen und Luftstoßwellen und deren Interaktion mit Strukturen.

Eine gute Einführung in Hydrocode-Berechnungen gibt *Zukas* [232]. Insbesondere für Stoßwellen- und Impaktberechnungen werden die Bücher von *Hiermaier* [94] und *Zukas* [231] empfohlen. Mathematische Grundlagen und numerische Diskretisierungsverfahren werden von *Belytschko et al.* [17], *Benson* [20, 21] und *Anderson* [2] dargestellt. *Gebbeken & Ruppert* [83] geben Empfehlungen für die Beurteilung der Zuverlässigkeit von Hydrocode-Simulationen. Für Fragestellungen der Fluid-Struktur-Interaktion sei auf *Souli & Benson* [192] verwiesen.

In Anlehnung an *Hiermaier* [94] sind die wesentlichen Merkmale von Hydrocodes:

- Lösen der Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie.
- Aufteilung des Spannungstensors in einen hydrostatischen und in einen deviatorischen Anteil.

- Nichtlineare Zustandsgleichung für die Berechnung des hydrostatischen Spannungstensors unter Berücksichtigung der Ausbreitung von Stoßwellen.
- Konstitutive Beziehungen für elastisches und inelastisches Materialverhalten unter Berücksichtigung der Verzerrungsratenabhängigkeit, der Schädigung, des Versagens und des Nachbruchverhaltens.
- Beliebige räumliche Diskretisierung (z.B. mit Finiten Elementen oder netzfreien Methoden).
- Explizite zeitliche Diskretisierung (häufig auf Basis des zentralen Differenzenverfahrens).
- Numerische Methode zur Abbildung von Stoßfronten (z.B. durch künstliche Viskositäten).

2.4.1 Räumliche Diskretisierung

Die Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie können sowohl integral als auch differentiell formuliert werden und sich auf ein raum- oder ein körperfestes Koordinatensystem beziehen. Die raumfeste Betrachtungsweise liefert die konservative Formulierung, die auch als *Eulersche* Formulierung bezeichnet wird und für die Modellierung von Fluiden oder von Materialien mit fluid-ähnlichem Verhalten verwendet wird. Demgegenüber führt eine körperfeste Betrachtung auf nicht-konservative Bilanzgleichungen. Diese auch als *Lagrangesche* Formulierung bezeichnete Betrachtung wird für die Modellierung von festen Materialien verwendet. Der prinzipielle Unterschied zwischen *Euler*- und *Lagrange*-Netzen ist in Abbildung 2.28 skizziert.

Es haben sich auch weitere Formulierungen wie die ALE-Betrachtung („Arbitrary Lagrangian Eulerian“) und netzfreie Methoden durchgesetzt [94, 192]. Die Kopplung zwischen verschiedenen Formulierungen wird in Abschnitt 2.4.3 beschrieben.

Auf eine Herleitung und Darstellung der verschiedenen Formulierungen für die Bilanzgleichungen wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf die bereits genannte umfangreiche Fachliteratur verwiesen (insbesondere [21, 94, 192]).

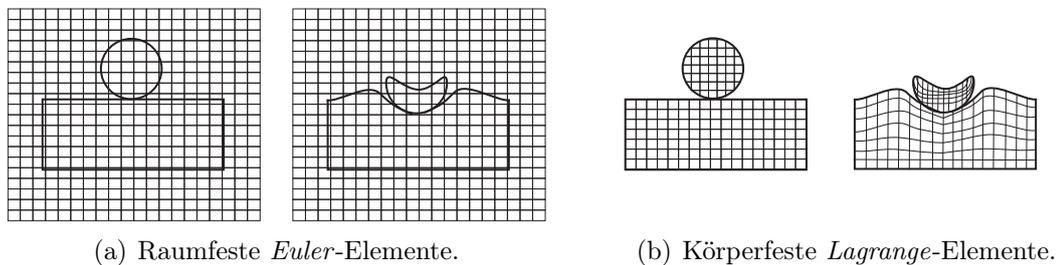


Abbildung 2.28: Diskretisierung mit *Euler*- und *Lagrange*-Elementen (aus [122]).

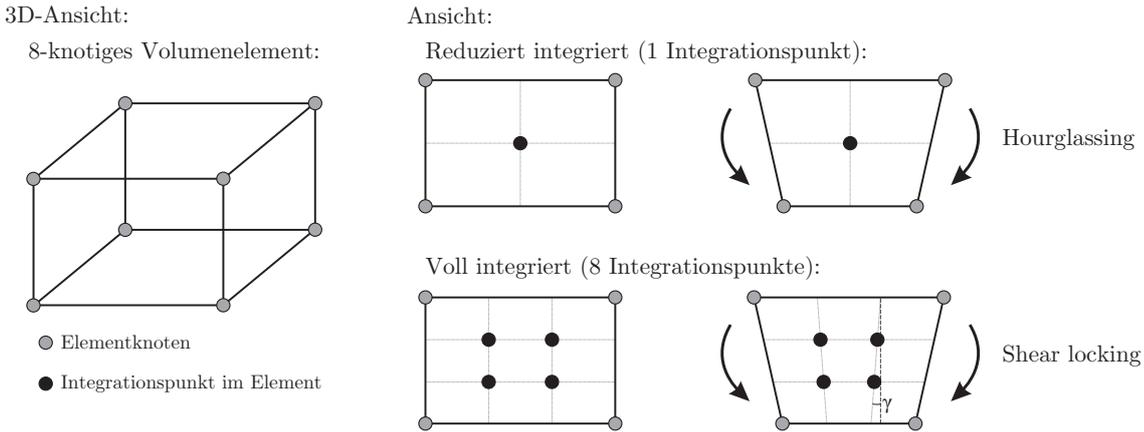


Abbildung 2.29: 8-knotiges Kontinuums element mit linearen Verschiebungsansätzen: Reduzierte und volle Integration.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Luft als Fluid mit *Euler*-Elementen abgebildet. Die Diskretisierung von Strukturen erfolgt mit *Lagrangeschen* Stab-, Schalen- und Kontinuums elementen.

Kontinuums elemente Für Kontinuums elemente wird der in Abbildung 2.29 dargestellte Hexaeder mit acht Elementknoten und linearen Verschiebungsansätzen verwendet. Für die Integration im Elementinneren stehen zwei Möglichkeiten zur Auswahl.

Erstens können Elemente mit reduzierter Integration verwendet werden, so dass im Elementinneren ein konstanter Spannungszustand herrscht. Aufgrund der reduzierten Integration treten energiefreie Verformungszustände auf, die als Hourglassing bezeichnet werden. Dies wird gedämpft durch Einführung viskoser Spannungsterme, für die verschiedene Formulierungen möglich sind (siehe z.B. [73, 134] für weitere Details).

Zweitens kann auch ein vollintegriertes Volumenelement mit acht Integrationspunkten und einem ebenfalls linearen Verschiebungsansatz verwendet werden. Bei den vollintegrierten Elementen tritt zwar kein Hourglassing auf, aber die Berechnungszeiten sind deutlich länger. Weiterhin treten bei großen Verformungen Versteifungseffekte auf (shear locking). Im Rahmen dieser Arbeit werden aufgrund der wesentlich kürzeren Berechnungszeiten reduziert integrierte Kontinuums elemente mit Hourglass-Kontrolle nach [73] verwendet.

Schalenelemente Als Standard-Schalenelement für explizite Berechnungen hat sich das *Belytschko-Lin-Tsay*-Element (BLT-Element) [16] durchgesetzt. Das BLT-Element basiert auf der Formulierung von *Hughes & Liu* [98], wurde jedoch numerisch wesentlich optimiert. Das BLT-Element verwendet die *Reissner-Mindlin*-Kinematik. Im Rahmen dieser Kinematik bleiben vor der Verformung ebene Querschnitte auch nach der Verformung eben, und es treten keine Verzerrungen in Dickenrichtung auf. Im Gegensatz zur *Kirchhoff-Love*-Kinematik werden bei der *Reissner-Mindlin*-Kinematik die Schubverzer-

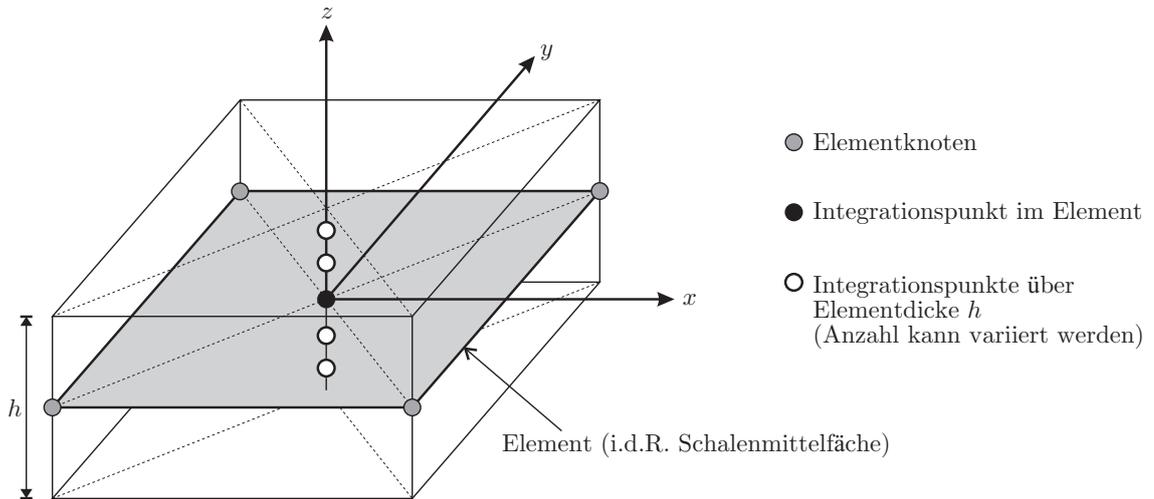


Abbildung 2.30: Reduziert integriertes *Belytschko-Lin-Tsay*-Schalenelement.

rungen berücksichtigt (d.h. die Schalenmittelfläche ist nicht zwangsläufig senkrecht zur Schalennormalen).

Das BLT-Element ist in Abbildung 2.30 dargestellt. Es handelt sich um ein vierknotiges, reduziert integriertes bilineares Schalenelement mit einer Integrationsstützstelle im Element und Hourglass-Kontrolle [73]. Aufgrund der reduzierten Integration ist die Spannung in der Schalenmittelfläche konstant. Zur Berechnung der Schnittkräfte erfolgt eine Integration der Elementspannungen über die Elementdicke. Bei linear-elastischem Materialverhalten ist ein Integrationspunkt über die Elementdicke ausreichend. Soll jedoch ein nichtlineares Werkstoffverhalten abgebildet werden, so wird eine *Gauß-Lobatto*-Integration mit mehreren nicht-äquidistanten Integrationspunkten in Dickenrichtung durchgeführt.

Seilelemente Im 5. Kapitel werden Seilelemente für die Simulation einer Seilnetzfassade verwendet. Jedes Seilelement hat zwei Knoten und jeder Knoten nur einen Freiheitsgrad (Axialverschiebung). Damit entspricht diese FE-Formulierung der von einfachen Fachwerkstäben, wobei zusätzlich jedoch eine Anfangsvorspannung (Seilvorspannung) definiert werden kann. Im Inneren des Elements wird die Verschiebung linear interpoliert. Damit wird der innere Seildurchhang vernachlässigt. Soll dieser berücksichtigt werden, so ist auf eine ausreichend feine Diskretisierung zu achten. Für die vorliegende Arbeit werden jedoch vertikal vorgespannte Seile betrachtet, so dass das Eigengewicht in Seil-Axialrichtung wirkt und der innere Seildurchhang vernachlässigbar ist.

2.4.2 Zeitliche Diskretisierung

Für die zeitliche Diskretisierung wird in einem Hydrocode ein explizites Zeitintegrationsverfahren gewählt. Dies hat den Vorteil, dass im Gegensatz zu impliziten Lösungsverfahren kein Gleichungssystem gelöst werden muss, sondern die Verschiebung von jedem Freiheitsgrad direkt ermittelt werden kann. Voraussetzung ist die Einhaltung des

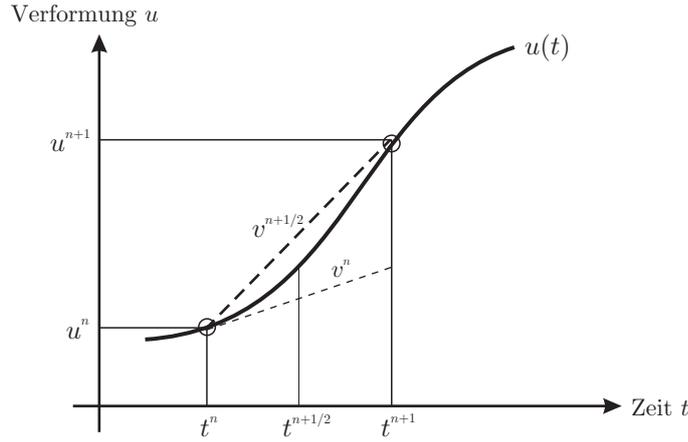


Abbildung 2.31: Prinzip der Zeitintegration (zentrales Differenzenverfahren).

Stabilitätskriteriums von *Courant, Friedrichs & Levy* (CFL) [46, 94] für den aktuellen Zeitschritt:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x_{\min}}{c_{\max}}. \quad (2.66)$$

Der Zeitschritt Δt ist begrenzt durch die maximale Wellengeschwindigkeit c_{\max} , die von den Materialeigenschaften abhängt, und durch die kleinste charakteristische Elementgröße Δx_{\min} .

Wesentliches Merkmal der expliziten Zeitintegration ist, dass vom bekannten Zustand zur Zeit t^n auf den noch unbekanntem Zustand zur Zeit t^{n+1} geschlossen wird. In Anlehnung an [21] ergeben sich die folgenden Schritte für einen typischen Berechnungszyklus eines Hydrocodes:

1. Ermittlung des neuen kritischen Zeitschritts $\Delta t^{n+1} = \lambda \frac{\Delta x_{\min}^n}{c_{\max}^n}$ aus den Elementabmessungen und der Wellengeschwindigkeit in den Elementen. λ ist ein zusätzlicher Sicherheitsfaktor und beträgt üblicherweise 0,6 – 0,8.
2. Berechnung der Knotenkräfte F^n zum Zeitpunkt t^n durch Integration der Elementspannungen, die aus einem deviatorischen und einem hydrostatischen Anteil bestehen, unter Berücksichtigung künstlicher Viskositäten, Kontakt- und Hourglass-Kräfte.
3. Ermittlung der Knotenmassen M^n durch Integration der Dichte über das Element und Aufteilung der Elementmasse auf die Elementknoten. Bei *Lagrange*-Elementen sind die Elementmasse und damit die Knotenmassen konstant. Bei *Euler*-Elementen ist das Elementvolumen konstant, aber die sich ändernde Dichte führt zu neuen Element- und Knotenmassen (Massenerhaltung).
4. Ermittlung der Knotenbeschleunigungen $a^n = F^n/M^n$ (Impulserhaltung).
5. Berechnung der Knotengeschwindigkeiten zum Zeitpunkt $t^{n+\frac{1}{2}}$ durch Integration der Beschleunigungen:

$$v^{n+\frac{1}{2}} = v^{n-\frac{1}{2}} + a^n \Delta t^n. \quad (2.67)$$

Durch Berechnung der Geschwindigkeiten zum versetzten Zeitpunkt $t^{n+\frac{1}{2}}$ wird eine Konvergenz zweiter Ordnung gewährleistet (Abbildung 2.31).

6. Berechnung der Knotenverschiebungen zum Zeitpunkt t^{n+1} durch Integration der Geschwindigkeiten:

$$u^{n+1} = u^n + v^{n+\frac{1}{2}} \Delta t^{n+\frac{1}{2}} \quad (2.68)$$

mit $\Delta t^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} (\Delta t_n + \Delta t_{n+1})$.

7. Update des Verformungszustandes,

$$X^{n+1} = X^0 + u^{n+1}, \quad (2.69)$$

und Ermittlung der Verzerrungen ε^{n+1} und Verzerrungsraten $\dot{\varepsilon}^{n+1}$ bei *Lagrange*-Elementen. *Euler*-Elemente sind raumfest, und das Netz verformt sich nicht; das Material „fließt“ durch das Netz. Aus diesem Grund wird bei *Euler*- und *ALE*-Elementen noch ein Korrekturschritt durchgeführt [26, 192, 228]. In diesem Schritt werden auch Kontakte zwischen verschiedenen Körpern detektiert (ggf. wird der Verformungszustand korrigiert, um ein gegenseitiges Eindringen von Körpern zu vermeiden, und es werden Kontaktkräfte berechnet, die anschließend im 2. Schritt bei der Berechnung der Knotenkräfte berücksichtigt werden).

8. Ermittlung des deviatorischen Spannungsanteiles τ^{n+1} (Schub) im Elementinneren mit Hilfe des konstitutiven Materialmodells.
9. Berechnung der internen Energie e^{n+1} im Elementinneren durch Lösung der Energieerhaltungsgleichung.
10. Ermittlung des hydrostatischen Spannungsanteiles p^{n+1} (Druck) im Elementinneren durch Lösung der Zustandsgleichung (abhängig von der Energie und Dichte zum Zeitpunkt t^{n+1}).
11. Beginn des nächsten Zyklus und weiter mit Schritt 1.

2.4.3 Fluid-Struktur-Interaktion

In der vorliegenden Arbeit werden Fluide (Luft) mit *Euler*-Netzen abgebildet, während bauliche Strukturen mit *Lagrange*-Elementen modelliert werden. Die Kopplung zwischen den beiden Netzen bietet größtmögliche Freiheit bei der Strukturbewegung und ist vor allem bei großen Deformationen und für die Simulation von Bruch- und Versagenszuständen einer Struktur geeignet. Das sich bewegende *Lagrange*-Gitter wird im raumfesten *Euler*-Netz durch leere oder nur teilgefüllte Zellen repräsentiert. Dies ist beispielhaft in Abbildung 2.32 dargestellt.

Das *Lagrange*-Netz bewegt sich durch das raumfeste *Euler*-Netz und verdrängt dabei das Fluid. Dies wird programmtechnisch durch Kopplungskräfte F_E und F_L für die *Euler*-

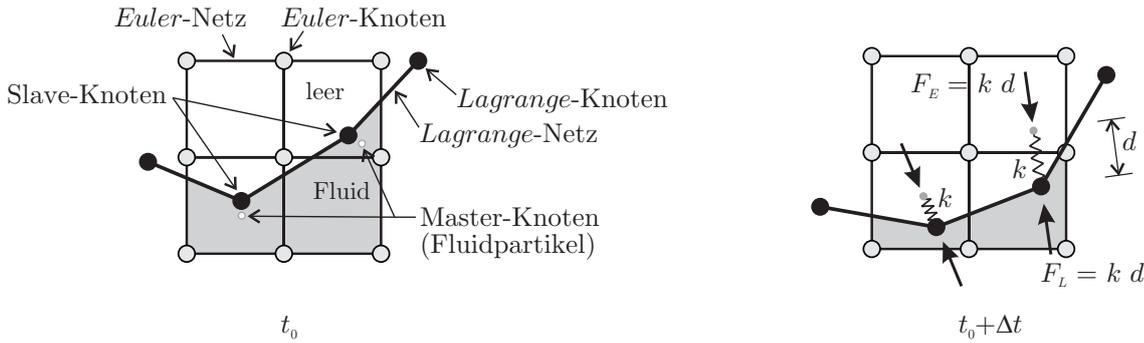


Abbildung 2.32: Prinzip der Fluid-Struktur-Interaktion (nach [192]).

und *Lagrange*-Netze realisiert. Der Kopplungsalgorithmus basiert auf einem Strafverfahren (engl. „penalty method“). Die Kopplungskräfte

$$F_E = F_L = kd \quad (2.70)$$

sind proportional zur Eindringtiefe d des Slave-Knotens in die Master-Oberfläche, die in Abbildung 2.32 durch die Fluid-Grenzfläche am *Lagrange*-Netz repräsentiert wird. Der Bestimmung der Federsteifigkeit k kommt besondere Bedeutung zu. In der Regel wird ein steifigkeitsbasierter Ansatz verwendet, so dass die Federsteifigkeit

$$k = p_f \frac{KA^2}{V} \quad (2.71)$$

abhängig ist vom Kompressionsmodul $K = \rho c^2$ des Fluids mit der Dichte ρ und der Schallgeschwindigkeit c , vom Fluidvolumen V und von der Master-Oberfläche A . p_f ist ein Skalierungsfaktor $0 \leq p_f \leq 1$. Für weitere Details zur Fluid-Struktur-Interaktion und Kopplungsalgorithmen sei auf [6, 192] verwiesen.

2.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wird – nach Kenntnis des Verfassers – zum ersten Mal systematisch der Einfluss der Sogphase auf die Strukturantwort einer als Einfreiheitsgradschwinger modellierten Struktur untersucht. Basierend auf einer intensiven Literaturrecherche und einem Vergleich der unterschiedlichen Funktionen und Ansätze zur Ermittlung der Explosionsparameter wird ein neues Belastungsmodell unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Reflexionseffekte während der Über- und der Unterdruckphase abgeleitet. Dieses Belastungsmodell wird anschließend mit dem klassischen Dreiecksansatz verglichen, wobei der Spitzenüberdruck und der positive Impuls der beiden Ansätze jeweils identisch sind. Lediglich die Zeitdauern t_d bzw. \tilde{t}_d der Überdruckphasen unterscheiden sich modellbedingt.

Mit diesen beiden Belastungsmodellen werden dann auf Basis eines in *MATLAB* numerisch implementierten zentralen Differenzenverfahrens Antwortspektren für linear elastische und elastisch-plastische Systeme berechnet. Es werden jeweils qualitative und

quantitative Abgrenzungskriterien entwickelt, die es dem in der Praxis tätigen Ingenieur erlauben, den Einfluss der Sogphase abzuschätzen.

Bei der Berechnung linear elastischer Systeme mit geringen Eigenfrequenzen steigt der Einfluss der Unterdruckphase mit steigendem skalierten Abstand Z und sinkender Eigenfrequenz f signifikant an (Abbildungen 2.19 und 2.20). In diesen Fällen sollte die Sogphase mit Hilfe des in Abbildung 2.11 dargestellten neuen Belastungsmodells abgebildet werden. Eine Berechnung mit dem in Normen vorgeschlagenen Dreiecksansatz [100, 211] liefert zu geringe Verformungen bzw. dynamische Lastfaktoren und liegt damit nicht auf der sicheren Seite. Die Grenzkurve des Einflussbereiches der Sogphase kann mit (2.54) abgeschätzt werden.

Bei elastisch-plastischen Systemen kann der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen wesentlich größer sein. Dies hängt vor allem vom Verhältnis der Fließgrenze r_{\max} zum reflektierten Spitzenüberdruck \hat{p}_{r0} ab. Entsprechende Abgrenzungskriterien sind beispielhaft für eine Explosion von 500 kg TNT in den Abbildungen 2.24 und 2.25 zusammengefasst.

Neben den EFS-Ersatzmodellen werden in diesem Kapitel auch die Grundlagen numerischer Simulationen mit Hydrocodes diskutiert. Es werden die physikalischen Grundlagen diskutiert, Hinweise zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung gegeben sowie die im weiteren Verlauf der Arbeit verwendeten Finiten Elemente beschrieben. Auch Aspekte der Fluid-Struktur-Interaktion werden diskutiert. Auf diesen Grundlagen wird in den folgenden Kapiteln dieser Arbeit aufgebaut.

3 Aerodynamische Dämpfung

Traditionell werden im Rahmen des baulichen Schutzes die Strukturdämpfung und insbesondere auch die aerodynamische Dämpfung bei dynamischen Berechnungen vernachlässigt. Dies ist bei üblichen Bauten des Stahl- und Stahlbetonbaus gerechtfertigt, da der Einfluss der Dämpfung auf die maximale Verformung von kurzzeitdynamisch belasteten, massiven Baustrukturen gering ist (Abschnitt 2.3.5). Bei relativ leichten Bauteilen wird das Schwingungsverhalten jedoch von der umgebenden Luft beeinflusst wie die im Folgenden zusammengefassten experimentellen Beobachtungen gezeigt haben. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden analytische Ansätze zur Beschreibung aerodynamischer Dämpfungseffekte entwickelt und numerischen Berechnungsergebnissen gegenübergestellt. Er wird gezeigt, dass die aerodynamische Dämpfung maßgeblich vom aktivierten Luftraumvolumen abhängt.

3.1 Gedämpfte Schwingungen

Während aerodynamische Dämpfungseffekte im Bereich des baulichen Schutzes üblicherweise vernachlässigt werden, finden diese jedoch Berücksichtigung bei der Auslegung von Brücken und schlanken Strukturen gegen starke Windeinwirkungen [23, 214]. Entsprechende Hinweise finden sich auch in den Normenwerken, z.B. im Eurocode 1, Anhang F.5 [59], wo sich das logarithmische Dämpfungsdekrement Λ aus drei Anteilen zusammensetzt,

$$\Lambda = \Lambda_s + \Lambda_a + \Lambda_d, \quad (3.1)$$

wobei Λ_s das logarithmische Dekrement der Strukturdämpfung bezeichnet, Λ_a das logarithmische Dekrement der aerodynamischen Dämpfung für die Grundeigenform und Λ_d das logarithmische Dekrement der Dämpfung infolge besonderer Maßnahmen (z.B. Schwingungsdämpfer, Flüssigkeitsdämpfer; Λ_d wird im Folgenden nicht berücksichtigt).

Näherungswerte für die Strukturdämpfung sind im Eurocode 1 aufgeführt (Tabelle F.2 in [59]). Für das logarithmische Dämpfungsdekrement der aerodynamischen Dämpfung wird die Beziehung

$$\Lambda_a = \frac{c_f \rho}{2fm} v_m \quad (3.2)$$

angegeben. c_f bezeichnet den Kraftbeiwert in Windrichtung, ρ ist die Dichte (in Luft: $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$), v_m die mittlere Windgeschwindigkeit und f und m sind die Grundeigenfrequenz und die Masse. Das logarithmische Dämpfungsdekrement kann in das

3 Aerodynamische Dämpfung

Lehrsche Dämpfungsmaß ζ (auch als Dämpfungsgrad oder Prozentsatz der kritischen Dämpfung bezeichnet) umgerechnet werden,

$$\zeta = \frac{\Lambda}{\sqrt{4\pi^2 + \Lambda^2}} \approx \frac{\Lambda}{2\pi} \quad \Leftrightarrow \quad \Lambda = \frac{2\pi\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \approx 2\pi\zeta. \quad (3.3)$$

Die Erweiterung der linearen Bewegungsgleichung (2.42) um den aerodynamischen Dämpfungsanteil führt zu

$$\ddot{x} + 2\omega(\zeta_s + \zeta_a)\dot{x} + \omega^2x = \frac{p_{r0}(t)}{m} \quad (3.4)$$

mit ζ_s als Strukturdämpfungsgrad und ζ_a als noch zu definierenden aerodynamischen Dämpfungsgrad (Abschnitt 3.3). Im Falle einer überkritischen Dämpfung ($\zeta_s + \zeta_a > 1$) ist die homogene Lösung der Differentialgleichung (3.4) aperiodisch,

$$x_{\text{hom}}(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} \quad (3.5)$$

mit den Eigenwerten

$$\lambda_{1,2} = -\omega(\zeta_s + \zeta_a) \pm i \underbrace{\omega \sqrt{1 - (\zeta_s + \zeta_a)^2}}_{\omega_D} \quad (3.6)$$

und es kommt zu keiner freien, periodischen Schwingung [41, 163]. Bei sehr leichten und flexiblen Systemen kann dieser Fall eintreten wie die folgenden Untersuchungen zeigen.

3.2 Experimentelle Untersuchungen (Literatur)

Die Literatur zur Aerodynamik ist umfangreich, jedoch sehr stark vom Thema der aerodynamischen bzw. geometrischen Optimierung (z.B. c_w -Wert Reduktion bei Autos oder Flugzeugen) sowie von Windeinwirkungen geprägt. Untersuchungen aerodynamischer Dämpfungseffekte von ebenen Strukturen (z.B. großflächige Glasfassaden oder Seilnetzfassaden) unter Explosionsbelastungen sind dem Verfasser nicht bekannt.

Stuart & Woodgate [194] untersuchen 1955 die aerodynamische Dämpfung von vibrierenden Kreiszyklindern und ermitteln logarithmische Dämpfungsdekremente, die sowohl von der Schwingungsamplitude als auch vom umgebenden Luftdruck abhängen. Typische aerodynamische Dämpfungswerte liegen bei etwa $\Lambda_a \approx 0,00223$ bzw. $\zeta_a \approx 0,035\%$. Zehn Jahre später analysieren *Stephens & Scavullo* [193] die aerodynamisch gedämpften Schwingungen einer Platte, die am Ende eines Stabes befestigt ist. Die untersuchten Grundeigenfrequenzen des Stab-Platten-Systems sind 3,8 und 21 Hz. Die Verfasser stellen ebenfalls eine Druck- und Amplitudenabhängigkeit der aerodynamischen Dämpfungseffekte fest. Typische Werte der aerodynamischen logarithmischen Dämpfungsdekremente betragen bis zu 0,01. Dies entspricht einer aerodynamischen *Lehrschen* Dämpfung von $\zeta_a \approx 0,16\%$.

Neuere experimentelle Untersuchungen stammen aus den Jahren 2009 von *Feng et al.* [71] und 2010 von *Larcher & Manara* [124]. *Feng et al.* beschäftigen sich mit dem dynamischen Tragverhalten von Seilnetzfassaden unter Windbeanspruchungen und untersuchen auch das Dämpfungsverhalten einer kleinen Seilnetzfassade (Abmessungen 2,78 m x 2,78 m). Dabei werden zunächst die Horizontal- und Vertikalseile vorgespannt, und es wird im Rahmen eines Ausschwingversuches das logarithmische Dämpfungsdekrement ermittelt. Anschließend werden die Glasscheiben montiert und ein zweiter Ausschwingversuch durchgeführt. *Feng et al.* haben festgestellt, dass die Dämpfung des Seilnetzes mit Glasscheiben ($\zeta \approx 3,74\%$) wesentlich größer ist als die Dämpfung des reinen Seilnetzes ohne Glasscheiben ($\zeta \approx 0,1\%$). Die Ursachen werden nicht diskutiert. Da die Montage der Glasscheiben die Steifigkeit des Seilnetzes nicht wesentlich verändert [71], kann davon ausgegangen werden, dass der erhöhte Dämpfungseinfluss auf aerodynamische Dämpfungseffekte zurückzuführen ist. Näherungsweise kann die aerodynamische Dämpfung zu $\zeta_a \approx 3,64\%$ (Differenz der Dämpfungsgrade Seilnetz mit/ohne Glasscheiben) ermittelt werden.

Larcher & Manara [124] haben 2010 zwei Versuche mit zwei verschiedenen Isolierverglasungen durchgeführt. Beide Isolierverglasungen werden im einem Stoßrohr mit einer Druckstoßwelle belastet, und es werden die Verformungen in Scheibenmitte gemessen. Die Verfasser ermitteln Dämpfungsgrade zwischen 5,5 und 11,1%. Allerdings ist eine klare Identifikation des aerodynamischen Dämpfungsanteiles nicht möglich. Auch ist davon auszugehen, dass die beobachtete Schädigung der Glasscheiben wesentlich zur Dämpfung beiträgt. In den numerischen Simulationen berechnen *Larcher & Manara* einen aerodynamischen Dämpfungsgrad von $\zeta_a \approx 5,6\%$.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass der aerodynamische Dämpfungseffekt umso größer ist, je leichter die Struktur, je geringer die maßgebende Eigenfrequenz und je größer die Schwingungsamplituden sind. Eine systematische, quantitative Erfassung aerodynamischer Dämpfungseffekte ist bisher – nach Kenntnis des Verfassers – für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Anwendungsfall nicht erfolgt. Diese Meinung wird von *Gong* [86] unterstützt, der in seiner Dissertation einen gekoppelten Fluid-Struktur-Löser entwickelt. Er weist darauf hin, dass die aerodynamische Dämpfung wesentlich zur Dämpfung beiträgt, jedoch nur unzureichend erforscht und verstanden ist. Aus diesem Grund werden im Folgenden analytische Ansätze entwickelt, die mit den experimentellen Beobachtungen verglichen werden. Dies trägt zu einem tieferen Verständnis aerodynamischer Dämpfungseffekte bei.

3.3 Physikalische Dämpfungsmodelle

In dieser Arbeit werden zwei unterschiedliche Ansätze zur Beschreibung von aerodynamischen Dämpfungseffekten betrachtet. Der erste Ansatz basiert auf einem wellenmechanischen Modell. Der zweite Ansatz lehnt sich an die Strömungsmechanik an. Beide Ansätze werden im Folgenden hergeleitet und diskutiert.

Anwendungsfälle sind nicht geometrisch aufwendige und damit aerodynamisch komplexe Strukturen, sondern geometrisch einfache Systeme wie z.B. großflächige, ebene

Fassaden oder großflächige Fenster, bei denen im Rahmen der in Abschnitt 3.2 skizzierten experimentellen Untersuchungen aerodynamische Dämpfungseffekte festgestellt werden konnten.

3.3.1 Ansatz 1: Wellenmechanisches Modell

Das grundlegende Prinzip des ersten aerodynamischen Dämpfungsmodells ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Eine starre Platte mit der spezifischen Masse m wird durch einen Druck p belastet und trifft auf die dahinter liegende Luft. Dies führt zur Ausbreitung einer Welle (Dichteschwankung) in der Luft, die sich mit konstanter Wellengeschwindigkeit c im Medium ausbreitet (in Luft: $c = 343 \text{ m/s}$). In der Zeitspanne Δt legt die Welle den Weg $\Delta x = c\Delta t$ zurück. Die spezifische Masse der betroffenen Luft beträgt $m_{\text{air}} = \rho\Delta x = \rho c\Delta t$.

Aufgrund der Kontinuitätsbedingung muss die Partikelgeschwindigkeit u_p der Luftteilchen gleich der Geschwindigkeit \dot{x} der Platte sein. Damit beträgt der spezifische Impuls

$$\Delta i = m_{\text{air}} u_p = m_{\text{air}} \dot{x} = \rho c \Delta t \dot{x}. \quad (3.7)$$

Die Grenzwertbetrachtung $\Delta t \rightarrow 0$ liefert den aerodynamischen Luftdruck $\Delta i / \Delta t = \rho c \dot{x}$. Um auch aerodynamische Effekte wie Ablösungen [170] näherungsweise erfassen zu können, wird der Widerstandsbeiwert c_D eingeführt, der experimentell, analytisch oder numerisch ermittelt werden muss (für eine starre Platte ist $c_D = 1$). Damit ergibt sich die spezifische aerodynamische Dämpfungskraft zu

$$d_a = c_D \rho c \dot{x}. \quad (3.8)$$

Für den Sonderfall linear elastischer Systeme kann auch

$$d_a = 2m\omega\zeta_a\dot{x} \quad (3.9)$$

geschrieben werden, wobei diese Formulierung dem bekannten Ansatz aus der Strukturdynamik folgt mit dem aerodynamischen *Lehrschen* Dämpfungsmaß

$$\zeta_a = \frac{c_D \rho c}{2m\omega} = \frac{c_D \rho c}{4\pi f m}. \quad (3.10)$$

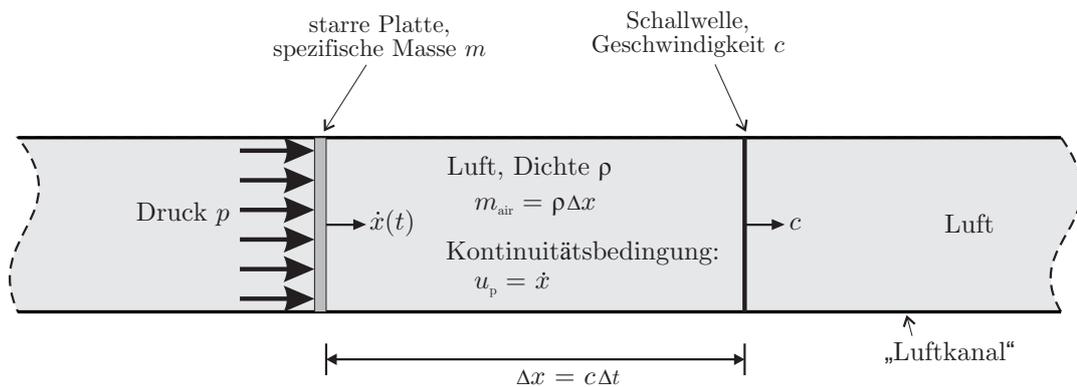


Abbildung 3.1: Wellenmechanisches Modell der aerodynamischen Dämpfung.

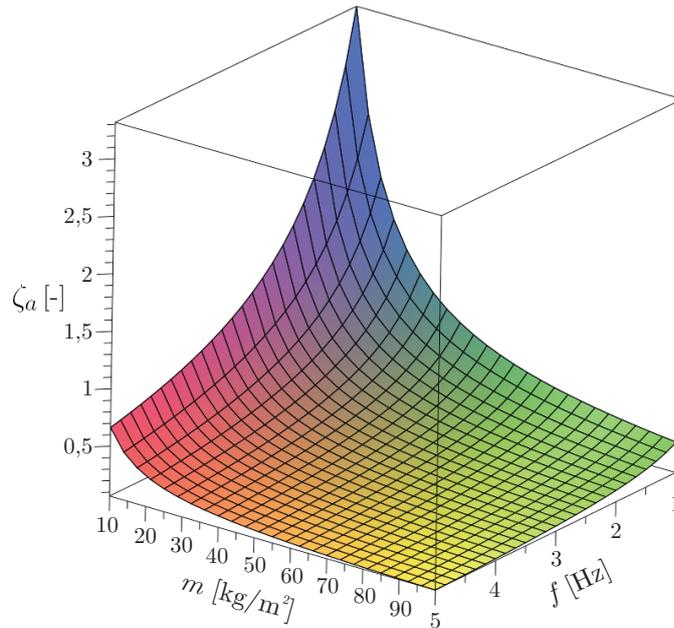


Abbildung 3.2: Dämpfungsgrad ζ_a für $c_D = 1$ in Abhängigkeit von der spezifischen Masse m und von der Eigenfrequenz f (Ansatz 1, wellenmechanisches Modell).

Abbildung 3.2 stellt das *Lehrsche* Dämpfungsmaß als Funktion von der spezifischen Masse m und von der Eigenfrequenz f für $c_D = 1$ dar. Für übliche Hochbauten ist die aerodynamische Dämpfung vernachlässigbar klein (siehe Tabelle 1.1 für einige ausgewählte Massen und Eigenfrequenzen). Mit abnehmender Masse und Eigenfrequenz steigt die aerodynamische Dämpfung jedoch erheblich an und erreicht Werte von bis zu 300% für sehr leichte und flexible Systeme. Selbst bei vorgespannten Seilnetzfassaden mit einer spezifischen Masse von etwa 50 kg/m^2 und einer Grundeigenfrequenz zwischen 0,5 und 3 Hz [152] wird die kritische Dämpfung ($\zeta = 100\%$) mit Werten zwischen $\zeta_a = 22,3\%$ für $f = 3 \text{ Hz}$ und $\zeta_a = 133,7\%$ für $f = 0,5 \text{ Hz}$ teilweise überschritten.

3.3.2 Ansatz 2: Strömungsmechanisches Modell

Im ersten Ansatz (Abbildung 3.1) wird eine eindimensionale Wellenausbreitung angenommen. Dies ist dann näherungsweise der Fall, wenn die belastete Struktur dieselben Abmessungen hat wie der dahinter liegende Luftraum, z.B. eine Seilnetzfassade im Eingangsbereich eines Gebäudes, wenn die Fassadenhöhe der Raumhöhe und die Fassadenbreite der Raumbreite entsprechen. Dies ist jedoch nur relativ selten der Fall. Häufiger schwingt ein Bauteil, z.B. ein Fenster, in einem relativ unbeschränkten Luftvolumen, z.B. in einem großen Raum. Dieser Fall ist schematisch in Abbildung 3.3 skizziert. Die Luftpartikel hinter der verformten Struktur können sich in alle Richtungen ausbreiten, und die Widerstandskraft der Luft beträgt nach [95]

3 Aerodynamische Dämpfung

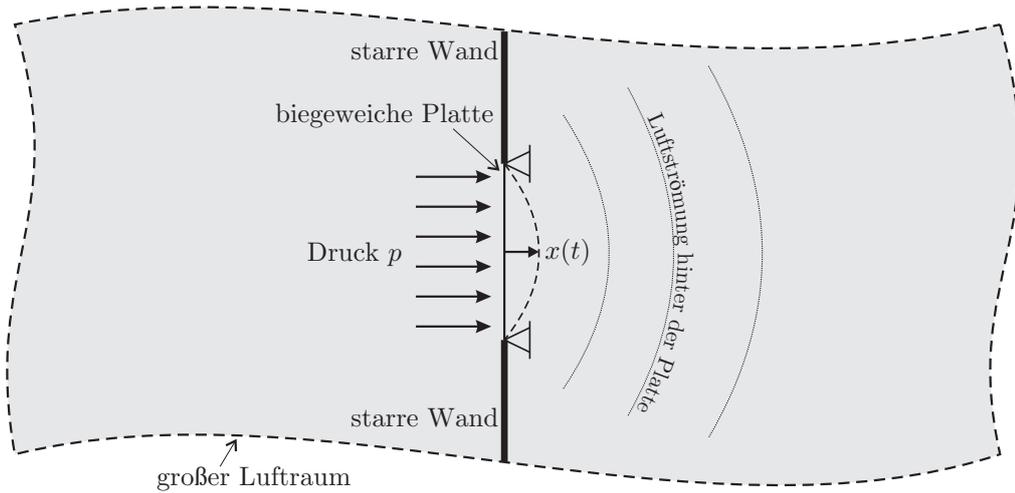


Abbildung 3.3: Strömungsmechanisches Modell der aerodynamischen Dämpfung.

$$F_a = c_f \frac{1}{2} \rho u_p^2 A. \quad (3.11)$$

c_f ist der Formbeiwert, ρ ist die Dichte der Luft, u_p ist die Geschwindigkeit der Luftpartikel und A ist die projizierte Fläche senkrecht zur Strömungsrichtung. Unter Berücksichtigung der Kontinuitätsbedingung $u_p = \dot{x}$ führt dies auf den mittleren aerodynamischen Widerstandsdruck

$$d_a = c_f \frac{1}{2} \rho |\dot{x}| \dot{x} = 2m\omega \zeta_a \dot{x} \quad (3.12)$$

mit

$$\zeta_a = \frac{c_f \rho |\dot{x}|}{4m\omega}, \quad (3.13)$$

der sich vom ersten Ansatz (3.10) unterscheidet, weil ζ_a nun eine Funktion der Strukturgeschwindigkeit $|\dot{x}|$ und nicht mehr proportional zur Schallgeschwindigkeit c ist. Typische Geschwindigkeiten liegen im Bereich zwischen 10 und 50 m/s, so dass der zweite Dämpfungsansatz (3.13) wesentlich geringere Dämpfungsgrade liefert als der erste Ansatz (3.10).

Dem strömungsmechanischen Ansatz liegt ein Materialtransport zugrunde, während der wellenmechanische Ansatz auf einen Impuls- und Energietransport basiert. Die beiden Ansätze sind zwei Thesen, die als oberen (Ansatz 1) und unteren (Ansatz 2) Grenzfall der aerodynamischen Dämpfung betrachtet werden können. Es wird angenommen, dass in Realität der aerodynamische Dämpfungseffekt wesentlich von der Raumanordnung und vom Luftvolumen hinter der Struktur abhängt. Eine experimentelle Validierung dieser Thesen steht jedoch aus. Die beiden Ansätze werden nun numerischen Simulationen gegenübergestellt und bewertet.

3.4 Numerische Untersuchungen

Im vorliegenden Abschnitt werden die Gültigkeit und die Anwendungsgrenzen der beiden aerodynamischen Dämpfungsmodelle untersucht. Dazu wird zunächst der erste wellenmechanische Ansatz mit Hilfe numerischer Hydrocode-Berechnungen mit *Ansys Autodyn 13.0* [4] untersucht und der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung auf die Verformungen und Geschwindigkeiten einer Platte ausgewertet. Anschließend wird das numerische Modell erweitert und der Einfluss des Luftvolumens hinter der schwingenden Struktur auf die Verformungen analysiert. Bei den Studien wird die Strukturdämpfung vernachlässigt ($\zeta_s = 0$), um die Wirkung der aerodynamischen Dämpfung klarer identifizieren zu können.

3.4.1 EFS-Modell zur Untersuchung des wellenmechanischen Dämpfungsmodells (1. Ansatz)

Zunächst wird der erste Dämpfungsansatz numerisch untersucht. Dies erfolgt mit Hilfe einer als Einfreiheitsgradschwinger (EFS) idealisierten Struktur. Das numerische Modell ist in Abbildung 3.4 skizziert. Die Luft wird als ideales Gas mit einer Dichte von $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$ und einem Isentropenexponenten von $\gamma = 1,4$ modelliert. Bei idealen Gasen werden die intermolekularen Wechselwirkungen sowie das Eigenvolumen der Moleküle vernachlässigt, so dass der Einfluss des Druckes auf die innere Energie und auf die spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und Volumen vernachlässigt wird. Sowohl die innere Energie als auch die Wärmekapazitäten sind dann nur von der Temperatur abhängig. Die Druckbelastung $p_{r0}(t)$ wirkt als Randbedingung direkt auf die starre Platte und wird über eine benutzerdefinierte *user subroutine* in *Autodyn 13.0* implementiert [5]. Für den Luftraum werden raumfeste, reduziert integrierte, lineare Kontinuumelemente (*Euler-Netz*) verwendet, während die Platte mit reduziert integrierten, linearen *Reissner-Mindlin*-Schalenelementen (*Lagrange-Netz*) modelliert wird (Abschnitt 2.4.1). Die Fluid-Struktur-Interaktion der Platte mit der umgebenden Luft erfolgt mit dem in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Algorithmus.

Die Auswertung der Druck- und Dichteänderungen in der Luft erfolgt an den Punkten P1 und P2. Der Abstand L zwischen der Platte im unverformten Zustand und den

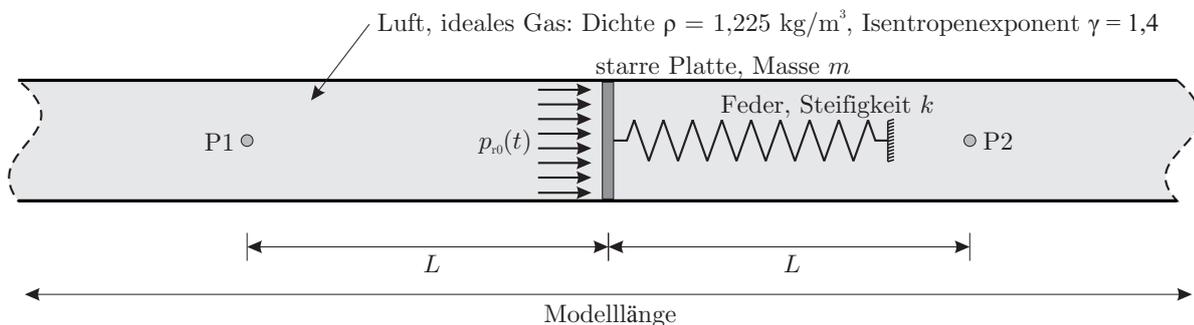


Abbildung 3.4: Modell zur Untersuchung der aerodynamischen Dämpfung.

Tabelle 3.1: Parameter für die Explosion von 100 kg TNT in verschiedenen Abständen R (Belastungsmodell nach Abbildung 2.11).

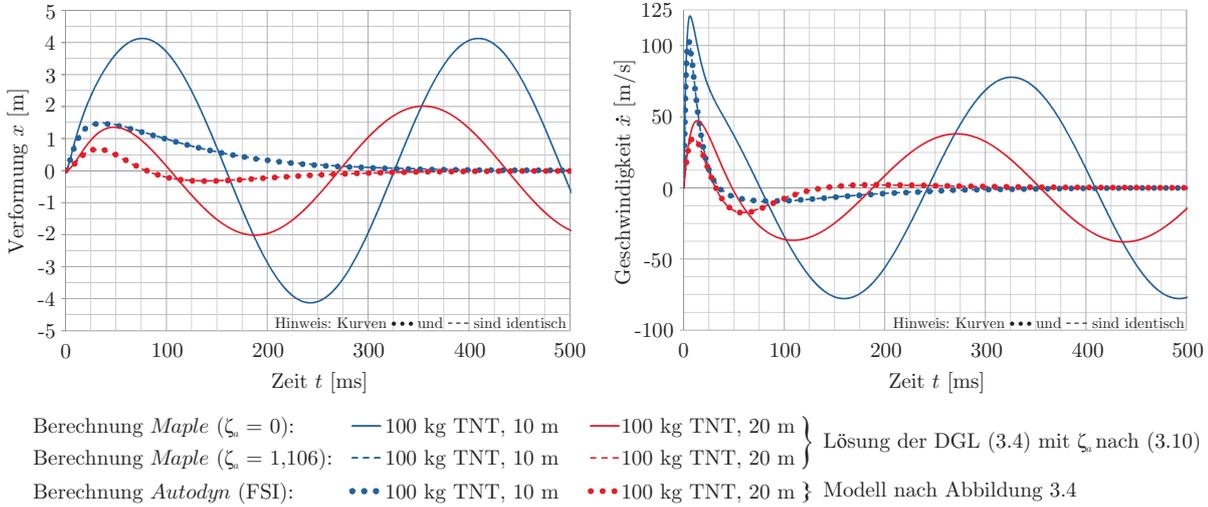
Parameter	Einheit	$R = 10$ m	$R = 20$ m	$R = 30$ m	$R = 40$ m	$R = 50$ m
Z	[m/kg ³]	2,154	4,309	6,463	8,618	10,772
\hat{p}_{10}	[kPa]	174,826	38,698	18,823	12,220	9,063
t_d	[ms]	6,12	14,06	18,794	21,282	22,609
α	[-]	1,12	0,861	0,738	0,662	0,609
c_r	[-]	3,187	2,310	2,155	2,102	2,076
c_r^-	[-]	1,691	1,796	1,830	1,848	1,858

Punkten P1 und P2 ist größer als die maximale Verformung der Platte, die von der gewählten Belastung abhängt. Die Gesamtlänge des Luftraums wird so gewählt, dass die Wellenreflexionen am Modellrand nicht die Schwingungen der Platte im Modellinneren beeinflussen. Im vorliegenden Fall wird nach einer Sensitivitätsanalyse eine Modelllänge von 200 m gewählt. Die Vernetzung am Modellrand ist jedoch wesentlich gröber als im Modellinneren mit einer Kantenlänge von 10 mm für die *Euler*- und *Lagrange*-Elemente. Alternativ kann auch eine „flow out“ Randbedingung bei Verwendung eines kleineren Modells verwendet werden [115, 171]. Vom Verfasser betreute Vorstudien [225] haben jedoch gezeigt, dass die in *Autodyn* bereitgestellten „flow out“ Randbedingung für das vorliegende Problem nicht geeignet ist. Mit einem größeren Modell werden bessere Berechnungsergebnisse generiert als mit mit einem kleineren Modell mit „flow out“ Randbedingungen.

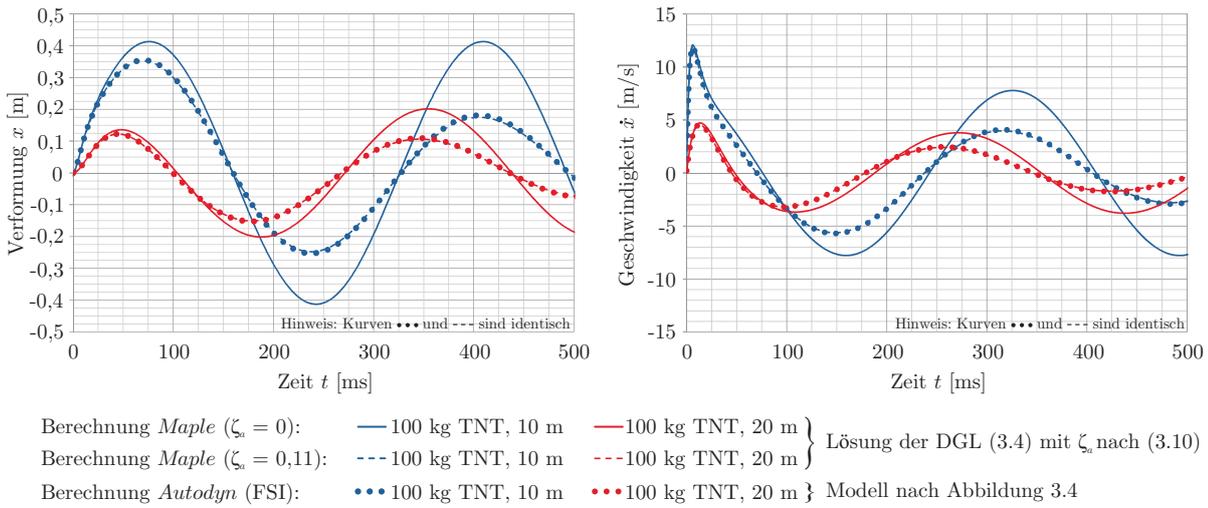
Für die vorliegende Studie werden fünf Explosionsszenarien gewählt, deren Parameter nach dem in Abschnitt 2.2 entwickelten Belastungsmodell berechnet werden und in Tabelle 3.1 zusammengefasst sind. Dabei handelt es sich um typische Bedrohungsszenarien, die mit ähnlichen Spitzenüberdruck- und Impuls-Werten in den entsprechenden Normen verankert sind (ein Überblick der in Normen verankerten Belastungsangaben folgt in Abschnitt 5.1).

Verformungen und Geschwindigkeiten Das in Abbildung 3.4 dargestellte Modell wird mit *Autodyn 13.0* berechnet. Es werden die Verformungen und Geschwindigkeiten der Platte ausgewertet. Die Berechnungsergebnisse werden der Lösung der linearen Differentialgleichung (3.4) unter Berücksichtigung des ersten Dämpfungsansatzes (ζ_a nach (3.10) mit $c_D = 1$) gegenübergestellt. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt mit dem Computeralgebra-System *Maple* [144]. Zusätzlich wird zum Vergleich die Lösung unter Vernachlässigung der Dämpfungseffekte ($\zeta_a = 0$) angegeben.

Ausgewählte Berechnungsergebnisse für die Explosionsszenarien von 100 kg TNT in 10 bzw. 20 m Entfernung sind in Abbildung 3.5 dargestellt (die Berechnungsergebnisse für die Abstände 30 – 50 m sind prinzipiell ähnlich, so dass auf deren Darstellung aus Übersichtsgründen verzichtet wird). Teilbild 3.5(a) stellt die Verformungen und Geschwindigkeiten für ein System mit einer Eigenfrequenz von 3 Hz und einer spezifischen



(a) Verformungen und Geschwindigkeiten für $f = 3 \text{ Hz}$ und $m = 10 \text{ kg/m}^2$.



(b) Verformungen und Geschwindigkeiten für $f = 3 \text{ Hz}$ und $m = 100 \text{ kg/m}^2$.

Abbildung 3.5: Verformungen und Geschwindigkeiten für zwei verschieden schwere Systeme (wellenmechanisches Dämpfungsmodell).

Masse von 10 kg/m^2 dar. Der aerodynamische Dämpfungsgrad beträgt in diesem Fall $\zeta_a = 1,106$ nach (3.10), und es kommt aufgrund der überkritischen Dämpfung zu einer aperiodischen Schwingung des EFS. Entsprechend deutlich ist der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung auf die maximalen Verformungen und Geschwindigkeiten.

Teilbild 3.5(b) stellt die Verformungen und Geschwindigkeiten für das schwerere System mit $m = 100 \text{ kg/m}^2$ dar. In diesem Fall ist $\zeta_a = 0,11$, und der aerodynamische Dämpfungseinfluss ist folglich wesentlich geringer. Auffallend ist in den Diagrammen, dass die Berechnungsergebnisse für den dargestellten analytischen Dämpfungsansatz (ζ_a nach (3.10)) und für eine aufwendigere, nichtlineare FSI-Berechnung mit *Autodyn* sehr ähnlich sind. Der Unterschied zwischen den entsprechenden Verformungskurven ist kaum zu erkennen, und der Unterschied beträgt immer weniger als 3%.

Es sei darauf hingewiesen, dass insbesondere für das in Abbildung 3.5(a) ausgewertete EFS-System die Verformungen sehr groß werden. Die maximale Verformung beträgt im ungedämpften Fall 4,13 m, wobei unter Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung der Spitzenwert der Verformung auf 1,48 m fällt. Beides sind Werte, die zunächst als „baupraktisch irrelevant“ erscheinen mögen. Bei leichten Membranstrukturen und großflächigen Seilnetzfassaden können die Spitzenverformungen jedoch bis zu 1/10 der Bauteilabmessung betragen. Bei einer 30 m hohen Seilnetzfassade betragen die Verformungen in der Mitte bis zu 3 m. Für weitere mögliche baupraktische Anwendungen sei an dieser Stelle bereits auf Kapitel 5 verwiesen.

Dynamische Lastfaktoren Wie bereits in Abschnitt 2.3 diskutiert, stellen Antwortspektren die Strukturantwort (z.B. Verschiebung) als Funktion der (ggf. normierten) Grundeigenfrequenz dar. In Abschnitt 2.3.3 wurden mit Hilfe von Antwortspektren quantitative und qualitative Abgrenzungskriterien für die Berücksichtigung oder Vernachlässigung der Sogphase hergeleitet. Mit demselben Prinzip können lineare Antwortspektren für den Einfluss der aerodynamischen Dämpfung berechnet werden. Dazu wird die zugrunde liegende Bewegungsgleichung (3.4) über einen großen Frequenzbereich für die in Tabelle 3.1 aufgelisteten Explosionsszenarien gelöst und der dynamische Lastfaktor nach (2.45) berechnet,

$$\text{DLF} = \frac{\max[|x(t)|]}{x_{\text{stat}}} = \frac{|x_{\text{max}}|}{\hat{p}_{r0}/k}. \quad (3.14)$$

In Abbildung 3.6 sind beispielhaft zwei lineare Antwortspektren dargestellt, wobei auf der vertikalen Achse das Verhältnis der dynamischen Lastfaktoren mit (DLF für $c_D = 1$) und ohne (DLF für $c_D = 0$) Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung aufgetragen ist.

Der sehr starke aerodynamische Dämpfungseinfluss ist deutlich zu erkennen. Für kleine Zeitverhältnisse t_d/T (also eher flexible Systeme mit großen Eigenperioden T) ist der dynamische Lastfaktor mit Dämpfungsansatz wesentlich geringer als der dynamische Lastfaktor ohne Dämpfungsansatz. Mit steigender Masse und größer werdendem Verhältnis t_d/T sinkt der aerodynamische Dämpfungseinfluss. Je größer der skalierte Abstand Z ist, desto stärker beeinflusst die aerodynamische Dämpfung den dynamischen Lastfaktor. Bereits jetzt sei darauf hingewiesen, dass dieser extreme Dämpfungseinfluss

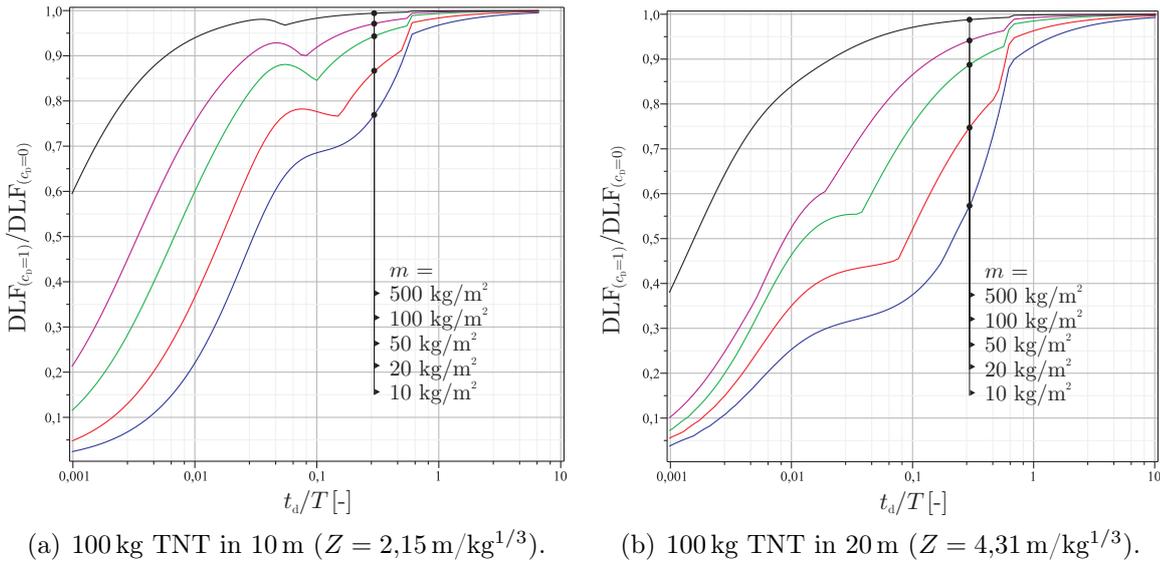


Abbildung 3.6: Antwortspektren unter Berücksichtigung der Sogphase und der aerodynamischen Dämpfung (1. Ansatz).

an realen Bauteilen so nur unter bestimmten Bedingungen erwartet werden kann. Dies wird genauer im folgenden Abschnitt 3.4.2 diskutiert.

Druck- und Dichteentwicklung in der Luft Als Folge der zum Teil sehr großen Strukturverformungen wird die Luft hinter der Struktur komprimiert, und es entsteht eine Druckwelle. Dieser grundlegende Effekt wurde von *Gebbeken & Döge* [80] diskutiert und ist nur bei leichten, flexiblen Strukturen unter großen Verformungen von praktischer Bedeutung. Man stelle sich eine großflächige Seilnetzfassade vor, die sich unter einer Explosionsbelastung sehr stark verformt. Dann entsteht hinter der Fassade eine Druckwelle, die auf die dahinterliegende Struktur bzw. Inneneinrichtung trifft und einen entsprechenden Schaden verursachen kann. Dieser Effekt soll im vorliegenden Abschnitt näher beleuchtet werden.

In Abbildung 3.7 ist die Druckänderung der Luft in einem Abstand von $L = 80 \text{ cm}$ vor (P1) und hinter (P2) der Struktur gegenüber die Zeit aufgetragen. Im Diagramm dargestellt sind auch der einfallende Spitzenüberdruck $p_{10}(t)$ und der aerodynamische Luftdruck $c_D \rho c \dot{x}(t)$ für $c_D = 1$. Während $p_{10}(t)$ bei $t = 0$ einen abrupten Anstieg hat und dann bei $t = 14 \text{ ms}$ vom Überdruck- in den Unterdruckbereich wechselt, verläuft die Druckentwicklung hinter der Struktur im Auswertepunkt P2 anders. Der Spitzenüberdruck ist mit $15,7 \text{ kPa}$ deutlich geringer als der Spitzenüberdruck der einfallenden Stoßwelle mit $\hat{p}_{10} = 38,7 \text{ kPa}$. Die Zeitdauer der Überdruckphase ist ebenfalls deutlich länger (ca. 30 ms). Erkennbar ist auch, dass der erste aerodynamische Dämpfungsansatz $d_a = c_D \rho c \dot{x}$ diesen Druckverlauf sehr gut widerspiegelt. Vor der Struktur im Punkt P1 bildet sich ein im Vergleich zu P2 symmetrischer Druckzustand aus (zuerst eine Unter-, dann eine Überdruckphase).

3 Aerodynamische Dämpfung

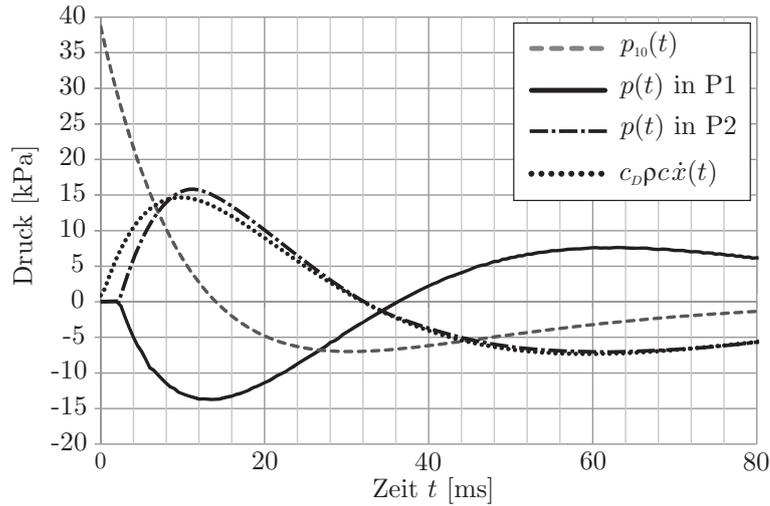


Abbildung 3.7: Vergleich von Druck-Zeit-Verläufen ausgewertet vor / hinter der Platte (System: $f = 3$ Hz, $m = 10$ kg/m², Explosion: 100 kg TNT in 20 m Entfernung).

Durch Umstellung der Bewegungsgleichung (3.4) erhält man den auf die Struktur wirkenden reflektierten Druck-Zeit-Verlauf:

$$\ddot{x} + 2\omega\zeta_s\dot{x} + \omega^2x = \frac{p_{r0}(t)}{m} - 2\omega\zeta_a\dot{x} = \frac{p_{r0}^{\text{Struktur}}(t)}{m} \quad (3.15)$$

bzw.

$$p_{r0}^{\text{Struktur}}(t) = p_{r0}(t) - c_D\rho c\dot{x}(t) = p_{r0}(t) - 2\omega m\zeta_a\dot{x} \quad (3.16)$$

Der auf die Platte aufgebrachte reflektierte Überdruck $p_{r0}(t)$ wird zum Teil von der Luft aufgenommen, so dass auf das System der Differenzdruck $p_{r0}^{\text{Struktur}}(t)$ wirkt.

3.4.2 Übergang vom wellenmechanischen zum strömungsmechanischen Dämpfungsmodell (2. Ansatz)

Um den Übergang vom ersten, wellenmechanischen Dämpfungsansatz zum zweiten, strömungsmechanischen Dämpfungsansatz zu untersuchen, wird das numerische Modell erweitert. Statt eines Feder-Masse-Systems wird nun die in Abbildung 3.8 skizzierte schmale, flexible Platte mit einer Breite von 3 cm und einer Höhe von $h = 1$ m modelliert. Die Platte wird mit reduziert integrierten, linearen *Reissner-Mindlin*-Schalenelementen modelliert und verhalte sich linear elastisch (E-Modul $E = 210$ GPa, Querkontraktionszahl $\mu = 0,3$). Ähnlich wie im obigen numerischen Modell werden für den Luftraum raumfeste, reduziert integrierte Kontinuums-elemente mit linearen Verschiebungsansätzen verwendet, und die Fluid-Struktur-Interaktion erfolgt mit dem in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Algorithmus. Es handelt sich im Wesentlichen um ein vereinfachtes 2D-Modell zur Untersuchung der aerodynamischen Dämpfungseffekte. Die Berechnungszeit liegt trotz des vergleichsweise kleinen Modells bei ca. 2 Tagen für etwa 180.000 Elemente und wird maßgeblich durch den FSI-Algorithmus bestimmt.

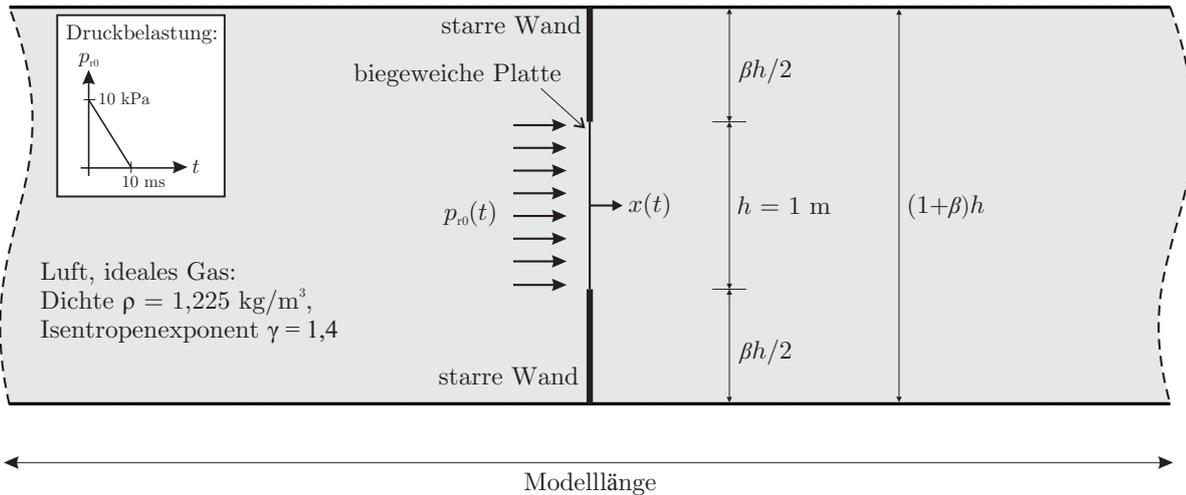


Abbildung 3.8: Modell zur Untersuchung der aerodynamischen Dämpfung: Übergang vom wellenmechanischen ($\beta = 0$) zum strömungsmechanischen ($\beta \rightarrow \infty$) Ansatz.

Ausgewertet werden im Folgenden die Verformungen $x(t)$ in Plattenmitte für verschiedene β -Werte, mit dem das Luftraumvolumen variiert wird. Für $\beta = 0$ entspricht das Modell in Abbildung 3.8 prinzipiell dem EFS-Modell in Abschnitt 3.4.1. Für die Modelllänge werden 200 m gewählt, und die Elementgröße beträgt 10 mm für die Schalen- und für die Volumenelemente. Als Belastung wirke ein linear abfallender Druck-Zeit-Verlauf, der ebenfalls in Abbildung 3.8 dargestellt ist.

Die Verformungen $x(t)$ sind in Abbildung 3.9 für verschiedene β -Werte dargestellt. Zusätzlich sind die Verformungen des Ersatz-EFS-Modells und die Berechnungsergebnisse einer *Autodyn*-Simulation ohne Abbildung der umgebenden Luft (also unter Vernachlässigung der aerodynamischen Dämpfung) angegeben. Auf die detaillierte Herleitung des linearen Ersatz-EFS-Modells wird an dieser Stelle verzichtet und auf die Standardliteratur verwiesen [22, 117, 210].

Für $\beta = 0$ stimmen die Ergebnisse der vollständigen FSI-Berechnung mit *Autodyn* sehr gut mit denen des analytischen EFS-Modells unter Verwendung des ersten Dämpfungsansatz nach (3.10) überein. Für steigende β -Werte wird die maximale Verformung größer und die Schwingung wird weniger gedämpft. Für $\beta = 4$ ist der Dämpfungseinfluss auf die erste Verformungsamplitude gering.

Schließlich sind die Verformungen einer *Autodyn*-Simulation bei Verwendung einer „flow out“ Randbedingung an allen Modellrändern des *Euler*-Netztes dargestellt. Damit kann näherungsweise ein unendlich großes Luftvolumen abgebildet werden. Allerdings handelt es sich bei dieser numerischen Randbedingung nicht um eine ideale Fernfeldrandbedingung. Die Entwicklung entsprechend allgemein gültiger Fernfeldrandbedingungen ist zur Zeit Gegenstand der Forschung und weder in *Autodyn* noch in *LS-Dyna* implementiert. Der unrealistische Einfluss der „flow out“ Randbedingung zeigt sich in Abbildung 3.9 daran, dass die zweite und dritte Schwingungsamplitude der entsprechenden Simulation (graue Kurve) größer als beim umgedämpften Referenzmodell ohne aerodynamische

3 Aerodynamische Dämpfung

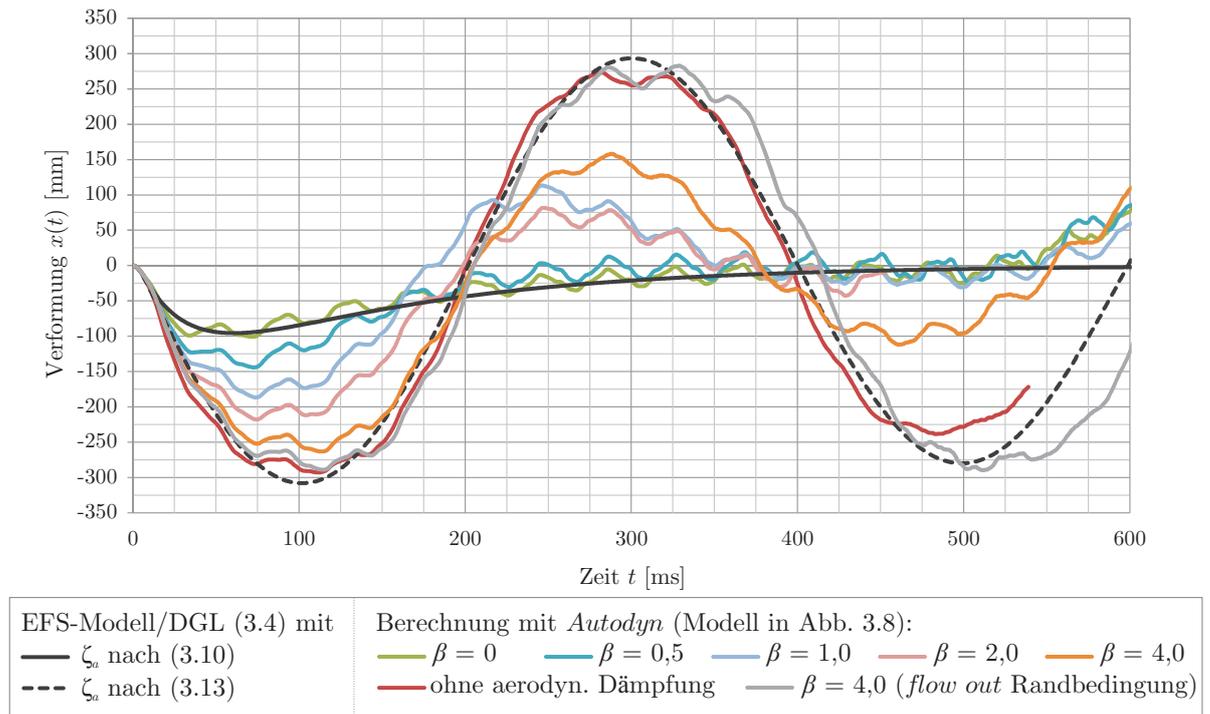


Abbildung 3.9: Verformungen $x(t)$: Übergang vom ersten zum zweiten aerodynamischen Dämpfungsansatz für steigende β -Werte.

Dämpfung (rote Kurve) ist. Der Einfluss auf die erste Schwingungsamplitude ist sehr gering.

3.5 Zusammenfassung und Bewertung

Dieses Kapitel untersucht aerodynamische Dämpfungseffekte. Dazu werden zunächst zwei analytische Dämpfungsmodelle aufgestellt, die anschließend mit numerischen Berechnungsergebnissen exemplarisch verglichen werden. Der Übergang vom ersten, wellenmechanischen zum zweiten, strömungsmechanischen Dämpfungsmodell lässt sich durch die numerischen Simulationen gut abbilden.

Beide Dämpfungsansätze haben ihre Berechtigung, und es wird gezeigt, dass der an einem realen Bauteil auftretende Dämpfungseffekt vor allem vom Luftraumvolumen vor und hinter dem Bauteil abhängt. Ist der Querschnitt des schwingenden, flexiblen Bauteils gering (z.B. Fenster) im Vergleich zum Querschnitt des sich dahinter befindlichen Luftvolumens (das durch angrenzende Decken und Wände begrenzt wird), so kann der zweite Dämpfungsansatz den eher geringen aerodynamischen Dämpfungseffekt abbilden. Der aerodynamische Dämpfungseffekt steigt deutlich an, wenn der Querschnitt des schwingenden, flexiblen Bauteils größer wird. Dies wäre z.B. der Fall für eine großflächige Seilnetzfassade im Eingangsbereich eines Gebäudes. Bei zunehmender Angleichung der

Querschnitte des schwingenden Bauteils und des Luftvolumens bildet der erste aerodynamische Dämpfungsansatz die erheblichen Dämpfungseffekte gut ab.

Für beide Dämpfungsansätze gilt, dass die aerodynamische Dämpfung umso größer wird, je geringer die Eigenfrequenz und die Masse die betrachteten Bauteils sind. Die Antwortspektren in Abbildung 3.6 zeigen, dass der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung auf die maximalen Verformungen um so größer ist, je größer der skalierte Abstand Z des Explosionsszenarios ist.

Einschränkend muss gesagt werden, dass in den durchgeführten numerischen Studien nur ein- und zweidimensionale Modelle untersucht werden. Weitere Studien unter Berücksichtigung der dritten Dimension wären notwendig, um verifizierte Empfehlungen für die anzusetzende aerodynamische Dämpfung geben zu können. Auf der sicheren Seite liegend kann die aerodynamische Dämpfung vernachlässigt werden. Soll sie jedoch numerisch erfasst werden, so kommt der Modellierung des Luftvolumens große Bedeutung zu. Ein zu kleines Luftvolumen kann die aerodynamische Dämpfung überschätzen, während ein zu großes Luftvolumen (insbesondere unter Verwendung von „flow out“ Randbedingungen) die Dämpfungseffekte eher unterschätzen wird. Der Übergang zwischen beiden Effekten ist fließend.

Der Übergang vom ersten zum zweiten Dämpfungsansatz könnte durch Variation des Koeffizienten c_D approximiert werden. Auf Basis weiterer numerischer Simulationen, die jedoch den Rahmen der vorliegenden Arbeit überschreiten, könnte eine funktionale Beziehung zwischen c_D und β aufgestellt werden, um mit einem Dämpfungsansatz einen großen Anwendungsbereich abzudecken. Für $\beta = 0$ ist $c_D = 1$, und für $\beta \rightarrow \infty$ ist $c_D \approx 0$.

Die kurze Auswertung experimenteller Untersuchungen in Abschnitt 3.2 zeigt, dass aerodynamische Dämpfungseffekte eher gering sind. Bei allen Experimenten war jedoch auch das Luftvolumen relativ groß, so dass die experimentell ermittelten Dämpfungswerte qualitativ durch die vorliegenden numerischen Untersuchungen bestätigt werden.

4 Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Bauteilen

Die Reflexion von Stoßwellen an starren Oberflächen kann experimentell, analytisch und numerisch beschrieben werden und ist ausführlich in der in Abschnitt 1.2.1 diskutierten Literatur dargestellt. Bei quasi-starren Oberflächen werden Interaktionseffekte vernachlässigt und die Lastermittlung kann getrennt von der dynamischen Strukturanalyse erfolgen (Kapitel 2), da die Belastung vom dynamischen Strukturverhalten entkoppelt ist. Diese Annahme ist bei den üblichen Stahlbeton- und Stahl-Hochbauten gerechtfertigt. Großflächige Seilnetzfassaden oder Membransysteme sind jedoch relativ leichte und flexible Strukturen und verfügen über vergleichsweise geringe Eigenfrequenzen (flexible Systeme). Somit sind die Verformungen flexibler Systeme deutlich größer als die von relativ steifen Konstruktionen. Durch die Bewegung der Struktur entzieht sich diese der wirkenden Belastung und beeinflusst dadurch wiederum den zeitlichen Belastungsverlauf. Es handelt sich somit um eine nichtlineare, gekoppelte Fluid-Struktur-Interaktion (FSI). Aerodynamische Dämpfung trägt dabei zur Dämpfung der Strukturbewegung bei. Die Fluid-Struktur-Interaktion und die aerodynamische Dämpfung beeinflussen maßgeblich den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf, der auf ein flexibles System einwirkt. Bei schweren oder sehr steifen Systemen sind diese Effekte von untergeordneter Bedeutung und werden deshalb üblicherweise vernachlässigt.

In diesem Kapitel werden die Auswirkungen der Fluid-Struktur-Interaktion unter Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung genauer analysiert. Dabei werden die folgenden Fragen untersucht:

- Beeinflusst ein flexibles Strukturverhalten den Reflexionsfaktor bzw. den reflektierten Spitzenüberdruck?
- Wie beeinflusst ein flexibles Verhalten den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf?
- Bei welchen Eigenfrequenzen und spezifischen Massen wirken sich der FSI-Einfluss und die aerodynamische Dämpfung aus? Lassen sich qualitative und quantitative Abgrenzungskriterien entwickeln?
- Kann das dynamische Strukturverhalten für Sonderfälle von den fluiddynamischen Effekten entkoppelt werden?

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden zunächst ausgewählte Grundlagen der starren Reflexion und bekannte FSI-Modelle für den vorliegenden Anwendungsbereich diskutiert. Basierend auf diesen Ansätzen wird ein neues FSI-Modell entwickelt, indem

für den Grenzfall einer schwachen Stoßwelle (d.h. Reflexionsfaktor $c_r \approx 2$) die Grundgleichungen der Fluidbewegung und der Strukturmechanik gekoppelt und numerisch gelöst werden. Für stärkere Stoßwellen mit einem Reflexionsfaktor $c_r \gg 2$ können die gekoppelten FSI-Gleichungen nicht mehr analytisch gelöst werden. Es wird ein auch in der Praxis handhabbares Ersatzmodell entwickelt, mit dem grundlegende lineare und nichtlineare Effekte analysiert werden können.

4.1 Reflexion von Luftstoßwellen an starren Oberflächen

Bevor auf die Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Systemen eingegangen wird, werden in Ergänzung zu Abschnitt 2.2.3 kurz die Grundlagen der Reflexion von Stoßwellen an starren Oberflächen zusammenfassend dargestellt. Für eine ausführliche Herleitung der Grundgleichungen wird auf [3, 47, 79] verwiesen.

Zur Beschreibung der Reflexion von Stoßwellen an senkrechten Flächen eignet sich das Modell einer sich bewegenden Welle in ruhender Luft. Abbildung 4.1 illustriert die Reflexion und stellt die Bewegung der Luftpartikel schematisch im Ort-Zeit-Diagramm dar. Die Stoßfront bewegt sich mit der Geschwindigkeit u_s und trifft auf die vor der Stoßwelle ruhende Luft im Ausgangszustand 0. Im Ausgangszustand herrscht der Umgebungsdruck $p_0 = 101,3 \text{ kPa}$, die Dichte beträgt $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ (bei 15°C) und die Luftteilchen sind in Ruhe; deren Partikelgeschwindigkeit ist also $u_{p0} = 0$. Zum Zeitpunkt t_1 befindet sich die Stoßfront an der Stelle $x_1 = u_s t_1$. Direkt hinter der Stoßfront im Zustand 1 herrscht der Druck p_1 und die Luftpartikel haben die Geschwindigkeit $u_{p1} < u_s$. Sowohl die Geschwindigkeit u_s der Stoßfront als auch die Partikelgeschwindigkeit u_{p1} hinter der Stoßfront sind Funktionen von p_0 , ρ_0 und p_1 .

Zum Zeitpunkt t_2 trifft die Stoßwelle auf die starre Oberfläche und wird vollständig reflektiert. Die Luftteilchen haben direkt an der Wand die Geschwindigkeit Null. Die Welle wird reflektiert und bewegt sich nun mit der Geschwindigkeit $u_{sr} < u_s$ nach links. Zur Zeit t_3 befindet sich die reflektierte Stoßfront am Ort $x_3 = u_s t_2 + u_{sr}(t_3 - t_2)$.

Ebenfalls dargestellt im Ort-Zeit-Diagramm in Abbildung 4.1 ist die Bewegung der Luftpartikel (gestrichelte Linie), deren Geschwindigkeit $u_{p0} = 0$ bzw. u_{p1} beträgt. Die Luftteilchen sind solange in Ruhe, bis die Stoßwelle sie erreicht. Anschließend werden sie beschleunigt und bewegen sich dann mit der Geschwindigkeit u_{p1} in Richtung der Wand. Die Bewegung erfolgt solange, bis die Partikel der reflektierten Stoßfront begegnen, die die Luftteilchen wieder zum Stehen bringt. Hinter der reflektierten Stoßfront im Zustand R haben die Luftpartikel die Geschwindigkeit 0 und es herrscht der reflektierte Druck p_r .

Die mathematische Beschreibung der Reflexion erfolgt mit Hilfe der grundlegenden physikalischen Bilanzgleichungen und deren Anwendung auf ein Kontrollvolumen an der reflektierten Stoßfront [3]. Für die Massenbilanz ergibt sich

$$\rho_1(u_{sr} + u_{p1}) = \rho_r u_{sr}, \quad (4.1)$$

4.1 Reflexion von Luftstoßwellen an starren Oberflächen

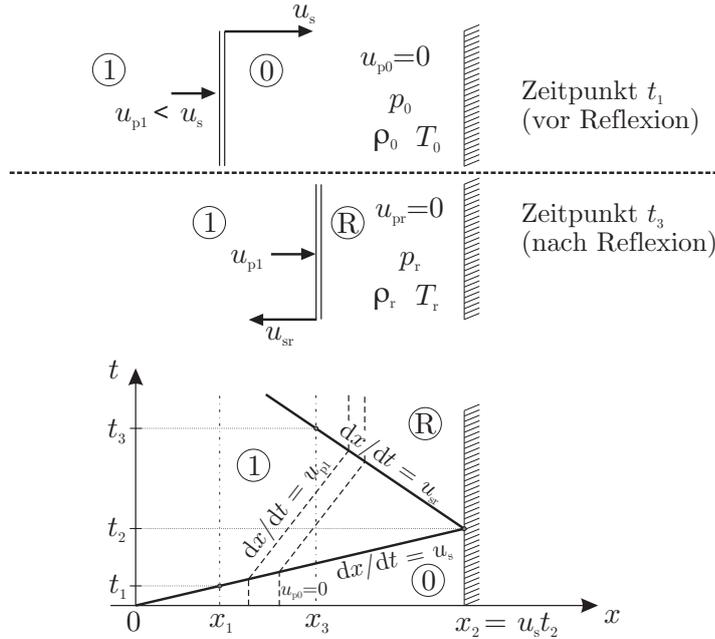


Abbildung 4.1: Schema der senkrechten Reflexion in Anlehnung an [3].

für die Impulsbilanz

$$p_1 + \rho_1(u_{sr} + u_{p1})^2 = p_r + \rho_r u_{sr}^2 \quad (4.2)$$

und für die Energiebilanz

$$\frac{1}{2}(u_{sr} + u_{p1})^2 + e_1 + \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2}u_{sr}^2 + e_r + \frac{p_r}{\rho_r} \quad (4.3)$$

mit e als spezifische innere Energie. $(u_{sr} + u_{p1})$ ist die Geschwindigkeit der Luft vor der Stoßfront relativ zur Welle und u_{sr} die Geschwindigkeit der Luft hinter der Stoßfront relativ zur Welle.

Die Kombination der drei Bilanzgleichungen liefert unter Berücksichtigung der Zustandsgleichung für Luft [79],

$$p = (\gamma - 1)\rho e, \quad (4.4)$$

eine Beziehung zwischen dem Druckverhältnis p_1/p_0 der einfallenden Stoßwelle und dem Druckverhältnis p_r/p_1 der reflektierten Stoßwelle:

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{(3\gamma - 1)\frac{p_1}{p_0} - (\gamma - 1)}{(\gamma - 1)\frac{p_1}{p_0} + (\gamma + 1)}. \quad (4.5)$$

γ ist der in Abschnitt 2.2.3 eingeführte Isentropenexponent, der für Luft etwa 1,4 beträgt. Mit $\gamma = 1,4$ und $p_1 = \hat{p}_{10} + p_0$ folgt

$$\frac{p_r}{p_1} = \frac{8p_1 - p_0}{p_1 + 6p_0} = \frac{8\hat{p}_{10} + 7p_0}{\hat{p}_{10} + 7p_0}. \quad (4.6)$$

Der reflektierte Spitzenüberdruck ist nach (2.36) $\hat{p}_{r0} = p_r - p_0$, und kann auch mit Hilfe des Reflexionsfaktors c_r nach (2.32) berechnet werden, $\hat{p}_{r0} = c_r \hat{p}_{10}$.

4.2 Grundlagen und bekannte FSI-Modelle

In diesem Abschnitt wird zunächst anschaulich dargestellt, wie sich die Reflexion einer Stoßwelle an einer starren Oberfläche, die sich mit einer konstanten Geschwindigkeit u_b bewegt, auf die thermodynamischen Zustandsgrößen Druck, Dichte und Temperatur auswirkt. Anschließend werden zwei aus der Literatur bekannte FSI-Modelle vorgestellt und diskutiert.

Der Einfluss einer sich bewegenden Reflexionsfläche ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Dieser Fall kann durch eine Koordinatentransformation in den bereits in Abschnitt 4.1 analysierten Fall der senkrechten Reflexion überführt werden: Bewegt sich ein unabhängiger Beobachter zusammen mit der Reflexionsfläche \mathfrak{S} mit der Geschwindigkeit u_b , so hat die Stoßwelle die dazu relative Geschwindigkeit

$$v_0 = u_s - u_b, \quad (4.7)$$

wobei u_s die Geschwindigkeit der Stoßwelle bezeichnet. Aufgrund der Kontinuitätsbedingung ist die Geschwindigkeit der Luftpartikel gleich der Geschwindigkeit der Reflexionsfläche \mathfrak{S} .

Der einfallende Spitzendruck p_1 kann auch in Abhängigkeit von der *Mach*-Geschwindigkeit der einfallenden Stoßfront formuliert werden [3, 47]:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad \text{bzw. für } \gamma = 1,4: \quad \frac{p_1}{p_0} = \frac{7M_0^2 - 1}{6} \quad (4.8)$$

mit der *Mach*-Geschwindigkeit

$$M_0 = \frac{v_0}{c_0} = \frac{u_s - u_b}{\sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}}. \quad (4.9)$$

c_0 ist die Schallgeschwindigkeit und beträgt in Luft 340,3 m/s bei 15°C. Die Herleitung von (4.8) erfolgt über die Anwendung der Bilanzgleichungen für Masse, Impuls und Energie unter Berücksichtigung der Zustandsgleichung für ideale Gase und ist ausführlich in [47] dargestellt.

Für $u_b \geq u_s$ kommt es offensichtlich zu keiner Reflexion der Stoßwelle. (In diesem Fall bilden sich zwei gegenläufige Verdünnungswellen [206], die jedoch im Rahmen der betrachteten Anwendung von untergeordnetem Interesse sind und deshalb nicht betrachtet werden.) In allen anderen Fällen, $u_b < u_s$, führt die sich bewegende Reflexionsfläche \mathfrak{S} zu einer Reduktion der relativen Geschwindigkeit v_0 und damit der *Mach*-Geschwindigkeit M_0 der einfallenden Stoßwelle. Mit abnehmender *Mach*-Geschwindigkeit M_0 sinkt nach (4.8) auch der Spitzendruck p_1 , wodurch sich ebenfalls die Temperatur und die Dichte der komprimierten Luft an der Stoßfront reduzieren [3]. Mit abnehmendem Spitzendruck p_1 sinkt auch der Reflexionsfaktor c_r (2.33) und damit der reflektierte Spitzendruck p_r bzw. der reflektierte Spitzenüberdruck \hat{p}_{r0} .

Die technische Realisierung sich bewegender Strukturen ist in der Luft- und Raumfahrttechnik nichts Außergewöhnliches, im Bauingenieurwesen aber nicht praktikabel. Dynamisch angeregte reale Bauten bzw. Bauteile schwingen jedoch und erfahren eine

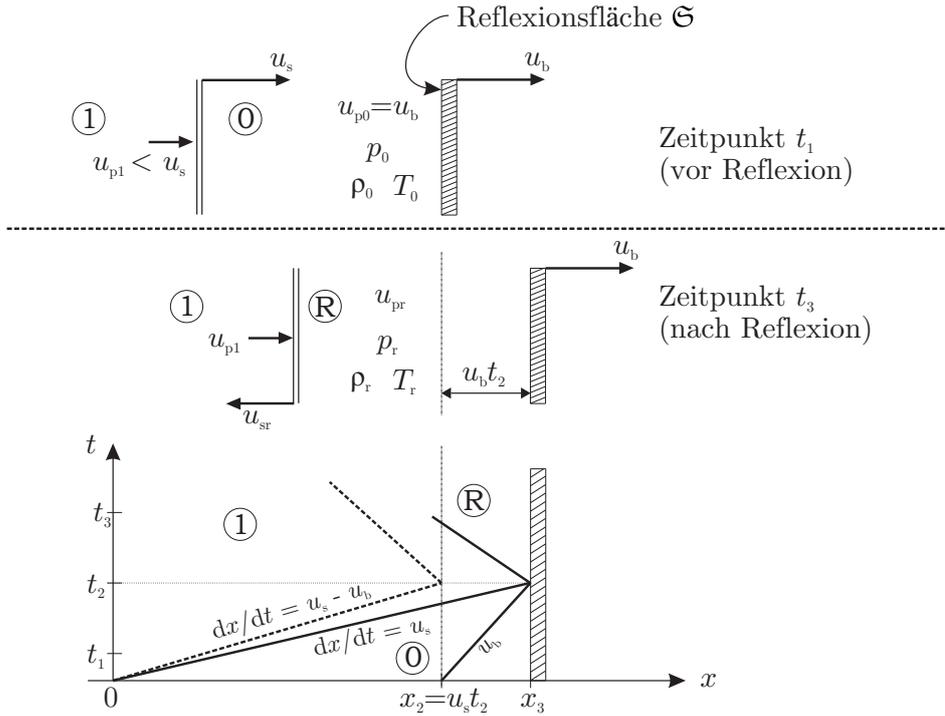


Abbildung 4.2: Schema der senkrechten Reflexion an einer sich mit der konstanten Geschwindigkeit u_b bewegenden Reflexionsfläche \mathfrak{S} .

zeitabhängige Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$, die sich aus der Lösung der Bewegungsgleichung ergibt. Diese Schwingungsgeschwindigkeit beeinflusst somit auch maßgeblich den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf, der auf das System wirkt.

Beim Auftreffen einer Stoßwelle auf ein Bauteil ist dieses in Ruhe. Die mathematischen Randbedingungen sind entsprechend $x(t = 0) = 0$ und $\dot{x}(t = 0) = 0$. Zum Zeitpunkt der Reflexion, $t = 0$, bewegt sich die Struktur nicht. Der reflektierte Spitzenüberdruck \hat{p}_{r0} ist somit unabhängig von den Struktureigenschaften (nicht jedoch von den Materialeigenschaften wie *Gebbecken & Döge* in [79] zeigen). Gleiches gilt für den Reflexionsfaktor c_r . Ein flexibles Systemverhalten beeinflusst damit *nicht* den Reflexionsfaktor und den reflektierten Spitzenüberdruck. Erst für $t > 0$ erfährt das Bauteil eine belastungs- und systemabhängige Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$, die dann – in Abhängigkeit von den Struktureigenschaften Masse und Steifigkeit – den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf und den reflektierten Impuls beeinflusst.

Ziel wird es nun sein, einen Zusammenhang zwischen der Bewegung des Systems $x(t)$ bzw. der Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ und dem auf das System wirkenden Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}(t)$ zu ermitteln. Dieser Zusammenhang ist hochgradig nichtlinear. Für den Sonderfall der schwachen Reflexion gelingt es jedoch, eine analytische Lösung herzuleiten, mit der bereits wichtige Phänomene sowie grundlegende Aspekte der Fluid-Struktur-Interaktion und der aerodynamischen Dämpfung dargestellt und analysiert werden können.

4.2.1 Taylor-Modell

Taylor hat während des zweiten Weltkrieges die Interaktion von explosionsinduzierten Wasserstoßwellen mit monolithischen Platten untersucht [197]. Im Gegensatz zu Luftstoßwellen breiten sich Wasserstoßwellen annähernd mit Schallgeschwindigkeit aus. Die Schallgeschwindigkeit in Wasser ist mit 1483 m/s deutlich größer als die Schallgeschwindigkeit in Luft (ca. 340,3 m/s). Auch verhält sich Wasser deutlich inkompressibler als Luft.

Taylor's Theorie basiert auf den beiden folgenden wesentlichen Annahmen: (1) das Volumen des Mediums, in dem sich die Stoßwelle ausbreitet (z.B. Wasser), ändert sich nur geringfügig, und (2) die Stoßwelle breitet sich mit Schallgeschwindigkeit aus. Basierend auf diesen Voraussetzungen hat Taylor eine linearisierte FSI-Theorie aufgestellt. Im Rahmen der linearen Theorie gilt das Superpositionsprinzip, und der Reflexionsfaktor beträgt zwei. Unter diesen Voraussetzungen reduzieren sich die in Abschnitt 4.1 diskutierten nichtlinearen Bilanzgleichungen (4.1) – (4.3) erheblich. Die nichtlinearen Gleichungen zur Beschreibung des Stoßwellenausbreitung vereinfachen sich im eindimensionalen Fall zur linearen Wellengleichung [96]

$$\frac{\partial^2 p_{10}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p_{10}}{\partial x^2} = 0 \quad (4.10)$$

mit der Schallgeschwindigkeit c und der orts- und zeitabhängigen Belastungsfunktion $p_{10}(t, x)$. Diese Gleichung beschreibt die Ausbreitung kleiner Störungen $p_{10} \rightarrow 0$. Wesentliche Merkmale der Wellengleichung (4.10) sind [96]:

1. die Störung p_{10} ist klein und formbeständig, ein „Aufbauschen“ zu einer Stoßfront ist nicht möglich;
2. die Differentialgleichung (4.10) kann analytisch mit Hilfe des Charakteristikenverfahren gelöst werden, wobei die Charakteristiken Geraden sind;
3. im linearen Fall gilt das Superpositionsprinzip.

Aus dem Superpositionsprinzip folgt unmittelbar, dass sich die einfallende und reflektierte Welle additiv überlagern. Die Summe aus den beiden Wellenanteilen ergibt dann zu jedem Zeitpunkt t den reflektierten Druck. Das Schema der Reflexion einer ebenen Stoßwelle an einer flexiblen Struktur ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Die einfallende Welle bewegt sich mit der Geschwindigkeit u_s , und der Druck-Zeit-Verlauf wird analog zu Abschnitt 2.2, Glg. (2.3), mit

$$p_{10}(t) = \hat{p}_{10}\varphi(t)$$

beschrieben. Für den Fall der starren Reflexion ist die Form der einfallenden und reflektierten Welle identisch, und der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf kann mit dem in Abbildung 2.11 dargestellten Belastungsmodell ermittelt werden. Für den hier betrachteten Fall der Interaktion der Stoßwelle mit einer flexiblen Struktur ist die Form der reflektierten Welle jedoch unbekannt, da sich die Reflexionsfläche \mathfrak{S} mit der zeitabhängigen

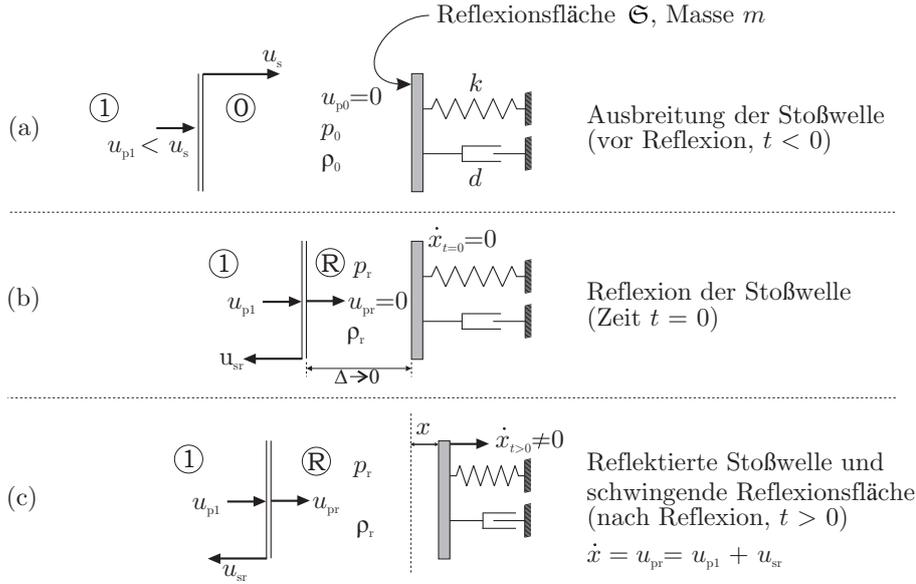


Abbildung 4.3: Schema der senkrechten Reflexion an einer flexiblen Reflexionsfläche \mathfrak{S} mit der Masse m .

Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ bewegt. Die Form der reflektierten Welle wird mit der (noch unbekannt) Formfunktion $\phi(t)$ beschrieben. Aufgrund des geltenden Superpositionsprinzips ergibt sich der auf die Reflexionsfläche \mathfrak{S} wirkende reflektierte Druck aus der Summe der Drücke der einfallenden und der reflektierten Welle:

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = \hat{p}_{10} [\varphi(t) + \phi(t)]. \quad (4.11)$$

Der Index FSI hebt hervor, dass es sich dabei um den Druck-Zeit-Verlauf unter Berücksichtigung der FSI-Effekte handelt. Durch Einführung der Kontinuitätsbedingung

$$\dot{x}(t) = u_{pr}(t) = u_{p1}(t) + u_{sr}(t) \quad (4.12)$$

an der Reflexionsfläche \mathfrak{S} gelingt es, einen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Struktur und den Wellengeschwindigkeiten aufzustellen [121, 191, 197]. Diese Gleichung koppelt die strukturdynamischen mit den fluidodynamischen Effekten und erfasst damit die Fluid-Struktur-Interaktion. Bei der starren Reflexion (ohne FSI) gilt im Gegensatz dazu die Forderung $u_{pr} = \dot{x}(t) = 0$.

Mit Hilfe des Impulserhaltungssatzes hat *Taylor* die zeitabhängigen Geschwindigkeiten $u_{p1}(t)$ und $u_{sr}(t)$ in druckabhängige Größen überführt. Der Druck p entspricht der zeitlichen Änderung des spezifischen Impulses i , also $p = \frac{di}{dt}$. Für den differentiellen Impuls gilt $di = u_p dm = u_p \rho dx$ und damit

$$p = \rho u_p \frac{dx}{dt} = \rho u_p c. \quad (4.13)$$

Für die zeitabhängigen Geschwindigkeiten folgt dann

$$u_{p1}(t) = \frac{p_{10}(t)}{\rho c} = \hat{p}_{10} \frac{\varphi(t)}{\rho c} \quad (4.14)$$

und

$$u_{sr}(t) = -\hat{p}_{10} \frac{\phi(t)}{\rho c}. \quad (4.15)$$

Einsetzen von (4.14) und (4.15) in die Kontinuitätsbedingung (4.12) führt auf folgende Beziehung zwischen der Strukturgeschwindigkeit $\dot{x}(t)$ und den Parametern Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} , Dichte ρ , Schallgeschwindigkeit c sowie den Formfunktionen $\varphi(t)$ und $\phi(t)$ der einfallenden und reflektierten Welle:

$$\dot{x}(t) = \frac{\hat{p}_{10}}{\rho c} [\varphi(t) - \phi(t)]. \quad (4.16)$$

Die Beschleunigung ergibt sich durch Differentiation nach der Zeit t zu

$$\ddot{x}(t) = \frac{\hat{p}_{10}}{\rho c} [\dot{\varphi}(t) - \dot{\phi}(t)]. \quad (4.17)$$

Für die Kopplung mit der Bewegungsgleichung wird im weiteren Verlauf auch die Beziehung

$$\ddot{x}(t) = \frac{\hat{p}_{10}}{\rho c} [\ddot{\varphi}(t) - \ddot{\phi}(t)] \quad (4.18)$$

verwendet werden. Diese aus (4.12) und (4.13) hergeleiteten Gleichungen beschreiben den Zusammenhang zwischen der Strukturbewegung und dem auf diese Struktur wirkenden Druck-Zeit-Verlauf. Durch Kopplung mit einer Bewegungsgleichung kann nun der auf die Struktur wirkende Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$ ermittelt werden.

Als Belastungsfunktion hat *Taylor* einen exponentiell abfallenden Druck-Zeit-Verlauf unter Vernachlässigung der Sogphase angesetzt,

$$\varphi(t) = e^{-\alpha \frac{t}{t_d}}. \quad (4.19)$$

Da Massenträgheitseffekte bei der Interaktion von Stoßwellen mit Platten im Wasser dominieren, analysiert *Taylor* beispielhaft die FSI-Effekte einer ungelagerten Platte und erhält die Bewegungsgleichung

$$\ddot{x}(t) = \frac{p_{r0}^{\text{FSI}}(t)}{m}, \quad (4.20)$$

in die dann (4.11) und (4.17) substituiert werden. Dies führt auf folgende lineare Differentialgleichung erster Ordnung für $\phi(t)$:

$$\dot{\phi} + \frac{\rho c}{m} \phi = \dot{\varphi} - \frac{\rho c}{m} \varphi. \quad (4.21)$$

Der Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion kann durch den dimensionslosen FSI-Parameter

$$\beta_0 = \frac{t_d \rho c}{\alpha m} \quad (4.22)$$

abgeschätzt werden, wobei *Taylor* den Quotienten α/t_d mit n bezeichnet. Je größer β_0 , desto größer ist der FSI-Einfluss [51]. Der Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion ist

dann besonders ausgeprägt, wenn das Medium, in dem sich eine Stoßwelle ausbreitet, über eine möglichst hohe Dichte und Schallgeschwindigkeit verfügt und wenn die spezifische Masse der angeregten Struktur möglichst klein ist. Auch die Explosionsparameter α und t_d beeinflussen den FSI-Parameter. Je kleiner der Formbeiwert α und je größer die Zeitdauer t_d , desto stärker ist der Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion. Dies bedeutet, dass der FSI-Einfluss besonders ausgeprägt ist bei leichten Strukturen, die durch eine Explosion mit einem großen skalierten Abstand belastet werden (bei großen skalierten Abständen ist $\alpha < 1$, und die Zeitdauer t_d wird länger als bei kleineren skalierten Abständen).

Taylor gibt nun den positiven reflektierten Impuls, den eine ungelagerte Platte mit der spezifischen Masse m erfährt, in Abhängigkeit vom FSI-Parameter β_0 an:

$$\frac{i_{r,\text{Taylor}}^+}{i^+} = 2\beta_0^{\frac{\beta_0}{1-\beta_0}}, \quad (4.23)$$

wobei i^+ dem Impuls der einfallenden Stoßwelle entspricht. Für eine mit der Formfunktion (4.19) definierte Stoßwelle beträgt der positive spezifische Impuls

$$i^+ = \int_0^\infty \hat{p}_{10} e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} dt = \frac{\hat{p}_{10} t_d}{\alpha}. \quad (4.24)$$

Das Verhältnis des reflektierten zum einfallenden Impuls, $i_{r,\text{Taylor}}^+/i^+$, hat den Grenzwert 2 für schwere Systeme ($m \rightarrow \infty$ bzw. $\beta_0 \rightarrow 0$) und 0 für ganz leichte Systeme ($m \rightarrow 0$ bzw. $\beta_0 \rightarrow \infty$).

Durch Lösung der Bewegungsgleichung (4.20) lässt sich der auf das ungelagerte System einwirkende reflektierte Druck-Zeit-Verlauf ermitteln:

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = \frac{2\hat{p}_{10}}{\beta_0 - 1} \left(\beta_0 e^{-\beta_0 \alpha \frac{t}{t_d}} - e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} \right). \quad (4.25)$$

Diese Beziehung enthält den Grenzfall der starren Reflexion, da für $\beta_0 \rightarrow 0$ ($m \rightarrow \infty$)

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = 2\hat{p}_{10} e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} = 2p_{10}(t).$$

Offensichtlich beträgt der Reflexionsfaktor $c_r = \hat{p}_{r0}/\hat{p}_{10} = 2$. Dies deckt sich mit der Annahme des Superpositionsprinzips. Es lassen sich auch Lösungen für die Verschiebung $x(t)$ und die Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ ermitteln [107], auf deren Wiedergabe an dieser Stelle jedoch verzichtet wird.

4.2.2 KNR-Modell

Kambouchev, Noels und *Radovitzky* haben den Anwendungsbereich des *Taylor*-Modells erweitert und dazu umfangreiche numerische Simulationen durchgeführt [107, 108, 109]. Während das *Taylor*-Modell auf den linearen Bereich beschränkt ist, berücksichtigt das KNR-Modell die nichtlinearen Kompressionseigenschaften der Luft. Ebenso wie *Taylor* konzentrieren sich *Kambouchev, Noels* und *Radovitzky* auf die Interaktion von Stoßwellen

mit ungelagerten Platten. Der Einfluss der Luft hinter der Platte und damit die aerodynamische Dämpfung werden vernachlässigt. Der Anwendungsbereich der *Taylor*-Theorie wird auf Stoßwellen mit Spitzendrücken bis zu 100 MPa erweitert.

Als Belastungsfunktion untersuchen die drei Autoren zunächst eine ebene Stoßfront wie sie auch in Stoßrohren entsteht und die durch die Formfunktion

$$\varphi(t) = 1$$

beschrieben wird [109]. Weiterhin wird im Rahmen der KNR-Theorie derselbe exponentielle Ansatz (4.19) für den Druck-Zeit-Verlauf wie von *Taylor* untersucht. Mit Hilfe numerischer Simulationen wird der Anwendungsbereich der *Taylor*-Theorie auf den Bereich stärkerer Stoßwellen erweitert ($c_r > 2$).

Für die exponentiell abfallende Formfunktion (4.19) ergibt sich das Verhältnis von reflektiertem zu einfallendem Impuls für eine ungelagerte Platte zu

$$\frac{i_{r,\text{KNR}}^+}{i^+} = \gamma_R \left(\frac{c_r f_r}{\gamma_R} \right)^{\frac{\beta_s}{1+\beta_s}} \beta_s^{\frac{\beta_s}{1-\beta_s}}, \quad (4.26)$$

wobei

$$\gamma_R = \frac{i_{r[m \rightarrow \infty]}^+}{i} \approx 8 - 42 \frac{p_0}{\hat{p}_{10}} \ln \left(1 + \frac{\hat{p}_{10}}{7p_0} \right) \quad (4.27)$$

das Impulsverhältnis für den Grenzfall der starren Reflexion ($m \rightarrow \infty$) darstellt. Der Koeffizient

$$f_R = \left(\frac{6\hat{p}_{10}}{p_0} + 7 \right) \sqrt{\frac{(6 + c_r) \frac{\hat{p}_{10}}{p_0} + 7}{\left(\frac{\hat{p}_{10}}{p_0} + 7 \right) \left((1 + 6c_r) \frac{\hat{p}_{10}}{p_0} + 7 \right) \left(c_r \frac{\hat{p}_{10}}{p_0} + 7 \right)}} \quad (4.28)$$

wurde so hergeleitet, dass der auf eine Platte übertragene Impuls mit dem analytischen Grenzfall einer sehr leichten Platte übereinstimmt [213].

Analog zum *Taylor*-Modell ergibt sich der FSI-Parameter

$$\beta_s = \frac{t_d \rho_s c_s}{\alpha m}. \quad (4.29)$$

Man erkennt die Ähnlichkeit zum Parameter β_0 (4.22). Beim KNR-Modell sind jedoch die Dichte ρ_s und die Geschwindigkeit c_s abhängig von der Stärke der Stoßwelle. Unter Annahme eines konstanten Isentropenexponenten $\gamma = 1,4$ sind

$$\rho_s = \rho_0 \frac{7 + 6 \frac{\hat{p}_{10}}{p_0}}{7 + \frac{\hat{p}_{10}}{p_0}} \quad (4.30)$$

und

$$c_s = c \sqrt{6 \frac{\hat{p}_{10}}{7p_0} + 1}. \quad (4.31)$$

Mit diesen Ergebnissen kann die Stoßwelle vom dynamischen Strukturverhalten entkoppelt werden. Im einfachsten Fall („prescribed velocity approach“ [213]) erfährt das System eine Anfangsgeschwindigkeit, die sich aus dem reflektierten Impuls (4.26) ergibt:

$$\dot{x}(t = 0) = \frac{i_{r,\text{KNR}}^+}{m}. \quad (4.32)$$

Alternativ („applied pressure approach“ [213]) wird der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf unter Beachtung der FSI-Ergebnisse zu

$$p_{r0}^{\text{KNR}}(t) = c_r \hat{p}_{10} e^{-\frac{t}{t_R}} \quad (4.33)$$

ermittelt. Die Zeitdauer t_R ergibt sich ebenfalls in Abhängigkeit vom reflektierten Impuls (4.26) zu

$$t_R = t_d \frac{i_{r,\text{KNR}}^+}{\alpha c_r i^+}. \quad (4.34)$$

Der Druck-Zeit-Verlauf (4.33) bildet den korrekten reflektierten Spitzenüberdruck $\hat{p}_{r0} = c_r \hat{p}_{10}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ ab. Dies deckt sich mit vorherigen Überlegungen, dass der Reflexionsfaktor lediglich von der Stoßwelle und nicht von den Struktureigenschaften abhängt. Der Gesamtimpuls des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes (4.33) entspricht dem mittels der KNR-Theorie ermittelten Impuls i_r nach (4.26).

4.2.3 Diskussion der Modelle

Taylor hat mit seinem linearen Modell erheblich zum physikalischen Verständnis der Fluid-Struktur-Interaktion beigetragen. Die KNR-Theorie erweitert diesen Ansatz auf stärkere Stoßwellen, wodurch sich neue Anwendungsmöglichkeiten eröffnen (z.B. [213]).

Beide Modelle betrachten vor allem die Fluid-Struktur-Interaktion einer Explosionswelle mit einer ungelagerten Platte und vernachlässigen den Einfluss dynamischer Struktureigenschaften (z.B. Einfluss der Auflagerbedingungen auf die Eigenfrequenzen). Effekte der Strukturdämpfung finden – auch wenn sie gering sein werden – ebenfalls keine Berücksichtigung. Zur Modellierung der Explosionswelle wird jeweils ein exponentiell abfallender Druck-Zeit-Verlauf unter Vernachlässigung der Sogphase angesetzt. Insbesondere für die Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Systemen hat die Sogphase jedoch maßgeblichen Einfluss auf die Strukturantwort wie in Abschnitt 2.3.3 gezeigt wurde. Dieser Einfluss ist umso größer, je leichter das System und je geringer die erste Eigenfrequenz sind.

Schließlich zeigt sich insbesondere an Gleichung (4.33) für den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf, dass davon ausgegangen wird, dass die Formen der einfallenden und reflektierten Stoßwellen durch eine einfache Exponentialfunktion beschrieben werden können, wobei die Zeitdauer t_R so angepasst wurde, dass die reflektierte Stoßwelle den theoretisch ermittelten Impuls $i_{r,\text{KNR}}^+$ überträgt. Bei flexiblen Systemen kann nicht davon ausgegangen werden, dass diese Annahme zutrifft. Der qualitative Druck-Zeit-Verlauf kann dann nicht mehr durch eine einfache Exponentialfunktion beschrieben werden.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sowohl das *Taylor*- als auch das KNR-Modell für den von den Autoren jeweils entwickelten Anwendungsbereich sehr gute Ergebnisse liefern [195, 213], sich jedoch nur bedingt für die Untersuchung von FSI-Effekten flexibler Systeme eignen.

Ziel wird es deshalb im nächsten Abschnitt sein, ein neues FSI-Modell zu entwickeln, das den Einfluss

- der Sogphase,
- der dynamischen Struktureigenschaften (Eigenfrequenz) sowie
- der aerodynamischen und der Strukturdämpfung

berücksichtigt. Weiterhin sollte ein neues Modell in der Lage sein, den vollständigen reflektierten Druck-Zeit-Verlauf zu ermitteln. Auch der Einfluss geometrisch und physikalisch nichtlinearer Effekte sollte berücksichtigt werden.

4.3 Interaktions-Modell für schwache Stoßwellen unter Berücksichtigung der Sogphase

Aufbauend auf dem *Taylor*-Modell wird ein neues FSI-Modell entwickelt, bei dem die zuvor diskutierten Punkte Berücksichtigung finden. Das neue Interaktionsmodell ist – ebenso wie das *Taylor*-Modell – nur im linearen Bereich gültig und damit nur geeignet, die Fluid-Struktur-Interaktion von schwachen Stoßwellen ($c_r \approx 2$) mit flexiblen Systemen zu untersuchen.

Trotz dieser Einschränkung sprechen zwei wesentliche Gründe dafür, diesen Weg einzuschlagen. Zunächst einmal lassen sich im linearen Bereich die physikalischen Zusammenhänge analytisch klar erfassen und numerisch und zum Teil auch analytisch gut lösen. Dies eröffnet einen Einblick in die grundlegenden FSI-Effekte und trägt damit wesentlich zum physikalischen Verständnis des Problems bei. Der Einfluss der Sogphase sowie der Effekt der aerodynamischen Dämpfung können deutlich herausgearbeitet und analysiert werden.

Weiterhin wurde bereits in Abschnitt 2.3.3 dargestellt, dass der Einfluss der Sogphase mit steigendem skalierten Abstand Z deutlich ansteigt (siehe Abbildung 2.19). Mit steigendem skalierten Abstand nehmen jedoch auch der Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} (Abbildung 2.3(a)) und damit der Reflexionsfaktor c_r deutlich ab (Abbildung 2.9). Für diesen Anwendungsbereich von Explosionswellen mit einem großen skalierten Abstand und einem geringen Spitzenüberdruck spricht man von schwachen Stoßwellen, die sich kaum schneller als mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten (akustisches Limit). Der Reflexionsfaktor c_r weicht nur geringfügig vom theoretischen Wert 2 für den Schallwellenbereich ab. Damit erweitert sich im Rahmen des neuen Modells der Anwendungsbereich für die Untersuchung der Fluid-Struktur-Interaktion von schwachen Stoßwellen mit flexiblen Systemen. Man wird im 5. Kapitel auch sehen, dass sich die Belastungsangaben gemäß europäischen und US-Normen diesem Anwendungsbereich zuordnen lassen.

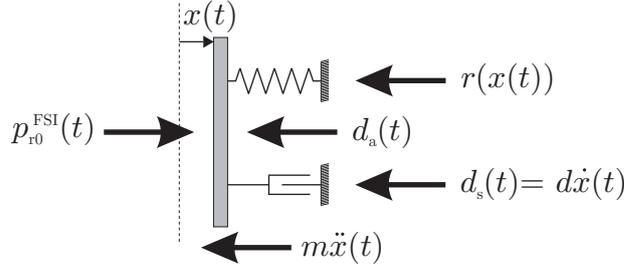


Abbildung 4.4: Kräftegleichgewicht unter Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung.

Zur Herleitung des Modells wird zunächst das in Abbildung 4.4 skizzierte Kräftegleichgewicht zu einem beliebigen Zeitpunkt t betrachtet. Neben dem bekannten viskosen Ansatz $d_s = d\dot{x}$ für die Strukturdämpfung wirkt zusätzlich die im 3. Kapitel diskutierte aerodynamische Dämpfung d_a .

Insgesamt ergibt sich somit die Bewegungsgleichung

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + d_a + r = p_{r0}^{\text{FSI}}, \quad (4.35)$$

wobei sowohl die Verschiebung x und deren Ableitungen sowie der Druckverlauf p_{r0}^{FSI} unbekannt sind. Die spezifische Widerstandskraft r kann linear oder nichtlinear sein. Durch Kopplung dieser Bewegungsgleichung mit der Wellengleichung und den Ansätzen von *Taylor* gelingt die Lösung dieses gekoppelten FSI-Problems unter Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung.

4.3.1 Linear-elastisches Strukturverhalten

Zunächst wird der eindimensionale Fall der Interaktion einer schwachen Explosionswelle mit einer linear-elastischen Struktur untersucht. Für linear-elastisches Strukturverhalten ist die spezifische Widerstandskraft

$$r(x(t)) = kx(t) \quad (4.36)$$

mit der spezifischen Federkonstante k . Die Eigenkreisfrequenz ist $\omega = 2\pi f = \sqrt{k/m}$. Die Bewegungsgleichung (4.35) kann im linearen Fall als

$$\ddot{x} + 2\omega(\zeta_s + \zeta_a)\dot{x} + \omega^2 x = \frac{p_{r0}^{\text{FSI}}}{m} \quad (4.37)$$

formuliert werden. Durch Differentiation nach der Zeit ergibt sich unter Berücksichtigung von (4.11)

$$\ddot{\phi} + 2\omega(\zeta_s + \zeta_a)\dot{\phi} + \omega^2 \phi = \frac{\hat{p}_{r0}^{\text{FSI}}}{m} = \frac{\hat{p}_{10}}{m} [\dot{\varphi}(t) + \dot{\phi}(t)]. \quad (4.38)$$

Einsetzen von (4.16) bis (4.18) in (4.38) führt schließlich auf die lineare Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\ddot{\phi}(t) + \left(2\omega(\zeta_s + \zeta_a) + \frac{\rho c}{m}\right) \dot{\phi}(t) + \omega^2 \phi(t) = \ddot{\varphi}(t) + \left(2\omega(\zeta_s + \zeta_a) - \frac{\rho c}{m}\right) \dot{\varphi}(t) + \omega^2 \varphi(t), \quad (4.39)$$

die einen mathematischen Zusammenhang zwischen den Formfunktionen der einfallenden und der reflektierten Stoßwelle herstellt.

Die zugehörigen Anfangsbedingungen folgen aus den Anfangsbedingungen der zugrundeliegenden Bewegungsgleichung (4.38). Zum Zeitpunkt $t = 0$ befindet sich das System in Ruhelage. Aus $\dot{x}(0) = 0$ folgt mit (4.16) und der Forderung $\varphi(t = 0) = 1$ die erste Anfangsbedingung zu

$$\phi(0) = \varphi(0) = 1. \quad (4.40)$$

Zum Zeitpunkt $t = 0$ erfährt das System eine Anfangsbeschleunigung, die sich aus der Bewegungsgleichung (4.37) mit $x(0) = \dot{x}(0) = 0$ zu

$$\ddot{x}(0) = \frac{2\hat{p}_{10}}{m} = \frac{c_r \hat{p}_{10}}{m} \quad (4.41)$$

mit $c_r = 2$ ergibt. Mit der Beziehung (4.17) folgt dann direkt die zweite Anfangsbedingung für die Differentialgleichung (4.39) zur Bestimmung der unbekanntenen Formfunktion $\phi(t)$ der reflektierten Welle:

$$\dot{\phi}(0) = \dot{\varphi}(0) - \frac{c_r \rho c}{m}. \quad (4.42)$$

Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass es sich bei der Differentialgleichung (4.39) um eine lineare Näherung zur Abbildung der nichtlinearen FSI-Effekte handelt. Sie ist nur gültig für schwache Stoßwellen mit geringen Spitzenüberdrücken \hat{p}_{10} und einem Reflexionsfaktor $c_r \approx 2$.

Aus der Lösung der Differentialgleichung (4.39) erhält man den Verlauf $\phi(t)$ der reflektierten Welle und damit den Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$ nach (4.11). Mit der Differentialgleichung (4.16) und der Anfangsbedingung $x(0) = 0$ wird schließlich die zeitabhängige Verformung $x(t)$ des Systems ermittelt.

Beobachtungen und Folgerungen aus der Differentialgleichung

Aus der hergeleiteten Differentialgleichung (4.39) können bereits wichtige Rückschlüsse für den Einfluss der Strukturbewegung auf die Stoßwellenreflexion gezogen werden.

- Neben der Strukturdämpfung (Term $2\omega\zeta_s$) und der aerodynamischen Dämpfung (Term $2\omega\zeta_a$) gibt es einen zusätzlichen Dämpfungseffekt infolge der Fluid-Struktur-Interaktion (Term $\rho c/m$).
- Während die Strukturdämpfung (Term $2\omega\zeta_s$) zu Reaktionskräften und internen Schnittgrößen führt, bewirkt der Anteil der aerodynamischen Dämpfung (Term $2\omega\zeta_a$) lediglich eine Dämpfung der Strukturantwort, ohne dass Kräfte im System aktiviert werden.
- Die Masse m beeinflusst die FSI-Dämpfung. Für $m \rightarrow \infty$ verschwindet der Term $\rho c/m$ auf beiden Seiten der Differentialgleichung (4.39), und die reflektierte Welle entspricht der einfallenden Welle, also $\phi(t) = \varphi(t)$. Für sehr leichte Strukturen, $m \rightarrow 0$, wird der Anteil der FSI-Dämpfung dominant und beeinflusst wesentlich die Lösung $\phi(t)$ und damit den Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$.

- Die Systemsteifigkeit wird durch die Eigenkreisfrequenz $\omega = 2\pi f = \sqrt{k/m}$ charakterisiert. Für große Eigenfrequenzen dominiert ω^2 die Lösung der Differentialgleichung (4.39). Der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung ist dann gering. Die Annahme einer starren Reflexion ist für große Steifigkeiten gerechtfertigt, und man erhält entsprechend $\phi(t) = \varphi(t)$. Für kleine Eigenfrequenzen dominiert hingegen der Dämpfungsanteil die Lösung $\phi(t)$.

Insgesamt folgt damit, dass die reflektierte Welle ϕ und damit auch der reflektierte Spitzenüberdruck p_{r0}^{FSI} Funktionen von Zeit, Masse und Steifigkeit (bzw. Eigenfrequenz) sind:

$$\phi = \phi(t, m, f) \quad \text{und} \quad p_{r0}^{\text{FSI}} = p_{r0}^{\text{FSI}}(t, m, f).$$

Nur für den Sonderfall einer sehr schweren ($m \rightarrow \infty$) oder einer sehr steifen ($f \rightarrow \infty$) Struktur kann die Belastung direkt und unabhängig von den Struktureigenschaften ermittelt werden. In diesen Fällen ist $\phi(t) = \varphi(t)$. Dies gilt wohlgermerkt nur im Rahmen der hergeleiteten linearen Theorie für schwache Stoßwellen. Für stärkere Stoßwellen sind die unterschiedlichen nichtlinearen Reflexionseffekte für den Über- und Unterdruckbereich zu beachten. Dazu wurde in Abschnitt 2.2.3 ein entsprechendes Belastungsmodell entwickelt.

Lösung der Differentialgleichung

Analog zur aerodynamischen Dämpfung kann der Anteil der FSI-Dämpfung in Anlehnung an die Strukturdämpfung formuliert werden. Dazu wird der FSI-Dämpfungsgrad

$$\zeta_{\text{FSI}} = \frac{\rho c}{2m\omega} \quad (4.43)$$

eingeführt und die Differentialgleichung (4.39) kann kürzer geschrieben werden:

$$\ddot{\phi}(t) + 2\omega\tilde{\zeta}\dot{\phi}(t) + \omega^2\phi(t) = \ddot{\varphi}(t) + 2\omega(\tilde{\zeta} - 2\zeta_{\text{FSI}})\dot{\varphi}(t) + \omega^2\varphi(t) \quad (4.44)$$

mit

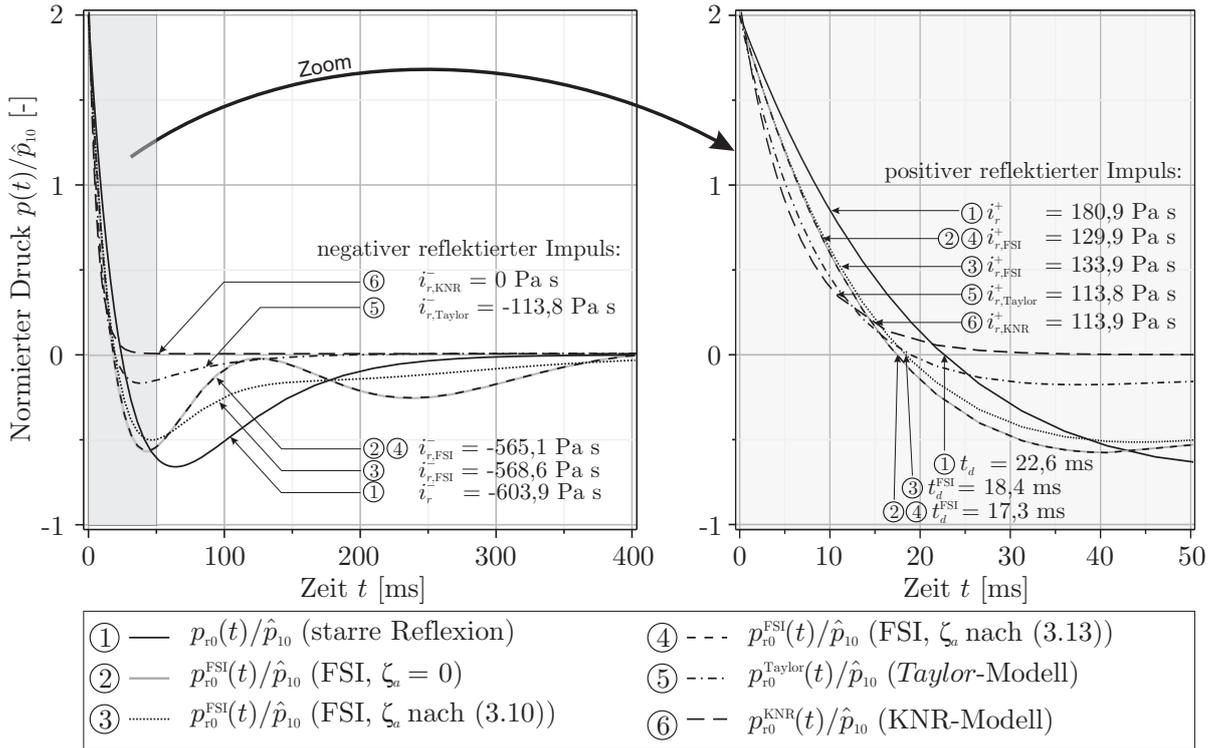
$$\tilde{\zeta} = \zeta_s + \zeta_a + \zeta_{\text{FSI}}. \quad (4.45)$$

Die lineare Schwingungsdifferentialgleichung zweiter Ordnung kann effizient mit dem expliziten *Runga-Kutta-Fehlberg* Verfahren [69, 183] in *Maple* [144] gelöst werden.

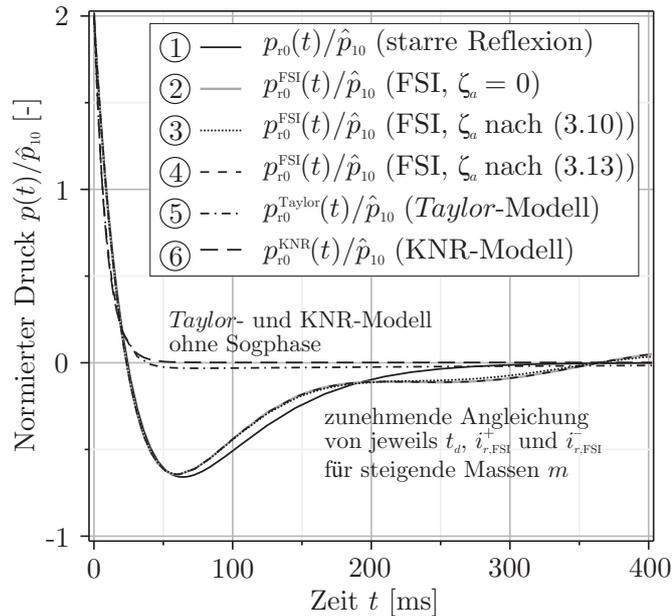
Um den Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion beispielhaft zu veranschaulichen, sind in Abbildung 4.5 verschiedene normierte reflektierte Druck-Zeit-Verläufe für zwei unterschiedlich schwere Systeme dargestellt. Die beide Systeme haben eine Masse von 20 bzw. 200 kg/m² und eine Eigenfrequenz von jeweils 3 Hz. Dargestellt sind für beide Systeme jeweils

- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}(t)/\hat{p}_{10}$ bei Annahme einer starren Reflexion (Kurve ①),
- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)/\hat{p}_{10}$ ohne Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung (d.h. $\zeta_a = 0$, Kurve ②),

4 Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Bauteilen



(a) $m = 20 \text{ kg/m}^2$.



(b) $m = 200 \text{ kg/m}^2$.

Abbildung 4.5: Normierte reflektierte Druck-Zeit-Verläufe für zwei verschiedene Systeme mit derselben Eigenfrequenz $f = 3 \text{ Hz}$, aber unterschiedlichen Massen (Belastung: 100 kg TNT in 50 m Entfernung, $c_r = 2,07$).

- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)/\hat{p}_{10}$ unter Berücksichtigung des ersten aerodynamischen Dämpfungsansatzes (ζ_a nach (3.10), Kurve ③) und
- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)/\hat{p}_{10}$ unter Berücksichtigung des zweiten aerodynamischen Dämpfungsansatzes (ζ_a nach (3.13), Kurve ④),
- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{Taylor}}(t)/\hat{p}_{10}$ des in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen *Taylor*-Modells,
- der normierte reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{KNR}}(t)/\hat{p}_{10}$ des in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen KNR-Modells.

Während sich für das leichte System in Abbildung 4.5(a) alle Kurven deutlich unterscheiden, nähern sich diese (mit Ausnahme der Kurven des *Taylor*- ⑤) und des KNR-Modells ⑥) für das schwerere System in Abbildung 4.5(b) deutlich an. Beim leichteren System ist somit ein starker Einfluss der Interaktionseffekte auf den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf zu erkennen. Die Annahme einer starren Reflexion liefert einen wesentlich anderen Druck-Zeit-Verlauf.

Es ist auch zu erkennen, dass sowohl das *Taylor*- als auch das KNR-Modell den negativen Impuls unterschätzen. Dies ist auf die Formfunktion (4.19) für den einfallenden Druck-Zeit-Verlauf und auf die Vernachlässigung der Steifigkeitsanteile in der Bewegungsgleichung zurückzuführen (Abschnitt 4.2). Damit sind beide Modelle nur bedingt geeignet, Interaktionseffekte explosionsbelasteter flexibler Strukturen zu untersuchen.

Die Bewegung der Struktur beeinflusst also maßgeblich den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$, der auf das System wirkt. In Abbildung 4.5(a) ist zu erkennen, dass sich die Dauer der Überdruckphase reduziert und damit auch der Impuls abnimmt, wenn FSI-Effekte und aerodynamische Dämpfung berücksichtigt werden. Unter Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion reduzieren sich die Zeitdauer der Überdruckphase t_d^{FSI} und der positive reflektierte Impuls $i_{r,\text{FSI}}^+$ um jeweils ca. 24%. Je nach angesetzter aerodynamischer Dämpfung ändert sich auch der Verlauf der Unterdruckphase: Der maximale reflektierte Unterdruck sinkt um etwa 15–24%. Gleiches gilt für den reflektierten Impuls der Sogphase $i_{r,\text{FSI}}^-$, auch wenn der Einfluss geringer ist als bei der Überdruckphase (Reduktion um etwa 10%).

Die beiden Druck-Zeit-Verläufe ② und ④ sind fast identisch. Dies bestätigt die Untersuchungen des 3. Kapitels, wonach sich der zweite aerodynamische Dämpfungsansatz (3.13) kaum auf das Schwingungsverhalten und damit kaum auf die Interaktion auswirkt. Beim Verlauf ③ wird der erste aerodynamische Dämpfungsansatz berücksichtigt, und der Verlauf unterscheidet sich qualitativ von ② und ④. Die Auswertung der Zeitdauern t_d^{FSI} und der positiven und negativen Impulswerte, $i_{r,\text{FSI}}^+$ und $i_{r,\text{FSI}}^-$, zeigt jedoch, dass der quantitative Unterschied sehr gering ist (siehe Zahlenwerte in Abbildung 4.5(a)). Insgesamt lässt sich daraus schließen, dass die Änderung des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufs $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$ vor allem auf FSI-Effekte zurückzuführen ist. Die aerodynamische Dämpfung beeinflusst zwar den qualitativen zeitlichen Verlauf, der Einfluss auf die Zeitdauer t_d^{FSI} und auf die Impulswerte $i_{r,\text{FSI}}^+$ und $i_{r,\text{FSI}}^-$ ist jedoch sehr gering.

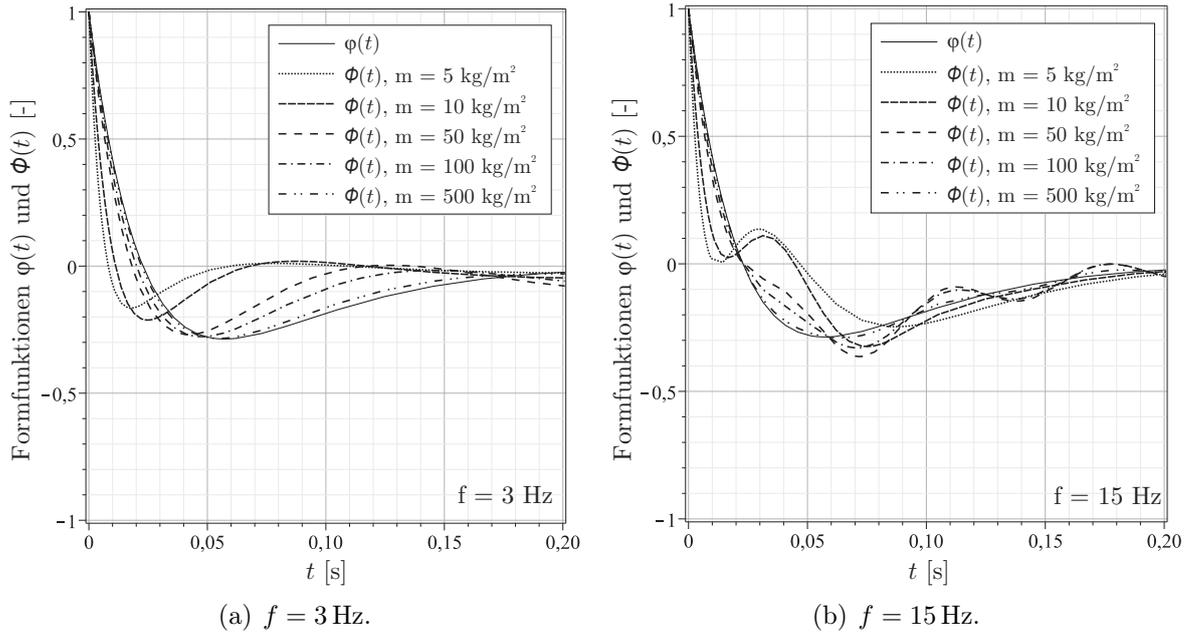


Abbildung 4.6: Formfunktionen der einfallenden und reflektierten Stoßwelle, $\varphi(t)$ und $\phi(t)$, für verschiedene spezifische Massen m (Belastung: 100 kg TNT in 40 m Entfernung, $c_r = 2,1$, aerodynamische Dämpfung nach (3.10)).

Der FSI-Einfluss auf den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf ist umso größer, je geringer die Masse und die Eigenfrequenz sind. Mit zunehmender Masse sinkt der Einfluss der Interaktionseffekte auf den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf, und die Annahme einer starren Reflexion wäre für das schwere System, Abbildung 4.5(b), durchaus gerechtfertigt, da der Unterschied zwischen den Zeitdauern und Impulswerten sehr gering ist.

Der Einfluss der Interaktionseffekte auf die Formfunktion $\phi(t)$ wird zusätzlich in Abbildung 4.6 für verschiedene spezifische Massen m untersucht. Für die aerodynamische Dämpfung wird der erste aerodynamische Dämpfungsansatz nach (3.10) gewählt. Auch hier ist zu erkennen, dass leichte Systeme den zeitlichen Verlauf von $\phi(t)$ maßgeblich beeinflussen. Mit abnehmender Masse verringert sich der Zeitpunkt des Nulldurchgangs der reflektierten Welle, und damit verringern sich auch die Dauer der Überdruckphase des reflektierten Druck-Zeit-Verlaufes sowie der reflektierte Impuls. Für schwere oder steife Systeme nähert sich die Form der reflektierten Welle der Form der einfallenden Welle an:

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \phi(t) = \varphi(t) \quad \text{bzw.} \quad \lim_{f \rightarrow \infty} \phi(t) = \varphi(t). \quad (4.46)$$

Einflussparameter

Die folgenden Parameter beeinflussen die oben diskutierten Interaktionseffekte:

- Eigenfrequenz f bzw. Eigenperiode T ,

- spezifische Masse m ,
- Zeitdauer der Überdruckphase t_d ,
- Formbeiwert α (charakterisiert Ausprägung der Sogphase),
- Strukturdämpfung ζ_s ,
- Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} ,
- Dichte der Luft ρ und
- Schallgeschwindigkeit in Luft c .

Die Dichte und die Schallgeschwindigkeit in Luft werden im Rahmen der entwickelten linearen Theorie als konstant angenommen. Die Dichte von Luft beträgt unter Normalbedingungen $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$ und die Schallgeschwindigkeit ist $c = 340,3 \text{ m/s}$. Der Einfluss der Strukturdämpfung ist im Vergleich zum Effekt der aerodynamischen Dämpfung bei leichten Strukturen deutlich geringer und kann i.d.R. vernachlässigt werden. Die Ergebnisse werden im Folgenden so aufbereitet, dass der Einfluss des Spitzenüberdruckes \hat{p}_{10} eliminiert wird. Er beeinflusst jedoch maßgeblich den Reflexionsfaktor c_r , der wiederum ein Maß für die Genauigkeit bzw. Anwendbarkeit des entwickelten FSI-Modells ist: Je stärker der Reflexionsfaktor c_r vom Wert 2 abweicht, desto weniger ist das hergeleitete FSI-Modell zur Analyse der FSI-Effekte geeignet. Dies wird in Abschnitt 4.3.4 genauer diskutiert. Zunächst wird der Einfluss der wesentlichen Parameter auf den reflektierten Impuls (Abschnitt 4.3.2) und auf die maximal zu erwartende Durchbiegung (Abschnitt 4.3.3 analysiert).

4.3.2 Reflektierter Impuls

Sowohl das *Taylor*- als auch das KNR-Modell ermitteln den reflektierten Impuls für ungelagerte Platten und vernachlässigen damit das Eigenschwingungsverhalten der belasteten Struktur (vgl. Glgn. (4.23) und (4.26)). Das in dieser Arbeit entwickelte FSI-Modell berücksichtigt den Einfluss der Grundeigenfrequenz auf den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf und den reflektierten Impuls. Grundlegende Effekte und Erkenntnisse werden im vorherigen Abschnitt diskutiert. Diese Beobachtungen werden nun zusammengefasst und für einen größeren Anwendungsbereich analysiert. In den folgenden Untersuchungen wird jeweils der erste aerodynamische Dämpfungsansatz berücksichtigt.

Der positive spezifische Impuls unter Berücksichtigung von FSI-Effekten ergibt sich durch Integration des Druck-Zeit-Verlaufes (4.11) zu

$$i_{r,\text{FSI}}^+ = \int_0^{t_d^{\text{FSI}}} p_{r0}^{\text{FSI}}(t) dt = \hat{p}_{10} \int_0^{t_d^{\text{FSI}}} [\varphi(t) + \phi(t)] dt, \quad (4.47)$$

wobei die obere Integrationsgrenze t_d^{FSI} die im vorherigen Abschnitt diskutierte geänderte Zeitdauer der Überdruckphase unter Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion

4 Interaktion von Luftstößen mit flexiblen Bauteilen

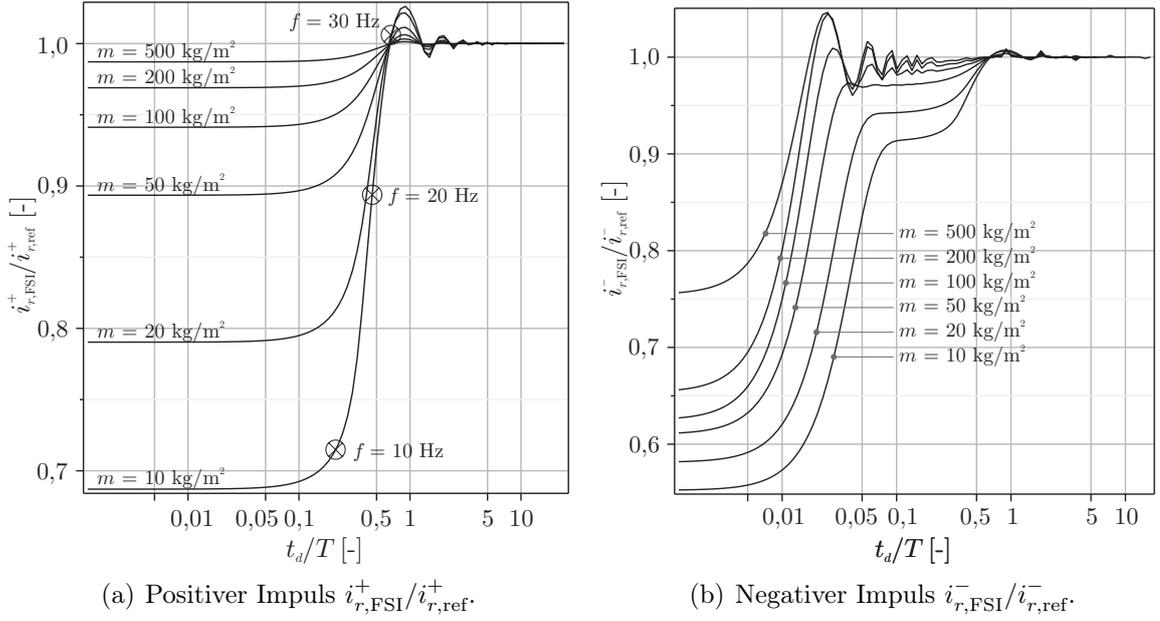


Abbildung 4.7: Normierte Impulswerte für ein Explosionsszenario von 100 kg TNT in 50 m Entfernung ($c_r = 2,07$, $i_{r,ref}^+ = 169$ Pa s, $i_{r,ref}^- = -603,9$ Pa s).

bezeichnet. Berücksichtigt man *Taylor's* FSI-Beziehung (4.16) und löst diese nach $\phi(t)$ auf,

$$\phi(t) = \varphi(t) - \frac{\rho c}{\hat{p}_{10}} \dot{x}(t), \quad (4.48)$$

so folgt durch Einsetzen von (4.48) in (4.47):

$$i_{r,FSI}^+ = \int_0^{t_d^{FSI}} \underbrace{[2\hat{p}_{10}\varphi(t) - \rho c \dot{x}(t)]}_{p_{r0}^{FSI}(t)} dt. \quad (4.49)$$

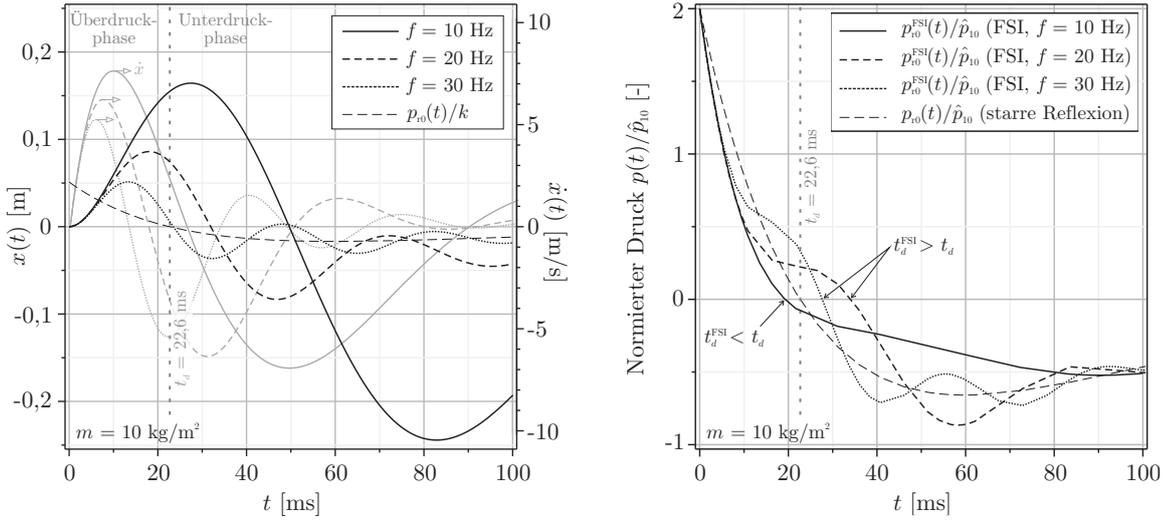
Der negative spezifische Impuls ergibt sich durch Integration der Unterdruckphase zu

$$i_{r,FSI}^- = \int_{t_d^{FSI}}^{\infty} [2\hat{p}_{10}\varphi(t) - \rho c \dot{x}(t)] dt. \quad (4.50)$$

In Abbildung 4.7 sind exemplarisch für eine Explosion von 100 kg TNT in 50 m Entfernung der positive und der negative spezifische Impuls in Abhängigkeit von t_d/T für verschiedene spezifische Massen m dargestellt. Die Impulswerte $i_{r,FSI}^+$ und $i_{r,FSI}^-$ sind in Abbildung 4.7 auf den Referenzwert

$$i_{r,ref}^+ = \int_0^{t_d} 2\hat{p}_{10}\varphi(t) dt \quad \text{bzw.} \quad i_{r,ref}^- = \int_{t_d}^{\infty} 2\hat{p}_{10}\varphi(t) dt \quad (4.51)$$

für den Grenzfall der starren Reflexion (d.h. $\phi(t) = \varphi(t)$ und $t_d^{FSI} = t_d$) normiert.



(a) Verformungen (schwarz, linke Achse) und Geschwindigkeiten (grau, rechte Achse).

(b) Reflektierte Druck-Zeit-Verläufe.

Abbildung 4.8: Verformungen/Geschwindigkeiten und normierte reflektierte Druck-Zeit-Verläufe der drei in Abbildung 4.7(a) markierten Punkte ($f = 10$ Hz, $f = 20$ Hz, $f = 30$ Hz) für $m = 10$ kg/m² (Belastung: 100 kg TNT in 50 m Entfernung, $c_r = 2,07$).

In beiden Diagrammen ist die deutliche Abhängigkeit des reflektierten positiven und negativen Impulses von der Masse und von der Eigenperiode (Steifigkeit) zu erkennen. Je geringer die Masse m und je größer die Eigenperiode T sind, desto geringer sind die reflektierten Impulswerte $i_{r,\text{FSI}}^+$ und $i_{r,\text{FSI}}^-$. Umgekehrt kann der Fall eintreten, dass die Impulswerte unter Berücksichtigung der FSI-Effekte größer werden als im Falle einer starren Reflexion.

Positiver Impuls Betrachten wir zunächst den positiven Impuls in Abbildung 4.7(a) genauer, so fällt auf, dass für $t_d/T \lesssim 0,1$ der Impuls $i_{r,\text{ref}}^+$ lediglich eine Funktion von der Masse ist. Für $t_d/T \gtrsim 2$ nähert sich $i_{r,\text{FSI}}^+$ dem Grenzwert $i_{r,\text{ref}}^+$ der starren Reflexion (d.h. $i_{r,\text{FSI}}^+/i_{r,\text{ref}}^+ \approx 1$). Dazwischen reagiert der Impuls sehr sensibel auf geringfügige Änderungen von Masse und Eigenperiode. Die Ursache lässt sich über eine Analyse der Schwingungen erklären.

Dazu sind in Abbildung 4.7(a) drei Punkte ($f = 10$ Hz, $f = 20$ Hz, $f = 30$ Hz) markiert für $m = 10$ kg/m². Für $f = 10$ Hz ist $i_{r,\text{FSI}}^+/i_{r,\text{ref}}^+ \approx 71,8\%$ ($i_{r,\text{FSI}}^+ = 121,4$ Pa·s). Mit steigender Eigenfrequenz steigt das Impulsverhältnis $i_{r,\text{FSI}}^+/i_{r,\text{ref}}^+$ auf 89% ($i_{r,\text{FSI}}^+ = 150,4$ Pa·s) für $f = 20$ Hz und auf 100,4% ($i_{r,\text{FSI}}^+ = 169,8$ Pa·s) für $f = 30$ Hz. Die zu diesen drei Punkten zugehörigen Verformungen $x(t)$ und Geschwindigkeiten $\dot{x}(t)$ sind in Abbildung 4.8(a) dargestellt. Als Vergleichswert ist zusätzlich die statische Verformung

$$x_{\text{stat}} = \frac{p_{r0}(t)}{k}$$

bei Annahme einer starren Reflexion ausgegeben.

Für den ersten Fall, $f = 10$ Hz, ist die halbe Eigenperiode $T/2 = 50$ ms wesentlich größer als $t_d = 22,6$ ms. Weiterhin ist $\dot{x}(t) > 0$ für $t < t_d$. In Abschnitt 4.2 wird gezeigt, dass die relative Geschwindigkeit v_0 der Blastwelle nach (4.7) abnimmt, wenn sich die Struktur mit der Geschwindigkeit $u_b = \dot{x}$ von der Belastung entfernt ($\dot{x} > 0$). Die abnehmende relative Geschwindigkeit v_0 führt schließlich auch zu einer Reduktion des reflektierten Druckes. Dies lässt sich sehr gut in Abbildung 4.8(b) für den zu $f = 10$ Hz zugehörigen reflektierten Druck-Zeit-Verlauf erkennen. Der Abfall des reflektierten Druckes führt zu einer Reduktion der Dauer der Überdruckphase ($t_d^{\text{FSI}} < t_d$) und damit zu einer beträchtlichen Reduktion des reflektierten Impulses $i_{r,\text{FSI}}^+$ um 28,2% ($i_{r,\text{FSI}}^+/i_{r,\text{ref}}^+ \approx 71,8\%$).

Für den zweiten Fall, $f = 20$ Hz, ist $T/2 = 25$ ms in derselben Größenordnung wie t_d , und aufgrund der höheren Eigenfrequenz schwingt die Struktur während der Überdruckphase nicht nur von der Belastung weg ($\dot{x} > 0$), sondern auch in Richtung der Belastung ($\dot{x} < 0$). Letzteres führt zu einer Zunahme der relativen Geschwindigkeit v_0 der Blastwelle, was zu einer Erhöhung des reflektierten Druckes führt. Dies ist auch in Abbildung 4.8(b) für den Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}}(t)$ zu erkennen, da der Wechsel von der Über- zur Unterdruckphase später erfolgt ($t_d^{\text{FSI}} > t_d$). Als Folge der Verschiebung des Nulldurchganges der Überdruckphase wird auch $i_{r,\text{FSI}}^+$ größer als im ersten Fall und beträgt 89% des Bezugswertes $i_{r,\text{ref}}^+$ (Impulsreduktion um 11%).

Während in beiden Fällen $f = 10$ Hz und $f = 20$ Hz die Sogphase bereits während des ersten Einschwingens ($t < T/2$) wirkt, ist dies beim dritten Fall aufgrund der höheren Eigenfrequenz von $f = 30$ Hz nicht der Fall. Insbesondere ist $T/2 \approx 16,67$ ms kleiner als t_d und die Zeitspanne, in der $\dot{x}(t) > 0$, kleiner als in den beiden vorherigen Fällen. Es sind aber die positiven Geschwindigkeiten $\dot{x} > 0$ (Entfernung der Struktur von der Blastwelle), die zu einer Druckreduktion führen. Ist $\dot{x}(t) < 0$ für $0 < t < t_d$, dann erhöht sich der reflektierte Druck, da die relative Geschwindigkeit v_0 der Blastwelle zunimmt. Dies führt dazu, dass der reflektierte Impuls $i_{r,\text{FSI}}^+$ sogar geringfügig größer werden kann als der Referenzwert $i_{r,\text{ref}}^+$. Trotz der in Abbildung 4.8(b) deutlich erkennbaren Verschiebung der Zeitdauer t_d^{FSI} der Überdruckphase, ist $i_{r,\text{FSI}}^+$ nur unwesentlich größer als $i_{r,\text{ref}}^+$. Im betrachteten Fall, $f = 30$ Hz, ist $i_{r,\text{FSI}}^+$ 0,4% größer als $i_{r,\text{ref}}^+$.

Negativer Impuls Die Verschiebung der Zeitdauer der Überdruckphase von t_d nach t_d^{FSI} führt auch zu einer Änderung des negativen spezifischen Impulses $i_{r,\text{FSI}}^-$ im Vergleich zum Referenzwert $i_{r,\text{ref}}^-$. $i_{r,\text{FSI}}^-$ kann sowohl kleiner als auch geringfügig größer sein als $i_{r,\text{ref}}^-$ wie in Abbildung 4.7(b) zu erkennen ist. Die Impulsreduktion kann z.T. mehr als 40% betragen für sehr leichte und flexible Systeme. Im vorliegenden Fall ist für $t_d/T \gtrsim 0,5$ keine signifikante Impulsreduktion mehr zu erkennen, d.h. $i_{r,\text{FSI}}^-/i_{r,\text{ref}}^- \approx 1$. Für $t_d/T \lesssim 0,005$ ist $i_{r,\text{FSI}}^-$ nur abhängig von der Masse. Für alle anderen t_d/T -Verhältnisse ist $i_{r,\text{FSI}}^-$ sowohl von der Masse als auch von der Eigenfrequenz abhängig, und die im obigen Abschnitt durchgeführten Überlegungen gelten sinngemäß auch für den negativen spezifischen Impuls.

Folgerung und Vergleich mit Taylors Modell Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass flexible Systeme mit einer geringen Grundeigenfrequenz und einer geringen spezifischen Masse den auf sie wirkenden reflektierten Druck-Zeit-Verlauf besonders stark beeinflussen. Je länger und je schneller sich die Struktur von der Belastung entfernt, desto kleiner wird die Dauer t_d^{FSI} der Überdruckphase und damit der reflektierte Impuls $i_{r,\text{FSI}}^+$ bzw. $i_{r,\text{FSI}}^-$. Bei steifen oder schweren Systemen kann zwar $t_d^{\text{FSI}} > t_d$ sein, aber die Impulswerte $i_{r,\text{FSI}}^+$ und $i_{r,\text{FSI}}^-$ werden nur geringfügig größer als die Referenzwerte $i_{r,\text{ref}}^+$ und $i_{r,\text{ref}}^-$ der starren Reflexion.

Nach (4.49) gilt der Zusammenhang

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = 2\hat{p}_{10}\varphi(t) - \rho c\dot{x}(t) = p_{r0}(t) - \rho c\dot{x}(t) \quad (4.52)$$

zwischen Strukturbewegung und reflektiertem Druck-Zeit-Verlauf. Positive Geschwindigkeiten, $\dot{x} > 0$, führen zu einer Druckreduktion, während negative Geschwindigkeiten, $\dot{x} < 0$, zu einer Druckerhöhung führen.

Flexible Systeme mit kleinen Eigenfrequenzen reagieren zunächst ähnlich wie die von Taylor untersuchten ungelagerten Platten (Abschnitt 4.2.1). Doch auch für diesen Grenzfall unterscheiden sich die Ergebnisse vom Taylor-Modell und vom neu entwickelten FSI-Modell. Ursache ist die unterschiedliche Belastungsfunktion, da Taylor einen Exponentialansatz verwendet, vgl. (4.19), und damit die Sogphase vernachlässigt. Zwar wird häufig argumentiert, dass die Vernachlässigung der Sogphase auf der „sicheren Seite“ liegt, es wird aber in Abschnitt 2.3.3 gezeigt, dass diese Annahme bei flexiblen Systemen falsch ist. Dementsprechend liefert auch Taylors FSI-Modell zu geringe reflektierte Impulswerte für den Überdruckbereich.

Dies kann an einem einfachen Beispiel verdeutlicht werden: Betrachten wir das bereits oben zugrunde gelegte Explosionsszenario von 100 kg TNT in 50 m Entfernung, so beträgt der einfallende Spitzenüberdruck $\hat{p}_{10} = 9063,3 \text{ Pa}$ und der Impuls der Überdruckphase $i_+ = 84,5 \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Basierend auf Taylors Belastungsfunktion (4.19), $\varphi(t) = e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} = e^{-nt}$ mit $n = \alpha/t_d$, ist der Impuls

$$i^+ = \int_0^{t_d} \hat{p}_{10}\varphi(t) dt = \int_0^{t_d} \hat{p}_{10}e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} dt = \frac{\hat{p}_{10}t_d}{\alpha}.$$

Mit bekanntem Impuls i^+ folgt

$$t_d = \frac{\alpha i^+}{\hat{p}_{10}} = \frac{1 \cdot 84,5}{9063,3} = 9,323 \text{ ms},$$

wobei t_d eine „fiktive“ Zeitdauer ist, und der Quotient $\alpha/t_d = n$ die Stärke des exponentiellen Druckabfalls beschreibt. Da Taylor die Unterdruckphase vernachlässigt, ist aufgrund der gewählten Formfunktion (4.19) die Dauer der Überdruckphase theoretisch unendlich. Der FSI-Parameter ergibt sich nach (4.22),

$$\beta_0 = \frac{t_d \rho c}{\alpha m} = \frac{9,323 \cdot 10^{-3} \text{ s} \cdot 1,225 \text{ kg/m}^3 \cdot 340,3 \text{ m/s}}{1 \cdot 20 \text{ kg/m}^2} = 0,194,$$

und der Impuls nach (4.23),

$$i_{r,\text{Taylor}}^+ = i^+ \cdot 2\beta_0^{\frac{\beta_0}{1-\beta_0}} = 113,8 \text{ Pa s.}$$

Bezug auf den Referenzwert $i_{r,\text{ref}}^+ = 2i^+ = 169 \text{ Pa s}$ ergibt ein Impulsverhältnis von

$$\frac{i_{r,\text{Taylor}}^+}{i_{r,\text{ref}}^+} = 0,67,$$

das 12% kleiner ist als $i_{r,\text{FSI}}^+/i_{r,\text{ref}}^+ = 0,79$, wie Abbildung 4.7(a) für $m = 20 \text{ kg/m}^2$ entnommen werden kann. Das in Abschnitt 4.2.2 diskutierte KNR-Modell enthält als Grenzfall für schwache Stoßwellen das *Taylor*-Modell und liefert deshalb ähnliche Wert für das betrachtete Explosionsszenario.

Wenn die Sogphase eine nicht mehr zu vernachlässigbare Größenordnung hat, wie z.B. beim betrachteten Explosionsszenario von 100 kg TNT in 50 m Entfernung, so sollte diese auch bei der FSI-Analyse berücksichtigt werden. Die Abschätzungen des *Taylor*- und des KNR-Modells liegen deshalb nicht auf der „sicheren Seite“.

4.3.3 Dynamische Lastfaktoren für lineare Systeme

Neben der im vorherigen Abschnitt durchgeführten Analyse und Ermittlung der reflektierten Druck-Zeit-Verläufe und Impulswerte gilt das Hauptinteresse bei der Tragwerksplanung von Strukturen unter Explosionen der Ermittlung der maximalen Verformung und Beanspruchung im System. Die in Abschnitt 2.3.2 diskutierten Antwortspektren bieten eine effektive und anwendungsfreundliche Möglichkeit, die maximale dynamische Durchbiegung in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T darzustellen. Dabei wird der dynamische Lastfaktor (vgl. auch (2.45))

$$\text{DLF}_{\text{FSI}} = \frac{\max[|x(t)|]}{x_{\text{stat}}} = \frac{\max[|x(t)|]}{c_r \hat{p}_{10}/k} \quad (4.53)$$

als Funktion des Zeitverhältnisses t_d/T berechnet und in einem Diagramm dargestellt. Das prinzipielle Vorgehen wird in Abschnitt 2.3.2 diskutiert und nun auf das hergeleitete FSI-Modell angewendet.

Mit der Lösung $\phi(t)$ der linearen FSI-Differentialgleichung (4.39) ist auch die zeitabhängige Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ bekannt, siehe (4.16). Durch Integration ergeben sich direkt die Verformungen $x(t)$ und damit der dynamische Lastfaktor DLF_{FSI} .

In Abbildung 4.9 ist der dynamische Lastfaktor DLF_{FSI} in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für vier verschiedene spezifische Massen m dargestellt. Als Belastungsszenario wird die Explosion von 100 kg TNT in 50 m Entfernung gewählt. Bei diesem Szenario beträgt der Spitzenüberdruck $\hat{p}_{10} = 9,1 \text{ kPa}$, und der Reflexionsfaktor $c_r = 2,07$ weicht nur um 3,5% vom Wert 2 ab, der im Rahmen des hergeleiteten linearen FSI-Modells gültig ist. Verglichen werden die dynamischen Lastfaktoren, die sich

- bei Annahme einer starren Reflexion mit Hilfe des klassischen Dreiecksansatzes (Gleichung (2.53)),

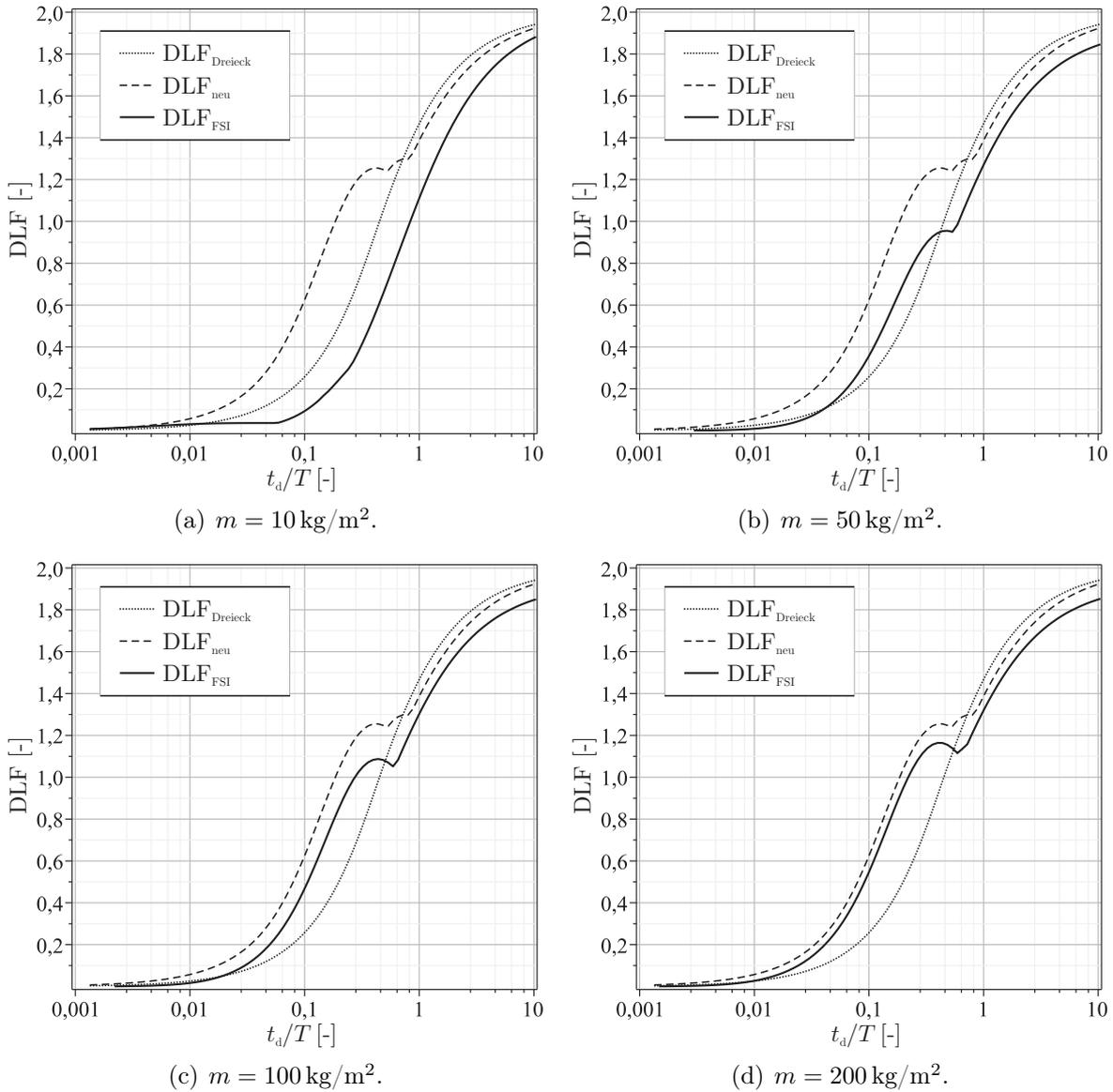


Abbildung 4.9: Dynamischer Lastfaktor DLF in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für vier verschiedene spezifische Massen m (Belastung: 100 kg in 50 m Entfernung, $c_r = 2,07$, aerodynamische Dämpfung nach (3.10)).

4 Interaktion von Luftstoßwellen mit flexiblen Bauteilen

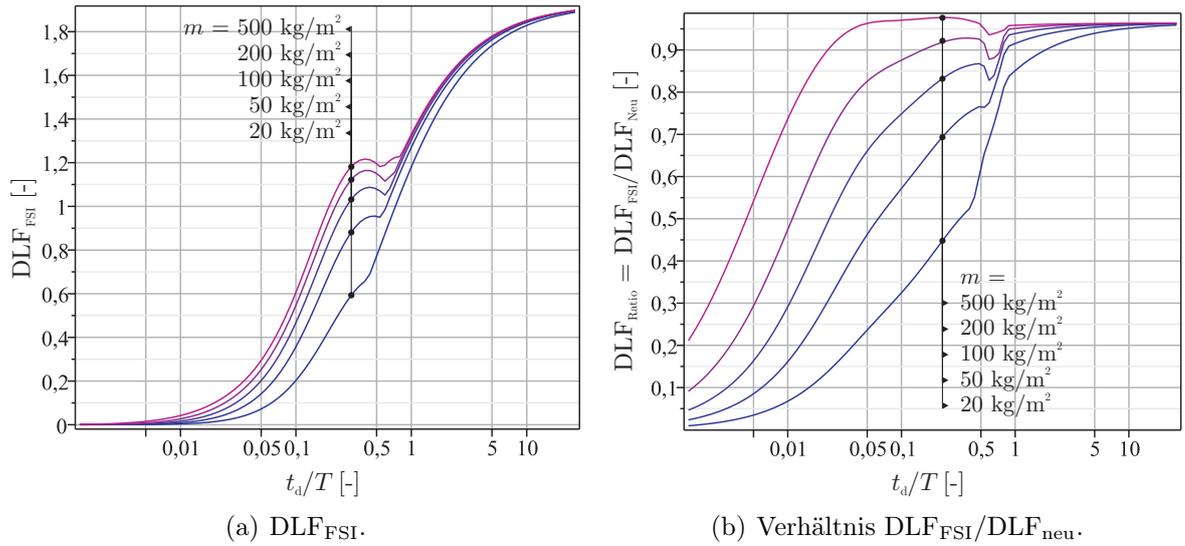


Abbildung 4.10: DLF_{FSI} und $DLF_{Ratio} = DLF_{FSI}/DLF_{neu}$ in Abhängigkeit von t_d/T für verschiedene spezifische Massen m (aerodynamische Dämpfung nach (3.10)).

- bei Annahme einer starren Reflexion mit Hilfe des neu entwickelten Belastungsmodells (Gleichung (2.52)) sowie
- unter Berücksichtigung linearer FSI-Effekte und des zweiten aerodynamischen Dämpfungsansatzes (Gleichung (4.53))

ergeben. Die entsprechenden DLF-Kurven werden mit $DLF_{Dreieck}$, DLF_{neu} und DLF_{FSI} bezeichnet. Im Falle einer starren Reflexion ist der dynamische Lastfaktor lediglich eine Funktion von t_d/T und unabhängig von der spezifischen Masse m . DLF_{FSI} ist hingegen zusätzlich abhängig von der spezifischen Masse: Für steigende Massen sinkt der Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion, und die Kurve DLF_{FSI} gleicht sich zunehmend DLF_{neu} an. Insbesondere für geringe spezifische Massen ist $DLF_{FSI} < DLF_{neu}$.

Die Vernachlässigung der Fluid-Struktur-Interaktion sowie der aerodynamischen Dämpfung liegt auf der sicheren Seite, wenn das neue Belastungsmodell angesetzt wird. Die Verwendung des klassischen und in Normen verankerten Dreiecksansatzes unterschätzt die auftretenden Verformungen.

Für steigende t_d/T -Werte nähern sich jeweils alle drei DLF-Kurven in den Abbildungen 4.9(a)–(d) an. Allerdings ist DLF_{FSI} stets kleiner als DLF_{neu} und $DLF_{Dreieck}$, weil bei der Ermittlung von DLF_{FSI} die nichtlinearen Reflexionseffekte vernachlässigt werden, und der Reflexionsfaktor zu zwei angenommen wird.

Abbildung 4.10(a) stellt den dynamischen Lastfaktor DLF_{FSI} in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für verschiedene spezifische Massen dar. Auch hier wird offensichtlich,

dass der Interaktionseinfluss für geringe spezifische Massen besonders ausgeprägt ist. Um den Unterschied zu DLF_{neu} hervorzuheben, ist in Abbildung 4.10(b) das DLF-Verhältnis

$$DLF_{\text{Ratio}} = \frac{DLF_{\text{FSI}}}{DLF_{\text{neu}}}$$

dargestellt. Dieses Diagramm unterstreicht die bisherigen Überlegungen: Für leichte und flexible Systeme beträgt der dynamische Lastfaktor bei Berücksichtigung linearer Interaktionseffekte nur einen Bruchteil vom dynamischen Lastfaktor bei Annahme einer starren Reflexion. Für schwere oder steife Systeme ist der Interaktionseinfluss zu vernachlässigen, und DLF_{Ratio} nähert sich dem Wert eins.

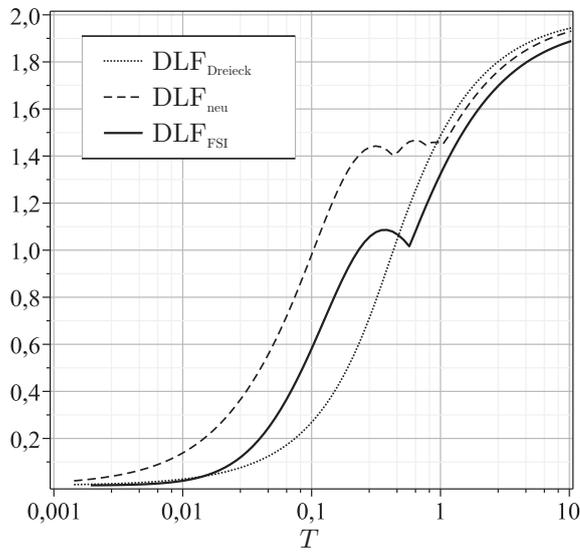
Mit Hilfe von Abbildung 4.10(b) lässt sich der Einfluss der Interaktionseffekte abschätzen. Beispielsweise beträgt die Zeitdauer der Überdruckphase $t_d \approx 23$ ms bei der Explosion von 100 kg TNT in 40 m Entfernung. Trifft diese Explosionswelle auf ein System mit der Eigenfrequenz $f \approx 4,5$ Hz, so ist $t_d/T = t_d \cdot f = 0,023 \text{ s} \cdot 4,5 \text{ Hz} \approx 0,1$ und $DLF_{\text{Ratio}} \approx 0,7$ für ein System mit $m = 50 \text{ kg/m}^2$. Die maximale Verformung unter Berücksichtigung der FSI-Effekte beträgt damit nur 70% der maximalen Verformung bei Annahme einer starren Reflexion. Bei entsprechend schwereren oder steiferen Systemen verringert sich der Interaktionseinfluss, und DLF_{Ratio} nähert sich dem Wert 1.

4.3.4 Anwendungsgrenzen des linearen FSI-Modells

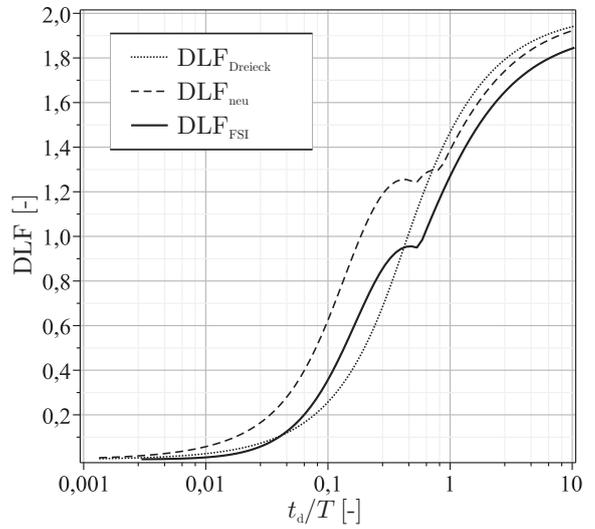
Die Diskrepanz zwischen DLF_{FSI} und DLF_{neu} für steife oder schwere Systeme in Abbildung 4.9 weist auf die Anwendungsgrenzen des linearen FSI-Modells hin. Um diese Grenzen deutlicher heraus zu stellen, sind in Abbildung 4.11 die dynamischen Lastfaktoren für ein System mit der spezifischen Masse $m = 50 \text{ kg/m}^2$ unter verschiedenen Explosionsszenarien dargestellt. Bei den gewählten Szenarien steigt der Reflexionsfaktor von 2,03 auf 2,57.

Aufgrund des vorausgesetzten Superpositionsprinzips beträgt der Reflexionsfaktor im Rahmen des linearen FSI-Modells 2. In Realität führen nichtlineare Effekte im Überschallbereich jedoch dazu, dass der Reflexionsfaktor stets größer als 2 ist. Für Nahdetonationen kann der Reflexionsfaktor sogar Werte bis 14 oder mehr annehmen (Abschnitt 4.1). Bei Ferndetonationen und großen skalierten Abständen ist der Spitzenüberdruck \hat{p}_{10} jedoch klein, und der Reflexionsfaktor ist nur geringfügig größer als 2. Bei den in Abbildung 4.11 betrachteten Szenarien ist auffällig, dass bereits bei kleinen Abweichungen des Reflexionsfaktors vom Wert 2 der Unterschied zwischen den Kurven DLF_{neu} und DLF_{FSI} für steife (oder schwere) Systeme immer größer wird. Bei der Explosion von 100 kg in 15 m Entfernung (Abbildung 4.11(d)) ist der Reflexionsfaktor 2,54 und weicht damit um 27% vom Wert 2 ab. Bei einem Verhältnis $t_d/T = 10$ ist DLF_{neu} jedoch etwa 30% größer als DLF_{FSI} . In diesem Bereich sollte das lineare FSI-Modell nicht angewendet werden.

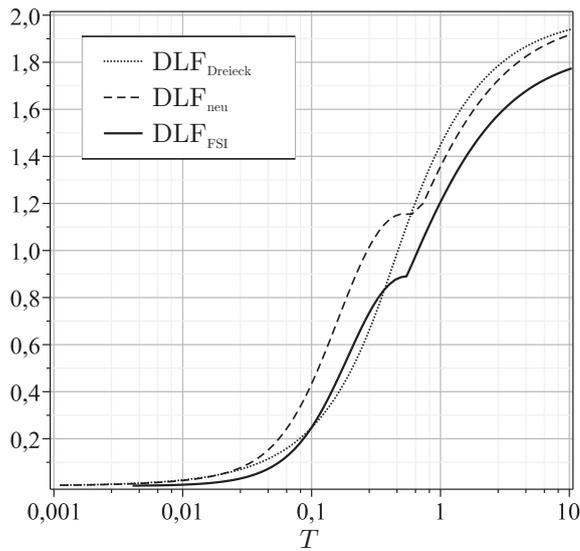
Der Fehler bzw. der Unterschied zwischen DLF_{FSI} und DLF_{neu} ist jedoch für kleinere Reflexionsfaktoren (Abbildungen 4.11(a) und 4.11(b)) wesentlich geringer. Der Unterschied beträgt in diesen Fällen weniger als 3%. Für diese Szenarien ist das neue FSI-Modell gut geeignet, um den Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion zu erfassen.



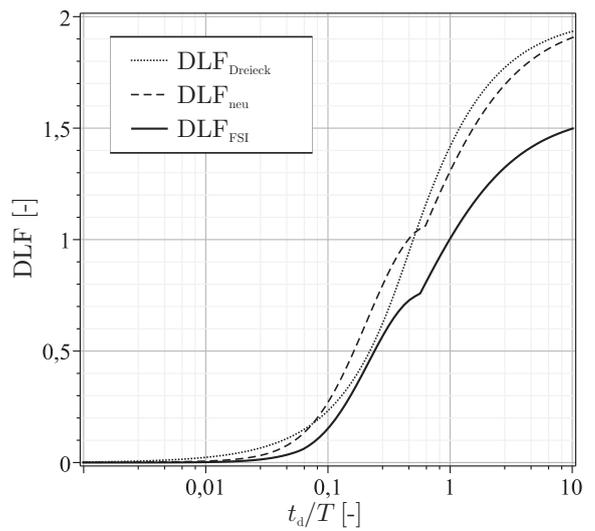
(a) 100 kg TNT in 100 m ($c_r = 2,03$).



(b) 100 kg TNT in 50 m ($c_r = 2,07$).



(c) 100 kg TNT in 30 m ($c_r = 2,15$).



(d) 100 kg TNT in 15 m ($c_r = 2,54$).

Abbildung 4.11: Grenzen des lineares FSI-Ansatzes: Dynamischer Lastfaktor DLF in Abhängigkeit vom Verhältnis t_d/T für vier verschiedene Belastungsszenarien. Das System hat die spezifische Masse $m = 50 \text{ kg/m}^2$.

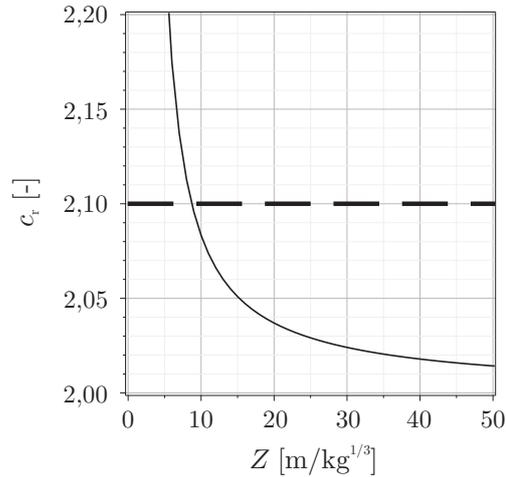


Abbildung 4.12: Reflexionsfaktor c_r in Abhängigkeit vom skalierten Abstand Z .

Als Anwendungsgrenze für das analytische FSI-Modell schlägt der Verfasser einen Reflexionsfaktor $c_r < 2,1$ vor. In diesem Bereich handelt es sich um Ferndetonationen mit geringen Überdrücken, und das FSI-Modell liefert ausreichend genaue Ergebnisse. Abbildung 4.12 stellt den Reflexionsfaktor in Abhängigkeit vom skalierten Abstand Z dar. $c_r = 2,1$ entspricht einem Explosionsszenario mit einem skalierten Abstand von $Z > 8 \text{ m/kg}^{1/3}$.

4.3.5 Nichtlineares Strukturverhalten

In Abschnitt 2.3.4 wird herausgearbeitet, dass durch plastische Verformungen ein erheblicher Anteil der Explosionsenergie dissipiert werden kann. Aus diesem Grund werden Konstruktionen i.d.R. so geplant, dass sie an definierten Stellen plastizieren und damit Energie dissipieren. Ein Beispiel für gezielte Energiedissipation durch Anordnung spezieller energiedissipierender Elemente wird im 5. Kapitel diskutiert. In diesen Fällen kann das Last-Verformungs-Verhalten des Systems nicht mehr durch eine einfache lineare Feder approximiert werden, sondern das nichtlineare Strukturverhalten muss berücksichtigt werden.

Für diese Anwendungsbereiche, in denen die Struktur unter Berücksichtigung plastischer Effekte dimensioniert wird, spielen Struktur- und aerodynamische Dämpfungseffekte eine untergeordnete Rolle, weil ein Großteil der Explosionsenergie bereits durch plastische Verformungen dissipiert wird (dies wird beispielhaft besonders deutlich in Abbildung 2.26).

Bei geometrisch nichtlinearen Strukturen, in denen die Materialien im elastischen Bereich verbleiben, sind jedoch Dämpfungs- und Interaktionseffekte zu berücksichtigen. Typische Beispiele für geometrisch nichtlineare Strukturen sind Seilsysteme, z.B. auch die im 5. Kapitel untersuchte Seilnetzfassade. Solche Systeme zeigen ein nichtlineares Kraft-Verformungs-Verhalten, ohne dass es zu Plastizierungen kommt.

Die nichtlinearen Effekte werden in der allgemeinen Bewegungsgleichung (4.35)

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + d_a + r = p_{r0}^{\text{FSI}}$$

durch die nichtlineare spezifische Widerstandskraft $r = r(x(t))$ erfasst. Zur Diskussion der nichtlinearen Effekte wird auch auf Abschnitt 2.3.4 verwiesen.

Bei nichtlinearem Strukturverhalten führt das in Abschnitt 4.3.1 vorgestellte Verfahren zu einem nichtlinearen Differentialgleichungssystem dritter Ordnung für die Ermittlung von ϕ . Einfacher kann jedoch zuerst die Differentialgleichung für x aufgestellt werden, indem (4.52) in (4.35) eingesetzt wird. Dies führt auf die nichtlineare Differentialgleichung

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + d_a + \rho c\dot{x} + r = 2\hat{p}_{10}\varphi(t) \quad (4.54)$$

für x unter Berücksichtigung der drei Dämpfungsanteile Strukturdämpfung, aerodynamische Dämpfung und FSI-Dämpfung. Mit bekannter Verformung $x(t)$ ergibt sich die Geschwindigkeit $\dot{x}(t)$ durch Differentiation und damit die Formfunktion

$$\phi(t) = \varphi(t) - \frac{\rho c}{\hat{p}_{10}}\dot{x}(t)$$

nach (4.48) und der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf p_{r0}^{FSI} nach (4.11) oder (4.52):

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = 2\hat{p}_{10}\varphi(t) - \rho c\dot{x}(t) = p_{r0}(t) - \rho c\dot{x}(t).$$

Die Ermittlung von nichtlinearen Widerstandsfunktionen $r(x)$ wird z.B. in [202, 207] diskutiert. *Warnstedt* [216] zeigt in seiner Diplomarbeit die Berechnung von Widerstandsfunktionen für Seilnetzfassaden. Die Widerstandsfunktion zur Abbildung des geometrisch nichtlinearen Verhaltens einer Seilnetzfassade kann näherungsweise durch die Potenzfunktion

$$r(x) = \begin{cases} \alpha x^\beta & x \geq 0 \\ -\alpha |x|^\beta & x < 0 \end{cases} \quad \alpha, \beta > 0 \quad (4.55)$$

beschrieben werden, wobei die Konstanten α, β durch Experimente oder numerische Simulationen zu ermitteln sind. Die Funktion $r(x)$ ist schematisch in Abbildung 2.21(a) dargestellt.

Die konkrete Ermittlung der Widerstandsfunktion und die Auswertung des nichtlinearen analytischen FSI-Modells erfolgt für den Anwendungsfall einer explosionshemmenden Seilnetzfassade im 5. Kapitel.

4.3.6 Äquivalente Dämpfung

In (4.54) wird deutlich, dass die Strukturdämpfung $d_s = d\dot{x}$, die aerodynamische Dämpfung d_a und die FSI-Dämpfung zu einem äquivalenten Dämpfungsterm d_{eq} zusammengefasst werden können,

$$m\ddot{x} + d_{eq} + r = 2\hat{p}_{10}\varphi(t), \quad (4.56)$$

wobei

$$d_{eq} = d_s + d_a + d_{\text{FSI}} = 2m\omega\zeta_{eq}\dot{x} \quad (4.57)$$

mit $d_{\text{FSI}} = \rho c \dot{x}$ und den *Lehrschen* Dämpfungsmaßen

$$\zeta_{\text{eq}} = \zeta_s + \zeta_a + \zeta_{\text{FSI}}. \quad (4.58)$$

Die aerodynamische Dämpfung ζ_a wird nach (3.10) (Ansatz 1) oder nach (3.13) (Ansatz 2) berechnet. Wird der 2. Ansatz gewählt, dann handelt es sich nicht mehr um eine linear viskose, sondern um eine nichtlineare Dämpfung (Kapitel 3). Für die FSI-Dämpfung gilt

$$\zeta_{\text{FSI}} = \frac{\rho c}{2m\omega} = \frac{\rho c}{4\pi f m}. \quad (4.59)$$

Wird die Bewegungsgleichung direkt mit der äquivalenten Dämpfung gelöst, dann kann in einem zweiten Schritt der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf unter Beachtung der FSI-Effekte nach (4.52) ermittelt werden.

Ein Vorteil der äquivalenten Dämpfung liegt in der Möglichkeit, die Belastungsfunktion, also die rechte Seite von (4.56), anzupassen. Das analytische FSI-Modell ist streng nur gültig für einen Reflexionsfaktor von $c_r = 2$. Im 2. Kapitel wird jedoch gezeigt, dass der Reflexionsfaktor für die Überdruckphase stets größer als 2, und für die Unterdruckphase kleiner als 2 ist. Unter Berücksichtigung dieser Phänomene, siehe auch Glg. (2.39), ergibt sich die von den Interaktionseffekten entkoppelte Bewegungsgleichung für einen Einfreiheitsgradschwinger zu

$$m\ddot{x} + d_{\text{eq}} + r = p_{r0}(t) = \begin{cases} c_r \hat{p}_{10} \varphi(t) & t \leq t_d, \\ c_r^- \hat{p}_{10} \varphi(t) & t > t_d. \end{cases} \quad (4.60)$$

Analog zu Abschnitt 4.3.4 schlägt der Verfasser die Anwendungsgrenze $c_r < 2,1$ bzw. $Z > 8 \text{ m/kg}^{1/3}$ für das analytische FSI-Modell vor.

4.4 Zusammenfassung und Bewertung

Aufbauend auf *Taylors* Modell [197] wird in diesem Kapitel ein analytisches FSI-Modell für einen Einfreiheitsgradschwinger hergeleitet. Während *Taylor* freistehende Platten analysiert und damit nur Massenträgheitseffekte beachtet, berücksichtigt das neue Modell auch aerodynamische Dämpfung, Strukturdämpfung, Steifigkeitseffekte und den Einfluss der Unterdruckphase, weil die Belastung mit dem im 2. Kapitel entwickelten Belastungsmodell modelliert wird.

Einschränkend ist festzustellen, dass das neue Modell nur gültig ist für schwache Stoßwellen, wenn also $c_r \approx 2$ (Abschnitt 2.2.3). Andererseits ist dies auch der Hauptanwendungsbereich für leichte und flexible Systeme, bei denen Interaktionseffekte überhaupt auftreten. Bei steifen Systemen können jegliche Interaktionseffekte in guter Näherung vernachlässigt werden. Bei sehr hohen Explosionsschutzanforderungen bieten leichte und flexible Systeme nicht ohne weiteres den geforderten Schutz.

Der Ansatz der starren Reflexion unter Vernachlässigung der Interaktion führt zu auf der „sicheren Seite“ liegenden Ergebnissen. Für leichte und flexible Systeme werden mit diesem „traditionellen“ Vorgehen die Verformungen und Beanspruchungen maßgeblich

überschätzt. Unter Berücksichtigung der FSI und der aerodynamischen Dämpfung kann das Tragverhalten von leichten und flexiblen Schutzsystemen besser erfasst werden.

Die numerischen Untersuchungen in diesem Kapitel zeigen deutlich, wie die Verformung den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf beeinflusst und umgekehrt. Während der reflektierte Spitzenüberdruck nicht vermindert wird, nehmen die Zeitdauer der Überdruckphase und der reflektierte Impuls aufgrund des „Ausweichens“ der flexiblen Struktur ab. Je geringer die Masse, je kleiner die Eigenfrequenz und je höher die Strukturgeschwindigkeit sind, desto größer ist der Effekt der Impulsreduktion. Bei einer spezifischen Masse von etwa 50 kg/m^2 beträgt die Reduktion des reflektierten positiven Impulses bis zu 11% und die Reduktion des reflektierten negativen Impulses bis zu 39% (Abbildung 4.7).

Weiterhin werden Antwortspektren hergeleitet (Abbildung 4.10), die in Abhängigkeit von Masse und vom Verhältnis t_d/T den deutlichen Einfluss der Interaktionseffekte auf die maximalen Verformungen zeigen. Für eine spezifische Masse von etwa 50 kg/m^2 sind im Bereich $0,01 < t_d/T < 0,1$ Reduktionen des dynamischen Lastfaktors zwischen 45 und 85% zu erwarten (Abbildung 4.10(b)).

5 Explosionshemmende und energiedissipierende Seilnetzfassaden

Die in den vorherigen Kapiteln entwickelten Modelle und Konzepte werden nun am praktischen Beispiel einer explosionshemmenden Seilnetzfassade aufbereitet und bewertet. Seilnetzfassaden zeichnen sich durch eine hohe Transparenz, eine hohe Gestaltungsfreiheit, eine geringe spezifische Masse von etwa $40\text{--}60\text{ kg/m}^2$ und eine relativ geringe erste Eigenfrequenz zwischen $0,5$ und 3 Hz aus [71, 184, 216, 221].

In Abschnitt 2.3.6 wird gezeigt, dass der dynamische Lastfaktor für Bauteile mit kleinen Eigenfrequenzen deutlich reduziert wird (niederfrequente Abstimmung). Allerdings werden die Verformungen größer als bei steiferen Systemen, und das System und die Anschlüsse müssen in der Lage sein, sich entsprechend zu verformen. Die Verformungen und möglichen Versagensformen von Seilnetzfassaden werden im Folgenden nach einem Überblick über häufig in der Praxis geforderte normierte Explosionsszenarien untersucht. Dazu werden zunächst Aufbau und Tragverhalten von Seilnetzfassaden beschrieben und ein Finite Elemente Modell einer Seilnetzfassade entwickelt. Unter einem typischen Explosionsszenario werden anschließend die Verformungen unter Beachtung von FSI und aerodynamischen Dämpfungseffekten analysiert.

Ebenfalls in Abschnitt 2.3.6 werden elastisch-plastische Elemente zur gezielten Energiedissipation hoher Lasten vorgeschlagen. Das aus dem Erdbebeningenieurwesen bekannte Konzept der Kapazitätsbemessung [161, 162, 199] wird in diesem Kapitel für die Entwicklung von innovativen Schutzkonzepten angewendet und entsprechend erweitert. Ideal ist die Anordnung dissipativer Opferelemente, die unter definierten Belastungen an vorgegebenen Stellen kontrolliert plastizieren. Diese Opferelemente müssen über eine ausreichende Duktilität verfügen, während der Rest des Systems über eine ausreichende Festigkeit verfügt und sich möglichst nur im elastischen Bereich verformt. Auch nach Versagen der Opferelemente muss das Gesamtsystem über eine ausreichende Restsicherheit verfügen.

5.1 Normierte Explosionsszenarien

Die in Abschnitt 2.2 beschriebenen und entwickelten Ansätze zur Ermittlung von Explosionsparametern gelten für ideale Freifeldexplosionen. Wenn Mehrfachreflexionen oder urbane Explosionsszenarien berücksichtigt werden sollen, dann sind im Rahmen einer umfangreichen Gefährdungs- und Risikoanalyse numerische Simulationen oder (ggf. ska-

Tabelle 5.1: US GSA/ISC Explosionsszenarien [211].

Klasse	\hat{p}_{r0} [kPa]	i_r^+ [Pa s]	\tilde{t}_d [ms]	Ladung TNT [kg]	Abstand [m]
GSA C	27,58	193,06	14,0	47,5	30
GSA D	68,95	675,71	19,6	340	34

Tabelle 5.2: ISO-Explosionsszenarien [100] (Fahrzeughomben, explosion vehicle, EXV).

Klasse	\hat{p}_{r0} [kPa]	i_r^+ [Pa s]	\tilde{t}_d [ms]	Ladung TNT [kg]	Abstand [m]
EXV 45	30	180	12	30	32
EXV 33	50	250	10	30	23
EXV 25	80	380	9,5	40	19
EXV 19	140	600	8,6	64	17
EXV 15	250	850	6,8	80	14,4
EXV 12	450	1200	5,3	100	12,4
EXV 10	800	1600	5	125	11

lierte) Versuche zur Ermittlung der einwirkenden Druck-Zeit-Verläufe erforderlich. Diese reflektierten Druck-Zeit-Verläufe haben in aller Regel einen anderen Verlauf als unter idealen Freifeldbedingungen [189, 222].

Da die Ermittlung des Druck-Zeit-Verlaufes infolge einer Detonation und komplexer Reflexionseffekte sehr aufwendig ist, wurden zunächst in den USA und dann auch international (ISO) normierte Explosionslastannahmen festgelegt [100, 104, 211]. Diese Explosionslastannahmen geben einen linear abfallenden reflektierten Druck-Zeit-Verlauf vor, der in Abbildung 2.1 (Seite 21) gestrichelt dargestellt ist. Der Einfluss der Sogphase wird bei diesen normierten Ansätzen vernachlässigt. Trotzdem verlangen viele Bauherren einen normierten Explosionslastansatz gemäß US oder ISO Standard. Es wird davon ausgegangen, dass das Versagen des Systems nach innen bemessungsentscheidend ist. Die Auswirkungen auf Personen im Inneren des Gebäudes sollen also minimiert werden. Ein Versagen des Systems nach außen infolge der Unterdruckphase wird in Kauf genommen.

In den Tabellen 5.1 und 5.2 sind die wesentlichen Bemessungslasten nach der US-amerikanischen GSA/ISC [211] (GSA/ISC = General Services Administration Interagency Security Committee) und nach der internationalen ISO Norm [100] zusammengefasst. Die angegebenen Sprengstoffmengen und Abstände geben an, durch welche Sprengladungen diese Lasten bei einer Bodenzündung auf einer freien Ebene vor einer *großen* Fassade erzeugt würden. Bei einer Explosion vor einer *kleinen* Fassade (in Versuchen werden üblicherweise Bauteile in einem relativ kleinem Testrahmen von 3,15 m x 3,15 m getestet) sind zur Erreichung derselben Druck- und Impulswerte eine andere Ladungs-

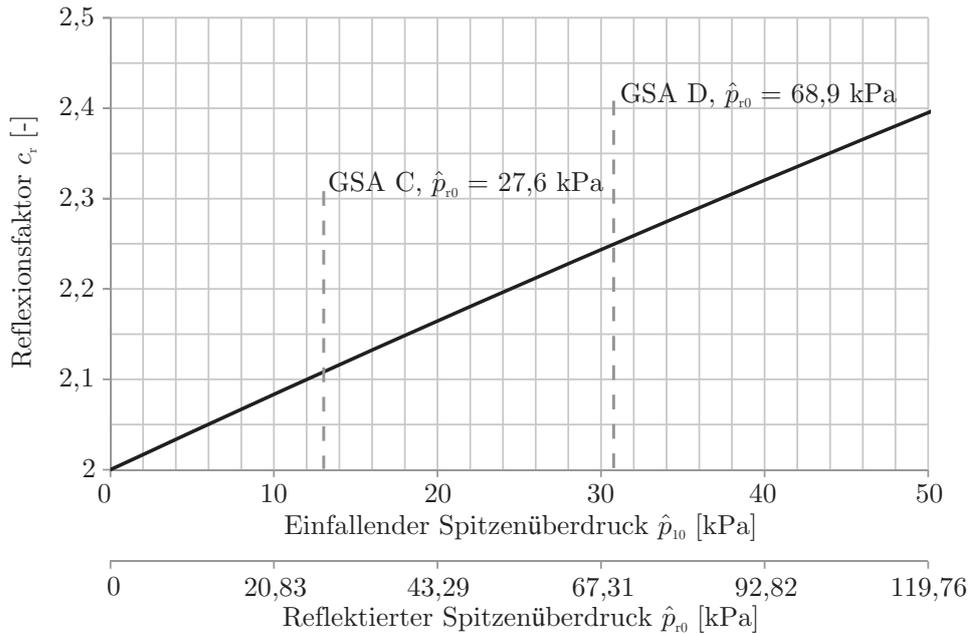


Abbildung 5.1: Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von \hat{p}_{10} nach Glg. (2.33).

menge und ein anderer Abstand erforderlich, weil es an den Ecken und Kanten des kleinen Testrahmens zur Beugung der Explosionswelle kommt [170].

Auf dieses Phänomen ist die Bezeichnung der ISO-Szenarien (z.B. EXV 45) zurückzuführen. EXV xx bedeutet, dass die in Tabelle 5.2 angegebenen Überdruck- und Impulswerte beim typischen Testrahmen von 3,15 m x 3,15 m bei einer Explosion von 100 kg in einem Abstand von xx m erreicht werden. Bei größeren Fassaden gelten die in Tabelle 5.2 angegebenen Ladungsangaben (siehe dazu auch Anhang C.1 von ISO 16933 [100]).

In Abbildung 5.1 ist jeweils der Reflexionsfaktor für die beiden GSA-Level C und D dargestellt. Für das in der Praxis häufig geforderte Explosionsszenario GSA C beträgt der Reflexionsfaktor $c_r \approx 2,1$. Es handelt sich also um eine „schwache Stoßwelle“, wie sie in Abschnitt 2.2.3 diskutiert wird und für die die im 4. Kapitel entwickelten Modelle gültig sind. Einige explosionsrelevante ISO Normen wurden inzwischen auch in deutsche und europäische DIN EN Normen überführt [85]. Da die ISO und DIN EN Normen inhaltlich größtenteils identisch sind, wird auf eine weitere Darstellung verzichtet und z.B. auf [85] verwiesen.

5.1.1 Schutz- und Risikoklassifizierung

Bereits geringe Explosionsdruckwellen können zu großen Schäden führen, wenn die Fassade nicht entsprechend konstruiert ist. Um Personen hinter der Fassade vor größeren Verletzungen zu schützen, wird zunehmend eine explosionshemmende Funktion der Fassade in Spezifikationen gefordert. Zumeist wird hierbei auf eine Klassifizierung der Schutzwirkung entsprechend der amerikanischen GSA Methode [212] verwiesen. Die GSA Methode teilt Fassaden in sechs Schutz- und Risikoklassen („protection and hazard levels“, Abbil-

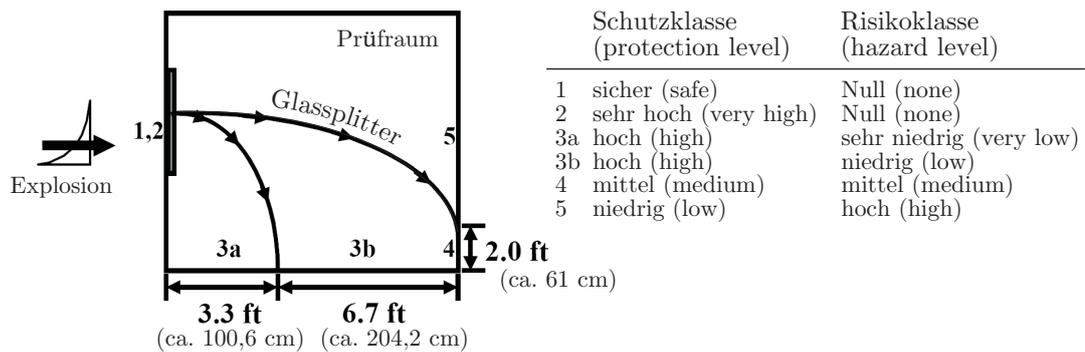


Abbildung 5.2: GSA/ISC Schutz- und Risikoklassen (nach [212]).

Abbildung 5.2) ein. In der höchsten Schutzklasse 1 darf das Glas nicht brechen. In den weiteren wird definiert, wie weit Glassplitter in einem normierten Prüfraum fliegen dürfen. Am häufigsten wird die Schutzklasse 3b gefordert, bei der die Splitter maximal 10 ft. (3,05 m) in den Schutzraum fliegen dürfen.

Die GSA Schutzklassen wurden ursprünglich für raumhohe Fensterverglasungen entwickelt und lassen sich nur bedingt auf wesentlich höhere Seilnetzfassaden übertragen. Eine größere Fassadenhöhe hat automatisch eine potentiell größere Wurfweite gelöster Glassplitter zur Folge (Wurfparabel).

Wesentliches Merkmal bei der Konstruktion explosionshemmender Seilnetzfassaden muss also das Vermeiden von fliegenden Glassplittern sein. Dies verlangt die Verwendung von Verbundsicherheitsglas (VSG) und von speziellen Glashaltern, die verhindern, dass sich eine einzelne Scheibe komplett aus dem Seilnetz löst, in den Raum geschleudert und damit zu einem erheblichen Verletzungsrisiko für Personen hinter der Fassade wird.

Für weitere Informationen zur Schutz- und Risikoklassifizierung sei beispielhaft auf [85, 100, 143] verwiesen.

5.1.2 Einfluss der Sogphase auf die Strukturantwort

Während der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen und Spannungen bei relativ steifen Strukturen eher gering ist, sollte er bei der Bemessung und konstruktiven Auslegung von flexiblen Systemen berücksichtigt werden (Abschnitt 2.3.6). Für Seilnetzfassaden wird der Einfluss der Sogphase auf die Strukturantwort in einer vom Verfasser betreuten Diplomarbeit von Warnstedt 2009 [216] untersucht. Wesentliche Ergebnisse wurden auch im *Journal of Architectural Engineering* [201] veröffentlicht.

Aufgrund des nichtlinearen Strukturverhaltens ist der Einfluss der Sogphase auf die dynamische Strukturantwort geringer als bei linear elastischen Systemen. Jedoch lässt sich auch hier insbesondere für schwache Explosionsszenarien wie ISO EXV 45 oder GSA C ein Einfluss feststellen. Daraus folgt, dass die Seilendverankerungen und insbesondere die Glashalter so konstruiert werden sollten, dass sie auch unter großen Sogwirkungen (und damit entgegen der üblichen Belastungseinrichtung wie z.B. Wind) nicht versagen.

Für weitere Details sei auf [201, 216] verwiesen.

5.2 Aufbau und Tragverhalten von Seilnetzfassaden

Angetrieben von der Idee leichter, weitgespannter Konstruktionen setzten in den 1980-er Jahren intensive Forschungen zum Tragverhalten von Seilen und Seilstrukturen ein. Eine der maßgebenden Entwicklungsschritte stellt in diesem Zusammenhang der Bau des Münchner Olympia-Stadions 1972 durch die Architekten *Günter Behnisch* und *Frei Otto* [159] sowie den Bauingenieur *Jörg Schlaich* dar. Der u.a. von *Schlaich* eingerichtete Sonderforschungsbereich 64 „Weitgespannte Flächentragwerke“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft publizierte im Zeitraum 1972 – 1984 über 60 Publikationen in den Projektbereichen Statik und Dynamik, Entwurf, Gestaltung, Konstruktiver Ingenieurbau, Geodäsie und Materialforschung.

1989/1990 entwickelte *Schlaich* für das Kempinsky Hotel am Münchner Flughafen ein neues Konzept für Glasfassaden [178]. Die neu entwickelte Glasfassade besteht aus horizontal und vertikal vorgespannten Seilen. Im Gegensatz zu früheren Konstruktionen werden die Glasscheiben nicht vorgebohrt, sondern durch vorgespannte Klemmhalter fixiert. Der ersten Seilnetzfassade folgten international zahlreiche weitere von *Schlaich* und anderen Ingenieuren, z.B. Holzhafen Hamburg (2000), Time Warner Center New York (2003), Seven World Trade Center New York (2006), Beijing Poly Plaza (2008) [168, 176, 177, 178, 190]. Spätestens seit den Anschlägen vom 11. September 2001 in New York werden auch vermehrt explosionshemmende Seilnetzfassaden gefordert [78, 190, 221].

Der schematische Aufbau einer Seilnetzfassade ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Seilnetzfassaden bestehen aus vertikal und horizontal vorgespannten Seilen, an denen mittels Glashalter Glasscheiben eingehängt werden. In der einfachsten Variante werden lediglich vertikal vorgespannte Seile („cable walls“) verwendet [178]. Die einzelnen Bauteile der Seilnetzfassade werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben.

Die zulässige Verformung senkrecht zur Verglasungsebene ist relativ hoch und hängt vor allem von den folgenden vier Faktoren ab:

- Zwangspunkte vor und hinter der Fassade, die nicht berührt werden dürfen (z.B. Stützen oder Wände gegen die die Fassade nicht anschlagen soll).
- Lagesicherung der Verglasung.
- Maximal zulässige Klaffung und Kompression der Verglasungsfugen.
- Zulässige Verwindung der Glasscheiben in den Übergangsbereichen zu steifen Anschlüssen (Fassadenrand, Türrahmen). Zwangsverwindungen können insbesondere bei Isoliergläsern, deren Randverbund nur eine begrenzte Kaltverformung erlaubt, eine maßgebende Randbedingung darstellen.

Bei entsprechend sorgfältiger Planung sind Verformungen von etwa ca. 1/50 bis 1/40 der Fassadenspannweite möglich [222].

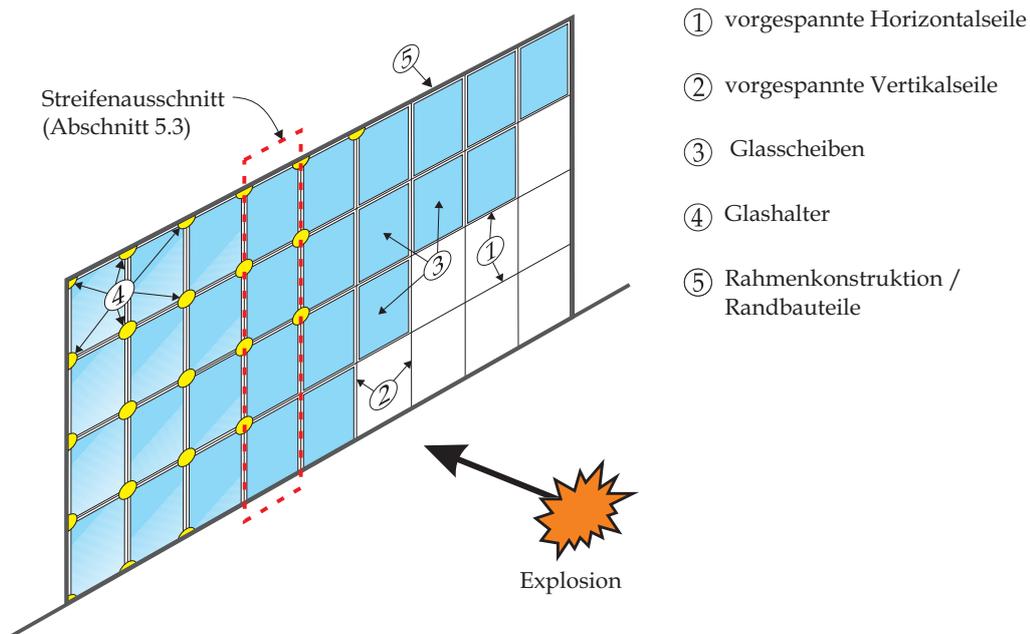


Abbildung 5.3: Aufbau einer Seilnetzfassade.

5.2.1 Seile

Für Seilnetzfassaden werden häufig Spiralseile aus Edelstahl verwendet (Abbildung 5.4), die je nach Umweltbedingungen mit einem Korrosionsschutz versehen werden. Unbelastete Seile zeigen ein nichtlineares Last-Verformungs-Verhalten. Aus diesem Grund werden die Seile vorgereckt, um ein reproduzierbares und linear elastisches Verformungsverhalten im üblichen Lastbereich zu erhalten.

Die Eigenschaften einiger ausgewählter Stahlseile der Firma *Pfeiffer* [164] sind in Tabelle 5.3 aufgelistet. Die Dichte von Stahlseilen beträgt $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$. Mit Hilfe des Durchmessers d und des Füllfaktors f_u (Anteil Stahlquerschnitt am Gesamtquerschnitt) wird das spezifische Gewicht [kg/m] berechnet:

$$g = \frac{\pi d^2}{4} \rho f_u. \quad (5.1)$$

Der metallische Querschnitt ergibt sich zu

$$A_m = \frac{\pi d^2}{4} f_u. \quad (5.2)$$

Die charakteristische Bruchkraft $Z_{B,k}$ ist die Zugkraft, die in einem Zerreiversuch mindestens erreicht wird. Die Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ gibt den γ_M -fachen Grenzwert an, bis zu dem sich das Seil elastisch verhält (Teilsicherheitsbeiwert für Stahl: $\gamma_M = 1,1$ [56]). Der E-Modul vorgereckter Seile beträgt üblicherweise 120 bis 130 GPa. Die Seile werden mit Seilendverankerungen an der Haupttragstruktur befestigt. Über nachspannbare Seilendverankerungen können Änderungen der Vorspannkkräfte infolge zeitabhängiger Verformungen ausgeglichen werden [38, 168]. Die hohen Vorspannungskräfte der Seile müssen

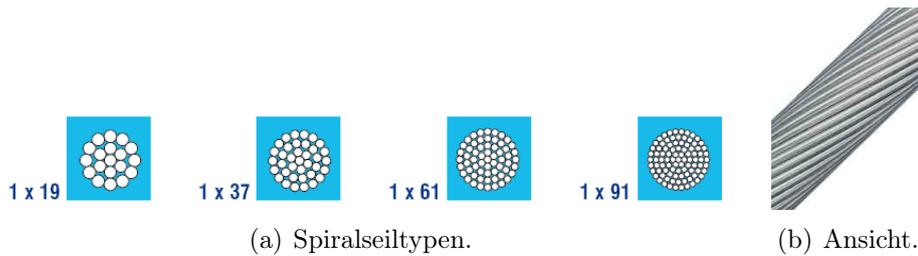


Abbildung 5.4: Offene Spiralseile (aus [164]).

Tabelle 5.3: Eigenschaften ausgewählter Spiralseile der Fa. Pfeiffer [164].

Bez.	Durchmesser d [mm]	Charakt. Bruchkraft $Z_{B,k}$ [kN]	Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ [kN]	Metall. Querschnitt A_m [mm ²]	Gewicht g [kg/m]	Typ	Füllfaktor f_u [-]
PE 30	20,5	298	180	246	1,9	1x37	0,745
PE 45	24,1	409	248	338	2,7	1x61	0,741
PE 60	28,6	578	350	477	3,7	1x61	0,742
PE 70	32,1	730	442	602	4,7	1x91	0,744
PE 100	36,6	945	573	780	6,1	1x91	0,741

von den anschließenden Bauteilen aufgenommen werden können. Gerade bei vertikalen Seilen ist dies frühzeitig in der Planungsphase zu beachten.

Der Vorspanngrad ist abhängig von der Belastung und von der geforderten Verformung der Seilnetzfassade und beträgt üblicherweise 20–60% der Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ [221].

5.2.2 Glasscheiben

Für die Glasscheiben wird normalerweise Verbundsicherheitsglas (VSG) aus thermisch vorgespanntem Kalknatron-Einscheibensicherheitsglas (ESG) oder aus teilvorgespanntem Kalknatronglas (TVG) verwendet (selten VSG aus Floatglas) [178]. Zwischen den beiden Glasschichten wird eine Polyvinylbutyral (PVB) Folie einlaminieren. Infolge der hohen Adhäsion der PVB-Schicht bleiben die Glasbruchstücke an der PVB-Folie haften, wodurch die Verletzungsgefahr für Personen durch herumfliegende Bruchstücke vermindert wird. Weiterhin bleibt die verglaste Öffnung auch nach einem Bruch der Glasscheibe geschlossen.

Üblicherweise wird VSG aus zwei Glasscheiben mit einer Dicke von jeweils 6–12 mm und einer 0,76 mm (selten 1,52 mm) dicken PVB-Zwischenschicht gewählt. Der Aufbau ist in Abbildung 5.5 skizziert.

Glaseigenschaften Nach der deutschen Glasbau-Norm DIN 18008-1 [55] beträgt der E-Modul von Kalknatronglas 70 GPa, die Querkontraktionszahl 0,23 und die Dichte

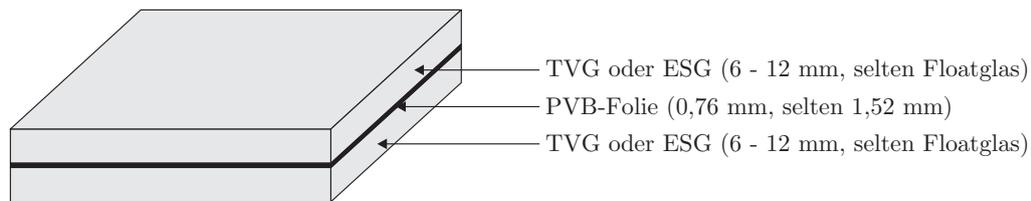


Abbildung 5.5: Aufbau von Verbundsicherheitsglas (VSG) für Seilnetzfassaden.

2500 kg/m³. In der DIN 18008-1 werden keine Festigkeiten angegeben. Die charakteristischen Biegezugfestigkeiten der unterschiedlich vorgespannten Glasprodukte finden sich in den entsprechenden Produktnormen. Die charakteristische Biegezugfestigkeit von Kalknatronglas beträgt 45 MPa nach DIN EN 572-1 [61], von TVG 70 MPa (DIN EN 1863-1 [58]) und von ESG 120 MPa (DIN EN 12150-1 [57]). Die Bemessung der Glasscheiben erfolgt nach DIN 18008-1, wo der Teilsicherheitsbeiwert für thermisch vorgespanntes Glas zu $\gamma_M = 1,5$ festgelegt wird (für Floatglas und Gläser ohne Vorspannung: $\gamma_M = 1,8$ und zusätzliche Abminderung der Festigkeit mit einem Modifikationsbeiwert k_{mod}). Bei Verwendung von Floatglas, ESG oder TVG für Verbundverglasungen (VSG) dürfen die Biegezugfestigkeiten nach DIN 18008-1 pauschal um 10% erhöht werden.

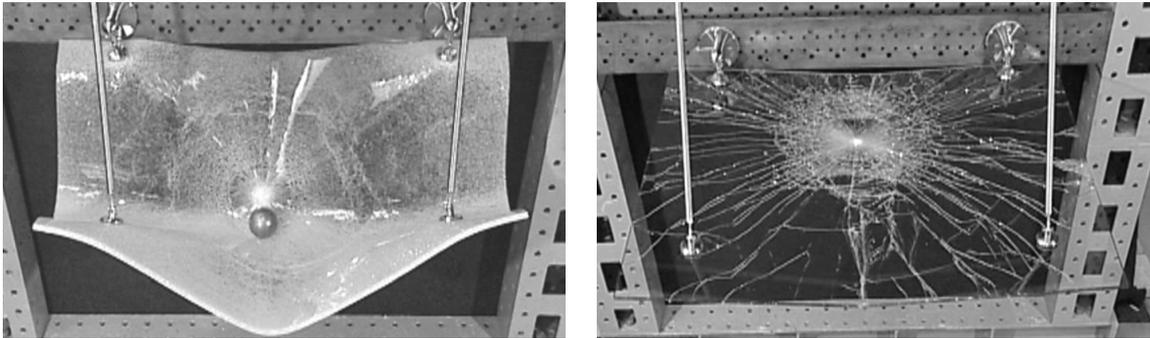
Die Druckfestigkeiten sind in den Produktnormen nicht angegeben. Sie sind jedoch wesentlich größer als die Biegezugfestigkeiten und in aller Regel bei einer Beanspruchung senkrecht zur Glasebene nicht bemessungsentscheidend.

Abbildung 5.6 zeigt die Bruchbilder von VSG aus ESG und von VSG aus TVG. VSG aus ESG hat ein wesentlich feineres Bruchbild als das grobbrechende VSG aus TVG. Insbesondere ist die Resttragfähigkeit von VSG aus TVG wesentlich größer als bei VSG aus ESG. Bei VSG aus ESG wird die Membrantragwirkung der PVB-Folie aktiviert, die Scheibe reagiert weicher und die horizontalen Zugkräfte in der Scheibenebene werden größer. Dies kann zu einem Herausrutschen der Scheibe aus der Glashalterung führen.

Für explosionshemmende Seilnetzfassaden wird aufgrund der höheren Restfestigkeit häufig VSG aus TVG verwendet. Kann das Herausrutschen der Glasscheiben aus den Glashaltern jedoch zuverlässig unterbunden werden, dann spricht das Tragverhalten für die Verwendung von VSG aus ESG [179].

PVB-Eigenschaften Die PVB-Zwischenschicht verfügt über eine hohe Reißfestigkeit und sorgt dafür, dass auch nach einem Bruch die Glassplitter an der Folie haften bleiben. Die Materialeigenschaften von PVB schwanken stark und sind sehr abhängig von Temperatur und Belastungsgeschwindigkeit. Unter statischer Belastung zeigt PVB ein stark temperaturabhängiges, nichtlineares viskoelastisches Materialverhalten, das bei sinkenden Temperaturen oder zunehmender Belastungsgeschwindigkeit zunehmend steifer wird.

Larcher [125] hat die von verschiedenen Forschern durchgeführten Zugversuche an PVB-Proben bei verschiedenen Temperaturen und verschiedenen Verzerrungsraten verglichen. Die verzerrungsratenabhängigen Spannungs-Dehnungs-Beziehungen sind in Abbildung 5.7 dargestellt. Mit zunehmender Verzerrungsrate zeigt PVB eine zunehmende



(a) VSG aus 2 x 6 mm ESG.

(b) VSG aus 2 x 6 mm TVG.

Abbildung 5.6: Bruchbilder von VSG-Verglasungen (aus [186]).

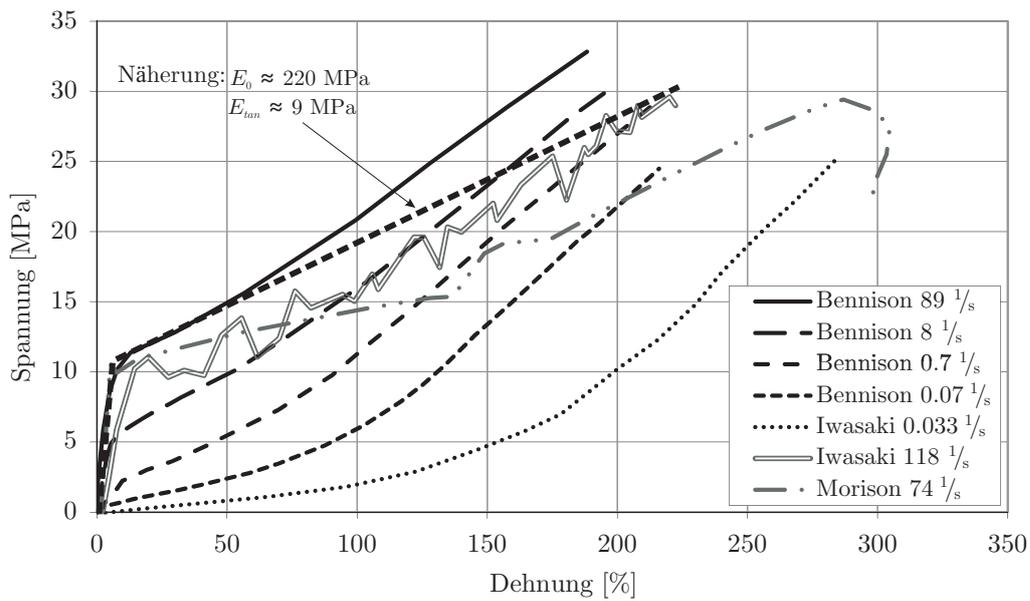


Abbildung 5.7: Spannungs-Dehnungs-Beziehung von PVB bei verschiedenen Verzerungs-raten bei Raumtemperatur (aus [126], *Bennison* [19], *Iwasaki* [103], *Morison* [148], Näherung nach *Larcher* [125]).

Verfestigung, und der Anfangs-E-Modul nimmt deutlich zu. Aufgrund dieses Verhaltens wird von einigen Autoren in den numerischen Simulationen ein linear elastisch, isotrop plastisches Materialmodell für PVB gewählt, z.B. [19, 103, 126, 149]. Nach Kenntnis des Verfassers wurde in den Zugversuchen jedoch nur die Belastung, nicht die Entlastung, untersucht. Aus diesem Grund kann aus den Kurven in Abbildung 5.7 nicht geschlossen werden, dass sich PVB elastisch-plastisch verhält – es könnte sich theoretisch auch nicht-linear elastisch verhalten. *Bohmann* entwickelt in seiner Arbeit [24] ein rheologisches Materialmodell für PVB unter Berücksichtigung der Lasteinwirkungsdauer, der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit bis zu einer Verzerrungsrate des Schubwinkels von etwa 0,066 1/s. Eine vollständige (und publizierte) Materialcharakterisierung von PVB inklusive Beschreibung des Entlasungsverhaltens unter noch höheren Verzerrungsraten ist bisher nach Kenntnis des Verfassers nicht erfolgt.

Einige Materialeigenschaften sind jedoch bekannt: Aufgrund der Inkompressibilität von PVB kann nach [70] von einer Querkontraktionszahl von etwa 0,5 ausgegangen werden. Für PVB unter Kurzzeitbeanspruchungen gibt *Larcher* [123] eine Querkontraktionszahl von 0,42 an und weist gleichzeitig nach, dass der Einfluss der Querkontraktionszahl auf die Berechnungsergebnisse gering ist. Die Dichte von PVB beträgt etwa 1070 kg/m³. Basierend auf Abbildung 5.7 können zusätzlich die folgenden Materialparameter näherungsweise identifiziert werden: Der Anfangs-E-Modul beträgt $E_0 \approx 220$ MPa. Bei einer Spannung von etwa 11 MPa sinkt der E-Modul auf $E_{tan} \approx 9$ MPa (Näherung nach *Larcher* [125]).

Verbundtragwirkung Der Verbund zwischen den Glasscheiben und der PVB-Zwischenschicht wird in einem beheizten Druckbehälter (Autoklav) hergestellt. Im Autoklaven wird die VSG-Scheibe bei einem Druck von ca. 14 bar und einer Temperatur von etwa 130°C für mehrere Stunden zusammengepresst. Nach diesem Prozess sind Glas und PVB transparent miteinander verbunden. Die Haftung zwischen Glas und PVB ist vor allem abhängig vom Druck und von der Temperatur im Autoklaven sowie von der Glasoberfläche und vom Feuchtegehalt der PVB-Folie. Für weitere Details zum Verbund sei auf [64, 111, 220] verwiesen.

Nach DIN 18008 [55] darf der Schubverbund zwischen Glasscheiben und PVB-Folie in Berechnungen nicht angesetzt werden. Bei kurzzeitigen Einwirkungen wie Explosionen hat sich jedoch gezeigt, dass ein Schubverbund wirkt, was vor allem auf das zeitabhängige Kriechverhalten von PVB zurückzuführen ist, das bei schnellen Beanspruchungen nicht wirksam wird [90, 143].

5.2.3 Glashalter

Die Glashalter verbinden die Glasscheiben mit den horizontalen und vertikalen Seilen. Während die Glasscheiben früher häufig vorgebohrt wurden, wird heute versucht, das Glas nicht zu bohren, um lokale Schwächungen der Glasscheibe zu vermeiden. Aus diesem Grund werden zunehmend Klemmhalter verwendet, bei denen die Glasscheiben zwischen zwei Klemmtellern geklemmt werden (Abbildung 5.8(a)). Zwischen den Klemmtellern und den Glasscheiben wird eine Neoprenschiicht angeordnet, um Spannungen an den

Kontaktflächen Metall – Glas zu reduzieren. Durch die Neoprenschiicht wird eine „flexible“ Einspannung der Glasscheiben erreicht, die eine größere Flexibilität und damit eine größere Verformungskapazität der Scheiben zulässt, ohne dass größere Spannungen durch Verwindungen auftreten. Soll der Grad der Einspannung der Ecken der Gläser noch weiter reduziert werden, so kann dies durch Verwendung von kreuzförmigen Klemmhaltern (sogenannte „Fassadenspider“ oder „Klemmspider“) erreicht werden [88].

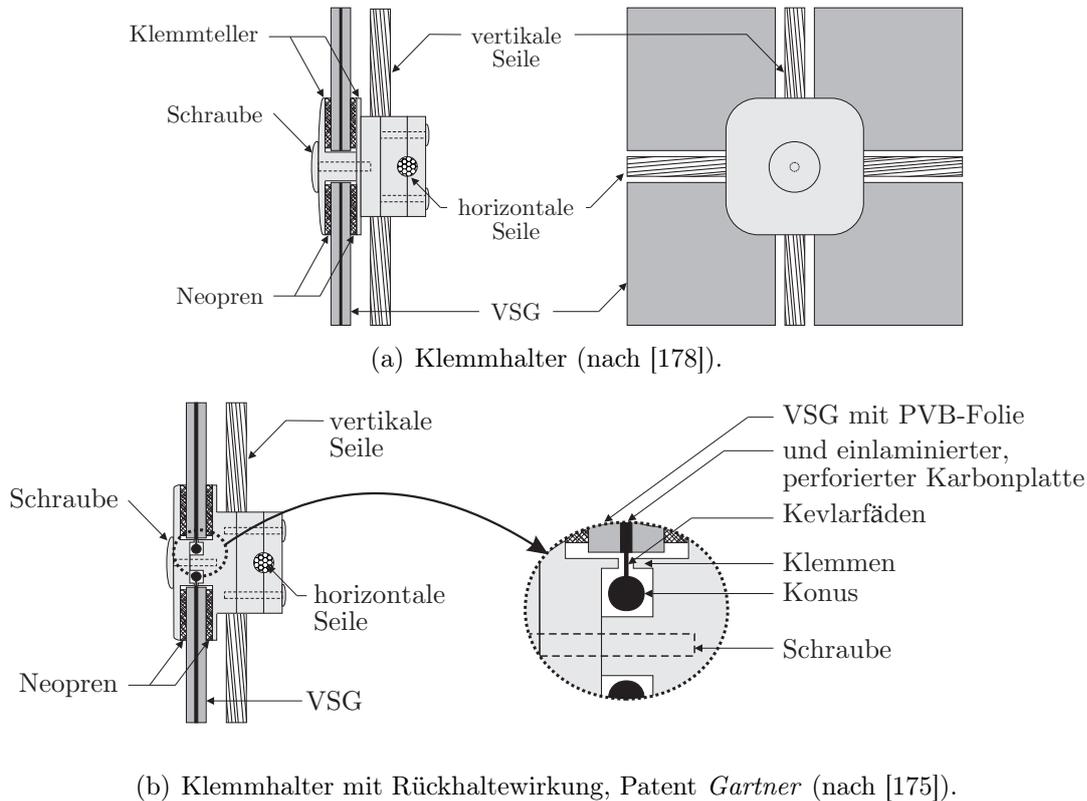


Abbildung 5.8: Glashalter – Klemmhalter.

Bei großen Verformungen (wie sie insbesondere bei VSG aus ESG auftreten, Abbildung 5.6(a)) kann die Glasscheibe aus dem in Abbildung 5.8(a) skizzierten Klemmhalter herausrutschen. Um dies zu vermeiden, hat die Fa. *Gartner Steel and Glass GmbH* einen patentierten Klemmhalter mit Rückhaltewirkung entwickelt [175, 222]. Bei diesem in Abbildung 5.8(b) skizzierten Halter wird eine perforierte Karbonplatte in die Glasscheibe mit einlaminiert. Die Karbonplatte ist durch Kevlarfäden biegeweich mit einem außerhalb der Glasscheibe liegenden Konus verbunden. Der Konus ist unter planmäßigen Einwirkungen lastfrei. Erst im Falle des Glasbruchs und einer größeren Verformung der Glasscheibe schlägt der Konus an den Klemmen an und verhindert so ein Herausrutschen der Glasscheibe aus dem Klemmhalter.

5.2.4 Versagensformen

Der Herausrutschen oder das Ausköpfen (Herauslösen) der Glasscheiben aus den Haltern muss in jedem Fall vermieden werden, da dies eine erhebliche Gefährdung für die Personen hinter der Fassade darstellt. Durch Verwendung der im vorherigen Abschnitt vorgestellten Klemmhalter (Abbildung 5.8(b)) kann dies verhindert werden.

Eine größere Gefährdung stellt das Reißen eines Seils dar, das zu einem unkontrollierten Versagen der kompletten Seilnetzfassade führen würde. Auch ein Bruch im Bereich der Seilendverankerungen muss vermieden werden. In Abschnitt 5.6 werden deshalb Methoden vorgestellt, mit denen diese Versagensformen verhindert werden können.

Nicht vermieden werden kann bei einer Explosionsbelastung in aller Regel der Bruch der Glasscheiben. Durch Verwendung von Verbundsicherheitsglas wird jedoch sichergestellt, dass Glasbruchstücke an der PVB-Folie haften bleiben und keine Personengefährdung durch fliegende Bruchstücke darstellen.

5.3 FE-Modell

Zur Analyse der FSI- und aerodynamischen Dämpfungseffekte wird eine einachsig gespannte Seilnetzfassade („cable wall“) in *LS-Dyna* [135] modelliert. Aufgrund der einachsigen Tragwirkung kann anstatt der gesamten Fassade lediglich ein einzelner „Streifen-ausschnitt“ mit zwei Spannseilen betrachtet werden (Abbildung 5.3). Bei diesem Vorgehen werden die Eck- und die linken/rechten Randbereiche der Fassade nicht untersucht. Insbesondere in den Eckscheiben können große Verwindungen der Scheiben auftreten, die zum Bruch und Herausrutschen der Scheiben aus den Glashaltern führen können (Abschnitt 5.2.4). Allerdings sind die Verformungen und Geschwindigkeiten der Fassade in den Eck- und Randbereichen kleiner als in Fassadenmitte und dementsprechend die Beanspruchung der Seile niedriger. Die maximalen FSI- und aerodynamischen Dämpfungseffekte werden ebenfalls im mittleren Bereich der Fassade erwartet, da hier die maximalen Verformungen und Geschwindigkeiten auftreten.

Der Streifen-ausschnitt aus Abbildung 5.3 ist in Abbildung 5.9 etwas detaillierter skizziert. Die Abmessungen der Fassade sind fiktiv, orientieren sich jedoch an realistischen Werten. Die Seilnetzfassade hat eine Höhe von 18,08 m und besteht aus neun quadratischen VSG-Scheiben mit einer Seitenlänge von 2 m. Der Abstand zwischen den Glasscheiben beträgt 1 cm.

5.3.1 Seile

Die Seile werden mit 1D-Seilelementen (*LS-Dyna*: „discrete beam/cable element“) abgebildet. Seilelemente müssen über eine Vorspannung verfügen und können nur Zug, keine Druckkräfte, aufnehmen. In jedem Fall sollte ein Reißen der Seile vermieden werden. Aus diesem Grund wird ein linear elastisches Materialmodell für die Seile gewählt, und es wird kontrolliert, dass die Seilkraft stets kleiner ist, als die in Tabelle 5.3 aufgelistete Grenzzugkraft $Z_{R,d}$. Die Materialparameter sind entsprechend Abschnitt 5.2.1 $\rho = 7850 \text{ kg/m}^3$, $E = 130 \text{ GPa}$ und $\nu = 0,3$.

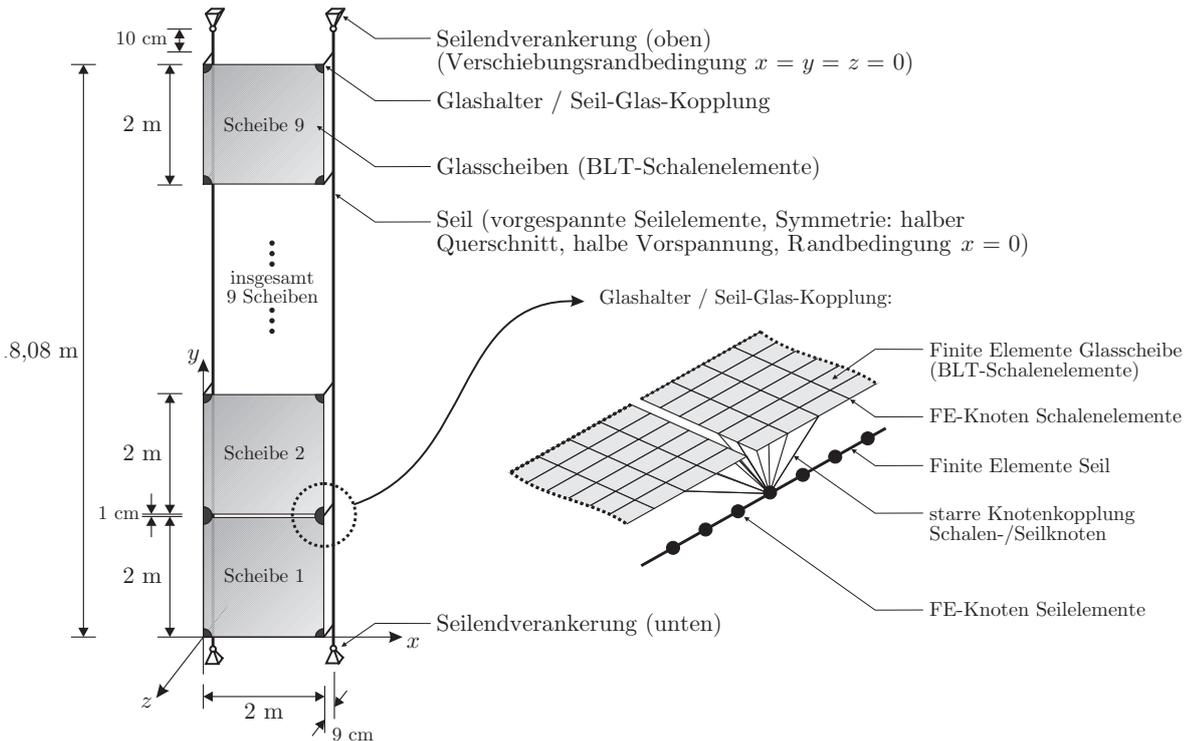


Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau des Streifenabschnitts (siehe auch Abbildung 5.3) der betrachteten einachsigen Seilnetzfassade.

Die Seile werden als metallischer Vollquerschnitt (nicht als Spiralseil) modelliert. Aus diesem Grund wird für den Durchmesser nicht der Durchmesser d nach Tabelle 5.3, sondern der metallische Durchmesser d_m nach

$$d_m = \sqrt{\frac{4A_m}{\pi}} \quad (5.3)$$

verwendet, wobei A_m den Stahlquerschnitt nach (5.2) bezeichnet.

Da im FE-Modell die Fassade näherungsweise durch einen Streifenabschnitt repräsentiert wird, müssen der im Modell verwendete Durchmesser d_m und die Vorspannkraft V halbiert werden. Der Seilquerschnitt wird gedanklich in der Mitte halbiert und über Randbedingungen in x -Richtung festgehalten (Symmetriebedingung, Abbildung 5.9).

In einer vom Verfasser betreuten Diplomarbeit von *Nehring* [152] werden umfangreiche Parameterstudien mit verschiedenen Seildurchmessern und Seilvorspannungen durchgeführt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Seiltyp PE 45 (Tabelle 5.3) mit einem Durchmesser von $d = 24,1$ mm gewählt. Der Stahlquerschnitt beträgt $A_m = 338$ mm². Mit (5.3) folgt der metallische Durchmesser zu $d_m = 20,75$ mm. Aufgrund von Symmetrieeigenschaften wird im FE-Modell der halbe Stahlquerschnitt $A_m/2 = 169$ mm² angesetzt. Die Vorspannung wird zwischen 20 und 60% der Grenzzugkraft $Z_{R,d} = 248$ kN variiert. Da im Modell nur der halbe Seilquerschnitt modelliert wird, darf auch nur die halbe Vorspannung angesetzt werden. Bei einer Vorspannung von 20% ergibt sich die Vorspannung zu $V = 49,6$ kN bzw. $V/2 = 24,8$ kN.

5.3.2 Glasscheiben

Die Modellierung und Berechnung von VSG unter hochdynamischen Belastungen ist äußerst komplex und aktuelles Forschungsthema, z.B. [126]. Insbesondere ist das Material PVB noch nicht vollständig charakterisiert (zumindest existiert nach Kenntnis des Verfassers keine Publikation über eine vollständige Charakterisierung). Aus diesem Grund kann das realitätsnahe Verhalten von VSG nur näherungsweise abgebildet werden.

Die numerischen Modelle für VSG in der Literatur reichen von komplexen 3D-Modellen mit fein diskretisierten Kontinuums-elementen [48, 125, 218] oder SPH-Formulierungen [219] über Kopplungen von Schalen- und Kontinuums-elementen [167, 196] und koinzidente Schalenformulierungen [90, 205] bis hin zu Modellen, die eine VSG-Scheibe über ein Verbund-Schalenelement abbilden [42, 126, 143].

Die meisten Autoren, z.B. [205, 218], verwenden ein viskoelastisches Materialmodell für PVB. Andere verwenden ein linear elastisches [143, 182] oder ein elastisch-plastisches [42, 125] Materialgesetz für PVB. In aller Regel wird bei kurzzeitdynamischen Einwirkungen wie Explosionen eine volle Verbundtragwirkung zwischen den Glasscheiben und der PVB-Folie angenommen.

Da im Rahmen dieser Arbeit nicht die Spannungsverteilung im Glas, sondern vielmehr die Interaktionseffekte zwischen der Seilnetzfassade und der umgebenden Luft untersucht werden sollen, werden für die Modellierung der neun VSG-Scheiben bilineare, reduziert integrierte *Belytschko-Lin-Tsay* (BLT) Verbund-Schalenelemente [16] mit einer benutzerdefinierten Integration verwendet. Das BLT-Element wird in Abschnitt 2.4.1 besprochen und ist in Abbildung 2.30 dargestellt. Diese Formulierung wird auch in [42, 126] verwendet und wurde mit Versuchen validiert. Beim BLT-Element wird eine volle Verbundtragwirkung und ein Ebenbleiben der Querschnitte angenommen. Dies erscheint aufgrund der hohen Belastungsgeschwindigkeit gerechtfertigt.

Die neun VSG-Scheiben bestehen aus zwei jeweils 8 mm dicken TVG Scheiben und einer 0,76 mm dicken PVB-Zwischenschicht. Für die Modellierung des Materialverhaltens der VSG-Verglasung werden zwei Ansätze untersucht:

- Ansatz 1: Die VSG-Scheibe verhalte sich linear elastisch. Die Materialparameter sind entsprechend Abschnitt 5.2.2 $E = 70 \text{ GPa}$, $\nu = 0,23$, $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$.
- Ansatz 2: Den Integrationspunkten des BLT-Verbund-Schalenelementes werden über die Dicke der VSG-Scheibe verschiedene Materialparameter zugewiesen. Dazu wird das *LS-Dyna* Materialmodell „mat_laminated_glass“ [135] verwendet.

Beide Materialmodelle sind unphysikalisch. Ansatz 1 ist offensichtlich eine grobe Vereinfachung des komplexen Tragverhaltens von VSG. Ansatz 2 ist unphysikalisch, weil das *LS-Dyna* Materialmodell „mat_laminated_glass“ sowohl für Glas als auch für PVB eine bilineare Spannungs-Verzerrungs-Beziehung zu Grunde legt. Für Glas kann zusätzlich eine plastische Verzerrung als Versagenskriterium definiert werden. Versagen beide Glasscheiben, dann trägt nur noch die PVB-Folie. Die Fähigkeit des gebrochenen Glases, noch Druckspannungen aufnehmen zu können, wird so nicht berücksichtigt.

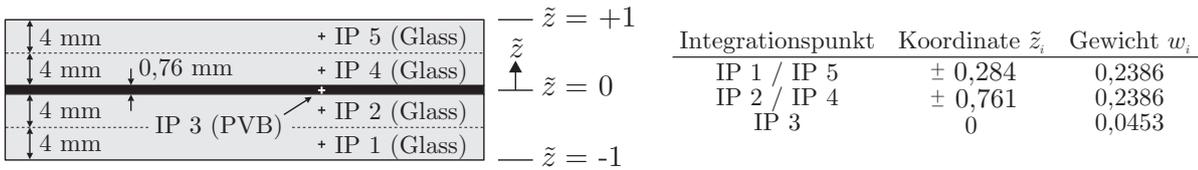


Abbildung 5.10: Ansatz 2: Verbund-Schalelement mit fünf Integrationspunkten (IP) über die Elementdicke (benutzerdefinierte Integration [135]).

Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass sich trotz dieses unphysikalischen Ansatzes die Verformungen von Glasscheiben gut berechnen und das Bruchverhalten abschätzen lassen [42, 126].

Das BLT-Verbund-Element berücksichtigt sowohl Biege- als auch Membranspannungszustände und erfasst näherungsweise das Tragverhalten der VSG-Scheibe vor und nach dem Bruch. Zur Berechnung der Spannungen wird eine benutzerdefinierte Integration [135] verwendet. Abbildung 5.10 stellt das Element mit fünf Integrationspunkten über die Elementdicke dar. Den Integrationspunkten werden unterschiedliche Materialparameter für Glas oder PVB zugewiesen. Die Integrationspunkte werden entsprechend ihrem Anteil an der gesamten Elementdicke (hier 16,76 mm) gewichtet.

Die Integration der Spannungen erfolgt beispielhaft gemäß

$$\int_{-1}^{+1} \sigma(\tilde{z}) d\tilde{z} \approx \sum_{i=1}^n w_i \sigma(\tilde{z}_i) \quad (5.4)$$

mit der relativen Koordinate \tilde{z}_i und dem Gewicht w_i nach Abbildung 5.10 für $n = 5$ Integrationspunkte.

Ansatz 2 verwendet das *LS-Dyna* Materialmodell „mat_laminated_glass“ mit der Dichte $\rho = 2500 \text{ kg/m}^3$. Für die Integrationspunkte im Glas wird mit Bezug auf Abschnitt 5.2.2 ein elastischer E-Modul von $E_{el} = 70 \text{ GPa}$, eine Querkontraktionszahl von $\nu = 0,23$ und eine Fließgrenze von $\sigma_y = 70 \text{ MPa}$ (TVG) definiert.

Da Glas spröde versagt und sich bis zum Versagen linear elastisch verhält, entspricht die Fließgrenze der Versagensspannung. Das Materialmodell verlangt jedoch weiterhin die Angabe eines Tangentenmoduls im plastischen Bereich, $E_{pl} = 100 \text{ MPa}$, sowie eine plastische Bruchverzerrung, die im vorliegenden Fall sehr klein gewählt wird, $\varepsilon_f = 0,0001$.

Für PVB unter kurzzeitdynamischen Einwirkungen beträgt der E-Modul nach Abschnitt 5.2.2 $E_{el} = 220 \text{ MPa}$, die Querkontraktionszahl $\nu = 0,45$, die Fließgrenze $\sigma_y = 11 \text{ MPa}$ und der Tangentenmodul $E_{pl} = 9 \text{ MPa}$. Für PVB wird kein Versagenskriterium definiert.

5.3.3 Glashalter

Zur Fixierung der Glasscheiben an den Seilen werden die von der Fa. *Gartner* entwickelten Klemmhalter mit Rückhaltewirkung verwendet (Abbildung 5.8(b)) [175]. Bei diesem Klemmhalter wird ein Herausrutschen der Scheibe aus dem Halter verhindert.

Im Vergleich zu den Seilen und den Glasscheiben sind Steifigkeit und Masse der Klemmhalter relativ gering. Da im Rahmen dieser Arbeit nicht die Glashalter und deren Einfluss auf die Spannungsverteilung und das Bruchverhalten der VSG-Verglasung analysiert werden, können die Glashalter in erster Näherung über starre Knotenkopplungen (*LS-Dyna*: „constrained nodal rigid body“) modelliert werden. Dieser vereinfachte Modellansatz ist in Abbildung 5.9 skizziert. Damit lassen sich allerdings keine zuverlässigen Aussagen über Glas-Spannungen im Randbereich der Halter oder im Halter selber treffen.

Zur Untersuchung der FSI-Effekte scheint diese vereinfachte Modellierung jedoch gerechtfertigt, da die FSI-Effekte vor allem auf das flexible Verhalten der Seile zurückzuführen sind.

5.3.4 Belastung

Als Belastungsszenario wird in der vorliegenden Arbeit eine Explosion von 100 kg TNT in einer Entfernung von 40 m gewählt. Mit dem in Abschnitt 2.2 entwickeltem Belastungsmodell ergeben sich die folgenden Explosionsparameter:

- Skalierter Abstand: $Z = 8,62 \text{ m/kg}^{1/3}$
- Reflektierter Spitzenüberdruck: $\hat{p}_{r0} = 25,7 \text{ kPa}$
- Reflektierter positiver Impuls: $i_r^+ = 221,8 \text{ kPa ms}$
- Zeitdauer Überdruckphase (Dreiecksansatz): $\tilde{t}_d = 17,3 \text{ ms}$
- Zeitdauer Überdruckphase (exponentieller Ansatz): $t_d = 21,3 \text{ ms}$
- Formbeiwert: $\alpha = 0,662$
- Reflexionsfaktor: $c_r = 2,1$

Ein Vergleich mit den Tabellen 5.1 und 5.2 zeigt, dass die Überdruckphase dieses Szenarios in etwa den häufig geforderten Klassen GSA C oder ISO EXV 45 entspricht.

Für die Modellierung der Explosionsbelastung stehen in *LS-Dyna* folgende Möglichkeiten zur Verfügung:

- Ansatz 1: Gleichmäßige Flächenlast über die Fassadenhöhe (entweder als Dreieckslast oder mit Hilfe des neu entwickelten Belastungsmodells, Parameter siehe oben).
- Ansatz 2: Verwendung der in *LS-Dyna* implementierten Funktion „load blast enhanced“ (LBE), die auf die in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Ansätze von *Kingery & Bulmash* [112] basiert.
- Ansatz 3: Verwendung der *LS-Dyna* Funktion LBE unter Verwendung eines „ALE ambient layers“ [181, 188], wodurch die Ausbreitung, Reflexion und Interaktion der Explosionswelle mit der Struktur berechnet werden kann.

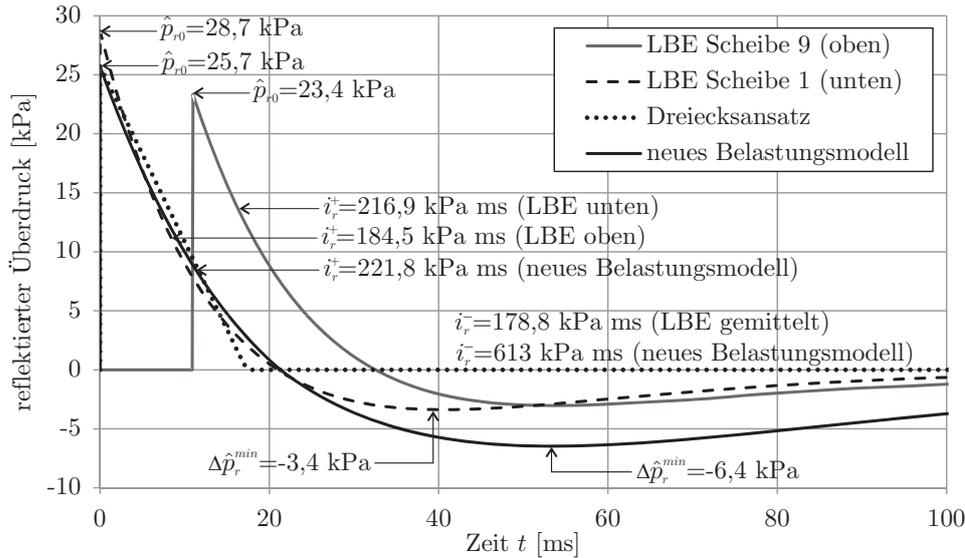


Abbildung 5.11: Reflektierte Druck-Zeit-Verläufe $p_{r0}(t)$ verschiedener Ansätze (LBE = „load blast enhanced“ Funktion von *LS-Dyna*).

- Ansatz 4: Vollständige Berechnung der eigentlichen Explosion (anstatt LBE) und der anschließenden Ausbreitung, Reflexion und Interaktion der Explosionswelle.

Bei den letzten drei Ansätzen wird der Einfluss des Anströmwinkels bei der Ermittlung der reflektierten Explosionsparameter berücksichtigt. Bei den letzten beiden Ansätzen wird zusätzlich die Fluid-Struktur-Interaktion bei der Reflexion berücksichtigt.

Bei den ersten beiden Ansätzen wird die Belastung direkt auf die Seilnetzfassade über eine Randbedingung aufgebracht. Die Ausbreitung und Reflexion wird nicht explizit berechnet, wodurch die Berechnungszeiten wesentlich geringer sind. Mit den ersten beiden Ansätzen lassen sich auch gezielt aerodynamische Dämpfungseffekte analysieren, wenn die Luft ebenfalls modelliert wird. Dies erhöht die erforderliche Anzahl Finiter Elemente erheblich und wird aufgrund der wesentlichen längeren Berechnungszeiten in der Praxis normalerweise nicht verfolgt.

Abbildung 5.11 vergleicht die ersten beiden Ansätze Flächenlast (Ansatz 1) und LBE (Ansatz 2). Erwartungsgemäß ist beim LBE-Ansatz der reflektierte Spitzenüberdruck von 23,4 kPa an der oberen Scheibe 9 (siehe Abbildung 5.9 für Scheibennummerierung) kleiner als an der unteren Scheibe 1 (28,7 kPa), weil diese dem Detonationszentrum unter Berücksichtigung des Anströmwinkels näher liegt. Der Mittelwert dieser beiden Werte (26,05 kPa) weicht um etwa 1,4% vom Referenzwert (25,7 kPa) des neu entwickelten Belastungsmodells ab. Die Unterschiede beim positiven reflektierten Impuls sind größer. Hier beträgt die Abweichung des mittleren LBE Impulses $((184,5 + 216,9)/2 = 200,7 \text{ kPa})$ etwa 10% vom Referenzwert 221,8 kPa, liegt damit aber noch in der erwarteten Größenordnung.

Auffallend ist allerdings die deutlich weniger ausgeprägte Sogphase von LBE im Vergleich zum neu entwickelten Belastungsmodell. Wie bereits erwähnt, basiert die in *LS-Dyna* implementierte LBE-Funktion auf den Ansätzen von *Kingery & Bulmash* [112].

Diese sind auch in [202] veröffentlicht und liegen den Abbildungen 2.7(a) und 2.10 zugrunde. Nach Abbildung 2.7(a) beträgt der maximale Unterdruck etwa 3,1 kPa (Abbildung 2.7(a), TM5-855-1, schwarze Linie) für eine Explosion mit einem skalierten Abstand von $Z = 8,62 \text{ m/kg}^{1/3}$. Der reflektierte Unterdruck beträgt etwa 6,2 kPa (Abbildung 2.7(a), reflektierter Unterdruck, gestrichelte Linie). In *LS-Dyna* berechnet die LBE-Funktion einen reflektierten Unterdruck von etwa 3,4 kPa (Abbildung 5.11, LBE), während das neue Belastungsmodell einen reflektierten Unterdruck von etwa 6,4 kPa prognostiziert. Obwohl LBE auf [112] basiert (ebenso wie das neue Belastungsmodell), wird die Reflexion der Unterdruckphase bei der LBE-Funktion offensichtlich nicht berücksichtigt. Dies führt auch dazu, dass der negative reflektierte Impuls bei Verwendung der LBE-Funktion mit $i_r^- = 178,8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ wesentlich kleiner ist als beim neuen Belastungsmodell ($i_r^- = 613 \text{ Pa}\cdot\text{s}$).

Nichtsdestotrotz wird im weiteren Verlauf die Belastung mit der LBE-Funktion berechnet, weil damit gut die FSI-Effekte untersucht werden können. Trotz der geringen Ausprägung der Sogphase lassen sich die Ergebnisse der verschiedenen Berechnungen besser vergleichen, weil immer dieselbe Belastungsfunktion zugrunde gelegt wird.

Der vorliegende kurze Vergleich der Belastungsfunktionen demonstriert jedoch, dass sich der Ingenieur nicht „blind“ auf die ihm zur Verfügung stehende Software verlassen darf, sondern die Eingangsdaten und die implementierten Funktionen für den zugrunde liegenden Anwendungsfall kritisch überprüfen muss.

5.3.5 Vorberechnungen

In den folgenden Studien werden zunächst einige ausgewählte Ergebnisse umfangreicher Vorberechnungen dargestellt und diskutiert. Die Explosionsbelastung wird mit der LBE-Funktion (Ansatz 2) modelliert. Zunächst wird eine Netzfeinheitsstudie für eine Seilvorspannung von 20% (der Grenzzugkraft $Z_{R,d}$) durchgeführt. Danach wird der Einfluss der Seilvorspannung auf die Verformungen der Seilnetzfassade analysiert. Das Material der Glasscheiben wird zunächst mit dem linear elastischen und anschließend mit dem Verbundmaterialmodell „mat_laminated_glass“ von *LS-Dyna* abgebildet. Das Materialmodell „mat_laminated_glass“ wird auch mit LSG für „laminated safety glass“ bezeichnet [135].

Der Verformung der Seilnetzfassade ist in Abbildung 5.12 zu sechs unterschiedlichen Zeitpunkten dargestellt. Zunächst geben die mittleren fünf Scheiben fast gleichmäßig nach, bevor aufgrund der Systemversteifung mit zunehmender Verformung die mittlere Scheibe 5 nach ca. 200 ms die maximale Verformung von etwa 400 mm erreicht und dann zurückschwingt. Die zweite Amplitude beträgt etwa 300 mm nach ca. 550 ms. Die Verformungen der Randscheiben sind wesentlich kleiner.

Netzfeinheit Als Elementgröße werden sowohl für die Schalen- als auch für die Seilelemente 10, 20 und 50 mm gewählt. Als Referenzgrößen zur Beurteilung des Einflusses der Netzfeinheit werden die Verformungen der unteren und mittleren Glasscheibe (Scheibe 1 und Scheibe 5) und die Seilkräfte untersucht.

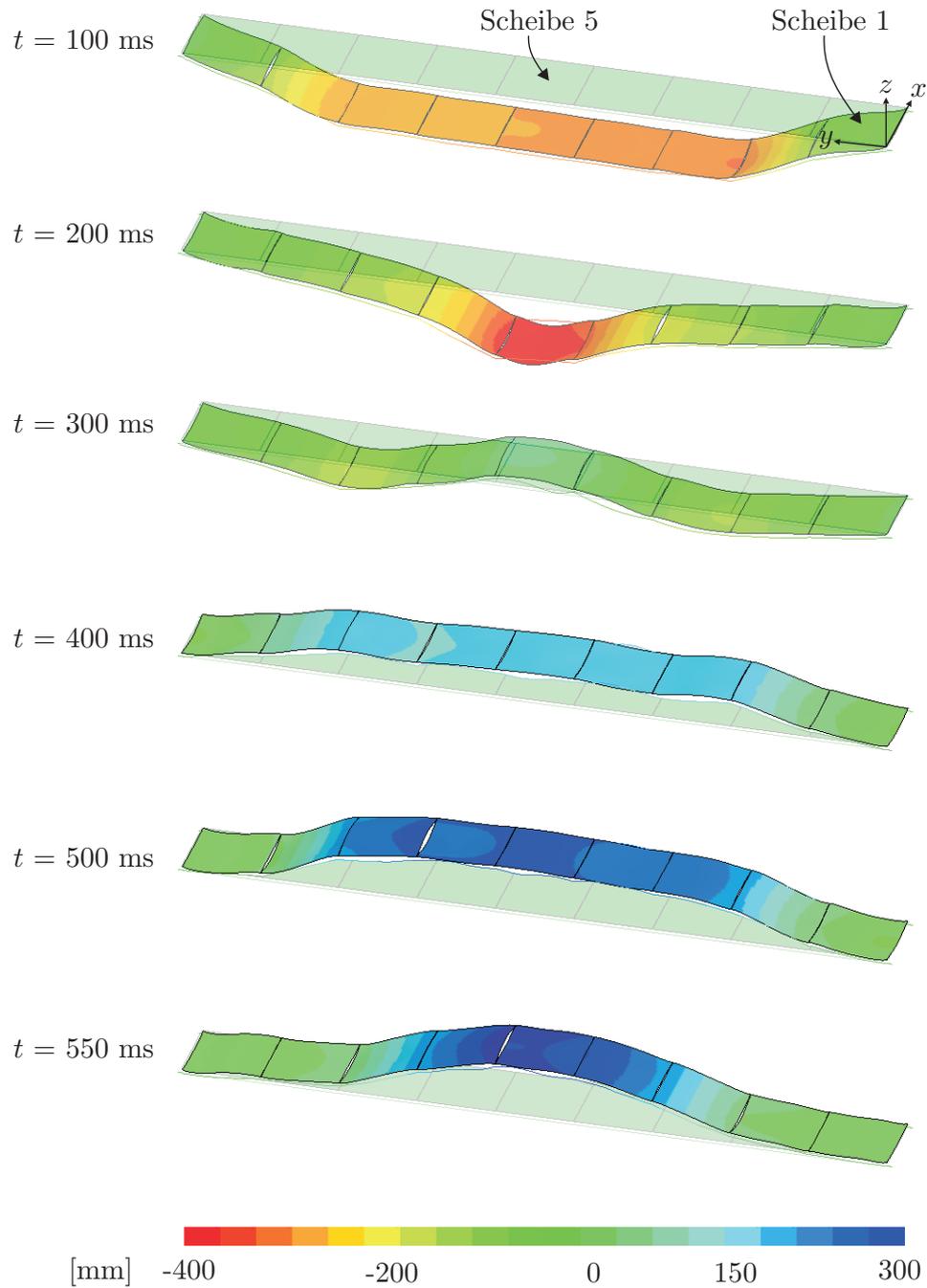


Abbildung 5.12: Verformungen Seilnetzfassade (5-fach überhöht).

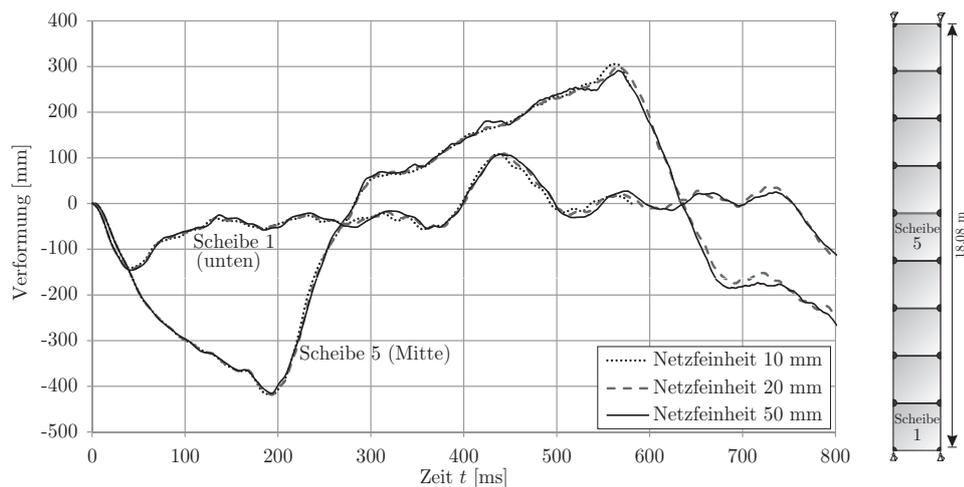


Abbildung 5.13: Verformungen Scheibe 1 (unten) und Scheibe 5 (Mitte) für verschiedene Netzfeinheiten, 20% Seilvorspannung ($V = 49,6 \text{ kN}$), linear elastisches Materialmodell für Glas.

Abbildung 5.13 stellt die Verformungen der unteren Scheibe 1 und der mittleren Scheibe 5 dar. Dabei wird ein linear elastisches Materialmodell für das Glas angesetzt und eine Vorspannung von 20% der Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ gewählt ($V = 49,6 \text{ kN}$). Es zeigt sich nur ein sehr geringer Einfluss der Netzfeinheit auf die Verformungen. Auffallend sind die höherfrequenten Schwingungen der unteren Scheibe 1 im Vergleich zu den Verformungen der mittleren Scheibe 5. Aus dem Verformungs-Zeit-Verlauf der mittleren Scheibe 5 folgt eine Eigenperiode der Seilnetzfassade von ca. 640 ms bzw. eine Eigenfrequenz von ca. 1,6 Hz. Die Verformungen der unteren Scheibe 1 sind von höherfrequenten Schwingungen überlagert.

Ähnlich gering ist der in Abbildung 5.14 dargestellte Einfluss der Netzfeinheit auf die Seilkräfte. Die maximalen Seilkräfte treten an der unteren Seilendverankerung auf. Aufgrund dynamischer Effekte ist der Zeitpunkt der maximalen Seilkraft nicht identisch mit dem Zeitpunkt der maximalen Verformung wie es bei rein statischer Beanspruchung zu erwarten wäre. Bei allen drei Netzfeinheiten wird nach ca. 420 ms die Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ überschritten, so dass sich das Seil nicht mehr im linear elastischen Verformungsbereich befindet.

Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass der Einfluss der Netzfeinheit für ein linear elastisches Materialmodell für Glas gering ist. Vor dem Hintergrund der Berechnungszeiten wird im Folgenden mit einer Netzfeinheit von 50 mm gearbeitet. Damit wird jede der neun Glasscheiben mit 1600 quadratischen Schalenelementen modelliert.

Vorspannung Abbildung 5.15 stellt die Scheibenverformungen für 20, 40 und 60% Vorspannung dar. Mit zunehmender Vorspannung nehmen die maximalen Verformungen in der Fassadenmitte (Scheibe 5) und die Schwingungsdauer ab. Allerdings ist der Einfluss eher gering: Im vorliegenden Fall führt eine Verdreifachung der Vorspannung von 20%

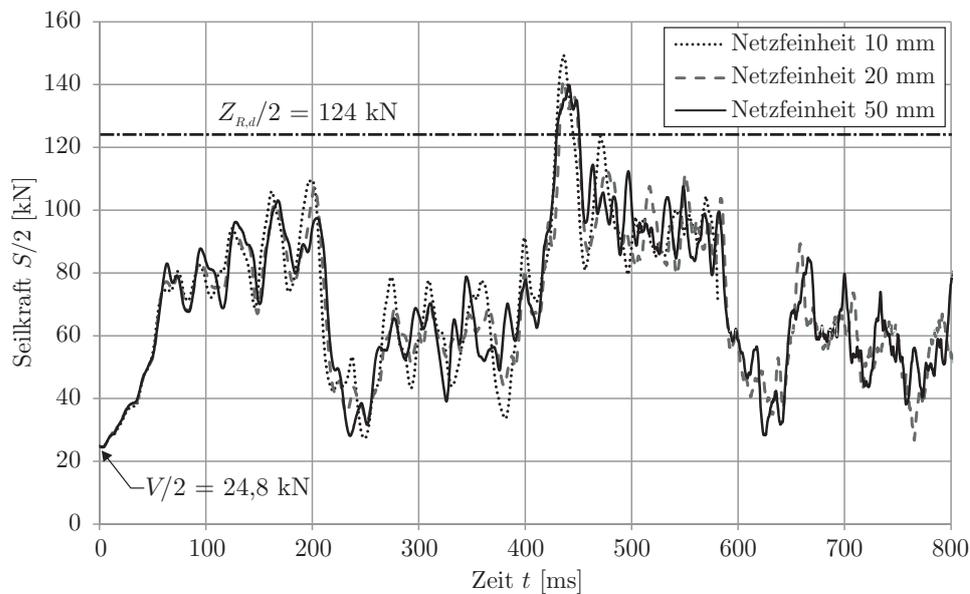


Abbildung 5.14: (Halbe) Seilkräfte am unteren Auflager, 20% Seilvorspannung, linear elastisches Materialmodell für Glas.

($V = 49,6 \text{ kN}$) auf 60% ($V = 148,8 \text{ kN}$) zu einer Reduktion der maximalen Verformung der mittleren Scheibe von -415 mm auf -341 mm (Änderung ca. 8%).

Mit zunehmender Vorspannung nehmen die Seilkräfte zu. Je höher die Vorspannung, desto eher wird die zulässige Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ überschritten. Dieser Effekt ist deutlich in Abbildung 5.16 zu erkennen. Im Sinne der Explosionsschutzwirkung ist es somit eher vorteilhaft, gering vorgespannte Seilnetzfassaden zu konstruieren, weil diese die Explosionslast besser „wegfedern“ können und die Kräfte in den Seilen geringer sind. Muss aus Gründen der Gebrauchstauglichkeit (z.B. Verformungsbegrenzung unter Wind) eine hohe Vorspannung realisiert werden, so ist durch spezielle Seilendverankerungen sicherzustellen, dass die zulässige Grenzzugkraft des Seils nicht überschritten wird. Eine Möglichkeit, dies zu realisieren, wird in Abschnitt 5.6 diskutiert.

Materialmodell Glas Ein linear elastisches Materialmodell für VSG-Scheiben kann nicht das Brechen der Glasscheiben abbilden und überschätzt damit die Steifigkeit der Seilnetzfassade erheblich. Nicht berücksichtigt werden kann weiterhin die Dissipation der Explosionsenergie infolge des Glasbruchs. Somit sind bei Verwendung eines geeigneteren Materialmodells für VSG geringere Verformungen und vor allem geringere Seilkräfte zu erwarten. Dies soll nun überprüft werden, indem das in Abschnitt 5.3.2 beschriebene Verbund-Materialmodell „mat_laminated_glass“ [135] verwendet wird. Das Materialmodell „mat_laminated_glass“ wird im Folgenden mit LSG für „laminated safety glass“ abgekürzt.

Für das LSG-Materialmodell wird ebenfalls eine Netzfeinheitsstudie mit den Elementgrößen 10, 20 und 50 mm durchgeführt. Bei Verwendung von 10 mm Elementen im Vergleich zu 50 mm Elementen steigt die Berechnungsdauer bei 8-facher MPP-

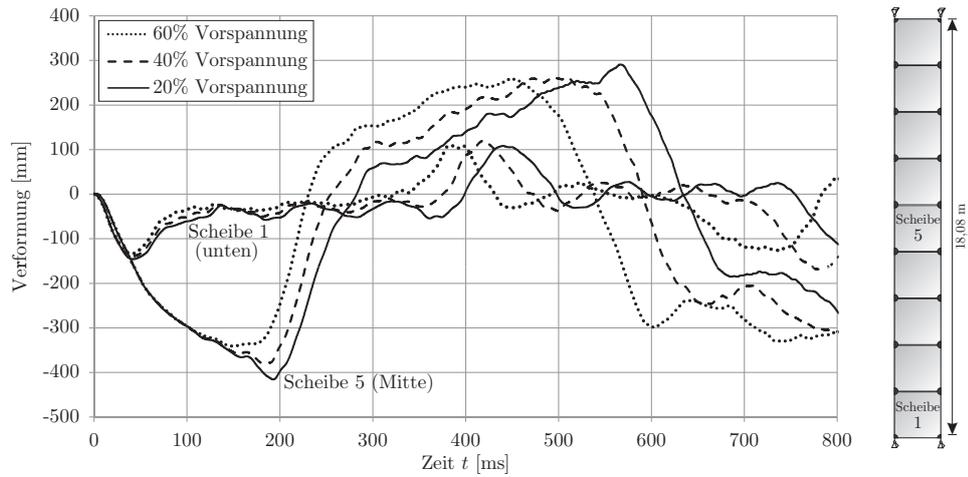


Abbildung 5.15: Verformungen Scheibe 1 (unten) und Scheibe 5 (Mitte) für verschiedene Vorspanngrade (Netzfeinheit 50 mm, linear elastisches Materialmodell für Glas).

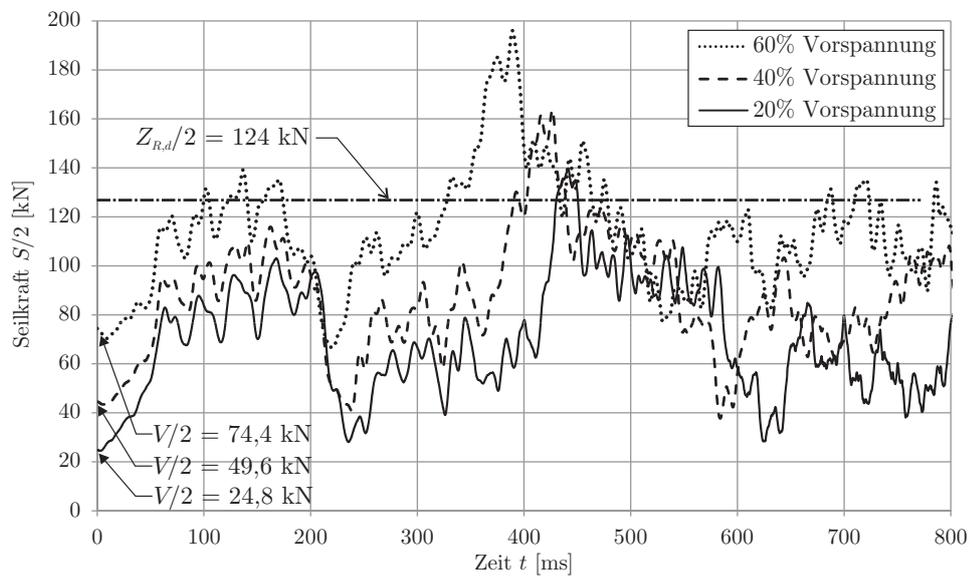


Abbildung 5.16: (Halbe) Seilkräfte am unteren Auflager für verschiedene Vorspanngrade (Netzfeinheit 50 mm, linear elastisches Materialmodell für Glas).

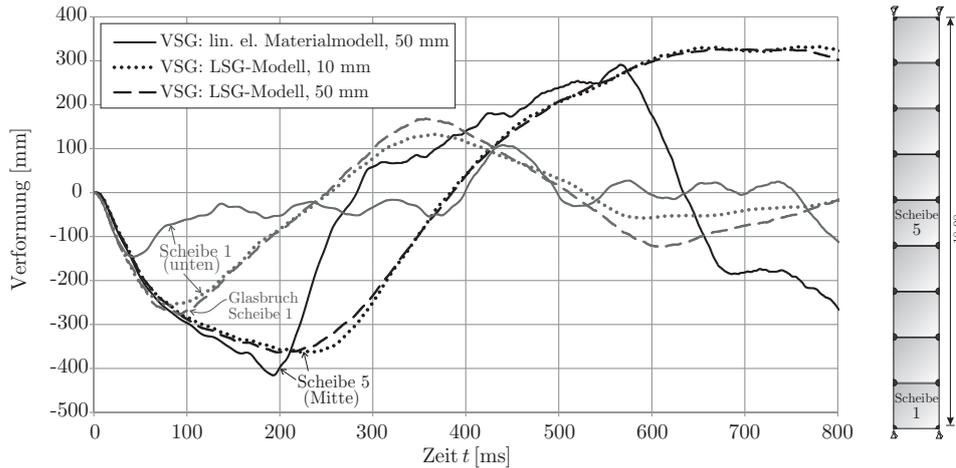


Abbildung 5.17: Verformungen Scheibe 1 (unten) und Scheibe 5 (Mitte), linear elastisches Materialmodell oder LSG-Materialmodell für Glas.

Parallelisierung [135] von etwa 40 Minuten (1600 50 mm BLT-Schalenelemente pro Scheibe) auf über 60 Stunden (40000 10 mm BLT-Schalenelemente pro Scheibe) an.

In Abbildung 5.17 sind die Verformungskurven der mittleren Scheibe 5 und der unteren Scheibe 1 für das linear elastische und für das LSG-Materialmodell (Netzfeinheit 10 und 50 mm) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Einfluss der Netzfeinheit auf die Verformungen bei Verwendung des LSG-Materialmodells eher gering ist. Es sind jedoch deutliche Unterschiede in Abhängigkeit vom gewählten Materialmodell für Glas zu erkennen. Das LSG-Materialmodell führt zu einem weicherem Verhalten des Modells mit längeren Schwingungsdauern bzw. kleineren Eigenfrequenzen. In der mittleren Scheibe 1 führt die Überschreitung der gewählten geringen plastischen Bruchverzerrung von 0,0001 (Abschnitt 5.3.2) zu einem „Brechen“ der Glasscheibe und damit einhergehenden größeren Verformungen. Die Energiedissipation durch das Glasversagen führt im weiteren zeitlichen Verlauf dazu, dass die Verformungen in Fassadenmitte, Scheibe 5, geringfügig kleiner werden als bei Verwendung des linear elastischen Materialmodells.

Die Verwendung des LSG-Materialmodells führt weiterhin zu einer deutlichen Reduktion der Seilkräfte, wie in Abbildung 5.18 zu erkennen ist. Das Versagen der Glasscheiben dissipiert Energie und führt als Folge dessen zu einer Reduktion der Seilkräfte. Auch wenn ein Materialmodell für VSG nicht im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wird, so zeigen die Vorberechnungen doch den erheblichen Einfluss des Materialmodells auf die Fassadenverformung und vor allem auf die Seilkräfte. Die Vorstudien lassen vermuten, dass ein linear elastisches Materialmodell zu konservativen, weit auf der „sicheren Seite“ liegenden Berechnungsergebnissen führt.

5.4 Aerodynamische Dämpfungseffekte

Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, beeinflusst die Wahl der Seilvorspannung die Verformungen und vor allem die Seilkräfte. Je kleiner die Vorspannung gewählt wird,

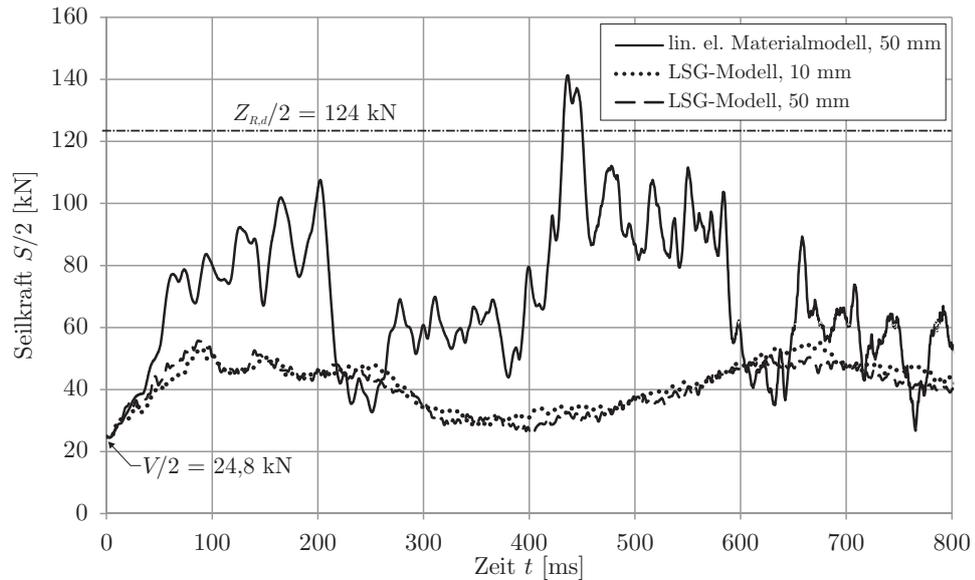


Abbildung 5.18: (Halbe) Seilkräfte für linear elastisches Materialverhalten und für das LSG-Materialmodell von *LS-Dyna*, Netzfeinheit 10 bzw. 50 mm.

desto größer werden die Verformungen und damit auch die Anfangsgeschwindigkeiten der Fassade, was wiederum einen größeren aerodynamischen Dämpfungs- und FSI-Einfluss erwarten lässt (Kapitel 3).

5.4.1 Modellbeschreibung

Zur Analyse aerodynamischer Dämpfungseffekte von Seilnetzfassaden unter Explosionsbelastungen wird nun das im vorherigen Abschnitt diskutierte Modell der Seilnetzfassade um einen die Fassade umgebenden Luftraum erweitert. Die Explosionsbelastung wird über die LBE-Funktion als Lastrandbedingung direkt auf die Fassade aufgebracht. Die Glasscheiben werden mit 50 mm fein vernetzten Schalenelementen und sowohl mit dem linear elastischen Materialmodell als auch mit dem Verbund-Materialmodell LSG abgebildet.

Die Luft wird mit reduziert integrierten *Euler*-Volumenelementen modelliert (Abschnitt 2.4.1). Zur Materialmodellierung von Luft wird ein ideales Gasmodell mit einem konstanten Isentropenexponenten gewählt. Dies erfordert die Definition einer polynomialen Zustandsgleichung unter Angabe des Isentropenexponenten $\gamma = 1,4$, der Anfangsdichte $\rho_0 = 1,225 \text{ kg/m}^3$ und des Umgebungsluftdrucks $p_0 = 101,3 \text{ kPa}$.

Aus den in Abbildung 5.12 skizzierten zeitabhängigen Verformungen des Streifenausschnittes der Seilnetzfassade lässt sich schließen, dass es sich bei der Luftströmung vor und hinter der Fassade im Wesentlichen um eine zweidimensionale Strömung handelt (Strömung in Längsrichtung, z -Koordinate, und Strömung in Höhenrichtung, y -Koordinate). Die Strömung in Querrichtung (x -Koordinate) ist im Vergleich zu den beiden anderen Strömungsrichtungen gering. Der prinzipielle Aufbau des Modells zur Untersuchung aerodynamischer Dämpfungseffekte ist in Abbildung 5.19(a) dargestellt.

An den Modellrändern in x -Richtung (also bei $x = 0$ und $x = 2$ m) werden Verformungsrandbedingungen $u_x = 0$ verwendet.

Das Luftmodell muss genügend groß sein, um die wesentlichen Interaktionseffekte abbilden zu können, ohne dass Wellenreflexionen am Modellrand die Interaktion der Seilnetzfassade mit der Luft in Modellmitte beeinflussen. Dazu werden in *LS-Dyna* nichtreflektierende Fernfeldrandbedingungen („boundary non reflection“) zur Verfügung gestellt. Würde man die Knoten am Modellrand festhalten, dann wird eine Druckwelle mit der doppelten Amplitude reflektiert. Bei einem freien Rand wird eine Druckwelle als Zugwelle mit derselben Amplitude reflektiert [142]. Um diese ungewünschten Reflexionen am Modellrand zu unterbinden, sind spezielle nichtreflektierende Fernfeldrandbedingungen erforderlich [14, 91, 115].

Die in *LS-Dyna* implementierte Fernfeldrandbedingung wurde ursprünglich zur Abbildung der Modellränder von Böden entwickelt, kann jedoch auch bei Luftdruckwellen hilfreich sein. Es handelt sich um eine linearisierte Fernfeldrandbedingung zur numerischen Begrenzung des eigentlich physikalisch offenen Berechnungsgebietes. Aufgrund der Linearisierung ist ein genügend großer Abstand zwischen Seilnetzfassade und Modellrand erforderlich. Am Modellrand werden die Normal- und Schubspannungen der einfallenden Welle mit

$$\sigma = -\rho c_d v_{norm} \quad \text{und} \quad \tau = -\rho c_s v_{tan} \quad (5.5)$$

überlagert, so dass die reflektierte Welle verschwindet [115]. Dabei ist σ die Normalspannung am Rand, ρ die Dichte, c_d ist die Geschwindigkeit der Längswelle, c_s die Geschwindigkeit der Schubwelle und v_{norm} und v_{tan} die Geschwindigkeiten der Längs- und der Schubwelle.

Die Größe des Luftraumes und die verwendeten Randbedingungen haben einen großen Einfluss auf das Berechnungsergebnis. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Vergleichsstudien durchgeführt, von denen einige ausgewählte Ergebnisse im Folgenden präsentiert werden. Mit Bezug auf Abbildung 5.19(a) werden drei Modelle untersucht:

- Modell 1: „Luftkanal“, erster aerodynamischer Dämpfungsansatz nach Abschnitt 3.3.1. Im Modell ist $X1 = X2 = 0$ und die Flächen $F1$ und $F2$ werden jeweils als starre Oberfläche modelliert.
- Modell 2: „Gebäude-ähnlich“. $X1 = 4,02$ m, Fläche $F1$ mit nichtreflektierender Fernfeldrandbedingung, $X2 = 0$ und $F2$ mit starrer Oberfläche.
- Modell 3: „Freistehende Fassade“. $X1 = X2 = 4,02$ m und nichtreflektierende Fernfeldrandbedingungen für die beiden Flächen $F1$ und $F2$.

Diese Modelle werden mit dem üblichen Modellansatz unter Vernachlässigung der umgebenden Luft verglichen. Es werden jeweils verschiedene Netzfeinheiten für die Seil- und Schalenelemente (Glas) sowie für die Volumenelemente (Luft) untersucht. Wie bereits im vorherigen Abschnitt werden die Seile und die quadratischen Schalenelemente mit einer Kantenlänge von 10, 20 oder 50 mm diskretisiert. Für die würfelförmigen Volumenelemente werden im Bereich I (Abbildung 5.19(b)) eine Kantenlänge von 50, 83,3 oder

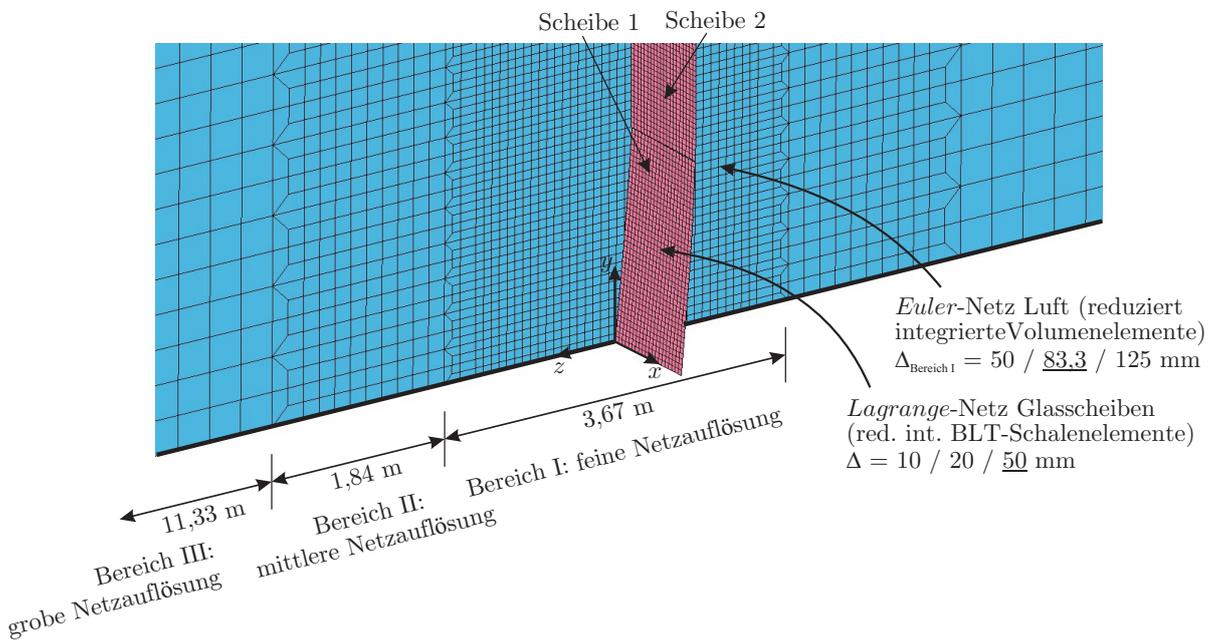
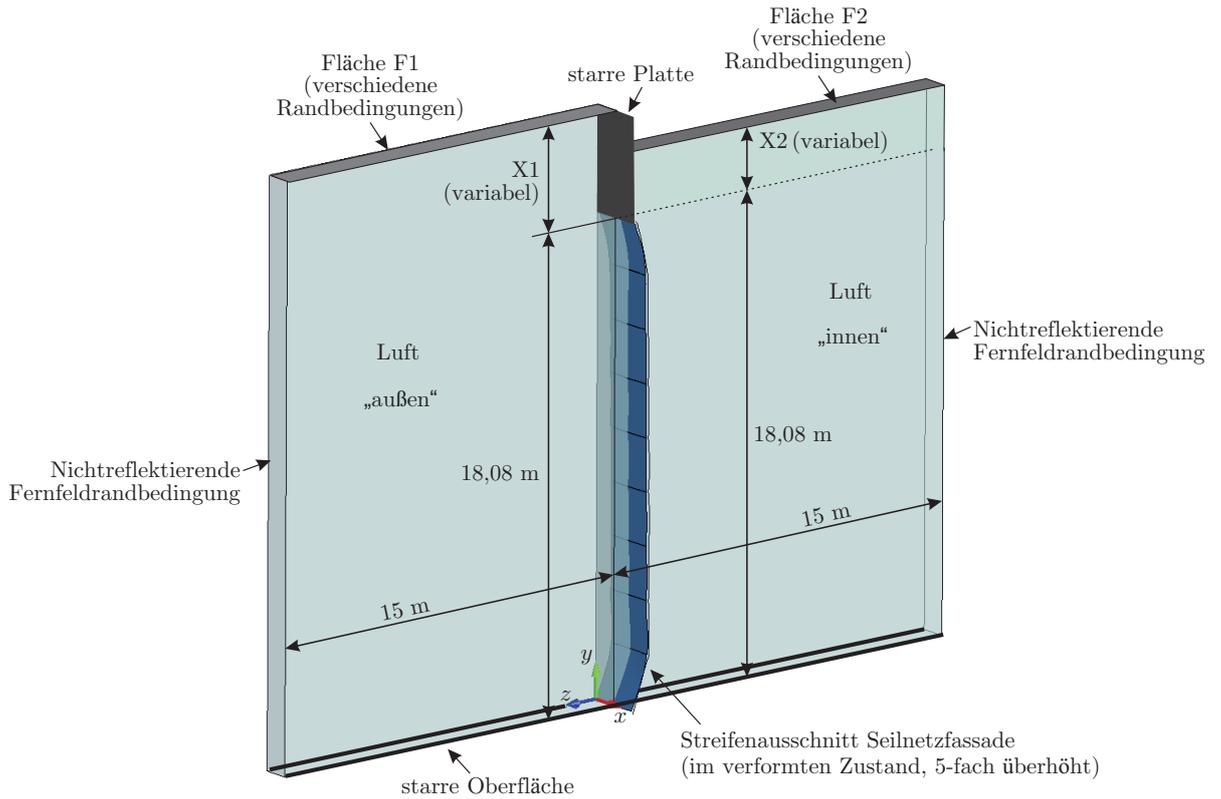


Abbildung 5.19: 3D-Modell und Ausschnitt aus dem FE-Netz.

125 mm gewählt. Nach außen hin wird das Netz zunehmend gröber. Die Kantenlänge ist im Bereich II doppelt und im Bereich III viermal so groß wie im Bereich I.

Bei Verwendung von Volumenelementen mit einer Kantenlänge von 50 mm im Bereich I besteht das Modell aus 1143000 Volumenelementen, und die Berechnungsdauer beträgt trotz 8-facher MPP-Parallelisierung [135] über zwei Wochen, was vor allem auf den in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Kontaktalgorithmus zur Abbildung der Fluid-Struktur-Interaktion zwischen Luft und Glasscheiben zurückzuführen ist (der Kontaktalgorithmus benötigt ca. 40% der Berechnungsdauer).

Als guten Kompromiss zwischen Berechnungsdauer und Ergebnisqualität hat sich die Kombination von 50 mm Schalenelementen und 83,3 mm Luft-Volumenelementen erwiesen. Bei dieser Kombination besteht das Modell aus 255960 Volumenelementen. Die Berechnung dauert bei 8-facher MPP-Parallelisierung etwa einen Tag, wobei 15% der Berechnungszeit auf den Kontaktalgorithmus zurückzuführen ist. Der Kontaktalgorithmus (*Euler-Lagrange-Kopplung*) ist in Abschnitt 2.4.3 beschrieben.

Es sei darauf hingewiesen, dass an den beiden Modellrändern $z = \pm 15$ m nichtreflektierende Fernfeldrandbedingungen verwendet werden. In Realität ist eine ideale Ausbreitung der an der Fassade reflektierten Druckwelle selten der Falle. Die von der Fassadenverformung initiierte Druckwelle wird im Gebäude von der der Fassade gegenüberliegenden Gebäuderückwand reflektiert und trifft nach einiger Zeit dann erneut auf die Fassade. Allerdings sind die Drücke sehr gering, die Wellengeschwindigkeit eher langsam. Mit einer geschätzten Wellengeschwindigkeit von 300 m/s werden 30 m in 100 ms zurück gelegt. Somit dauert es ca. 200 ms, bis die reflektierte Welle wieder auf die Fassade trifft. Dieser geringe Einfluss wird vernachlässigt, zumal normalerweise auch Gebäudeeinrichtungen erhebliche Teile der Druckwellen-Energie absorbieren.

5.4.2 Verformungen und Seilkräfte

Linear elastisches Materialmodell für VSG. In Abbildung 5.20 werden die zeitabhängigen Verformungen der Seilnetzfassade mit und ohne Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung verglichen. Für die mittlere Scheibe 5 zeigt sich zunächst ein deutlich stärkerer Dämpfungseinfluss als für Scheibe 1. Dies deckt sich mit den Erwartungen, da die Geschwindigkeit in Fassadenmitte größer ist als am unteren Fassadenrand. Dementsprechend ist in der Fassadenmitte auch ein größerer aerodynamischer Dämpfungseffekt zu erwarten (Kapitel 3).

Bei allen drei Modellen ist ein deutlicher Dämpfungseffekt zu erkennen. Die Verformungsamplitude wird von 416 mm auf weniger als 200 mm mehr als halbiert. Modell 1 dämpft die Verformung am stärksten, weil die freie Luftströmung hinter der Fassade aufgrund der starren Randbedingungen der Flächen $F1$ und $F2$ am stärksten behindert wird. Die (betragsmäßig) maximale Verformung der Scheibe 5 (Fassadenmitte) beträgt in diesem Fall 142 mm. Bei den anderen beiden Modellen sind die maximalen Verformungen mit 187 mm (Modell 2) und 198 mm (Modell 3) größer, aber immer noch deutlich kleiner als beim ungedämpften Modell (ohne Luft) mit 416 mm.

Der Dämpfungseffekt ist wesentlich geringer bei der Scheibe 1 am unteren Fassadenrand. Ohne Berücksichtigung der aerodynamischen Dämpfung wird eine maximale Ver-

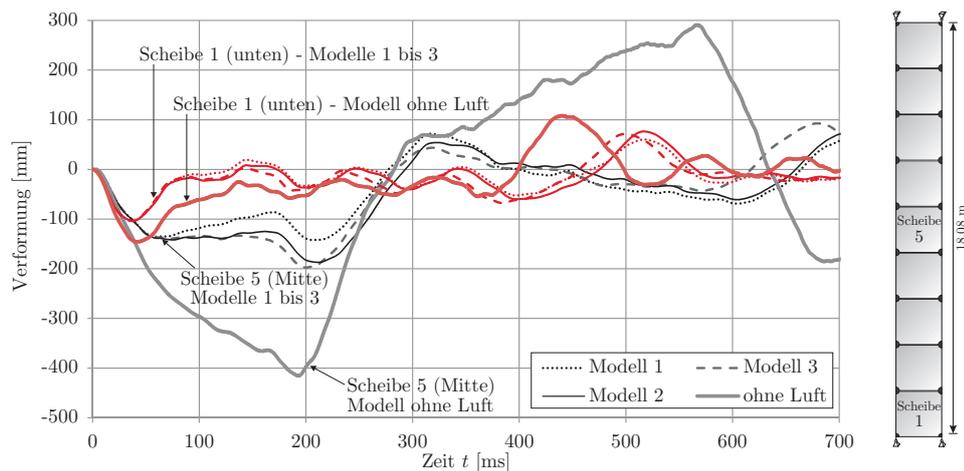


Abbildung 5.20: Verformungen Scheibe 1 (unten) und Scheibe 5 (Mitte) mit und ohne Berücksichtigung aerodynamischer Dämpfung (Beschreibung der Modelle 1 – 3 auf Seite 145).

formung von 145 mm berechnet, die bei allen drei aerodynamischen Berechnungsmodellen auf 104 mm sinkt.

In Übereinstimmung mit den in Kapitel 3 durchgeführten Studien ist auch erkennbar, dass aufgrund der hohen Dämpfung die folgenden Amplituden bedeutend kleiner sind als beim Modell ohne Berücksichtigung aerodynamischer Dämpfung.

Mit abnehmender Verformung nehmen auch die Seilkräfte ab. Dies ist in Abbildung 5.21 zu erkennen. Während beim aerodynamisch ungedämpften Modell die zulässige Grenzzugkraft überschritten wird, ist sie unter Berücksichtigung aerodynamischer Effekte wesentlich geringer und liegt deutlich im elastischen Verformungsbereich. Je stärker die aerodynamische Dämpfung, desto größer ist die Reduktion der Seilkräfte, die bei den Modellen 1 – 3 nur noch zwischen 60 und 72 kN betragen (im Vergleich zu maximal 140 kN beim ungedämpften Berechnungsmodell ohne Luft).

LSG-Materialmodell für VSG. Wird statt des linear elastischen Materialmodells für VSG das Verbund-Materialmodell LSG verwendet, so beeinflusst dies kaum die maximalen Verformungen, wohl aber die Seilkräfte (Abbildung 5.22). Dies deckt sich mit den Vorberechnungen in Abschnitt 5.3.5.

In Abbildung 5.22(b) ist klar erkennbar, dass sowohl die aerodynamische Dämpfung als auch die Verwendung des LSG-Materialmodells für Glas die Seilkräfte erheblich reduzieren. Eine konventionelle Bemessung unter Vernachlässigung der aerodynamischen Dämpfung und unter Verwendung eines linear elastischen Materialmodells liegt damit weit auf der sicheren Seite, da jegliche Energiedissipation durch Materialversagen und durch die umgebende Luft vernachlässigt wird.

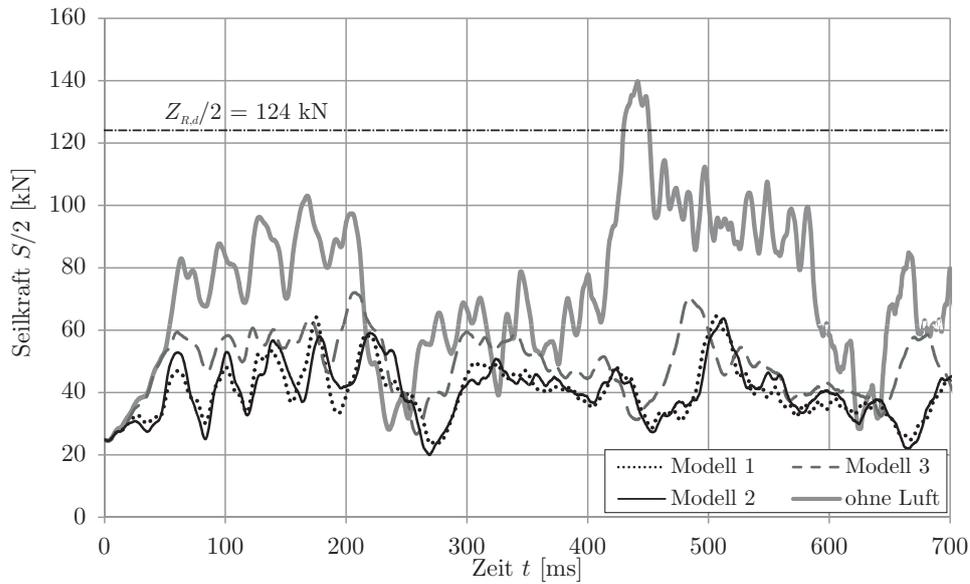
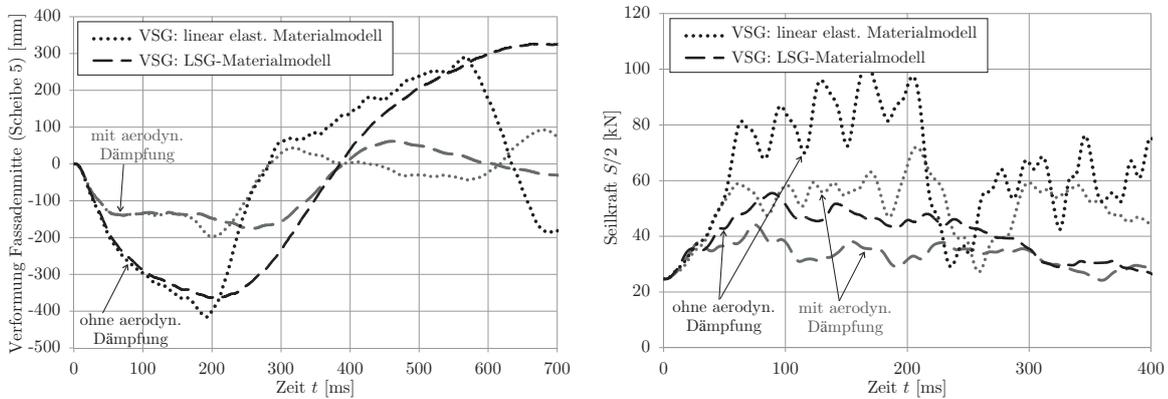


Abbildung 5.21: (Halbe) Seilkräfte mit und ohne Berücksichtigung aerodynamischer Dämpfung, linear elastisches Materialmodell für Glas.



(a) Verformung Fassadenmitte (Scheibe 5).

(b) (Halbe) Seilkraft.

Abbildung 5.22: Verformungen und Seilkräfte: Einfluss der aerodynamischen Dämpfung in Abhängigkeit vom gewählten Materialmodell für VSG (linear elastisches Materialmodell oder LSG-Materialmodell).

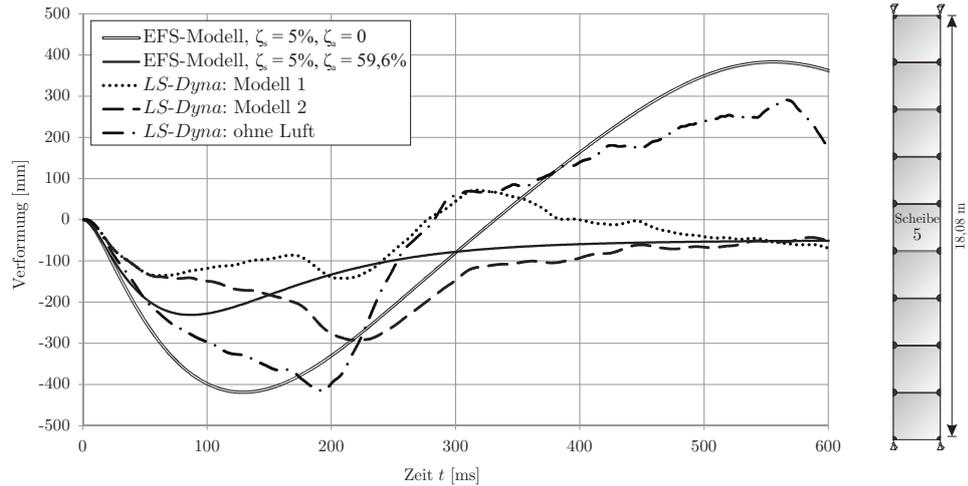


Abbildung 5.23: Verformungen in Fassadenmitte mit und ohne aerodynamische Dämpfung, Vergleich EFS-Modell mit *LS-Dyna*-Modelle 1 und 2 (Seite 145), linear elastisches Materialmodell für Glas.

5.4.3 Vergleich mit EFS-Modell

Überführt man das komplexe FE-Modell einer Seilnetzfassade in einen äquivalenten Einfreiheitsgradschwinger (EFS), so können die im 3. Kapitel diskutierten Gleichungen zur Modellverifizierung verwendet werden. Unter Berücksichtigung von Struktur- und aerodynamischer Dämpfung lautet die Bewegungsgleichung für einen nichtlinearen Einfreiheitsgradschwinger (analog zu Glg. (3.4)):

$$m\ddot{x} + 2m\omega(\zeta_s + \zeta_a)\dot{x} + r(x) = p_{r0}(t) \quad (5.6)$$

mit der linearisierten Eigenkreisfrequenz $\omega = 2\pi f$, einer Eigenfrequenz von $f \approx 1,6$ Hz (Abschnitt 5.3.5) und dem ersten aerodynamischen Dämpfungsansatz nach Abschnitt 3.3.1, Glg. (3.10),

$$\zeta_a = \frac{c_D \rho c}{2m\omega} = \frac{c_D \rho c}{4\pi f m}. \quad (5.7)$$

Im Vorgriff auf Abschnitt 5.5.1 wird die nichtlineare Widerstandsfunktion $r(x)$ an dieser Stelle zunächst nur angegeben,

$$r(x) = 1,02703 \cdot 10^{-7} x^{2,6624}$$

mit r in kPa und x in mm. In Abschnitt 5.5.1 wird gezeigt, wie man die Funktion $r(x)$ herleiten kann. Gleiches gilt für die spezifische Masse $m \approx 34,8 \text{ kg/m}^2$. Mit $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$, $c = 340,3 \text{ m/s}$, $f = 1,6 \text{ Hz}$, $m = 34,8 \text{ kg/m}^2$ und $c_D = 1$ ergibt sich somit eine aerodynamische Dämpfung von $\zeta_a = 59,6\%$.

In Abbildung 5.23 sind die Verformungen in Fassadenmitte des FE- und des äquivalenten EFS-Modells aufgetragen. Unter Vernachlässigung der aerodynamischen Dämpfung und einer angenommenen Strukturdämpfung $\zeta_s = 5\%$ liefern die beiden entsprechenden

Modelle eine annähernd gleiche maximale Verformung (erste Amplitude *LS-Dyna* Modell ohne Luft: 416 mm, EFS-Modell mit $\zeta_a = 0$: 419 mm). Ein weiterer Vergleich der Kurven zeigt, dass die zeitabhängigen Verformungen und die zweite Amplitude bei beiden Modellen voneinander abweichen. Dies deckt sich jedoch mit den Erwartungen, da ein EFS-Modell nicht die in Abbildung 5.12 skizzierten komplexen Schwingungen einer Seilnetzfassade über die Zeit korrekt abbilden kann. Es ist bereits als gut zu bewerten, dass die maximale Amplitude beider Modelle sehr ähnliche Ergebnisse liefert. Dies zeigt, dass die maximale Verformung von der ersten Eigenform bestimmt wird (die über das EFS-Modell approximiert wird). Der zeitliche Verlauf und die weiteren Amplituden werden jedoch auch über die im EFS-Modell nicht berücksichtigten höheren Eigenformen beeinflusst.

Unter Berücksichtigung aerodynamischer Dämpfungseffekte zeigt sich, dass das EFS-Modell (mit $\zeta_a = 59,6\%$) eine maximale Verformung von 231 mm berechnet, die in etwa zwischen den Verformungsamplituden der beiden aerodynamisch gedämpften *LS-Dyna*-Modelle von 142 (Modell 1) bzw. 292 mm (Modell 2) liegt. Damit werden die in Abschnitt 3.4 durchgeführten numerischen Untersuchungen zur aerodynamischen Dämpfung insoweit bestätigt, als dass mit dem ersten aerodynamischen Dämpfungsansatz (Abschnitt 3.3.1) die aerodynamische Dämpfung näherungsweise erfasst werden kann. In Realität hängt die aerodynamische Dämpfung vom Strömungsverhalten und den Strömungsmöglichkeiten der Luft vor und hinter der Fassade ab.

Näherungsweise kann die aerodynamische Dämpfung im *LS-Dyna*-Modell auch durch Berücksichtigung eines viskosen Dämpfungsansatzes erfasst werden, ohne dass die Luft explizit modelliert wird. Dies verringert die Elementanzahl und beschleunigt die Berechnungsdauer erheblich. Bei diesem Vorgehen werden jedoch die höherfrequenten Schwingungen zu schwach gedämpft.

Mit den im 3. Kapitel diskutierten Ansätzen kann die aerodynamische Dämpfung zwar auch bei komplexen Systemen näherungsweise erfasst werden. Der viskose Dämpfungsansatz müsste jedoch genauer, vermutlich frequenz- und zeitabhängig, formuliert werden, um auch die weiteren Verformungsamplituden genauer zu erfassen.

5.5 Fluid-Struktur-Interaktion

In diesem Abschnitt werden abschließend aerodynamische und FSI-Dämpfungseffekte gekoppelt und für einen Streifenausschnitt einer vertikal vorgespannten explosionshemmenden Seilnetzfassade untersucht. Dazu wird das im vorherigen Abschnitt entwickelte FE-Modell erweitert, indem die Belastung nun nicht mehr direkt über die LBE-Funktion auf die Fassade aufgebracht wird, sondern die Ausbreitung und Reflexion der Explosionsdruckwelle explizit berechnet werden. Damit hängt jetzt die auf die Fassade einwirkende Belastung auch von der Fassadenverformung ab. Somit handelt es sich um ein FSI-Problem.

Zur Überprüfung der numerischen Ergebnisse werden jedoch zunächst für das in Abschnitt 4.3.5 entwickelte analytische FSI-EFS-Modell die Parameter für die im vorliegenden Kapitel behandelte Seilnetzfassade hergeleitet. Das FE-Modell wird in ein äquiva-

lentes EFS-Modell überführt, indem die spezifische Masse und die Widerstandsfunktion $r(x)$ ermittelt werden. Mit dem im 4. Kapitel entwickelten Interaktionsmodell werden die Verformungen und der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf ermittelt. Diese Ergebnisse werden mit komplexen numerischen FSI-Berechnungen verglichen. Während das EFS-System gut handhabbar und überschaubar ist, ist das FE-Modell zur Untersuchung der Interaktionseffekte wesentlich komplexer aufgebaut, da sowohl die Ausbreitung als auch die Reflexion der Explosionsdruckwelle und deren Interaktion mit der Seilnetzfassade berechnet werden.

5.5.1 Analytisches FSI-EFS-Modell

In diesem Abschnitt wird das komplexe numerische FE-Modell der Seilnetzfassade in einen äquivalenten Einfreiheitsgradschwinger (EFS) überführt, um die in Kapitel 3 und 4 entwickelten Modelle für Seilnetzfassaden zu untersuchen. *Biggs* [22] zeigt sehr anschaulich das prinzipielle Vorgehen, um Systeme auf einen äquivalenten Einfreiheitsgradschwinger zu reduzieren. Das äquivalente EFS-Modell muss die gleiche maximale Verformung unter statischen und dynamischen Belastungen wie das zu untersuchende Modell aufweisen. Weiterhin muss die Eigenfrequenz des EFS-Systems der Haupteigenfrequenz der zu idealisierenden Struktur entsprechen. Dazu werden Transformationsfaktoren eingeführt, um die Masse, Steifigkeit, Dämpfung und Belastung des realen Systems in das EFS-Modell zu überführen. Die Transformationsfaktoren werden über eine Energiebetrachtung hergeleitet, indem gefordert wird, dass sowohl die potentielle als auch die kinetische Energie des EFS-Systems dem der realen Struktur entsprechen.

In der vom Verfasser betreuten Diplomarbeit leitet *Warnstedt* [216] ausführlich die Transformationsfaktoren für Seilnetzfassaden her. Die verschiedenen Transformationsfaktoren können schließlich in einem Faktor K_{LM} zusammengefasst werden, mit dem die Gesamtmasse der Seilnetzfassade multipliziert werden muss, damit die geforderte Energieidentität erfüllt ist [22, 202]. Für Seilnetzfassaden berechnet *Warnstedt* [216] diesen Faktor zu $K_{LM} = 0,8$.

In der Bewegungsgleichung (4.35),

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + d_a + r = p_{r0}^{\text{FSI}} = \hat{p}_{10} (\varphi(t) + \phi(t)), \quad (5.8)$$

ist also m die mit dem Transformationsbeiwert $K_{LM} = 0,8$ multiplizierte spezifische Masse des Gesamtsystems in kg/m^2 . Für die betrachtete Seilnetzfassade beträgt das Gewicht einer Glasscheibe etwa $2500 \text{ kg}/\text{m}^3 \cdot 2 \text{ m} \cdot 2 \text{ m} \cdot 16,76 \cdot 10^{-3} \text{ m} = 167,5 \text{ kg}$. Das Gesamtgewicht der Fassade ergibt sich aus den neun Einzelscheiben plus dem Gewicht der Seile, der Glashalter und der Isolierung. Nach Tabelle 5.3 wiegt das PE 45 Seil $2,7 \text{ kg}/\text{m}$. Das Gewicht der 36 Glashalter und der Isolierung wird auf etwa 18 kg geschätzt, so dass sich ein Gesamtgewicht des Streifenausschnitts von etwa 1575 kg ergibt. Bezogen auf die Fassadenfläche von $18,08 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ und unter Berücksichtigung des Transformationsbeiwertes $K_{LM} = 0,8$ ergibt sich die spezifische Masse des EFS-Systems zu $m \approx 34,8 \text{ kg}/\text{m}^2$.

Entscheidend zur Beschreibung des Strukturverhaltens ist weiterhin das Aufstellen der nichtlinearen Widerstandsfunktion $r = r(x(t))$ zur Lösung von (5.8). Die Wider-

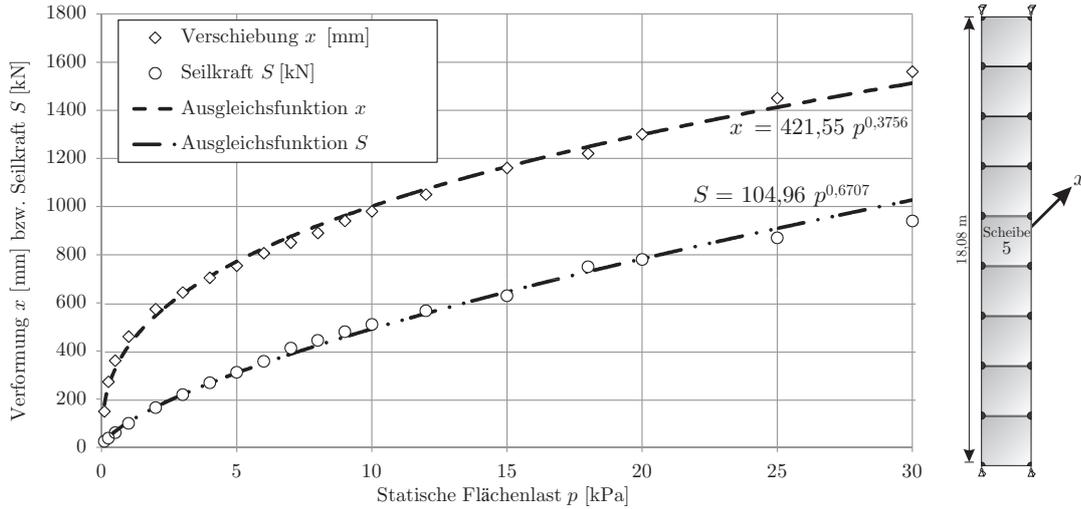


Abbildung 5.24: Statische Verformung in Fassadenmitte (Scheibe 5) und Seilkraft am Auflager in Abhängigkeit von der Flächenlast p , linear elastisches Materialmodell für Glas.

standsfunktion ist abhängig vom Aufbau der Seilnetzfassade, v.a. Fassadenhöhe, Seilvorspannung, Seildurchmesser und Scheibenabmessungen. Die Bestimmung der Widerstandsfunktion erfolgt mittels statischer Berechnungen [202, 207]. Auf die Fassade wird dabei eine gleichmäßige Flächenlast p aufgebracht, und es werden die Verformung x in Fassadenmitte und die Seilkraft S berechnet. Aufgrund des geometrisch nichtlinearen Verhaltens von Seilen ist hier ein nichtlinearer Zusammenhang zu erwarten.

Zur Herleitung der Widerstandsfunktion werden 19 statische Berechnungen mit einer Flächenlast zwischen 0,1 kPa und 30 kPa durchgeführt. Diese Punkte sind in Abbildung 5.24 markiert. Mittels der Methode der kleinsten Quadrate wird eine Potenzausgleichsfunktion ermittelt. Das Verfahren ist ausführlich in [120] erläutert, so dass an dieser Stelle auf eine detaillierte Darstellung verzichtet wird. Die Ausgleichsrechnung führt für die vorliegende Seilnetzfassade auf

$$x = 421,55p^{0,3756} \quad (5.9)$$

mit einem linearen Korrelationskoeffizienten von 0,99. Die Widerstandsfunktion $r(x)$ ergibt sich durch Umstellung zur Last p ,

$$r(x) = p = 1,02703 \cdot 10^{-7} x^{2,6624} \quad (5.10)$$

mit p in kPa und x in mm.

Mit bekannter Masse m , bekannter Widerstandsfunktion r und bekanntem Explosionsszenario zur Beschreibung der einfallenden Explosionsdruckwelle $p_{10}(t) = \hat{p}_{10}\varphi(t)$ kann nun die Bewegungsgleichung (5.8) nach Abschnitt 4.3.5 unter Berücksichtigung der FSI-Beziehungen für verschiedene Struktur- und aerodynamische Dämpfungsansätze gelöst werden. Damit erhält man die Verformungen $x(t)$ und Geschwindigkeiten $\dot{x}(t)$ des äquivalenten EFS-Systems sowie den reflektierten Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}^{\text{FSI}} = c_r p_{10}(t) - \rho c \dot{x}(t)$ nach (4.52) unter Berücksichtigung der FSI-Effekte.

5.5.2 Numerisches FSI-Modell in LS-Dyna

Das *LS-Dyna*-Modell zur Untersuchung der FSI-Effekte baut auf dem in Abschnitt 5.4 entwickelten FE-Modell auf. Zur Untersuchung der FSI-Effekte sind grundsätzliche zwei verschiedene Vorgehensweisen möglich:

- Verwendung der LBE-Lastfunktion: Anders als beim vorherigen Vorgehen wird die LBE-Lastfunktion jedoch nicht als Lastrandbedingung auf die Fassade aufgebracht, sondern sie wirkt über einen sogenannten ALE „ambient layer“ am linken Modellrand (bei $Z = 15$ m, Abbildung 5.19(a)). Über den ALE „ambient layer“ in Kombination mit der LBE-Lastfunktion wird eine dem definierten Explosionsszenario entsprechende Einflußrandbedingung am ALE-Netz realisiert. Über die LBE-Lastfunktion und den „ambient layer“ berechnet *LS-Dyna* den Druck, die Dichte, die interne Energie und die Geschwindigkeit der Luftpartikel am Modellrand. Über die Erhaltungsgleichungen Masse, Impuls und Energie wird dann die Ausbreitung der Explosionsdruckwelle in der Luft berechnet. An der Modellmitte trifft die Druckwelle auf die Seilnetzfassade und wird von dieser reflektiert. Dieses Vorgehen hat den Vorteil, dass der einfallende Druck-Zeit-Verlauf den semi-empirischen Ansätzen von *Kingery & Bulmash* [112] entspricht. Nachteil ist allerdings, dass sich am linken Modellrand bei Verwendung eines „ambient layers“ nicht gleichzeitig eine nichtreflektierende Fernfeldrandbedingung definieren lässt. Dies führt dann zu ungewünschten Reflexionen der Druckstoßwelle am Modellrand, die dann wieder zur Modellmitte läuft und erneut auf die Seilnetzfassade trifft. Das Vorgehen ist ausführlich mit den Vor- und Nachteilen in [181, 188] beschrieben.
- Alternativ kann die Explosion explizit berechnet werden. Dazu ist jedoch ein mehrstufiges Vorgehen erforderlich. Im ersten Schritt wird die Explosion des Sprengstoffes in einem sehr fein diskretisierten, zweidimensionalen, axial symmetrischen ALE-Netz berechnet. Die Berechnungsergebnisse werden dann schrittweise in ein gröberes ALE-Netz „gemappt“. Das Verfahren ist in [7, 37] dargestellt. Nachteil dieser Vorgehensweise ist das dafür erforderliche relativ fein diskretisierte ALE-Netz und die Abweichung des Druck-Zeit-Verlaufes von den semi-empirischen Ansätzen. Ein direkter Vergleich mit analytischen Ansätzen wird dadurch erschwert. Vorteil ist jedoch die Möglichkeit der Verwendung von nichtreflektierenden Fernfeldrandbedingungen, um die Modellgröße etwas zu beschränken.

Beide Vorgehensweisen haben Ihre Vor- und Nachteile und wurden vom Verfasser untersucht. Bei der ersten Vorgehensweise wurde für die unerwünschten Reflexionen am Modellrand keine Lösung gefunden. Die Berechnungsergebnisse sind nicht brauchbar. Deshalb werden in diesem Abschnitt die Untersuchungen zur zweiten Vorgehensweise vorgestellt. Es werden also explizit die Ausbreitung, Reflexion und Interaktion der Explosionsdruckwelle mit der Seilnetzfassade berechnet. Damit kann nicht nur die Verformung der Seilnetzfassade ermittelt werden, sondern auch die Form der reflektierten Druckwelle und damit der reflektierte Impuls.

5.5.3 Analyse der Explosionsbelastung

Abbildung 5.11 auf Seite 137 vergleicht das im 2. Kapitel entwickelte Belastungsmodell mit der in *LS-Dyna* implementierten Belastungsfunktion „load blast enhanced“ (LBE) für eine Explosion von 100 kg TNT in 40 m Entfernung. Bei expliziter Berechnung des Explosionsvorganges ergibt sich nochmals ein anderer Druck-Zeit-Verlauf für die einfallende und für die reflektierte Explosionsdruckwelle.

Der sich bei einer expliziten Explosionsberechnung ergebende reflektierte Druck-Zeit-Verlauf ist in Abbildung 5.25 dargestellt (Kurve ①). Während das neue Belastungsmodell und die LBE-Lastfunktion einen geglätteten Kurvenverlauf ergeben (Abbildung 5.11), sind bei der expliziten Explosionsberechnung deutliche Oszillationen im Druck-Zeit-Verlauf zu erkennen, vor allem während der Sogphase. Ähnliche Effekte sind auch bei experimentellen Druckmessungen zu beobachten.

Eine explizite Explosionsberechnung in *LS-Dyna* liefert einen reflektierten positiven Impuls von 190,8 kPa ms und einen reflektierten negativen Impuls von 209,9 kPa ms. Der reflektierte Spitzenüberdruck beträgt 25,8 kPa. Das neue Belastungsmodell berechnet einen reflektierten Spitzenüberdruck von 25,7 kPa, einen reflektierten positiven Impuls von 221,8 kPa ms und einen reflektierten negativen Impuls von 613 kPa ms.

Im Folgenden sollen jedoch vor allem die FSI-Effekte analysiert und das entwickelte FSI-EFS-Modell mit numerischen Berechnungen verglichen werden. Deshalb wird die Belastungsfunktion im analytischen EFS-Modell so angepasst, dass sich eine relativ gute Übereinstimmung des positiven und des negativen reflektierten Impulses mit denen der *LS-Dyna*-Berechnung ergibt. Die angepasste Belastungsfunktion $p_{r0}(t)$ für das EFS-Modell ist in Abbildung 5.25 als Kurve ② dargestellt. Diese Anpassung wird im Folgenden diskutiert.

Die Bewegungsgleichung (5.8) kann unter Berücksichtigung von (4.52) nach

$$m\ddot{x} + d\dot{x} + d_a + r = p_{r0}^{\text{FSI}} = p_{r0}(t) - \rho c\dot{x} \quad (5.11)$$

umgestellt werden, so dass $p_{r0}(t)$ der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf unter Vernachlässigung von FSI-Effekten ist. Für $p_{r0}(t)$ gilt zunächst (2.39). Durch eine Anpassung des Formbeiwertes für die Sogphase, $t > t_d$, kann nun erreicht werden, dass der reflektierte negative Impuls dem der expliziten Explosionsberechnung in *LS-Dyna* entspricht:

$$p_{r0}(t) = \begin{cases} c_r \hat{p}_{10} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\alpha \frac{t}{t_d}} & t \leq t_d, \\ c_r^- \hat{p}_{10} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\bar{\alpha} \frac{t}{t_d}} & t > t_d. \end{cases} \quad (5.12)$$

Der Unterschied zwischen (2.39) und (5.12) ist der Formbeiwert $\bar{\alpha}$ statt α für $t > t_d$. c_r^- ist der Reflexionsfaktor für die Sogphase, der nun so gewählt wird, dass der maximale reflektierte Unterdruck von $p_{r0}(t)$ in etwa dem der *LS-Dyna* Berechnung entspricht. Mit $c_r^- = 22$ und $\bar{\alpha} = 1,876$ ergibt sich der reflektierte negative Impuls 210 kPa ms (im Vergleich zu 209,9 kPa ms). Dabei wird dieselbe Zeitdauer für die Überdruckphase, $t_d = 17$ ms, gewählt, wie es die *LS-Dyna*-Berechnung liefert (Abbildung 5.25). Um den reflektierten positiven Impuls ebenfalls anzupassen, wird ein Formbeiwert von $\alpha = 0,43$

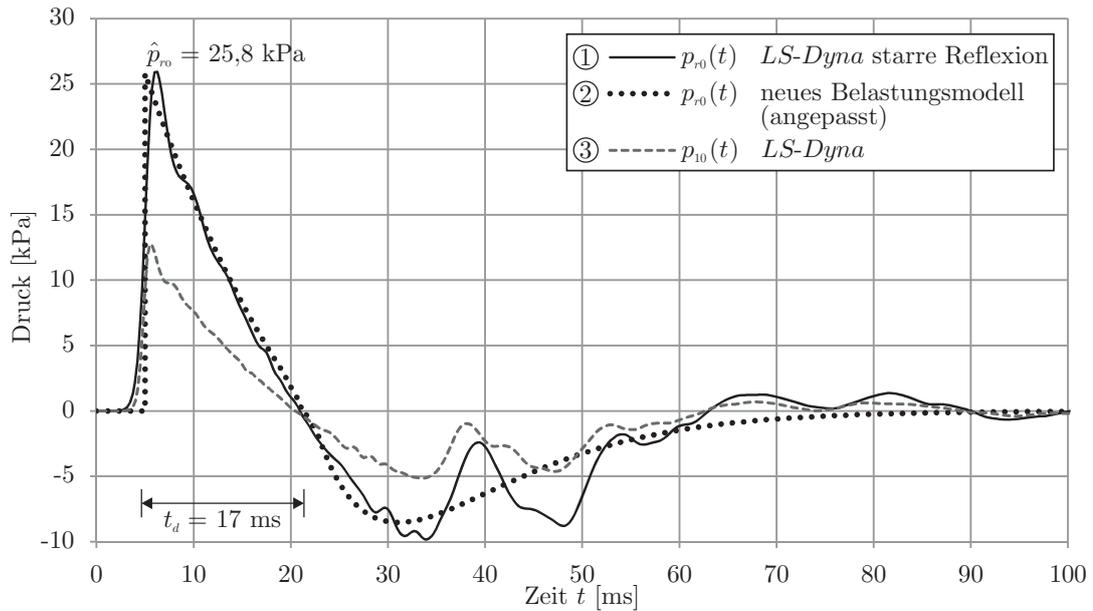


Abbildung 5.25: Druck-Zeit-Verläufe von expliziten *LS-Dyna*-Berechnungen und dem neuen Belastungsmodell infolge einer Explosion von 100 kg TNT in 40 m Entfernung.

gewählt, womit sich ein reflektierter positiver Impuls von 190,9 kPa ms ergibt (im Vergleich zu 190,8 kPa ms). Die Anpassung von α , $\bar{\alpha}$ und c_r^- erscheint willkürlich. Ihr ist jedoch insoweit Grenzen gesetzt, als dass der sich in Folge der Anpassung ergebende reflektierte Druck-Zeit-Verlauf (5.12) dem der *LS-Dyna*-Berechnung entsprechen muss. Insbesondere sollten jeweils die positiven und negativen Impuls-Werte identisch sein. Dies ist durch die gewählte Anpassung gegeben.

Abbildung 5.25 stellt ebenfalls den von *LS-Dyna* explizit berechneten einfallenden Druck-Zeit-Verlauf $p_{10}(t)$ dar (Kurve ③). Erwartungsgemäß sind sowohl der einfallende Spitzenüberdruck als auch der maximale Unterdruck kleiner als der reflektierte Spitzenüberdruck und der reflektierte maximale Unterdruck.

5.5.4 Vergleich und Bewertung

Eine vollständige FSI-Berechnung in *LS-Dyna* ist äußerst komplex, so dass einfach handhabbare Ansätze zur Modellverifikation zwingend notwendig sind. Das in dieser Arbeit entwickelte FSI-EFS-Modell ist ein solcher Ansatz.

Die Berechnungsergebnisse des FSI-EFS-Modells werden im Folgenden direkt mit den Ergebnissen gekoppelter *LS-Dyna*-Berechnungen verglichen und bewertet. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wird der reflektierte Druck-Zeit-Verlauf $p_{r0}(t)$ im EFS-Modell an die Berechnungsergebnisse von *LS-Dyna* angepasst. Die Anpassung wurde im vorherigen Abschnitt beschrieben.

Ein wichtiger Parameter im *LS-Dyna*-Modell ist die Größe des modellierten Luftraumes. Da der Explosionsprozess explizit berechnet wird, ist zunächst ein räumlich und

zeitlich fein diskretisiertes 2D-ALE-Netz erforderlich, das dann schrittweise in größere 3D-ALE-Netze „gemappt“ wird [7, 37]. Die eigentliche FSI-Berechnung erfolgt mit einem numerischen Modell auf Basis des bereits verwendeten und in Abbildung 5.19(a) auf Seite 146 dargestellten Modells. Da die Entfernung der Fassade zum Explosionszentrum 40 m beträgt, muss auch im neuen Modell der Luftraum von 15 auf 40 m vergrößert werden. Die in Abbildung 5.19(b) dargestellte Netzauflösung wird beibehalten.

Im Folgenden werden zunächst die reflektierten Druck-Zeit-Verläufe unter Berücksichtigung der FSI-Effekte verglichen. Anschließend werden die Verformungen und Geschwindigkeiten des *LS-Dyna*- und des FSI-EFS-Modells ausgewertet.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist in Abbildung 5.26 nur die Überdruckphase dargestellt. Kurven ① und ② sind mit denen aus Abbildung 5.25 identisch. Die Kurven ③ und ④ sind die reflektierten Überdruck-Zeit-Verläufe unter Berücksichtigung von FSI-Effekten. Bei den *LS-Dyna*-Berechnungen wurden diese Druckwerte in der Mitte der Fassade vor Scheibe 5 ausgewertet. Beim FSI-EFS-Modell ist

$$p_{r0}^{\text{FSI}}(t) = p_{r0}(t) - \rho c \dot{x}(t) \quad (5.13)$$

nach (5.11) mit $p_{r0}(t)$ nach (5.12). Die Impulswerte sind ebenfalls in Abbildung 5.26 dargestellt und ergeben sich durch numerische Integration der Druck-Zeit-Verläufe.

Sowohl am qualitativen Kurvenverlauf als auch an den Impulswerten ist eine gute Übereinstimmung zwischen den *LS-Dyna*-Berechnungen und dem vereinfachten FSI-EFS-Modell zu erkennen. Die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion führt zu einer Reduktion des reflektierten positiven Impulses um etwa 10% von 190,8 auf 171,6 kPa ms. Dies ist vor allem auf eine Reduktion der Dauer der Überdruckphase von 17 auf etwa 15 ms zurückzuführen. Der reflektierte Spitzenüberdruck wird durch FSI-Effekte nicht reduziert.

Die Sogphase ist in Abbildung 5.26 nicht dargestellt, aber auch hier kann eine relativ gute Übereinstimmung zwischen *LS-Dyna*-Berechnung und dem FSI-EFS-Modell beobachtet werden. Allerdings ist der Reduktionseffekt mit etwa 4% deutlich geringer (201,4 statt 209,9 kPa ms).

Sowohl die in Abschnitt 5.4 diskutierte aerodynamische Dämpfung als auch die Fluid-Struktur-Interaktion führen zu einer Reduktion der Verformungen der Seilnetzfassade. Allerdings sei darauf hingewiesen, dass eine direkte Vergleichbarkeit der folgenden Verformungen mit den bisher dargestellten Verformungen nur bedingt möglich ist, weil eine andere, angepasste Belastungsfunktion den Berechnungen zu Grunde liegt.

In Abbildung 5.27 sind die Verformung und die Geschwindigkeit in Fassadenmitte dargestellt. Man erkennt, dass die Kurven des *LS-Dyna*- und des EFS-Modells in den ersten 60 ms relativ gut übereinstimmen. Insbesondere stimmen die betragsmäßige Maximalverformung und Maximalgeschwindigkeit gut überein. Danach wird die Grundschiwingung im *LS-Dyna*-Modell durch höherfrequente Moden überlagert. Dies kann erwartungsgemäß nicht durch das EFS-Modell erfasst werden. Es ist jedoch bereits als gut zu bewerten, dass die Maximalwerte der Verformung und Geschwindigkeit übereinstimmen, da diese bemessungsrelevant sind.

Insgesamt wird deutlich, dass sowohl der äquivalente Einfreiheitsgradschwinger als auch das komplexe *LS-Dyna* FSI-Modell Ergebnisse in einer ähnlichen Größenordnung

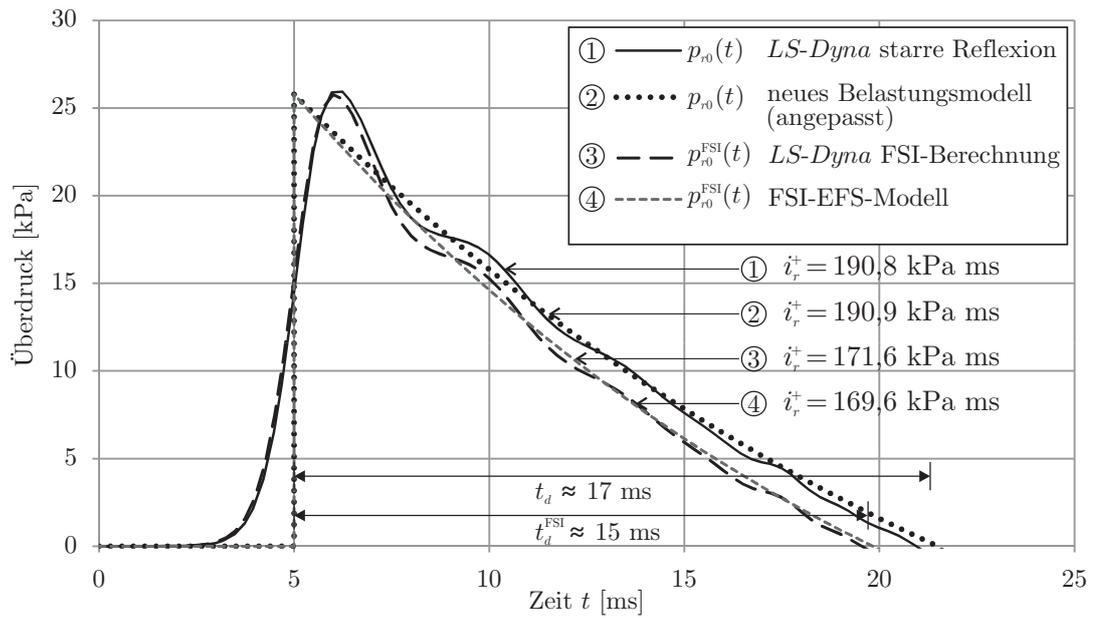


Abbildung 5.26: Reflektierte Überdruck-Zeit-Verläufe von expliziten *LS-Dyna*-Berechnungen und dem neuen Belastungsmodell ohne (①, ②) und mit (③, ④) Berücksichtigung von FSI-Effekten infolge einer Explosion von 100 kg TNT in 40 m Entfernung.

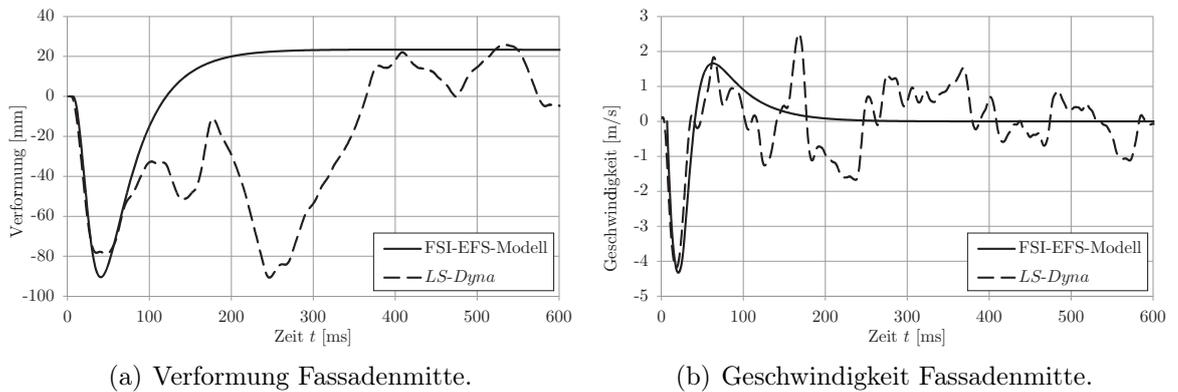


Abbildung 5.27: Verformungen und Geschwindigkeiten: Vergleich *LS-Dyna*- und FSI-EFS-Modell infolge einer Explosion von 100 kg TNT in 40 m Entfernung.

liefern. In beiden Modellen sind deutliche Interaktionseffekte zu erkennen. Die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion verändert die auf das System wirkende Belastung (nicht den reflektierten Spitzenüberdruck, wohl aber den reflektierten Impuls). Wie im 4. Kapitel erarbeitet, ist dieser Effekt umso größer, je leichter und flexibler die Struktur ist.

Nach Abbildung 5.13 auf Seite 140 ist eine maximale Verformung in der Mitte der Fassade von 416 mm zu erwarten, wenn FSI- und aerodynamische Dämpfungseffekte vernachlässigt werden. Berücksichtigt man diese Effekte, so beträgt die maximale Verformung etwa 90 mm (Abbildung 5.27(a)). Das Verhältnis beträgt $90/416 = 0,22$. Dies deckt sich relativ gut mit Abbildung 4.10(b), Seite 114, in der das Verhältnis der dynamischen Lastfaktoren $DLF_{\text{Ratio}} = DLF_{\text{FSI}}/DLF_{\text{neu}}$ über t_d/T für verschiedene spezifische Massen dargestellt ist. Auch wenn dieses Diagramm nur für lineares Systemverhalten gültig ist, so kann es doch zur Abschätzung und zum Vergleich herangezogen werden.

In der vorliegenden Untersuchung der Seilnetzfassade ist $t_d/T = t_d \cdot f = 0,017 \text{ s} \cdot 1,6 \text{ Hz} = 0,0272$. Mit der spezifischen Masse $m \approx 34,8 \text{ kg/m}^2$ folgt das DLF-Verhältnis $DLF_{\text{Ratio}} \approx 0,26$ aus Abbildung 4.10(b). Die Abweichung beträgt etwa 15% im Vergleich zum im obigen Absatz berechneten Verformungsverhältnis (0,22). Dies ist aufgrund des nichtlinearen Strukturverhaltens der Seilnetzfassade und der angepassten Belastungsfunktion als gut zu bewerten.

Insgesamt bestätigen die durchgeführten numerischen Simulationen die Untersuchungen der beiden vorherigen Kapitel. Allerdings ist eine vollständige FSI-Analyse in der baupraktischen Tätigkeit als wohl nur in Sonderfällen als praktikabel und finanzierbar einzustufen, da die Berechnungszeiten trotz Parallelisierung mehrere Tage bis Wochen betragen und eine entsprechende Hard- und Software-Ausstattung voraussetzen. Der entwickelte Näherungsansatz erfasst wesentliche Effekte und kann die Berechnungszeit auf einen Bruchteil von einigen Stunden bis Tage reduzieren.

5.6 Energiedissipation durch spezielle Seilendverankerungen

Zum Abschluss dieses Kapitels wird ein neues Konzept vorgestellt, mit dem die Explosionsschutzsicherheit einer Seilnetzfassade erheblich erhöht werden kann. In den vorherigen Studien wurde stets ein Materialverhalten der Seile im elastischen Bereich angenommen. Bei Überschreiten der Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ kommt es jedoch zu plastischen Verformungen und evtl. zum Reißen des Seils. Diese auch in Abschnitt 5.2.4 diskutierte Versagensform „Seilbruch“ muss ebenso wie ein Versagen der Seilendverankerungen vermieden werden. Beides würde zu einem unkontrollierten Versagen der kompletten Seilnetzfassade führen. Insbesondere einachsige vorgespannte Seilnetzfassaden erfordern jedoch eine hohe Vorspannung, um die Verformungen unter Windlasten auf ein vertretbares Maß zu beschränken. Unter Explosionslasten besteht die Gefahr, dass die Seile reißen.

Das Versagens- und Schadensrisiko kann durch gezielte Maßnahmen konzeptioneller Art reduziert werden. In Abschnitt 2.3.5 wurde bereits herausgestellt, dass physikalisch

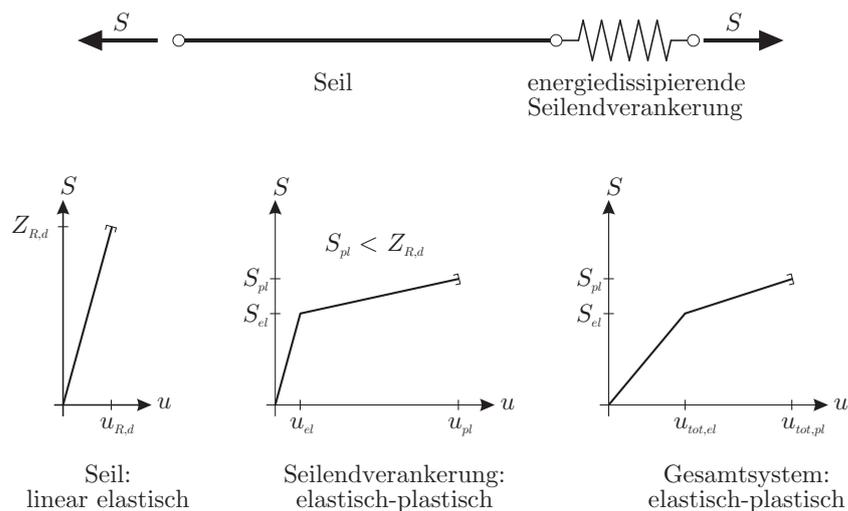


Abbildung 5.28: Veränderung des Kraft-Verformungs-Verhalten durch Kombination des linear elastischen Seils mit einer elastisch-plastischen Seilendverankerung.

nichtlineares Materialverhalten wesentlich zur Energiedissipation von hohen Lasten beiträgt. Dies wird teilweise auch bei der Bemessung von Bauwerken gegen starke Erdbeben genutzt (Konzept der Kapazitätsbemessung [161, 162, 199]).

5.6.1 Prinzip der gezielten Energiedissipation

Die Idee der gezielten Energiedissipation durch elastisch-plastische Bauteile basiert u.a. auf dem von *Paulay* und *Bachmann* [161, 162] entwickelten Prinzip der Kapazitätsbemessung im Erdbebeningenieurwesen. Dieses Prinzip wird im Folgenden auf die Anwendung energiedissipierender Seilendverankerungen übertragen und mit Hilfe von Abbildung 5.28 erläutert. Die Glasscheiben sind in Abbildung 5.28 aus Übersichtsgründen nicht dargestellt. Das Seil verfügt bis zur Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ über ein linear elastisches Materialverhalten. Diese Grenzzugkraft sollte unter gewöhnlichen Einwirkungen nicht überschritten werden. Bei einem Überschreiten des Bemessungswertes $Z_{R,d}$ tritt jedoch nicht direkt ein Versagen des Seils ein. Für die außergewöhnliche Einwirkung Explosion kann mit einem geringeren Sicherheitsfaktor bemessen werden, so dass die planmäßige Auslösekraft der Seilendverankerung über $Z_{R,d}$ liegen kann.

Um dies zu erreichen, wird das Seil nicht – wie es häufig üblich ist – über eine starre, sondern über eine nachgiebige, energiedissipierende Seilendverankerung mit der Rahmenkonstruktion verbunden. In Abbildung 5.28 ist die Seilendverankerung mit einer Feder idealisiert. Die nachgiebige Seilendverankerung weist ein elastisch-plastisches Verformungsverhalten auf und funktioniert als dissipatives Opferelement, das unter einer definierten Belastung S_{el} anfängt zu plastizieren. Die Seilendverankerung verfügt über die Duktilität $\mu = u_{pl}/u_{el}$ analog Glg. (2.55).

Durch die Anordnung der elastisch-plastischen Seilendverankerung wird das Kraft-Verformungs-Verhalten des Gesamtsystems deutlich verändert. Sobald die Seilkraft S die

elastische Grenzlast S_{el} der Seilendverankerung erreicht, fängt die Seilendverankerung an zu fließen. Dies ist mit zum Teil erheblichen lokalen Verformungen im Bereich der Seilendverankerung verbunden. Durch die starken Verformungen im Bereich der Seilendverankerungen sind die Seildehnungen deutlich kleiner als bei Verwendung einer starren Seilendverankerung. Dies führt auch dazu, dass jeder Seilabschnitt zwischen zwei Glashaltern weniger gedehnt wird, was wiederum die (Zug-)Belastung für die befestigten Glasscheiben reduziert bzw. ein Herausrutschen der Scheiben aus den Glashaltern verhindert (je nach verwendetem Glashalter).

Bei Erreichen der elastischen Grenzlast S_{el} der Seilendverankerung beträgt die Axialverschiebung des Gesamtsystems

$$u_{tot,el} = u_{el} + \frac{u_{R,d}}{Z_{R,d}} S_{el}. \quad (5.14)$$

Bei Erreichen der plastischen Grenzlast S_{pl} der Seilendverankerung ist die Gesamtverformung entsprechend (vorausgesetzt $S_{pl} < Z_{R,d}$)

$$u_{tot,pl} = u_{pl} + \frac{u_{R,d}}{Z_{R,d}} S_{pl}, \quad (5.15)$$

wobei der Verschiebungsanteil u_{pl} in der Seilendverankerung wesentlich größer ist als die Seilverformung $\frac{u_{R,d}}{Z_{R,d}} S_{pl}$.

Durch die gezielte Anordnung einer speziellen energiedissipierenden Seilendverankerung gelingt es somit sicherzustellen, dass die Seilnetzfassade unter definierten Belastungen an vorgegebenen Stellen kontrolliert plastiziert. Infolge plastischer Verformungen wird erheblich Energie dissipiert, was man prinzipiell auch an der in Abschnitt 2.3.5 besprochenen Abbildung 2.26 erkennen kann. Beim Entwurf ist sicherzustellen, dass die Seilendverankerung über eine ausreichende Duktilität (also ein ausreichendes Energiedissipationsvermögen) verfügt, während das Seil eine ausreichende Festigkeit aufweist und sich möglichst nur im elastischen Bereich verformt. Auch nach Versagen der Opferelemente sollte das Gesamtsystem über eine Restsicherheit verfügen (z.B. durch eine Auffangvorrichtung für eine gerissene Seilendverankerung).

Zusammenfassend werden durch die Verwendung energiedissipierender Seilendverankerungen die folgenden drei wesentlichen Effekte erzielt:

- Kontrollierte Energiedissipation infolge plastischer Verformungen des Crashmaterials in der Seilendverankerung.
- Reduktion und Kontrolle der Seilkräfte und damit Reduktion und Kontrolle der Kräfte, die an die Rahmenkonstruktion weitergeleitet werden.
- Reduktion der Seildehnungen und damit Reduktion der Membranbeanspruchung in den Glasscheiben bzw. Vermeiden des Herausrutschens der Glasscheiben aus den Glashaltern.

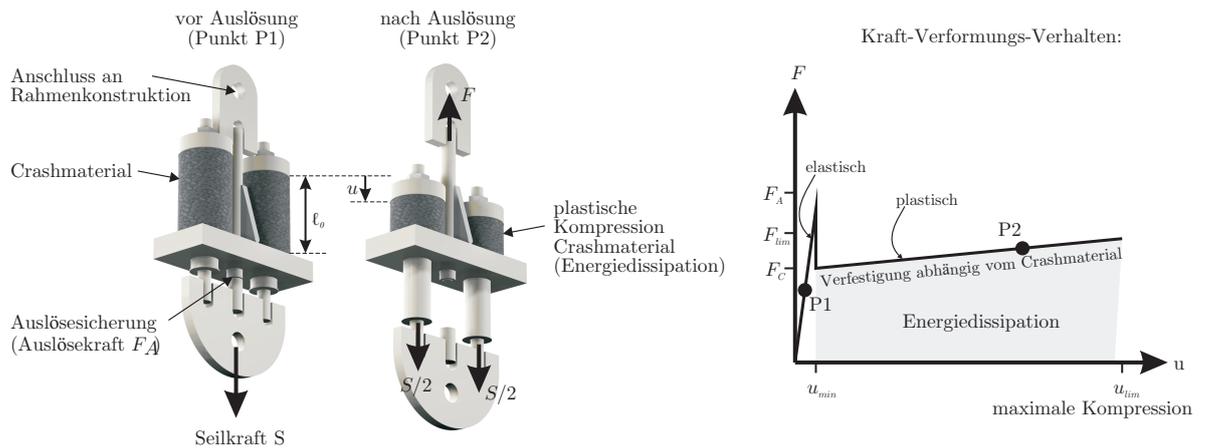


Abbildung 5.29: Prinzipieller Aufbau der von *Gartner Steel and Glass GmbH* patentierten Seilendverankerung [221, 222].

5.6.2 Ausführungsvarianten

Patentierte Seilendverankerung von *Gartner*

In Abbildung 5.29 ist die von der Firma *Gartner Steel and Glass GmbH* patentierte energiedissipierende Seilendverankerung dargestellt [221, 222]. Die Wirkung dieser Seilendverankerung wurde im Rahmen von zwei vom Verfasser betreuten Diplomarbeiten [152, 216] intensiv untersucht. Diese Ergebnisse werden an dieser Stelle nicht wiederholt. Vielmehr wird die Ausführungsvariante beschrieben und eine konstruktive Alternative dazu vorgestellt. Im Anschluss wird die Funktionsweise der Seilendverankerung durch eine Beispielerrechnung demonstriert.

Die Seilendverankerung von *Gartner* verhält sich bis zu einer definierten Auslösekraft F_A steif. Dadurch wird eine Auslösung bereits unter planmäßigen Windlasten verhindert. Bei Überschreiten der Auslösekraft infolge einer Explosionsbelastung löst die Seilendverankerung aus und ermöglicht eine kontrollierte Verformung der Seilnetzfassade bei gleichzeitiger Energiedissipation durch Kompression des „Crashmaterials“. Nach der Auslösung überträgt das Crashmaterial die Seilkraft an die Rahmenkonstruktion. Die Fließkraft F_c des Crashmaterials sollte kleiner sein als die Auslösekraft F_A .

Idealerweise verfügt das Crashmaterial über ein ideal plastisches Verhalten. Häufig ist jedoch, wie z.B. bei Aluminiumschaum, eine geringe Verfestigung im plastischen Bereich zu beobachten. Je geringer die Verfestigung im plastischen Bereich, desto höher ist die Energiedissipation infolge der plastischen Verformung des Crashmaterials. Durch die Auslösung und die damit einhergehende Aktivierung der Kraft F_c im Crashmaterial wird auch die Seilkraft reduziert. Sowohl die Auslösekraft F_A als auch die Fließkraft F_c und die plastische Grenzkraft F_{lim} der Seilendverankerung sollten kleiner als die Bruchlast des Seils gewählt werden (Abbildung 5.29).

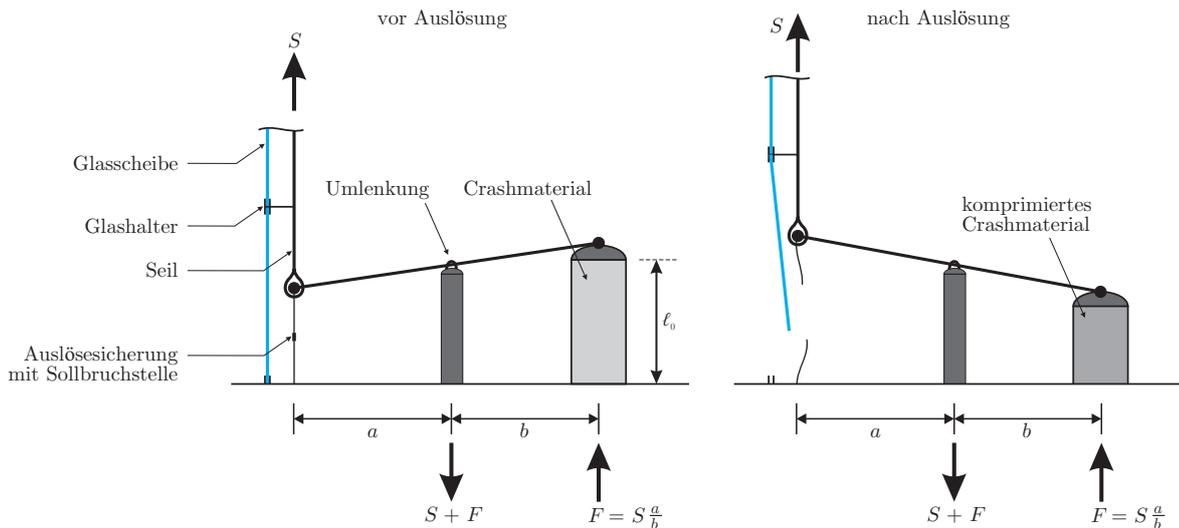


Abbildung 5.30: Energiedissipierende Seilendverankerung: alternative Ausführungsvariante.

Alternative Ausführungsvariante

In Abbildung 5.30 ist eine Alternative zu der von *Gartner* entwickelten Seilendverankerung dargestellt. Die prinzipielle Idee ist identisch. Allerdings hat die alternative Ausführungsvariante den Vorteil, dass die Kraft im Crashmaterial nicht unmittelbar der Seilkraft entspricht, sondern über den Abstand der Umlenkung von der Fassade gesteuert werden kann.

Für das Crashmaterial wird idealerweise wieder ein elastisch, ideal plastisches Material gewählt. Die Umlenkung muss über eine hohe Festigkeit verfügen, um auch bei großen Verformungen der Seilnetzfassade und damit einhergehenden hohen Belastungen nicht zu versagen. Die Kraft F im Crashmaterial entspricht nicht wie in Abbildung 5.29 der Seilkraft S , sondern kann über die in Abbildung 5.30 skizzierten Hebelarme a und b gesteuert werden,

$$F = S \frac{a}{b}. \quad (5.16)$$

Zur Auslösung der Seilendverankerung ist eine Auslösekraft F_A erforderlich, die in der alternativen Seilendverankerung durch eine Sollbruchstelle in der Auslösesicherung (z.B. Stahlstange) realisiert wird.

Bemerkungen zum Crashmaterial

Je geringer die Verfestigung im plastischen Verformungsbereich, desto größer werden die plastischen Verformungen in der Seilendverankerung und desto mehr Energie wird dissipiert. Extrem große Verformungen in der Seilendverankerung lassen sich jedoch nur bedingt realisieren, da die Kompression des Crashmaterials durch den zur Verfügung stehenden Kompressionsweg u_{lim} (Abbildung 5.29) begrenzt ist. Bei voller Kompression nimmt die Steifigkeit des Crashmaterials wieder sehr stark zu.

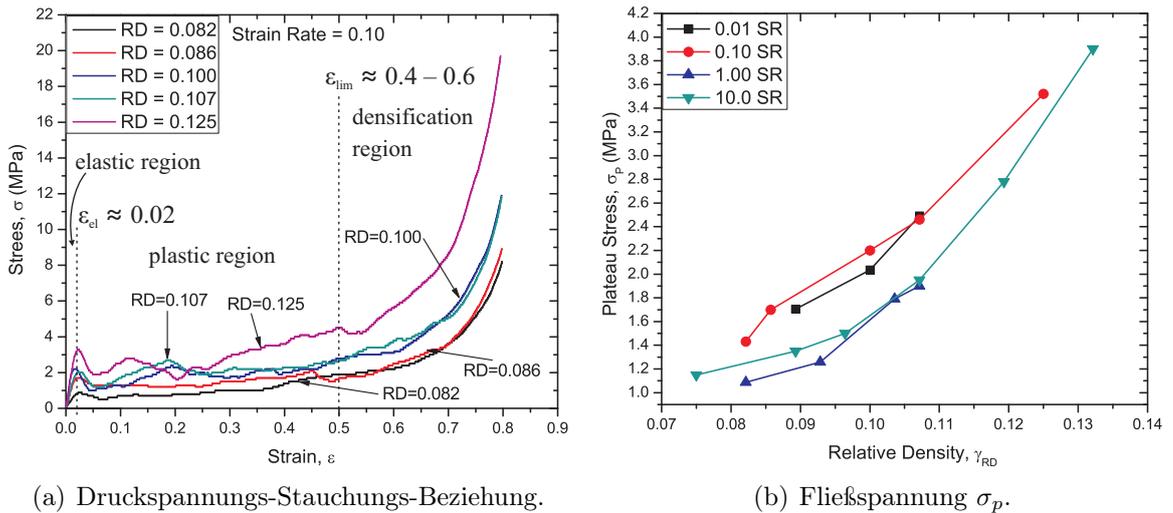


Abbildung 5.31: Materialverhalten von offenporigem Aluminiumschaum mit verschiedenen relativen Dichten (RD = relative density) bei unterschiedlichen Verzerrungsraten (SR = strain rate), aus [145].

Als Crashmaterial eignet sich grundsätzlich jedes Material mit einer ausgeprägten plastischen – möglichst ideal plastischen – Verformungskapazität. Dafür eignen sich beispielsweise Metallschäume (meistens offenporiger Aluminiumschaum). Sowohl unter statischen als auch dynamischen Belastungen zeigen Aluminiumschäume ein annähernd elastisch, ideal plastisches Materialverhalten. Für die exemplarisch in Abbildung 5.31 dargestellten Druckspannungs-Stauchungs-Beziehungen für offenporigen Aluminiumschaum zeigt sich, dass die Fließspannung (plateau stress σ_p) von der spezifischen Dichte (RD = relative density) und von der Verzerrungsrate (SR = strain rate) abhängt. Bei den meisten Aluminiumschäumen beträgt die maximale plastische Verzerrung 40–60%, womit sich eine Stauchungs-Duktilität von etwa $\mu = \varepsilon_{lim}/\varepsilon_{el} = 0,5/0,02 = 25$ ergibt. Für weitere Details zum Werkstoffverhalten von Aluminiumschäumen sei beispielhaft auf [145, 146] und auf die Diskussion in Abschnitt 5.6.4 verwiesen.

Als Alternative zu Metallschäumen können auch Reibplatten verwendet werden [222]. Der Nachteil von Reibplatten ist allerdings, dass die Reibungseigenschaften sich häufig im Laufe der Zeit ändern und sehr stark von den äußeren Bedingungen (Temperatur) abhängig sind. Ein großer Verformungsweg der Seilendverankerung lässt sich auch erreichen, wenn man statt des elastisch-plastischen Crashmaterials eine weiche Feder verwendet. Dies führt allerdings nicht zu einer Energiedissipation, sondern zum Zwischenspeichern der Verformungsenergie in der elastischen Feder und zu einer zeitversetzten Freigabe eben dieser. Rechnerisch lässt sich dieser Effekt leicht nachweisen. Praktische Erfahrungen [221] zeigen jedoch, dass sich eine dauerhafte Energiedissipation durch plastische Verformungen effizienter umsetzen lässt.

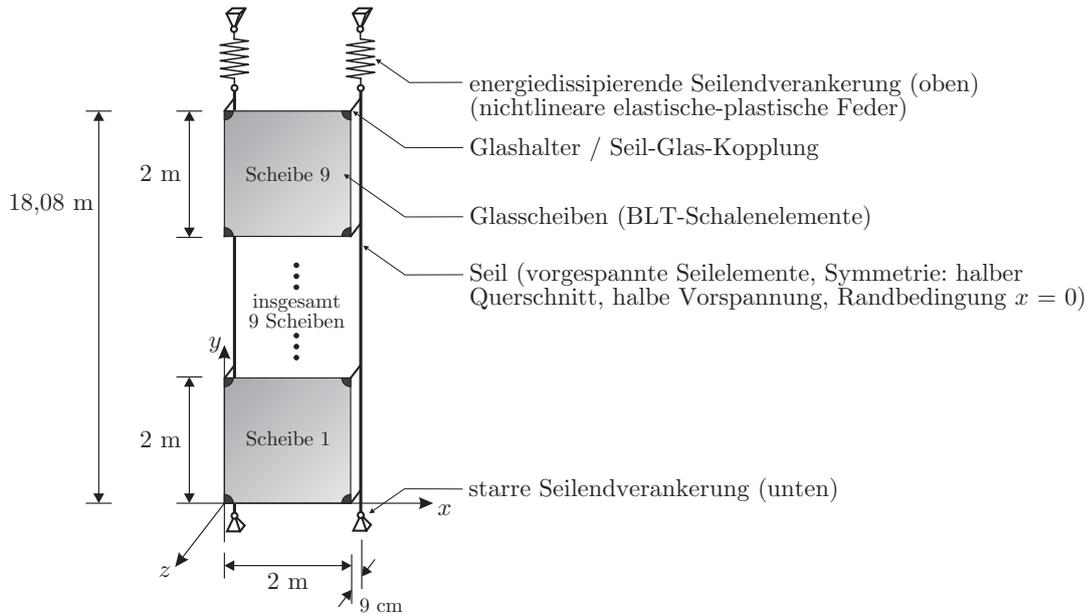


Abbildung 5.32: Schematischer Aufbau Seilnetzfassade mit nachgiebiger, energiedissipierender Seilendverankerung.

5.6.3 Berechnungsbeispiel

Die grundlegende Wirkung einer energiedissipierenden Seilendverankerung wird beispielhaft an der in diesem Kapitel analysierten Seilnetzfassade demonstriert. Dazu wird das in Abschnitt 5.3 entwickelte FE-Modell der Seilnetzfassade erweitert. Für die Glasscheiben wird vereinfachend ein linear elastisches Materialmodell angesetzt (Abschnitt 5.3.2), da es primär um die Wirkungsanalyse einer dissipativen Seilendverankerung geht. Interaktionseffekte werden im Rahmen dieser Untersuchung nicht berücksichtigt, weil die Energiedissipation infolge aerodynamischer Dämpfung im Vergleich zu plastischen Effekten wesentlich geringer ist.

Die Seilendverankerung wird über eine nichtlineare Feder idealisiert. Der Abstimmung der Auslösekraft F_A , der Fließkraft F_c , der Steifigkeit im plastischen Verformungsbereich und der Duktilität kommen besondere Bedeutung zu und müssen auf die jeweils erforderliche Einwirkung abgestimmt werden. Dies wird im Folgenden demonstriert.

Die dissipative Seilendverankerung wird am oberen Ende der Seile angeordnet. Abbildung 5.32 zeigt schematisch das um die Seilendverankerung modifizierte FE-Modell. Das Kraft-Verformungs-Verhalten der nichtlinearen Federkennlinie für die idealisierte Seilendverankerung orientiert sich an Abbildung 5.29 und ist in Abbildung 5.33 dargestellt. Die maximale plastische Verformung u_{lim} wird nicht begrenzt, um die erforderliche Duktilität ermitteln zu können.

Da im FE-Modell aus Symmetriegründen der halbe Seilquerschnitt modelliert wird und damit auch nur halbe Seilkräfte berechnet werden, werden die Auslösekraft F_A und Fließkraft F_c so gewählt, dass im Seil die Grenzzugkraft $Z_{R,d}/2 = 124 \text{ kN}$ mit genügend großer Sicherheit nicht überschritten wird. Die Auslösekraft F_A wird für die vorliegende

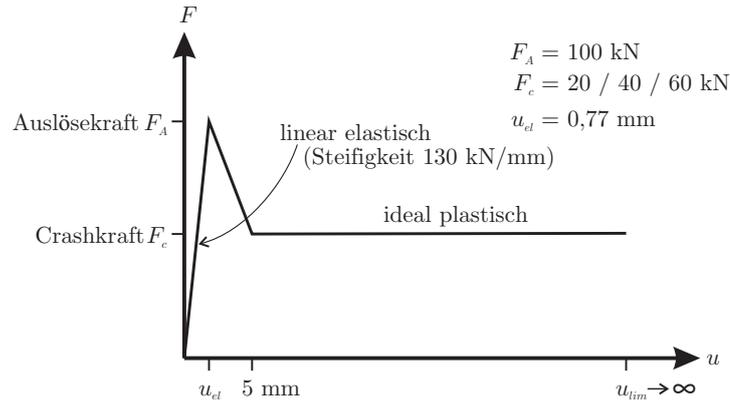


Abbildung 5.33: Kraft-Verformungs-Diagramm der als Feder idealisierten Seilendverankerung. Die Auslösekraft F_A ist in diesem Fall kleiner als die Grenzzugkraft $Z_{R,d}/2 = 124 \text{ kN}$.

Studie zu 100 kN gewählt. Die Fließkraft F_c wird variiert und beträgt 20 , 40 oder 60 kN . Untersucht wird somit der Einfluss der Fließkraft auf das Energiedissipationsvermögen der Seilendverankerung. Dazu wird nicht nur das bisher betrachtete Explosionsszenario von 100 kg TNT in 40 m Entfernung betrachtet, sondern auch untersucht, wie die Seilnetzfassade bei einem Explosionsszenario von 250 kg oder 500 kg TNT -Äquivalent in jeweils 40 m Entfernung reagiert.

Die Berechnung der Druck-Zeit-Verläufe erfolgt wie in Abschnitt 5.3.5 über die in *LS-Dyna* implementierte Funktion „load blast enhanced“ (LBE), die auf die in Abschnitt 2.2.2 diskutierten Ansätze von *Kingery & Bulmash* [112] beruht. Die sich ergebenden Belastungsfunktionen sind in Abbildung 5.34(b) dargestellt. Der reflektierte Spitzenüberdruck steigt von $28,7 \text{ kPa}$ (100 kg TNT) auf 45 kPa (250 kg TNT) bzw. $68,9 \text{ kPa}$ (500 kg TNT). Der reflektierte Impuls beträgt für das schwächste Explosionsszenario 215 kPa ms (100 kg TNT) und steigt auf 405 kPa ms (250 kg TNT) bzw. 655 kPa ms (500 kg TNT).

Im Folgenden werden die Verformung der Seilnetzfassade in der Mitte, die Verformung der Seilendverankerung sowie die zu erwartende Belastungsgeschwindigkeit/Verzerrungsrate für das Crashmaterial berechnet und ausgewertet.

Beispielhaft sind in Abbildung 5.35 die Verformungen in Fassadenmitte (Scheibe 5) dargestellt. Mit abnehmender Fließkraft F_c nehmen die Verformungen zu. Dies ist auf die plastische Verformung der Seilendverankerung zurückzuführen, die umso größer ist, je geringer die Fließkraft F_c ist (Abbildung 5.36). Mit einem in der Berechnung als unbegrenzt angenommenen Fließbereich ($u_{lim} \rightarrow \infty$ in Abbildung 5.33) lässt sich die erforderliche plastische Verzerrung

$$\varepsilon_{pl} = u_{pl}/\ell_0 \quad (5.17)$$

berechnen und damit die Seilendverankerung entwerfen und konstruieren. ℓ_0 ist die in den Abbildungen 5.29 und 5.30 skizzierte Länge der Seilendverankerung.

In den Tabellen 5.4 und 5.5 sind die erste Verformungsamplitude der Scheibe 5 der Seilnetzfassade und die maximale Verformung des Crashmaterials von der Seilendveran-

5.6 Energiedissipation durch spezielle Seilendverankerungen

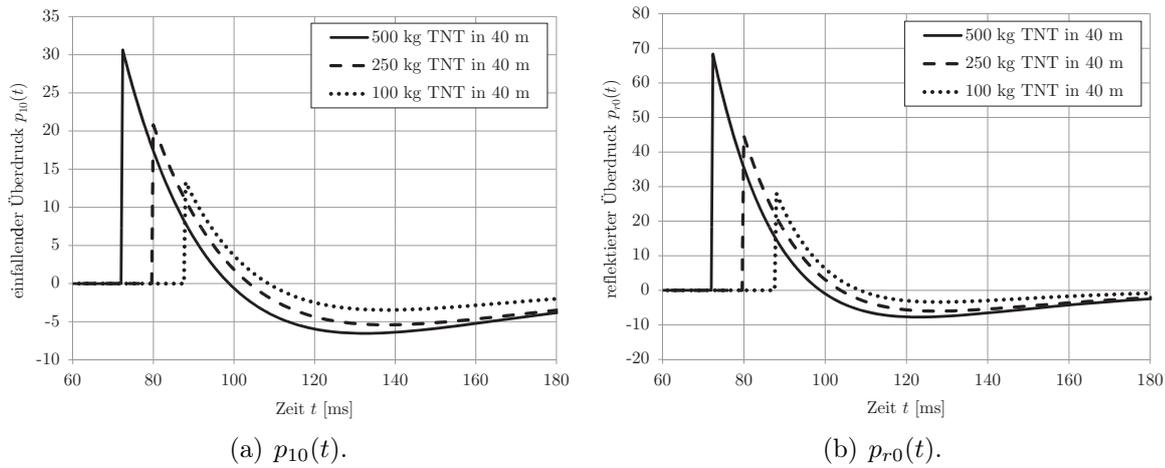


Abbildung 5.34: Einfallende und reflektierte Druck-Zeit-Verläufe für die drei betrachteten Explosionsszenarien von 100 kg, 250 kg und 500 kg TNT in jeweils 40 m Entfernung.

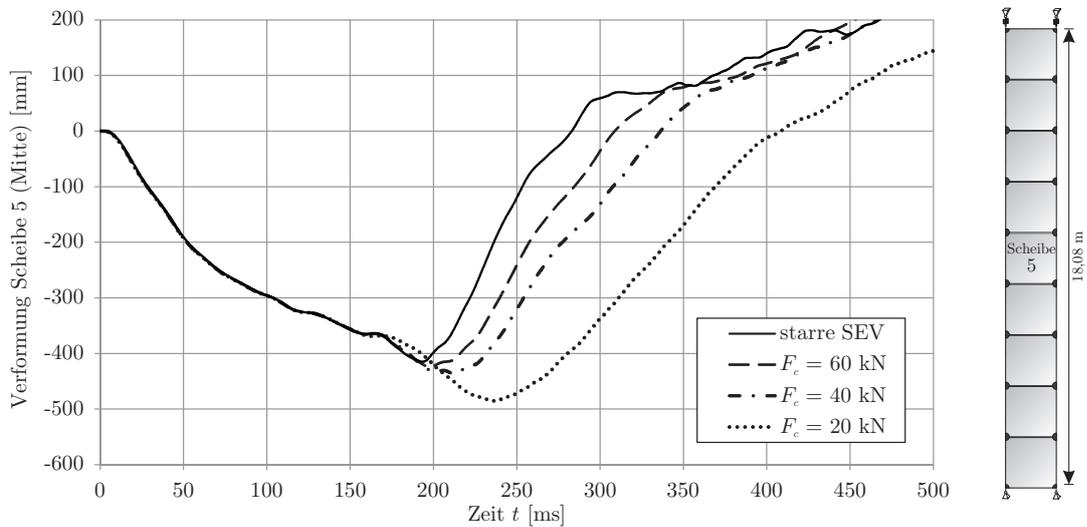


Abbildung 5.35: Verformung in Fassadenmitte (Scheibe 5) bei Verwendung einer starren bzw. energiedissipierenden Seilendverankerung (SEV) mit unterschiedlichen Fließkräften F_c , Belastungsszenario 100 kg TNT in 40 m Entfernung, linear elastisches Materialverhalten für Glas.

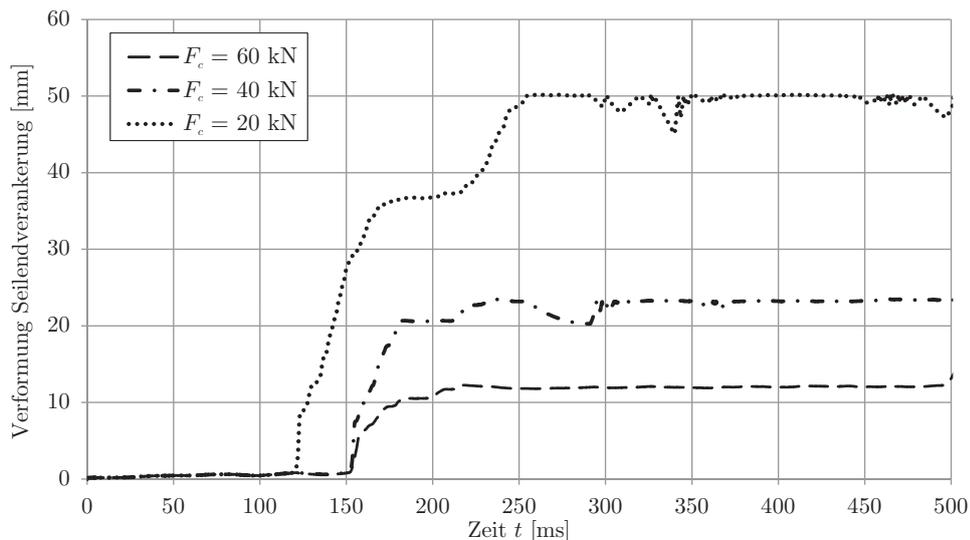


Abbildung 5.36: Verformung der energiedissipierenden Seilendverankerung mit unterschiedlichen Fließkräften F_c , Belastungsszenario 100 kg TNT in 40 m Entfernung, linear elastisches Materialverhalten für Glas.

Tabelle 5.4: Maximale Verformung (1. Amplitude) in Fassadenmitte für verschiedene Sprengstoffmengen in 40 m Entfernung und für verschiedene Fließkräfte F_c der energiedissipierenden Seilendverankerung (SEV).

Sprengstoffmenge	starre SEV	energiedissipierende SEV nach Abb. 5.33:		
		$F_c = 60 \text{ kN}$	$F_c = 40 \text{ kN}$	$F_c = 20 \text{ kN}$
100 kg TNT	416 mm	424 mm	436 mm	485 mm
250 kg TNT	593 mm	756 mm	841 mm	965 mm
500 kg TNT	779 mm	1423 mm	1581 mm	1820 mm

Tabelle 5.5: Plastische Verformung u_{pl} des Crashmaterials der Seilendverankerung (SEV) für verschiedene Sprengstoffmengen in 40 m Entfernung und für verschiedene Fließkräfte F_c .

Sprengstoffmenge	starre SEV	energiedissipierende SEV nach Abb. 5.33:		
		$F_c = 60 \text{ kN}$	$F_c = 40 \text{ kN}$	$F_c = 20 \text{ kN}$
100 kg TNT	–	12 mm	23 mm	50 mm
250 kg TNT	–	86 mm	118 mm	203 mm
500 kg TNT	–	293 mm	375 mm	600 mm

kerung angegeben. Mit abnehmender Fließkraft F_c und zunehmender Sprengstoffmenge nehmen die Verformungen jeweils zu. Meistens ist weniger die Verformungsamplitude der Seilnetzfassade als vielmehr die Verformung des Crashmaterials entwurfsrelevant.

Es gibt einige Möglichkeiten, mit denen der Ingenieur die Energiedissipation der Seilendverankerung steuern kann. Mit der in Tabelle 5.5 berechneten plastischen Verformung u_{pl} kann die plastische Verzerrung nach (5.17) ermittelt werden. Ist $\varepsilon_{pl} > \varepsilon_{lim}$ (typisch: $\varepsilon_{lim} \approx 40 - 60\%$, Abbildung 5.31), so kann der Ingenieur entweder die Länge ℓ_0 oder den Querschnitt (und damit die Fließkraft F_c , die sich durch Multiplikation der Fließspannung mit dem Querschnitt ergibt) der Seilendverankerung anpassen. Weiterhin kann die Fließspannung und damit die Fließkraft über die relative Dichte des Crashmaterials gesteuert werden (Abbildung 5.31).

Für die Dimensionierung der Seilendverankerung ist auch die Belastungsgeschwindigkeit und damit die Verzerrungsrate von Interesse, da das passende Crashmaterial in Abhängigkeit von der Verzerrungsrate gewählt werden muss. In Abbildung 5.37 ist die absolute Geschwindigkeit \dot{u} über die Zeit dargestellt. Die absolute Geschwindigkeit ist stets positiv und berechnet sich nach

$$\dot{u} = \sqrt{\dot{u}_x^2 + \dot{u}_y^2 + \dot{u}_z^2} \quad (5.18)$$

mit den Geschwindigkeitsanteilen in x -, y - und z -Richtung. Die Verzerrungsrate ergibt sich mit Hilfe der Geschwindigkeit \dot{u} und der Ursprungslänge ℓ_0 des Crashmaterials zu

$$\dot{\varepsilon} = \dot{u}/\ell_0. \quad (5.19)$$

Mit einer Maximalgeschwindigkeit von 16 m/s nach Abbildung 5.37 und einer angenommenen Länge $\ell_0 = 50$ cm ergibt sich eine Verzerrungsrate von 32 s^{-1} .

5.6.4 Diskussion und Entwicklungsbedarf

Die in Abbildung 5.29 dargestellte energiedissipierende Seilendverankerung wurde von der Firma *Gartner Steel and Glass GmbH* in Würzburg entwickelt und patentiert [221]. Die Entwicklung wurde vom Verfasser mit zwei Diplomarbeiten [152, 216] begleitet, bei denen u.a. ein „Ingenieurtool“ zur Dimensionierung der Seilendverankerungen entwickelt wurde. Wesentliche Ergebnisse wurden in [222] publiziert.

In dieser Arbeit wird darüber hinaus eine abgewandelte Alternative einer energiedissipierenden Seilendverankerung (Abbildung 5.30) vorgestellt und die Funktionsweise mit einer Beispielberechnung demonstriert. Durch die Verwendung einer energiedissipierenden Seilendverankerung wird ein insgesamt duktileres Verhalten der Seilnetzfassade unter Explosionsbelastungen erreicht. Die Bildung plastischer Gelenke erfolgt im vordefinierten duktilen Bereich (Crashmaterial) der Seilendverankerung. Dadurch wird erreicht, dass die Seilkraft im elastischen Bereich verbleibt und die zulässige Grenzzugkraft nicht überschreitet. Somit wird ein Plastizieren des Seils vermieden und eine höhere Sicherheit gegen Versagen der gesamten Seilnetzfassade erreicht.

Voraussetzung für die Funktionalität und wesentliches Entwurfskriterium ist die zulässige plastische Verformung u_{lim} der Seilendverankerung, die vom gewählten Crashmaterial, dessen Querschnitt und dessen Länge ℓ_0 abhängt. Ist die Duktilität zu gering, so führt

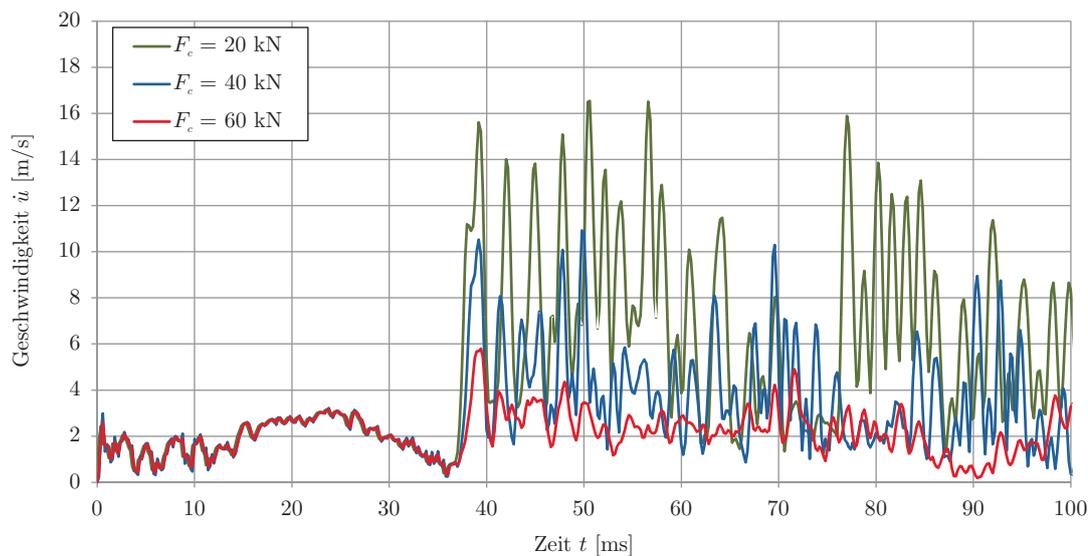


Abbildung 5.37: Absolute Geschwindigkeit \dot{u} der Seilendverankerung mit unterschiedlichen Fließkräften F_c , Belastungsszenario 250 kg TNT in 40 m Entfernung, linear elastisches Materialverhalten für Glas.

dies bei einer Explosionsbelastung zu einer vollständigen Kompression und damit einhergehenden Versteifung des Crashmaterials. Dies führt dann zu einer (unerwünschten) deutlichen Steigerung der Kräfte in der Seilendverankerung und im Seil.

Mit der Wahl des Crashmaterials ergibt sich die Fließspannung. Für die beispielhaft in Abbildung 5.31 dargestellte Druckspannungs-Stauchungs-Beziehung eines offenporigen Aluminiumschaums beträgt die Fließspannung je nach relativer Dichte und Verzerrungsrate zwischen 1 und 4 MPa. Der Einfluss der Verzerrungsrate auf die Fließspannung wird in der Literatur unterschiedlich bewertet. Wie in Abbildung 5.31 zu erkennen ist, steigt die Fließspannung nicht mit steigender Verzerrungsrate an wie dies beim Stahl zu erwarten wäre. Einige Forscher, z.B. [50, 89, 172], folgern, dass die Fließspannung von Aluminiumschaum nicht von der Verzerrungsrate abhängt. Die Streuung der Fließspannung für verschiedene Verzerrungsraten wird vielmehr auf die erheblichen Streuungen der Materialeigenschaften zurückgeführt. Andere Forscher, z.B. [136, 160], stellen durchaus eine Abhängigkeit der Fließspannung von der Verzerrungsrate fest. Die Wissenschaft ist sich in diesem Punkt nicht einig [145], und es bedarf weiterer Arbeiten und experimenteller Untersuchungen, um das Verhalten von Aluminiumschaum unter verschiedenen Verzerrungsraten zu untersuchen und besser zu verstehen.

Dies geht jedoch weit über die vorliegende Arbeit hinaus, so dass an dieser Stelle lediglich der Hinweis gegeben wird, dass jeder Aluminiumschaum über verschiedene Eigenschaften verfügt, die sehr stark vom Herstellungsprozess abhängen. Beim Einsatz von Aluminiumschaum zur Energiedissipation ist deshalb der Herstellungsprozess zu überwachen, und für jede Herstellungscharge sind die Druckspannungs-Stauchungs-Beziehungen für verschiedene Verzerrungsraten experimentell zu ermitteln.

Mit dem dann gewählten und experimentell charakterisierten Crashmaterial ergibt sich eine Fließspannung und eine maximale plastische Verzerrung ε_{lim} . Die Multiplikation der Fließspannung mit dem Querschnitt ergibt die Fließkraft F_c . Bei Überschreiten der maximalen plastischen Verzerrung ε_{lim} nimmt die Steifigkeit des dann vollständig komprimierten Crashmaterials wieder stark zu wie in Abbildung 5.31 zu erkennen ist. Typische maximale plastische Verzerrungen liegen je nach Aluminiumschaum zwischen 40 und 60%. In Abhängigkeit von der Länge ℓ_0 ergibt sich die zulässige maximale plastische Verformung

$$u_{lim} = \varepsilon_{lim}\ell_0. \quad (5.20)$$

Bei einer angenommenen Länge $\ell_0 = 50$ cm und einer maximalen plastischen Verzerrung von 50% ergibt sich eine Grenzverformung von $u_{lim} = 25$ cm. Die berechnete plastische Verformung u_{pl} (Tabelle 5.5) muss kleiner sein als dieser Grenzwert.

Je geringer die Fließspannung bzw. die Fließkraft F_c der Seilendverankerung ist, desto weicher reagiert das System nach Auslösung und desto größer werden die Verformungen. Es ist somit sinnvoll, die Fließkraft nicht zu klein zu wählen, um die erforderliche Duktilität in baupraktisch realisierbaren Grenzen zu halten. Optimal ist eine möglichst hohe Fließkraft bei einem gleichzeitig ausgeprägten ideal plastischen Fließplateau. Auch eine genaue Bestimmung der Auslösekraft F_A ist wichtig. Sie sollte kleiner gewählt werden als die Grenzzugkraft $Z_{R,d}$ des Seils. Ggf. kann sie aber auch darüber liegen, wenn für die außergewöhnliche Einwirkung Explosion mit einem geringeren Sicherheitsfaktor bemessen wird.

Aufgrund der plastischen Verformung in der Seilendverankerung nehmen die Verformungen in der Fassadenmitte zu (Abbildung 5.35). Diese Verformungen können deutlich größer sein als die häufig genannte zulässige Grenzverformung von $H/40$ [221]. Allerdings ist dieser Grenzwert nur bedingt übertragbar, da die Fassadendurchbiegung auf eine plastische Verformung des Crashmaterials der Seilendverankerung zurückzuführen ist. Die Verformung tritt an einer im Voraus bekannten und entsprechend dimensionierten Stelle in der Seilnetzfassade auf. Zwischen den Seilen und Scheiben (Glashaltern) sind die relativen Verformungen wesentlich geringer. Mit den energiedissipierenden Seilendverankerungen werden also nicht nur die Seilkräfte reduziert und kontrolliert, sondern auch die Beanspruchung der Verbindungsmittel (Glashalter) und die Membranbeanspruchung in den Glasscheiben aufgrund geringerer Seildehnungen reduziert.

Infolge der plastischen Verformung der Seilendverankerung werden die Seilkräfte niedriger als bei Verwendung einer starren Seilendverankerung. Infolge der Reduktion der Seilkräfte werden weiterhin die an die Rahmenkonstruktion weitergeleiteten Auflagerkräfte geringer. Durch die Verwendung von energiedissipierenden Seilendverankerungen wird folglich auch die Beanspruchung angrenzender Bauteile kontrolliert und reduziert.

Zusammenfassend sind bei der Entwicklung und baupraktischen Umsetzung von energiedissipierenden Seilendverankerungen folgende Punkte zu beachten:

- Vollständige experimentelle Charakterisierung des Crashmaterials (meist Aluminiumschaum) mit Ermittlung der Druckspannungs-Stauchungs-Beziehung (Abbildung 5.31), der Fließspannung σ_p und der maximal zulässigen plastischen Verzerrung ε_{lim} für die zu erwartende Verzerrungsrate.

- Die Fließspannung σ_p und die Fließkraft F_c sollten möglichst wenig streuen. Dazu ist eine Überwachung und Kontrolle des Herstellungsprozesses des Aluminiumschaums erforderlich.
- Das Crashmaterial sollte über ein möglichst hohes Energiedissipationsvermögen verfügen. Dies bedingt eine möglichst hohe Fließspannung (unter Beachtung von: $F_c < F_A < Z_{R,d}$) und ein möglichst ideal plastisches Verhalten.
- Die Auslösekraft F_A sollte möglichst wenig streuen, d.h. es ist nur eine geringe Tragfähigkeitszunahme der Auslösesicherung unter hohen Verzerrungsraten zulässig. Je größer die Streubreite, desto geringer müssen F_A und folglich F_c gewählt werden.

5.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden zunächst für die Praxis relevante Explosionsszenarien nach der US GSA/ISC Norm [211] und nach der internationalen ISO Norm 16933 [100] dargestellt. Das GSA-Level C und das Szenario ISO EXV 33 finden häufig für Fenster- und Fassadensysteme Anwendung. Bei beiden handelt es sich um „schwache“ Explosionsszenarien gemäß Abschnitt 2.2.3, für die das im 4. Kapitel entwickelte Einfreiheitsgradschwinger-FSI-Modell gültig ist.

Als Beispiel einer explosionshemmenden, flexiblen und relativ leichten Schutzstruktur wird in diesem Kapitel ein Streifenausschnitt einer vertikal vorgespannten Seilnetzfassade betrachtet. Dazu werden zunächst Aufbau und Tragverhalten von Seilnetzfassaden beschrieben. Anschließend wird ein Finite Element Modell in *LS-Dyna* [135] entwickelt, mit dem einige Vorberechnungen durchgeführt werden, um den Einfluss von Vorspannung, Materialmodell und Netzfeinheit zu untersuchen.

In einem zweiten Schritt wird die umgebende Luft mitmodelliert, um die aerodynamische Dämpfung zu erfassen. Die Belastung wird dabei über die in *LS-Dyna* bereitgestellte Belastungsfunktion „load blast enhanced“ (LBE) als Last-Randbedingung auf die Fassade aufgebracht.

Im nächsten Schritt wird die vollständige Fluid-Struktur-Interaktion analysiert, indem die Ausbreitung, Reflexion und Interaktion der Explosion mit der Seilnetzfassade explizit berechnet werden. Die Last wird also nicht mehr als Last-Randbedingung aufgebracht, sondern sie ergibt sich in Abhängigkeit von der Strukturantwort.

Die numerischen Ergebnisse der FE-Berechnung werden jeweils mit dem entwickelten EFS-Modell verglichen, wobei die nichtlineare Widerstandsfunktion $r(x(t))$ für das EFS-Modell mit Hilfe numerischer Simulationen hergeleitet wird. Es zeigt sich, dass die im 3. und 4. Kapitel analysierten Dämpfungs- und Interaktionseffekte in guter Übereinstimmung auch bei Seilnetzfassaden auftreten. Die aerodynamische Dämpfung führt zu einer Reduktion der Fassadenverformung und der Seilkräfte. Die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion führt darüber hinaus zu einer Reduktion des auf die Fassade wirkenden reflektierten Impulses und damit zu einer weiteren Reduktion der Verformungen und Seilkräfte.

Die komplexe Analyse der Fluid-Struktur-Interaktion verlangt ein mehrstufiges Vorgehen und Entwickeln des numerischen Modells, da zunächst der eigentliche Explosionsprozess in einem sehr fein diskretisierten zweidimensionalen axialsymmetrischen FE-Netz simuliert werden muss. Diese Berechnungsergebnisse werden dann schrittweise in ein gröberes 3D-Netz „gemappt“, um die Reflexion der Explosionsdruckwelle an der Seilnetzfassade mit vertretbarem Zeitaufwand zu berechnen.

Als eine gute Möglichkeit, das Versagensrisiko explosionsbelasteter Seilnetzfassaden zu minimieren, wird in Abschnitt 5.6 das Konzept der Kapazitätsbemessung auf Seilnetzfassaden erweitert und deren Wirkung beispielhaft erläutert. Energiedissipierende Seilendverankerungen können einen beträchtlichen Anteil der einwirkenden Explosionsenergie absorbieren, wenn sie entsprechend ausgelegt und auf die Fassade und die zu erwartende Belastung abgestimmt werden. Wesentliche Entwicklungsparameter sind das Materialverhalten des Aluminiumschaums (Crashmaterial) und die geometrischen Abmessungen der Seilendverankerung.

Infolge der plastischen Verformung des Crashmaterials in der Seilendverankerung wird Energie dissipiert, und die Seilkräfte verbleiben im elastischen Bereich. Dadurch wird die Belastung für die angrenzende Rahmenkonstruktion reduziert und ein katastrophales Versagen der Seilnetzfassade vermieden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der sowohl in der Praxis als auch in der Forschung bisher kaum betrachteten Analyse der Interaktionseffekte einer Luftdruckwelle mit einer flexiblen Struktur. Bei den meisten explosionshemmenden Schutzbauten aus Stahlbeton, Stahl oder Sandwich-Strukturen sind diese Interaktionseffekte aufgrund des Gewichts und der Steifigkeit der Baustrukturen von untergeordneter Bedeutung. Die Energiedissipation erfolgt über die Bildung plastischer Fließgelenke und Fließzonen bei großen Verformungen (die aber immer noch klein sind im Vergleich zu den in dieser Arbeit betrachteten Verformungen flexibler Systeme).

Mit zunehmenden Explosionschutzforderungen für zivile kritische Infrastrukturen (z.B. Flughäfen, Botschaften, Regierungsgebäude) wächst die Bedeutung von explosionshemmenden und gleichzeitig architektonisch ansprechenden Schutzsystemen. In den letzten 10 Jahren wurden vermehrt leichte, transparente und flexible Fassadensysteme für Gebäudehüllen und repräsentative Eingangsbereiche entwickelt. Aufgrund der relativ geringen Masse und Steifigkeit im Vergleich zu Stahlbetonstrukturen ergeben sich einige Fragestellungen, die im 1. Kapitel dieser Arbeit aufgezeigt werden. In den weiteren Kapiteln werden diese Aspekte schrittweise bearbeitet. Diese sind im Einzelnen:

- Entwicklung eines kohärenten Belastungsmodells:
 - Vergleich und Bewertung verschiedener empirischer, semi-empirischer und analytischer Ansätze zur Ermittlung der Explosionsparameter (Spitzenüberdruck und Impuls, Zeitdauer der Überdruckphase, Formbeiwert, Unterdruck).
 - Herleitung eines neuen Reflexionsfaktors für die Sogphase.
 - Entwicklung des Belastungsmodells unter Berücksichtigung der korrekten Abbildung der Sogphase.
- Abgrenzungskriterien für die Berücksichtigung der Sogphase:
 - Kurzer Überblick über Einfreiheitsgradschwinger (EFS) und Antwortspektren.
 - Vergleich des neuen Belastungsmodells mit dem häufig verwendeten Dreiecksansatz („Stand der Technik“, ohne Sogphase).
 - Erarbeitung von quantitativen und qualitativen Abgrenzungskriterien für den Einfluss der Sogphase auf die Strukturverformungen für lineares und nichtlineares Strukturverhalten.
- Aerodynamische Dämpfungseffekte:

- Herleitung von zwei analytischen Ansätzen (basierend auf der Wellen- bzw. Fluidmechanik).
- Numerische Verifikation des wellenmechanischen Dämpfungsansatzes.
- Untersuchung des Überganges vom wellen- zum fluidmechanischen Ansatz mit Hilfe numerischer Simulationen.
- Analyse der Fluid-Struktur-Interaktion:
 - Vergleich und Bewertung der FSI-Modelle von *Taylor* [197] und *Kambouchev, Noels* und *Radovitzky* (KNR-Modell [108]).
 - Entwicklung eines neuen analytischen FSI-Modells basierend auf dem *Taylor*-Modell für schwache Stoßwellen und für lineares oder nichtlineares Strukturverhalten.
 - Untersuchung des FSI-Einflusses auf den reflektierten Druck, den reflektierten Impuls und die Verformungen in Abhängigkeit von Masse und Steifigkeit.
 - Herleitung eines äquivalenten viskosen Dämpfungsansatzes zur näherungsweise Erfassung der Strukturdämpfung, der aerodynamischen Dämpfung und der FSI-Dämpfung.
- Interaktionseffekte bei explosionshemmenden Seilnetzfassaden:
 - Darstellung von Aufbau und Tragverhalten von Seilnetzfassaden.
 - Entwicklung eines FE-Modells für einen Streifenausschnitt einer vertikal vorgespannten Seilnetzfassade.
 - Numerische Untersuchung aerodynamischer Dämpfungseffekte und Vergleich mit analytischem Modell.
 - Analyse der Fluid-Struktur-Interaktion und Vergleich mit analytischem FSI-Modell.
- Entwicklung energiedissipierender Seilendverankerungen für Seilnetzfassaden:
 - Prinzip der gezielten Energiedissipation.
 - Diskussion möglicher Ausführungsvarianten.
 - Berechnung und Analyse einer vertikal vorgespannten Seilnetzfassade mit energiedissipierenden Seilendverankerungen für verschiedene Belastungsszenarien.
 - Hinweise zum Entwurf und weiteren Entwicklungsbedarf.

Vor dem Hintergrund der immer weiter steigenden Komplexität der dem Ingenieur zur Verfügung stehenden Berechnungssoftware sind überschlägige Berechnungsverfahren notwendig, um aufwendige Hydrocode- und Finite-Element-Analysen zu kontrollieren und deren Ergebnisse besser einschätzen zu können. Die in dieser Arbeit entwickelten analytischen EFS-Modelle sind zur Abschätzung der wesentlichen Effekte gut geeignet, wenn

die betrachtete Struktur vor allen in einer dominanten Eigenform (i.d.R. der Haupt-eigenform) dynamisch reagiert. Das FSI-Modell ist für schwache Stoßwellen mit einem Reflexionsfaktor kleiner als 2,1 gültig. Bei stärkeren Explosionsszenarien muss das Kompressionsverhalten der Luft berücksichtigt werden. Je größer die Strukturgeschwindigkeit, desto größer ist der Einfluss der Interaktionseffekte. Die Strukturgeschwindigkeit ist jedoch kleiner als die Schallwellengeschwindigkeit in Luft, da sich sonst hinter der Struktur eine weitere Stoßfront bilden würde.

Bei der Berechnung linear elastischer Systeme mit geringen Eigenfrequenzen steigt der Einfluss der Sogphase mit steigendem skalierten Abstand und sinkender Eigenfrequenz signifikant an. In diesen Fällen muss die Sogphase berücksichtigt werden. Eine Berechnung mit dem teilweise auch in Normen verankerten Dreiecksansatz liefert zu geringe Verformungen. Bei elastisch-plastischen Systemen kann der Einfluss der Sogphase auf die maximalen Verformungen wesentlich größer sein. Dies hängt vor allem vom Verhältnis der Fließgrenze des Materials zum reflektierten Spitzenüberdruck ab.

Der aerodynamische Dämpfungseffekt und der Einfluss der Fluid-Struktur-Interaktion sind umso größer, je flexibler und leichter das betrachtete System ist. Die Berücksichtigung der Fluid-Struktur-Interaktion führt bei leichten, flexiblen Systemen zu einer Reduktion des reflektierten Impulses und damit zu einer Reduktion der Verformungen und Beanspruchungen. Der reflektierte Spitzenüberdruck und der Reflexionsfaktor werden jedoch nicht beeinflusst, da sich die flexible Struktur beim Auftreten der Explosionsdruckwelle in Ruhe befindet.

Ein praktisches Anwendungsbeispiel für flexible, explosionshemmende Systeme sind vorgespannte, großflächige Seilnetzfassaden, die in dieser Arbeit detailliert analysiert werden. Seilnetzfassaden sind relativ leicht und zeichnen sich durch ein geometrisch nichtlineares Strukturverhalten aus. Ein Streifenabschnitt einer Seilnetzfassade wird in ein äquivalentes EFS-Modell überführt, und die analytischen und numerischen Modellergebnisse werden verglichen. Es zeigt sich eine relativ gute Übereinstimmung bei den maximalen Verformungen, so dass sich das entwickelte analytische FSI-Modell durchaus zur Verifizierung komplexerer FE-Modelle eignet.

Neben der aerodynamischen Dämpfung und der Analyse von FSI-Effekten kommt der korrekten Abbildung des Materialverhaltens von Glas besondere Bedeutung zu. In dieser Arbeit wird ein sehr vereinfachtes linear elastisches Materialmodell mit einem Verbundmaterialmodell für Verbundsicherheitsglas (VSG) verglichen. Durch das Versagen der VSG-Scheiben wird ebenfalls ein beträchtlicher Anteil der Explosionsenergie dissipiert. Es existieren bisher nur unzureichende Untersuchungen zur vollständigen Charakterisierung von Glas und vor allem von PVB unter kurzzeitdynamischen Einwirkungen. Hier wären weitere experimentelle Untersuchungen notwendig, um ein konsistentes, allgemein gültiges Materialmodell für VSG unter kurzzeitdynamischen Einwirkungen zu entwickeln.

Die wesentliche Gefährdung für das menschliche Leben geht weniger direkt von der Explosion, als vielmehr von den Folgen wie Glassplitter, Trümmerflug oder Gebäudekollaps aus. Um dies zu reduzieren, sollten bei Seilnetzfassaden neben VSG-Scheiben Glashalter mit Rückhaltewirkung verwendet werden, um ein Herausbrechen der Scheibe aus der Seilnetzfassade zu verhindern. Durch die Verwendung energiedissipierender Seil-

endverankerungen gelingt es darüber hinaus, die Sicherheit einer explosionshemmenden Seilnetzfassade weiter zu erhöhen.

Nicht abgedeckt werden in dieser Arbeit experimentelle Untersuchungen zur Validierung der analytischen und numerischen Modelle. Für Seilnetzfassaden wäre dies mit einem erheblichen finanziellen Aufwand verbunden. Es wäre jedoch denkbar, Modellversuche im kleinen Maßstab durchzuführen. Dabei ist jedoch insbesondere auf eine korrekte Skalierung der Masse und Steifigkeit zu achten. Eine Möglichkeit wäre die Untersuchung von federnd gelagerten Platten in einem Stoßrohr. Die Platte sollte relativ steif und leicht sein. Durch Einstellung der Federsteifigkeit kann dann das Steifigkeitsverhalten des Feder-Platten-Systems eingestellt und die Interaktion zwischen der Stoßwelle und dem Feder-Platten-System im Stoßrohr analysiert werden.

Auch einige Erweiterungen der vorliegenden Arbeit wären von Interesse. Das analytische FSI-Modell stellt einen ersten Schritt zum besseren Verständnis der Interaktionseffekte dar, ist aber aufgrund des verwendeten Superpositionsprinzips nur exakt gültig für schwache Druckwellen mit einem Reflexionsfaktor von 2. Bis zu der vorgeschlagenen Anwendungsgrenze von $c_r = 2,1$ ist der Fehler gering. Für stärkere Druckwellen muss das Modell jedoch erweitert werden. Durch Kombination des KNR-Modells [108], das für freistehende Platten entwickelt wurde, mit dem in dieser Arbeit entwickelten FSI-Modell könnten auch flexible Systeme unter stärkeren Stoßwellen berechnet werden. Allerdings sei darauf hingewiesen, dass der potentielle Hauptanwendungsfall von explosionshemmenden, flexiblen und leichten Systemen eher schwache Explosionsszenarien darstellen. Für stärkere Explosionsszenarien ist in aller Regel mehr Masse erforderlich, wodurch der Einfluss von aerodynamischen und FSI-Effekten deutlich geringer wird.

Interessant wäre auch, das Versagen und das Herausbrechen einer einzelnen Scheibe aus dem Glashalter der Seilnetzfassade zu untersuchen. Durch das dann entstandene Loch in der Fassade wird das Strömungsverhalten der Druckwelle und das Strukturverhalten der explosionsbelasteten Seilnetzfassade verändert. Auch wurde in der vorliegenden Arbeit ein (mittlerer) Streifenausschnitt einer einachsigen vorgespannten Seilnetzfassade betrachtet. Die linken und rechten Randstreifen sind jedoch in der Regel direkt an die Rahmenkonstruktion angeschlossen und verfügen damit über eine höhere Steifigkeit und eine geringere Verformungskapazität. Diesen Einfluss gilt es zukünftig ebenfalls zu untersuchen.

Schließlich sei darauf hingewiesen, dass in dieser Arbeit der Einfluss der Sogphase zwar intensiv untersucht wurde. Häufig tritt die Sogphase jedoch auf eine infolge des Überdrucks bereits vorgeschädigte Struktur und kann deshalb einen noch größeren Einfluss haben als in den vorliegenden Untersuchungen berechnet.

Insgesamt öffnet sich durch die vorliegende Arbeit ein breites Forschungsfeld mit einem zwar begrenzten, aber hochinteressanten Anwendungsgebiet explosionshemmender flexibler Systeme, das in Zukunft sicherlich an Bedeutung gewinnen wird.

Literaturverzeichnis

- [1] Abrahamson, G. R.; Lindberg, H. E.: Peak load-impulse characterization of critical pulse loads in structural dynamics. *Nuclear Engineering and Design*, Bd. 37(1): S. 35–46, 1976.
- [2] Anderson, C. E.: An Overview of the Theory of Hydrocodes. *International Journal of Impact Engineering*, S. 33–59, 1987.
- [3] Anderson, J. D.: *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, New York, 1984.
- [4] ANSYS, Inc.: *AUTODYN Release 13.0*, 2010.
- [5] ANSYS, Inc.: *AUTODYN Release 13.0 User Subroutines Tutorial*, 2010.
- [6] Aquelet, N.; Souli, M.: Damping Effect in Fluid-Structure Interaction: Application to Slamming Problem. *ASME Conf. Proc.*, Bd. 2003(41510): S. 233–242, 2003.
- [7] Aquelet, N.; Souli, M.: 2D to 3D ALE Mapping. In *10th International LS-DYNA Users Conference*. Dearborn, USA, 2008.
- [8] Baker, W. E.: *Explosions in Air*. University of Texas Press, Austin, 1973.
- [9] Baker, W. E.; Cox, P. A.; Westine, P. S.; Kulesz, J. J.; Strehlow, R. A.: *Explosion Hazards and Evaluation*. Elsevier, Amsterdam, 1983.
- [10] Bangash, M. Y. H.: *Impact and Explosion. Analysis and Design*. Blackwell Scientific Publications, London, 1993.
- [11] Bartknecht, W.: *Explosionen. Ablauf und Schutzmassnahmen*. Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [12] Bartlmä, F.: *Gasdynamik der Verbrennung*. Springer-Verlag, Wien, 1975.
- [13] Bathe, K.-J.: *Finite-Elemente-Methoden*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2. Aufl., 2002.
- [14] Bayliss, A.; Turkel, E.: Far Field Boundary Conditions for Compressible Flows. *Journal of Computational Physics*, Bd. 48: S. 182–199, 1982.
- [15] Becker, E.: *Gasdynamik*. Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1969.

- [16] Belytschko, T.; Lin, J. I.; Tsay, C. S.: Explicit Algorithms for the Nonlinear Dynamics of Shells. *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Bd. 42: S. 225–251, 1984.
- [17] Belytschko, T.; Liu, W. K.; Moran, B.: *Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures*. John Wiley & Sons, Chichester, 2000.
- [18] Ben-Dor, G.: A state-of-the-knowledge review on pseudo-steady shock-wave reflections and their transition criteria. *Shock Waves*, Bd. 15(3): S. 277–294, 2006.
- [19] Bennison, S.; Sloan, J.; Kistunas, D.; Buehler, P.; Amos, T.; Smith, C.: Laminated glass for blast mitigation: Role of interlayer properties. In *Glass Processing Days, 2005*. 2005.
- [20] Benson, D. J.: Shock Capturing Methods in Hydrocodes. In Kulak, R. F.; Schwer, L. E. (Hg.), *Computational Aspects of Contact, Impact and Penetration*, S. 131–165. Elmepress International, Lausanne, 1991.
- [21] Benson, D. J.: Computational Methods in Lagrangian and Eulerian Hydrocode. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Bd. Vol.99: S. 235–394, 1992.
- [22] Biggs, J. M.: *Introduction to Structural Dynamics*. McGraw-Hill, New York, 1964.
- [23] Blevins, R. D.: *Flow-Induced Vibration*. Van Nostrand Reinhold, New York, 2. Aufl., 1990.
- [24] Bohmann, D.: *Ein numerisches Verfahren zur Berechnung von Verbundglasscheiben*. Dissertation, Schriftenreihe Stahlbau – RWTH Aachen; Heft 43, 1999.
- [25] Borgers, J.; Vantomme, J.: Improving the accuracy of blast parameters using a new Friedlander curvature α . In *DoD Explosives Safety Seminar*. Palm Springs, CA, 2008.
- [26] Boris, J. P.; Book, D. L.: *Methods in Computational Physics Volume 16*, Kap. Solution of Continuity Equations by the Method of Flux-Corrected Transport, S. 85–129. Academic Press, New York, 1976.
- [27] Britan, A.; Ben-Dor, G.: Shock wave interaction with granular materials. In *Proceedings of the 9th International Symposium on Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Berlin-Strausberg, 1999.
- [28] Britan, A.; Igra, O.; Ben-Dor, G.; Shapiro, H.: Shock wave attenuation by grids and orifice plates. *Shock Waves*, Bd. 16(1): S. 1–15, 2006.
- [29] Brode, H. L.: Numerical solution of spherical blast waves. *Journal of Applied Physics*, Bd. 26(6): S. 766–7765, 1995.

- [30] Bulson, P.: *Explosive Loading of Engineering Structures. A History of Research and a Review of Recent Developments*. E&F Spon, London, 1997.
- [31] Bundesamt für Bevölkerungsschutz und Katastrophenhilfe: *Problemstudie: Risiken für Deutschland, Teil 2*, 2005.
- [32] Bundesamt für Bevölkerungsschutz und Katastrophenhilfe: *Zivilschutz-Forschung*. Neue Folge Band 59. Dritter Gefahrenbericht der Schutzkommission beim Bundesminister des Inneren, 2006.
- [33] Bundesministerium des Inneren: *Schutz Kritischer Infrastrukturen – Basisschutzkonzept. Empfehlungen für Unternehmen*, 2005.
- [34] Bundesministerium des Inneren: *Verfassungsschutzbericht 2007 (Vorabfassung)*, 2007.
- [35] Bundesverwaltungsamt – Zentralstelle für Zivilschutz: *Zivilschutz-Forschung*. Neue Folge Band 48. Zweiter Gefahrenbericht der Schutzkommission beim Bundesminister des Inneren, 2001.
- [36] Campidelli, M.; Viola, E.: An analytical-numerical method to analyze single degree of freedom models under airblast loading. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 302: S. 260–286, 2007.
- [37] Chafi, M. S.; Karami, G.; Ziejewski, M.: Numerical analysis of blast-induced wave propagation using FSI and ALE multi-material formulations. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 36(10-11): S. 1269–1275, 2009.
- [38] Chaplin, F.; Calderbank, G.; Hous, J.: *The technology of suspended cable net structures*. Construction Press, London, 1984.
- [39] Chapman, D. L.: On the rate of explosion in gases. *Philosophical Magazine*, Bd. 47: S. 90–104, 1899.
- [40] Chen, W. F.; Han, D. J.: *Plasticity for Structural Engineers*. Springer, New York, 1988.
- [41] Chopra, A. K.: *Dynamics of Structures*. Prentice Hall, New Jersey, 2001.
- [42] Chung, J. H.; Consolazio, G. R.; Dinan, R. J.; Rinehart, S. A.: Finite-Element Analysis of Fluid-Structure Interaction in a Blast-Resistant Window System. *Journal of Structural Engineering*, Bd. 136(3): S. 297–306, 2010.
- [43] Clough, R. W.; Penzien, J.: *Dynamics of Structures*. McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo, 1975.
- [44] Cole, R.: *Underwater explosions*. Dover, New York, 1965.

- [45] Corley, W. G.: Lessons learned on improving resistance of buildings to terrorist attacks. *Journal of Performance of Constructed Facilities (ASCE)*, Bd. 18(2): S. 68–78, 2004.
- [46] Courant, R.; Friedrichs, K.; Lewy, H.: Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, Bd. 100: S. 32–74, 1928.
- [47] Courant, R.; Friedrichs, K. O.: *Supersonic Flow and Shock Waves*, Bd. 21 von *Applied Mathematical Sciences*. Springer-Verlag, New York, 1976. (reprint of the edition of 1948).
- [48] Cronin, D. S.; Bui, K.; Kaufmann, C.; McIntosh, G.; Berstad, T.: Implementation and Validation of the Johnson-Holmquist Ceramic Material Model in LS-Dyna. In *4th European LS-DYNA Users Conference*. Ulm, 2003.
- [49] Deshpande, V.; Fleck, N.: One-dimensional response of sandwich plates to underwater shock loading. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Bd. 53(11): S. 2347–2383, 2005.
- [50] Deshpande, V. S.; Fleck, N. A.: High strain rate compressive behaviour of aluminium alloy foams. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 24(3): S. 277–298, 2000.
- [51] Deshpande, V. S.; Heaver, A.; Fleck, N. A.: An underwater shock simulator. *Proceedings of the Royal Society*, Bd. 462: S. 1021–1041, 2006.
- [52] Döge, T.; Häring, I.: Bewegungsdifferentialgleichung für Einmassen- und Mehrmassenschwinger. In Gebbeken, N., K. M. T., Keuser, M. (Hg.), *2. Workshop "BAU-PROTECT". Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen*, Bd. 1. 2006.
- [53] Dharaneepathy, M. V.; Rao, M. N. K.; Santhakumar, A. R.: Critical distance for blast-resistant design. *Computers & Structures*, Bd. 54(4): S. 587–595, 1995.
- [54] DIN 1055-9: *Einwirkungen auf Tragwerke. Teil 9: Außergewöhnliche Einwirkungen*, 2003.
- [55] DIN 18008-1: *Glas im Bauwesen – Bemessungs- und Konstruktionsregeln – Teil 1: Begriffe und allgemeine Grundlagen*, 2010.
- [56] DIN 18800-1: *Teil 1: Stahlbauten – Bemessung und Konstruktion*, 1990.
- [57] DIN EN 12150-1: *Glas im Bauwesen – Thermisch vorgespanntes Kalknatron-Einscheibensicherheitsglas – Teil 1: Definition und Beschreibung*, 2000.
- [58] DIN EN 1863-1: *Glas im Bauwesen – Teilvorgespanntes Kalknatronglas – Teil 1: Definition und Beschreibung*, 2000.

- [59] DIN EN 1991-1-4: *Eurocode 1: Einwirkungen auf Tragwerke - Teil 1-4: Einwirkungen auf Tragwerke - Teil 1-4: Allgemeine Einwirkungen, Windlasten; Deutsche Fassung EN 1991-1-4:2005*, 2005.
- [60] DIN EN 1991-1-7: *Eurocode 1: Einwirkungen auf Tragwerke - Teil 1-7: Allgemeine Einwirkungen - Außergewöhnliche Einwirkungen; Deutsche Fassung EN 1991-1-7:2006*, 2007.
- [61] DIN EN 572-1: *Glas im Bauwesen – Basiserzeugnisse aus Kalk-Natronsilicatglas – Teil 1: Definitionen und allgemeine physikalische und mechanische Eigenschaften*, 2004.
- [62] Döring, W.: Über Detonationsvorgängen in Gasen. *Annalen der Physik*, Bd. 43(6 – 7): S. 421 – 436, 1943.
- [63] Dörr, A.; Härnig, I.: Einführung in die Gefährdungs- und Risikoanalyse. In Gebeken, N.; Keuser, M.; Klaus, M.; Mangerig, I.; Thoma, K. (Hg.), *2. Workshop "BAU-PROTECT- Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen*, Bd. 1. Universität der Bundeswehr, Berichte aus dem Konstruktiven Ingenieurbau, Neubiberg, 2006.
- [64] van Duser, A.; Jagota, A.; Bennison, S. J.: Analysis of Glass/Polyvinyl Butyral Laminates Subjected to Uniform Pressure. *Journal of Engineering Mechanics*, Bd. 125(4): S. 435–442, 1999.
- [65] Eibl, S.: *Schockwellenbeanspruchung von Stahlbetonwänden durch Kontakt-Detonationen*. Dissertation, Technische Universität München, München, 1995.
- [66] Erath, W.; Nowotny, B.; Maetz, J.: Modelling the fluid structure interaction produced by a waterhammer during shutdown of high-pressure pumps. *Nuclear Engineering and Design*, Bd. 193(3): S. 283–296, 1999.
- [67] Federal Emergency Management Agency (FEMA): *The Oklahoma City bombing: Improving building performance through multihazard mitigation*, Bd. 277. FEMA, Washington, D.C, 1996.
- [68] Federal Emergency Management Agency (FEMA): *FEMA 426: Reference Manual to Mitigate Potential Terrorist Attacks Against Buildings*, 2003.
- [69] Fehlberg, E.: Klassische Runge-Kutta-Formeln vierter und niedrigerer Ordnung mit Schrittweiten-Kontrolle und ihre Anwendung auf Wärmeleitungsprobleme. *Computing*, Bd. 6: S. 61–71, 1970.
- [70] Feirabend, S.: *Steigerung der Resttragfähigkeit von Verbundsicherheitsglas mittels Bewehrung in der Zwischenschicht*. Dissertation, Universität Stuttgart, Institut für Leichtbau Entwerfen und Konstruieren, Stuttgart, 2010.

- [71] Feng, R.-q.; Zhang, L.-l.; Wu, Y.; Shen, S.-z.: Dynamic performance of cable net facades. *Journal of Constructional Steel Research*, Bd. 65(12): S. 2217–2227, 2009.
- [72] Fertis, D.: *Dynamics and Vibration of Structures*. John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [73] Flanagan, D. P.; Belytschko, T.: A uniform strain hexahedron and quadrilateral with orthogonal hourglass control. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Bd. 17(5): S. 679–706, 1981.
- [74] Fleck, N. A.; Deshpande, V. S.: The resistance of clamped sandwich beams to shock loading. *J. Appl. Mech.*, Bd. 71(3): S. 386–401, 2004.
- [75] Florek, J. R.; Benaroya, H.: Pulse-pressure loading effects on aviation and general engineering structures – review. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 284: S. 421 – 453, 2005.
- [76] Friedlander, F. G.: *Note on the Diffraction of Blast Waves by a Wall*. UK Home Office Dept, RC(A), 1939.
- [77] Gantes, C. J.; Pnevmatikos, N. G.: Elastic-plastic response spectra for exponential blast loading. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 30(3): S. 323 – 343, 2004.
- [78] Gebbeken, N.: Grundsätzliche Ideen und Konzepte zur Blast-Sicherheit von Glas-Membran-Fassaden. In *Vitrum Protect, Workshop, Fraunhofer Ernst-Mach-Institut*. Freiburg, 07.–08.02. 2006.
- [79] Gebbeken, N.; Döge, T.: Der Reflexionsfaktor bei der senkrechten Reflexion von Luftstoßwellen an starren und an nachgiebigen Materialien. *Bauingenieur*, Bd. 81(11): S. 496–503, 2006.
- [80] Gebbeken, N.; Döge, T.: Vom Explosionsszenario zur Bemessungslast. *Der Prüfingenieur*, Bd. 29: S. 42–52, 2006.
- [81] Gebbeken, N.; Döge, T.: Architectural concepts to reduce the effects of explosions. In Topping, B.; Papadrakakis, M. (Hg.), *Proceedings of The Ninth International Conference on Computational Structures Technology, Athens*. Civil-Comp Ltd., 2008.
- [82] Gebbeken, N.; Keuser, M.; Klaus, M.; Mangerig, I.; Thoma, K. (Hg.): *2. Workshop "BAU-PROTECT". Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen (2 Bände)*. Universität der Bundeswehr, Berichte aus dem Konstruktiven Ingenieurbau, Neubiberg, 2006.
- [83] Gebbeken, N.; Ruppert, M.: On the Safety and Reliability of High Dynamic Hydrocode Simulations. *International Journal of Numerical Methods in Engineering*, Bd. 46: S. 839–581, 1999.

- [84] Gebbeken, N.; Thomas, K. (Hg.): *3. Workshop "BAU-PROTECT" Buildings and Utilities Protection. Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen*. Universität der Bundeswehr, Berichte aus dem Konstruktiven Ingenieurbau, Neubiberg, 2008.
- [85] Gebbeken, N.; Wagner, M.: *Sachverständigenstudie. Schwachstellenanalyse von genormten Bauelementen wie Fenster, Glas- und Türelemente und Tore in Gebäudeaußenwänden unter Grenzwertbetrachtungen zur Ableitung von Ertüchtigungsmaßnahmen für KRITIS-Liegenschaften*. Techn. Ber., MJG Ingenieur-GmbH München im Auftrag des Beschaffungsamt des Bundesministeriums des Innern, 2010.
- [86] Gong, M.: *Mutual Interactions between Shock Waves and Structures*. Dissertation, School of Engineering, City University of New York, New York, 2006.
- [87] Griffith, W. C.: Shock waves. *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 106: S. 81–101, 1981.
- [88] Gugeler, J.; Gerber, H.; Schneider, J.; Havemann, K.: Lehrter Bahnhof Berlin: Die Haupteingangsfassaden. *Stahlbau*, Bd. 75(6): S. 415–427, 2006.
- [89] Hanssen, A. G.; Hopperstad, O. S.; Langseth, M.; Iltstad, H.: Validation of constitutive models applicable to aluminium foams. *International Journal of Mechanical Sciences*, Bd. 44(2): S. 359–406, 2002.
- [90] Haufe, A.; Nguyen, N. B.; Sonntag, B.; Kolling, S.: Zur Simulation von Sicherheitsglas unter Stoßartiger Belastung Teil II: Validierung eines FE-Modells für Verbundsicherheitsglas. In *LS-Dyna Anwenderforum*. Bamberg, 2004.
- [91] Hedstrom, G. W.: Nonreflecting Boundary Conditions for Nonlinear Hyperbolic Systems. *Journal of Computational Physics*, Bd. 30: S. 222–237, 1979.
- [92] Henrych, J.: *The Dynamics of Explosion and Its Use*. Elsevier, Amsterdam, 1979.
- [93] Hiermaier, S.: *Numerik und Werkstoffdynamik der Crash- und Impaktvorgänge*. Fraunhofer Institut für Kurzzeitdynamik, Ernst-Mach-Institut, 2003.
- [94] Hiermaier, S.: *Structures Under Crash and Impact: Continuum Mechanics, Discretization and Experimental Characterization*. Springer Verlag, 2008.
- [95] Hoerner, S. F.: *Fluid-dynamic drag*. Hoerner Fluid Dynamics, New Jersey, 1965.
- [96] Hoffmann, K. A.; Chiang, S. T.: *Computational Fluid Dynamics for Engineers - Volume I*. Engineering Education System, Wichita, 1993.
- [97] Hornbach, H.: Regular and mach reflection of shock waves. *Annual Reviews of Fluid Mechanics*, Bd. 18: S. 33–58, 1986.

- [98] Hughes, T. J. R.; Liu, W. K.: Nonlinear Finite Element Analysis of Shells. Part I: Three-dimensional Shells. *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Bd. 26: S. 331–362, 1981.
- [99] Hutchinson, J. W.; Xue, Z.: Metal sandwich plates optimized for pressure impulses. *International Journal of Mechanical Sciences*, Bd. 47(4-5): S. 545–569, 2005.
- [100] International Organization for Standardization: *ISO 16933:2007: Glass in building – Explosion-resistant security glazing – Test and classification for arena air-blast loading*, 2007.
- [101] International Organization for Standardization: *ISO 16934:2007: Glass in building – Explosion-resistant security glazing – Test and classification for shock-tube loading*, 2007.
- [102] International Organization for Standardization: *ISO 16935:2007: Glass in building – Bullet-resistant security glazing – Test and classification*, 2007.
- [103] Iwasaki, R.; Sato, C.; Latailladeand, J. L.; Viot, P.: Experimental study on the interface fracture toughness of pvb (polyvinyl butyral)/glass at high strain rates. *International Journal of Crashworthiness*, Bd. 12(3): S. 293–298, 2007.
- [104] Johnson, N. F.: International standards for blast resistant glazing. *Journal of ASTM International*, Bd. 3(4), 2006.
- [105] Jouguet, J.: On the propagation of chemical reactions in gases. *Journal des Mathématiques Pures et Appliquées*, Bd. 1: S. 47–425, 1905.
- [106] Kambouchev, N.: *Analysis of Blast Mitigation Strategies Exploiting Fluid Structure Interaction*. Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, 2007.
- [107] Kambouchev, N.; Noels, L.; Radovitzky, R.: Nonlinear compressibility effects in fluid-structure interaction and their implications on the air-blast loading of structures. *Journal of Applied Physics*, Bd. 100, 2006.
- [108] Kambouchev, N.; Noels, L.; Radovitzky, R.: Numerical simulation of the fluid-structure interaction between air blast waves and free-standing plates. *Computers & Structures*, Bd. 85(11-14): S. 923–931, 2007.
- [109] Kambouchev, N.; Radovitzky, R.: Fluid-structure interaction effects in the dynamic response of free-standing plates to uniform shock loading. *Journal of Applied Mechanics*, Bd. 74: S. 1042–1045, 2007.
- [110] Kamlet, M.; Jacobs, S.: Chemistry of detonations. *Journal of Chemical Physics*, Bd. 48(23), 1968.
- [111] Keller, U.; Mortelmans, H.: Adhesion in laminated safety glass – what makes it work? In *Glass Processing Days*. 1999.

- [112] Kingery, N. C.; Bulmash, G.: *Airblast Parameters from TNT Spherical Air Burst and Hemispherical Surface Burst*. US Army Armament Research and Development Center, Ballistic Research Lab. Tech Report ARBRL-TR-02555, 1984.
- [113] Kinney, G. F.; Graham, K. J.: *Explosive Shocks in Air*. Springer, New York, 1985.
- [114] Kitagawa, K.; Yasuhara, M.; Takayama, K.: Attenuation of shock waves propagating in polyurethane foams. *Shock Waves*, Bd. 15(6): S. 437–445, 2006.
- [115] Klenow, B.; Brown, A.: Assessment of Non-Reflecting Boundary Conditions for Application in Far-Field UNDEX Finite Element Models. In *77th Shock and Vibration Symposium*. Monterey, CA, 2006.
- [116] Korenev, B.; Rabinovič, I. M.: *Baudynamik – Konstruktionen unter speziellen Einwirkungen*. VEB Verlag für Bauwesen, Berlin, 1985.
- [117] Krauthammer, T.: Modern protective structures design, analysis and evaluation. *Course Notes; Pennsylvania University*, 1997.
- [118] Krauthammer, T.: *Modern Protective Structures*. CRC, 2008.
- [119] Krauthammer, T.; Altenberg, A.: Negative phase blast effects on glass panels. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 24(1): S. 1–17, 2000.
- [120] Kreyszig, E.: *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*. Vandenhoeck & Ruprecht, 1998. 5. Nachdruck, 7. Auflage.
- [121] Kriegsmann, G. A.; Scandrett, C. L.: Numerical studies of acoustic pulse scattering by baffled two-dimensional membranes. *Journal of the Acoustical Society of America*, Bd. 79(1): S. 9–17, 1986.
- [122] Larcher, M.: *Numerische Simulation des Betonverhaltens unter Stoßwellen mit Hilfe des Elementfreien Galerkin-Verfahrens*. Dissertation, Fakultät für Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH), 2007.
- [123] Larcher, M.: *Simulation of Several Glass Types Loaded by Air Blast Waves*. Techn. Ber., Joint Research Center (JRC), Ispra, 2008.
- [124] Larcher, M.; Manara, G.: *Influence of Air Damping on Structures Especially Glass*. Techn. Ber., Joint Research Centre (JRC), Ispra, 2010.
- [125] Larcher, M.; Solomos, G.: *Laminated glass loaded by air blast waves. Experiments and numerical simulations*. Techn. Ber., Joint Research Center (JRC), Ispra, 2010.
- [126] Larcher, M.; Teich, M.; Gebbeken, N.; Solomos, G.; Casadei, F.; Falcon, G. A.; Sarmiento, S. L.: Simulation of laminated glass loaded by air blast waves. *Applied Mechanics and Materials*, Bd. 82: S. 69–74, 2011.

- [127] Levy, A.; Ben-Dor, G.; Sorek, S.: Numerical investigation of the propagation of shock waves in rigid porous materials: flow field behavior and parametric study. *Shock Waves*, Bd. 8(3): S. 127–137, 1998.
- [128] Li, H.; Ben-Dor, G.: Reconsideration of pseudo-steady shock wave reflections and the transition criteria between them. *Shock Waves*, Bd. 5(1): S. 59–73, 1995.
- [129] Li, Q. M.; Meng, H.: Pulse loading shape effects on pressure-impuls diagram of an elastic-plastic, single-degree-of-freedom structural model. *International Journal of Mechanical Sciences*, Bd. 44: S. 1985–1998, 2002.
- [130] Li, X.: A sand model with state-dependent dilatancy. *Géotechnique* 52, Bd. No. 3: S. 171–186, 2002.
- [131] Liang, Y.; Louca, L.; Hobbs, R.: Corrugated panels under dynamic loads. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 34(7): S. 1185–1201, 2007.
- [132] Liepman, H. W.; Roshko, A.: *Elements of Gas Dynamics*. John Wiley & Sons, New York, 1957.
- [133] Liu, Z.; Xie, W.; Young, Y.: Numerical modeling of complex interactions between underwater shocks and composite structures. *Computational Mechanics*, Bd. 43(2): S. 239–251, 2009.
- [134] Livermore Software Technology Corp. LSTC: *LS-Dyna Theory Manual*. Livermore, California, 2006.
- [135] Livermore Software Technology Corp. LSTC: *LS-Dyna V971 Release 5.1*. Livermore, California, 2010.
- [136] Ma, G.; Ye, Z.; Shao, Z.: Modeling loading rate effect on crushing stress of metallic cellular materials. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 36(6): S. 775–782, 2009.
- [137] MathWorks: *MATLAB R2010 - The Language Of Technical Computing*, 2010.
- [138] Mayrhofer, C.: Internal blast load on walls 1:4 scale experiments for dipole east. *7. Intern. Symp. Interaktion der Wirkung von Munition mit Schutzbauten*, S. 239–257, 1995.
- [139] Mayrhofer, C.: Methoden der dynamischen Grenztragfähigkeitsberechnung. In Thoma, K.; Gebbeken, N.; Thünemann, H. (Hg.), *Workshop "BAU-PROTECT-Bauliche Strukturen unter Belastung durch Impakt und Sprengwirkung*, S. 169–184. Fraunhofer EMI, Freiburg, 2004.
- [140] Mays, G. C.; Smith, P. D. (Hg.): *Blast effects on buildings – Design of buildings to optimize resistance to blast loading*. Thomas Telford, London, 1995.

- [141] Meyer, R.: *Explosives*. Verlag Chemie, Weinheim, 1977.
- [142] Meyers, M. A.: *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley, New York, 1994.
- [143] Müller, R.; Wagner, M.: Berechnung sprengwirkungshemmender Fenster- und Fassadenkonstruktionen. *Bauingenieur*, Bd. 81: S. 475–487, 2006.
- [144] Monagan, M. B.; Geddes, K. O.; Heal, K. M.; Labahn, G.; Vorkoetter, S. M.; McCarron, J.; DeMarco, P.: *Maple Advanced Programming Guide*. Maplesoft, 2009.
- [145] Mondal, D.; Goel, M.; Das, S.: Compressive deformation and energy absorption characteristics of closed cell aluminum-fly ash particle composite foam. *Materials Science and Engineering: A*, Bd. 507(1-2): S. 102–109, 2009.
- [146] Mondal, D.; Goel, M.; Das, S.: Effect of strain rate and relative density on compressive deformation behaviour of closed cell aluminum-fly ash composite foam. *Materials & Design*, Bd. 30(4): S. 1268–1274, 2009.
- [147] Morison, C. M.: Dynamic response of walls and slabs by single-degree-of-freedom analysis—a critical review and revision. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 32(8): S. 1214–1247, 2006.
- [148] Morison, C. M.: *The resistance of laminated glass to blast pressure loading and the coefficients for single degree of freedom analysis of laminated glass*. Dissertation, Cranfield University, London, 2007.
- [149] Morison, C. M.; Zobec, M.; Franceschet, A.: The measurement of pvb properties at high strain rates, and their application in the design of laminated glass under bomb blast. In *International Symposium on Interaction of the Effects of Munitions with Structures (ISIEMS)*. Orlando, 2007.
- [150] National Research Council (NRC): *Protecting Buildings from Bomb Damage. Transfer of Blast-Effects Mitigation Technologies from Military to Civilian Applications*. National Academy Press, Washington, D.C., 1995.
- [151] NATO: *Allied Ammunition Storage and Transport Publication (AASTP-1). Manual for NATO Safety Principles for Storage of Military Ammunition and Explosives*, 2006.
- [152] Nehring, G.: *Zur Bemessung explosionssicherer Seilnetzfassaden*. Diplomarbeit, Universität der Bundeswehr München, 2009.
- [153] von Neumann, J.: Oblique reflexion of shocks. In Taub, A. H. (Hg.), *John von Neumann – Collected Works, Volume VI*, S. 238–299. Pergamon Press, Oxford, 1976.
- [154] von Neumann, J.: Refraction, intersection and reflection of shock waves. In Taub, A. H. (Hg.), *John von Neumann – Collected Works, Volume VI*, S. 300–308. Pergamon Press, Oxford, 1976.

- [155] von Neumann, J.: Theory of detonation waves. In Taub, A. H. (Hg.), *John von Neumann – Collected Works, Volume VI*, S. 203–218. Pergamon Press, Oxford, 1976.
- [156] von Neumann, J.: Theory of shock waves. In Taub, A. H. (Hg.), *John von Neumann – Collected Works, Volume VI*, S. 178–202. Pergamon Press, Oxford, 1976.
- [157] Nurick, G.; Martin, J.: Deformation of thin plates subjected to impulsive loading – A review. Part I: Theoretical considerations. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 8(2): S. 159–170, 1989.
- [158] Nurick, G.; Martin, J.: Deformation of thin plates subjected to impulsive loading – A review. Part II: Experimental studies. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 8(2): S. 171–186, 1989.
- [159] Otto, F. (Hg.): *Tensile Structures – Design, Structure, and Calculation of Buildings of Cables, Nets, and Membranes*. The MIT Press, 1977.
- [160] Paul, A.; Ramamurty, U.: Strain rate sensitivity of a closed-cell aluminum foam. *Materials Science and Engineering A*, Bd. 281(1-2): S. 1–7, 2000.
- [161] Paulay, T.; Bachmann, H.; Moser, K.: *Erdbebensicherung von Stahlbetonhochbauten*. Birkhäuser-Verlag, Basel, 1990.
- [162] Paulay, T.; Priestley, M. J. N.: *Seismic Design of Reinforced Concrete and Masonry Buildings*. John Wiley & Sons, New York, 1992.
- [163] Petersen, C.: *Dynamik der Baukonstruktionen*. Vieweg, Braunschweig, 2000.
- [164] Pfeiffer: *Pfeiffer Seilbaukatalog*. Pfeiffer Seil- und Hebeteknik GmbH, Dr. Karl-Lenz-Strasse 66, 87700 Memmingen, 2009.
- [165] Pokrowski, G. I.: *Explosion und Sprengung*. Kleine Naturwissenschaftliche Bibliothek, Leipzig, 1985.
- [166] Press, W.: *Numerical Recipes in C++: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- [167] Pyttel, T.; Liebertz, H.; Cai, J.: Failure criterion for laminated glass under impact loading and its application in finite element simulation. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 38(4): S. 252–263, 2011.
- [168] Rehle, N.; Tarazi, F.: Transparente Gebäude am Beispiel der neuen Konzernzentrale Bayer AG. In *Sofistik-Seminar*. Stuttgart, 2004.
- [169] Reines, F.; von Neumann, J.: The mach effect and height of burst. In Taub, A. H. (Hg.), *John von Neumann – Collected Works, Volume VI*, S. 309–347. Pergamon Press, Oxford, 1976.

- [170] Rickman, D. D.; Murrell, D. W.: Development of an improved methodology for predicting airblast pressure relief on a directly loaded wall. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Bd. 129(1): S. 195–204, 2007.
- [171] Ross, M.: *Modeling Methods for Silent Boundaries in Infinite Media*. ASEN 5519-006: Fluid-Structure Interaction, University of Colorado at Boulder, 2004.
- [172] Ruan, D.; Lu, G.; Chen, F. L.; Siores, E.: Compressive behaviour of aluminium foams at low and medium strain rates. *Composite Structures*, Bd. 57(1-4): S. 331–336, 2002.
- [173] Rutner, M. P.; Gebbeken, N.; Mangerig, I.; Zapfe, O.; Müller, R.; Wagner, M.; Pietzsch, A.; Mensinger, M.: *Stahlbau-Kalender 2008*, Kap. Stahlkonstruktionen unter Explosionsbeanspruchung, S. 549–646. Ernst & Sohn, 2008.
- [174] Sarkisian, M.; Mathias, N.; Mazeika, A.: Building in Beijing. *Modern Steel Construction*, 2007.
- [175] Schaumberger, F.; Heger, F.; Heimhuber, M.: *Composite pane and retaining structure with at least one composite pane of this type*. Saint Gobain (France) and Josef Gartner GmbH (Germany), Patent No. US 7,654,061 B2, 2010.
- [176] Schlaich, J.; Schober, H.; Moschner, T.: Prestressed Cable-Net Facades. *Structural Engineering International*, Bd. 15(1): S. 36–39, 2005.
- [177] Schober, H.: Steel Castings in Architecture and Engineering. In *NASCC Proceedings*. Baltimore, MD, 2003.
- [178] Schober, H.: Gespannte Seilnetzfassaden. *Stahlbau*, Bd. 73(12): S. 973–981, 2004.
- [179] Schober, H.; Dunham, M.; Justiz, S.: Innovative Glaskonstruktionen in Amerika. *Stahlbau*, Bd. 78: S. 46–54, 2009.
- [180] Schoeberg, H.; Kürschner, K.; Schneider, J.; Justiz, S.: Innovative applications. *Glass in it Style*, 2005.
- [181] Schwer, L.: A Brief Introduction to Coupling Load Blast Enhanced with Multi-Material ALE: The Best of Both Worlds for Air Blast Simulation. In *9. LS-DYNA Anwenderforum*. Bamberg, 2010.
- [182] Seica, M. V.; Packer, J. A.: Behaviour of glazing panels under high-intensity short-duration blast loading. In *21st International Symposium on Military Aspects of Blast and Shock (MABS21)*. Jerusalem, 2010.
- [183] Shampine, L. F.; Corless, R. M.: Initial Value Problems for ODEs in Problem Solving Environments. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, Bd. 125(1-2): S. 31–40, 2000.

- [184] Shi, Y.; Wu, L.; Wang, Y.; Luo, K.; Xu, Y.: FEM Analysis and Experimental Study on Monolayer Cable Net for Glass Facades: Dynamic Properties. *Advances in Structural Engineering*, Bd. 10(4): S. 383–395, 2007.
- [185] Shugaev, F. V.; Shtemenko, L. S.: *Propagation and Reflection of Shock Waves*. World Scientific, Singapore, 1998.
- [186] Siebert, G.: *Stahlbau-Kalender 2007*, Kap. Glas. Ernst & Sohn, 2007.
- [187] Skews, B. W.; Takayama, K.: Flow through a perforated surface due to shock-wave impact. *Journal of Fluid Mechanics*, Bd. 314: S. 27–52, 1996.
- [188] Slavik, T. P.: A Coupling of Empirical Explosive Blast Loads to ALE Air Domains in LS-DYNA. In *7th European LS-DYNA Conference*. Salzburg, 2009.
- [189] Smith, P.; Hetherington, J.: *Blast and Ballistic Loading of Structures*. Butterworth-Heinemann Ltd., 1994.
- [190] Sobek, W.; Rehle, N.: Beispiele für verglaste Vertikalseiffassaden. *Stahlbau*, Bd. 73(4): S. 224–229, 2004.
- [191] Sorokin, S. V.; Kadyrov, S. G.: Modelling of nonlinear oscillations of elastic structures in heavy fluid loading conditions. *Journal of Sound and Vibration*, Bd. 222(3): S. 425–451, 1999.
- [192] Souli, M.; Benson, D. J. (Hg.): *Arbitrary Lagrangian-Eulerian and Fluid-Structure Interaction*. John Wiley & Sons, 2010.
- [193] Stephens, D. G.; Scavullo, M. A.: *Investigation of Air Damping of Circular and Rectangular Plates, a Cylinder, and a Sphere*. Techn. Ber. TN D-1865, NASA, Washington, D.C., 1965.
- [194] Stuart, J. T.; Woodgate, L.: V. Experimental determination of the aerodynamic damping on a vibrating circular cylinder. *Philosophical Magazine Series 7*, Bd. 46(372): S. 40–46, 1955.
- [195] Subramaniam, K. V.; Nian, W.; Andreopoulos, Y.: Blast response simulation of an elastic structure: Evaluation of the fluid-structure interaction effect. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 36(7): S. 965–974, 2009.
- [196] Sun, D.-Z.; Andrieux, F.; Ockewith, A.; Klamser, H.; Hogenmüller, J.: Modelling of the failure behaviour of windscreens and component tests. In *LS-DYNA Anwenderforum*. Bamberg, 2005.
- [197] Taylor, G. I.: The pressure and impulse of submarine explosion waves on plates. In Batchelor, G. K. (Hg.), *The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor*, Bd. III – Aerodynamics and the Mechanics of Projectiles and Explosions, Kap. 31, S. 287–303. Cambridge at the University Press, Cambridge, 1963.

- [198] Tedesco, J. W.; Hayes, J. R.; Landist, D. W.: Dynamic response of layered structures subject to blast effects of non-nuclear weaponry. *Computers & Structures*, Bd. 26(1/2): S. 79 – 86, 1987.
- [199] Teich, M.; Gebbeken, N.: Assessing the Effectiveness of Blast and Seismic Mitigation Measures in an Integrated Design Context. In *Technical Conference of Lifeline Earthquake Engineering (TCLEE)*. Oakland (USA), 2009.
- [200] Teich, M.; Gebbeken, N.: Infrastructure Protection with Flexible and Soft Structures. In *13th International Symposium on the Interaction of the Effects of Munitions with Structures*. Brühl, 2009.
- [201] Teich, M.; Warnstedt, P.; Gebbeken, N.: The Influence of Negative Phase Loading on Cable Net Facade Response. *Journal of Architectural Engineering (zur Veröffentlichung akzeptiert)*, 2012.
- [202] The Defence Special Weapons Agency and the Departments of the Army, Air Force, and Navy: *TM 5-855-1: Design and Analysis of Hardened Structures to Conventional Weapons Effects*, 1997. (for official use only).
- [203] Thoma, K.; Gebbeken, N. (Hg.): *BAU-PROTECT. Gefährdung, dynamische Analysen und Schutzkonzepte für bauliche Strukturen*. Fraunhofer-Verlag, Stuttgart, 2010.
- [204] Thoma, K.; Gebbeken, N.; Thünemann, H. (Hg.): *Workshop "BAU-PROTECT". Bauliche Strukturen unter Belastung durch Impakt und Sprengwirkung*. Ernst-Mach-Institut, Freiburg, 2004.
- [205] Timmel, M.; Kolling, S.; Osterrieder, P.; Du Bois, P.: A finite element model for impact simulation with laminated glass. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 34(8): S. 1465–1478, 2007.
- [206] Toro, E. F.: *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics – A Practical Introduction*. Springer, Berlin, 2. Aufl., 1999.
- [207] U.S. Army Corps of Engineers: *TM 5-1300: Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions*, 1990.
- [208] U.S. Army Waterways Experimental Station: *CONWEP (software): Conventional Weapons Effects Program*. Vicksburg, 1991.
- [209] U.S. Department of Defence: *United Facilities Criteria (UFC 4-010-01): DoD Minimum Antiterrorism Standards for Buildings*, 2003. (change 2007).
- [210] U.S. Department of Defence: *UFC 3-340-02. Structures to Resist the Effects of Accidental Explosions*, 2008.

- [211] U.S. General Services Administration: *Interagency Security Committee (ISC) Security Design Criteria*, 2001. (for official use only).
- [212] U.S. General Services Administration: *GSA-TS01-2003: Standard Test Method for Glazing and Window Systems, Subject to Dynamic Overpressure Loadings*, 2003.
- [213] Vaziri, A.; Hutchinson, J. W.: Metal sandwich plates subject to intense air shocks. *International Journal of Solids and Structures*, Bd. 44(6): S. 2021–2035, 2007.
- [214] Vickery, B. J.; Kao, K. H.: Drag or along-wind response of slender structures. *Journal of the Structural Division*, Bd. 98: S. 21–36, 1972.
- [215] Wang, E.; Shukla, A.: Analytical and experimental evaluation of energies during shock wave loading. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 37(12): S. 1188–1196, 2010.
- [216] Warnstedt, P.: *Tragverhalten von Seilnetzfassaden unter Explosionsbelastungen*. Diplomarbeit, Universität der Bundeswehr München, 2009.
- [217] Watson, A. J.: *Dynamic Loading and Design of Structures*, Kap. Loading from explosions and impact. Spon Press, London, 2002.
- [218] Wei, J.; Dharani, L. R.: Response of laminated architectural glazing subjected to blast loading. *International Journal of Impact Engineering*, Bd. 32(12): S. 2032–2047, 2006.
- [219] Wei, Z.; Yue, H.; Gongshun, G.; Baojun, P.: Experimental and numerical studies of laminated glass subject to hypervelocity impact. In *Proceedings of the fourth European Conference on Space Debris*. European Space Agency, Darmstadt, 2005.
- [220] Weller, B.; Wunsch, J.; Härth, K.: Experimental study on different interlayer materials for laminated glass. In *Glass Proceeding Days*. 2005.
- [221] Wellershoff, F.: Explosionsgeschützte Fassadensysteme. In *Glas im konstruktiven Ingenieurbau 8*, Bd. 8. München, 2010.
- [222] Wellershoff, F.; Teich, M.; Nehring, G.; Gebbeken, N.: Konstruktion und Berechnung von explosionshemmenden Seilnetzfassaden. *Stahlbau*, 1/2012.
- [223] Wetzels, F.: Untersuchung der Mechanismen bei Detonationsentstehungs- und Detonationsausbreitungsvorgängen. In *VDI Forschungsberichte, Reihe 7: Strömungsmechanik Nr. 228*. VDI-Verlag, 1993.
- [224] Wharton, R. K.; Formby, S. A.; Merrifield, R.: Airblast TNT equivalence for a range of commercial blasting explosives. *Journal of Hazardous Materials*, Bd. 79: S. 31 – 39, 2000.

- [225] Winkler, T.: *Numerische Simulation von Detonationsbeanspruchungen auf nachgiebige Strukturen*. Diplomarbeit, Universität der Bundeswehr München, Fakultät BauV, Institut für Mechanik und Statik, Neubiberg, 2008.
- [226] Xie, W.; Young, Y.; Liu, T.; Khoo, B.: Dynamic response of deformable structures subjected to shock load and cavitation reload. *Computational Mechanics*, Bd. 40: S. 667–681, 2007.
- [227] Youngdahl, C. K.: Correlation parameters for eliminating the effects of pulse shape on dynamic plastic deformation. *Journal of Applied Mechanics*, Bd. 37: S. 744–752, 1970.
- [228] Zalesak, S. T.: Fully Multidimensional Flux-Corrected Transport Algorithm for Fluids. *Journal of Computational Physics*, Bd. 31: S. 335–362, 1979.
- [229] Zambelli, J.; Skews, B.: Shock wave propagation into a surface depression. *Shock Waves*, Bd. 18(2): S. 79–87, 2008.
- [230] Zel'dovich, Y. B.: On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, Bd. 10, 1940.
- [231] Zukas, J.; Nicholas, T.; Swift, H.; Greszczuk, L.; Curran, D.: *Impact Dynamics*. John Willey & Sons New York, 1982.
- [232] Zukas, J. A.: *Introduction to Hydrocodes*. Studies in Applied Mechanics 49. Elsevier, Oxford, 2004.

Verzeichnis der in dieser Schriftenreihe erschienenen Hefte

- 96/1 Gebbeken, N.:** *Zur Untersuchung des linearen Tragverhaltens von Faserverbundkonstruktionen mittels numerischer Methoden*
- 97/1 Rötzer, J.:** *Ein Beitrag zur Berechnung von Stahlbetontragwerken unter hohen Dehnungsgeschwindigkeiten und hohen Drücken*
- 97/2 Gebbeken, N.; Wanzek, T.; Petersen, C.:** *„Semi-rigid“ Verbindungen – Versuche an „T-stubs“. Versuchsbericht*
- 97/3 Jian, Y.:** *Tragverhalten dünner rechteckiger Stahlplatten mit großen Verformungen unter Berücksichtigung der Membranwirkung*
- 97/4 Reif, F.:** *Mittels geregelter harmonischer Endpunktverschiebung induzierte räumliche Seilschwingungen.*
- 97/5 Wei, Y.:** *Influences of Creep, Shrinkage and Steel Relaxation on Structural Behaviour.*
- 97/6 Wurzer, O.:** *Zur Tragfähigkeit von Betondübeln.*
- 97/7 Wanzek, T.:** *Zu Theorie, Numerik und Versuchen verformbarer Anschlusskonstruktionen.*
- 97/8 Gebbeken, N.; Rothert, H.; Wanzek, T.:** *Zur Theorie und Finite-Element-Berechnung des Tragverhaltens von verformbaren (semi-rigid) Anschlusskonstruktionen im Stahlbau.*
- 99/1 Böge, G.:** *MAKROS – Pre- und Postprozessing für Finite Elemente – AutoCAD-Erweiterung zur Generierung von FE-Modellen.*
- 00/1 Gebbeken, N.:** *Beiträge zur Begabungs-, Bildungs- und Hochschulpolitik.*
- 00/2 Bettin, I.; Urrutia Galicia, J.C.; Gebbeken, N.:** *On the analysis of vertical circular cylindrical tanks under earthquake excitation at its base.*
- 00/3 Gebbeken, N.:** *Wörterbuch Bauwesen Englisch-Deutsch Deutsch-Englisch.*
- 00/4 Ruppert, M.:** *Zur numerischen Simulation von hochdynamisch beanspruchten Betonstrukturen.*
- 00/5 Sauer, M.:** *Adaptive Kopplung des netzfreien SPH-Verfahrens mit finiten Elementen zur Berechnung von Impaktvorgängen.*
- 01/1 Zapfe, C.:** *Trag- und Verformungsverhalten von Verbundträgern mit Betondübeln zur Übertragung der Längsschubkräfte.*
- 01/2 Urrutia-Galicia, J. L.:** *Contributions to Applied Mathematics in Engineering*
- 01/3 Gebbeken, N.:** *Wörterbuch Bauwesen Englisch-Deutsch Deutsch-Englisch ergänzte und überarbeitete 2. Auflage*
- 02/1 Matias León, J.C.:** *Ein Beitrag zur Wirkung von Wellen und Schockwellen in Tragwerken*
- 02/2 Bosl, R.:** *Zum Nachweis des Trag- und Verformungsverhaltens von Wandscheiben aus Brettlagenholz*
- 02/3 Fischer, O.; Heinen, A.H.; Thalheim, J.-U.:** *Nichtlineare räumliche Seilschwingungen*

- 02/4 Paulke, S.:** *Ein Beitrag zur Herleitung und Lösung nichtlinearer, thermomechanisch gekoppelter Grundgleichungen für Schalenträgerwerke*
- 02/5 Mangerig, I.; Zapfe, C.:** *Nachweisverfahren und Sanierungsmöglichkeiten für Stahlträgerdecken mit Betonausfachung*
- 03/1 Gebbeken, N.:** *Wörterbuch Bauwesen Englisch-Deutsch Deutsch-Englisch erheblich ergänzte Auflage, 3. Auflage*
- 03/2 Urrutia-Galicia, J.L.:** *„The Best Manifold Theory“, In Frequency Interpretation of Time Dependent Functions, An Application To Seismic Engineering.*
- 03/3 Gebbeken, N.; Bletzinger, K.-U.; Rothert, H.:** *Hrsg. Aktuelle Beiträge aus Baustatik und Computational Mechanics*
- 03/4 Gebbeken, N.; Dittrich, G.; Mueller-Hagen, S.:** *Zur Verwendung und Berechnung von Fahnenblechanschlüssen*
- 04/1 Weiß, J.:** *Vereinfachte Integration von Fachwissen in Computerprogramme am Beispiel eines Planungssystems für die Bauindustrie*
- 04/2 Thalheim, J.-U.:** *Nichtlineare Seilschwingungen und Stabilitätsanalysen für Seilbewegungen*
- 04/3 Gebbeken, N.:** *Wörterbuch Bauwesen Englisch-Deutsch Deutsch-Englisch ergänzte Auflage, 4. Auflage*
- 04/4 Greulich, S.:** *Zur numerischen Simulation von Stahlbeton- und Faserbetonstrukturen unter Detonationsbeanspruchung.*
- 04/5 Ehrlich, I.:** *Impactverhalten schwach gekrümmter Strukturen aus faserverstärkten Kunststoffen*
- 05/1 Lichte, U.:** *Klimatische Temperatureinwirkungen und Kombinationsregeln bei Brückenbauwerken*
- 05/2 Petersen, C.:** *Studien zum Einsatz von Erdbebenschutzsystemen*
- 06/1 Kustermann, A.; Keuser, M.; Zimbelmann R. K.; Grimm, R.:** *Hochfeste Bindemittel und Zuschlagstoffe für hochfeste Betone unterschiedlicher Güte“ für Schutzanlagen der militärischen Sonderinfrastruktur*
- 06/2 Bludau, Ch.; Keuser, M.; Kustermann, A.; Thienel K.-Ch.:** *Schutzplatten aus hochfestem Beton (Abschlussbericht)*
- 06/3 Purainer, R.; Keuser, M.:** *Versuche an Stahlbetonscheiben und –platten unter Zugbeanspruchung*
- 06/4 Gebbeken, N.; Keuser, M.; Klaus, M.; Mangerig, I.; Thoma, K. (Hrsg.):** *2. Workshop „BAU-PROTECT“ Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen*
- 07/1 Gollwitzer, T.:** *Finite Stabelemente für mehrteilige nachgiebige Verbundquerschnitte zur Berechnung von Brettrippenschalen*
- 08/1 Urrutia-Galicia, J.L.:** *Contributions to Applied Mathematics in Engineering*
- 08/2 Gebbeken, N.; Thoma, K. (Hrsg.):** *3. Workshop „BAU-PROTECT“ Sicherheit der baulichen Infrastruktur vor außergewöhnlichen Einwirkungen*
- 09/1 Hartmann, T.:** *Zur mesomechanischen Modellierung von Beton und ihrer Anwendung zur makromechanischen Modellbildung*

- 10/1 Baumhauer, A.:** *Beurteilung geschädigter Brückenbauwerke unter Berücksichtigung unscharfer Tragwerksparemeter*
- 10/2 Bierbrauer, K.:** *Ein Beitrag zur Ermittlung der Biegetragfähigkeit bestehender Stahlbetonbrücken unbekannter Eigenschaften*
- 10/3 Rüdiger, L.:** *Tragverhalten von Stahlbetonplatten unter Berücksichtigung der Steifigkeitsänderung im gerissenen Zustand*
- 10/4 Fuchs, M.:** *Stahlbetonbauteile nach außergewöhnlichen Einwirkungen – Schadensquantifizierung und Instandsetzung*
- 10/5 Braml, T.:** *Zur Beurteilung der Zuverlässigkeit von Massivbrücken auf der Grundlage der Ergebnisse von Überprüfungen am Bauwerk*
- 10/6 Festschrift** zum 60. Geburtstag von Univ.-Prof. Dr.-Ing. Ingbert Mangerig
- 10/7 Seel, U.:** *Der konzeptionelle Entwicklungswandel von Flughafenterminalgebäuden in der Gegenüberstellung zur Entstehungsgeschichte des Flughafens München*
- 11/1 Retze, U.:** *Beispielhafte Untersuchung zum Einsatz von Monitoringmethoden an einer Brücke*
- 11/2 Burger, S.:** *Untersuchungen zum Ermüdungsverhalten von Betondübeln im Verbundbau*
- 11/3 Kroyer, R.:** *Instationäres Temperatur- und Strukturverhalten von Stabwerkstrukturen*
- 11/4 Urrutia-Galicia, J. L.:** *Contributions to Applied Mathematics in Engineering III*
- 11/5 Köck, B.:** *Barocke Dachwerke: Konstruktion und Tragverhalten*