

**Lehrstuhl für Statik
der Technischen Universität München**

Simulation leichter Flächentragwerke in einer numerisch generierten atmosphärischen Grenzschicht

Alexander Michalski

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen
der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Gerhard H. Müller

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kai-Uwe Bletzinger
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Michael Manhart
3. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Werner Sobek,
Universität Stuttgart

Die Dissertation wurde am 29.09.2009 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen am 16.04.2010 angenommen.

Zusammenfassung

Windbeanspruchungen bilden für textile Konstruktionen aufgrund ihres geringen Eigengewichts die bemessungsmaßgebende Belastung, wobei insbesondere instationäre turbulente Windfluktuationen bei diesen Tragwerken zu Schwingungserscheinungen führen können. Die Erfassung der dynamischen Bauwerksreaktionen ist aufgrund des speziellen Tragverhaltens, der Werkstoffeigenschaften und der stark ausgeprägten Wechselwirkung von Struktur und Fluid äußerst komplex. Das Simulationswerkzeug der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation bietet im Vergleich zu den gängigen Methoden der Ingenieurpraxis, die Möglichkeit, Kraft- und Verformungszustände wirklichkeitsnah zu erfassen. Für dieses Berechnungskonzept ist es notwendig, das turbulente Windfeld stromaufwärts des zu untersuchenden Bauwerks innerhalb einer numerischen Strömungsumgebung zu modellieren. Diese Problematik wurde in bisherigen numerischen Simulationen nur andeutungsweise behandelt. Ziel der Arbeit ist es, diese Lücke zu schließen. Es wird eine Methode, wie eine atmosphärische Grenzschichtströmung innerhalb einer numerischen Strömungssimulation mit einer für die Gebäudeaerodynamik ausreichenden Genauigkeit realisiert werden kann, entwickelt und umgesetzt. Das Strömungsproblem wird hier durch die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen und die Turbulenz durch den Ansatz der Grobstruktursimulation modelliert.

Die Grundlagen atmosphärischer Windströmungen in Zusammenhang mit der Tragwerksanalyse werden aufbereitet und vor allem die statistische Beschreibung des mikrometeorologischen Teil des Windspektrums detailliert diskutiert. In dieser Arbeit wird die künstliche Erzeugung von Windgeschwindigkeitszeitreihen, ausgehend von statistischen Beschreibungen turbulenter Windströmungen, eingesetzt. Es werden zwei Verfahren, mit denen zeitlich und räumlich aufgelöste Windfelder erzeugt werden, umgesetzt: die Methode der autoregressiven Prozesse und die Methode der Wellenüberlagerung mithilfe der dreidimensionalen Fourier-Transformation im Wellenzahlbereich auf Basis eines Spektraltensors für atmosphärische Turbulenz. Es wird ein Kopplungsmodul entwickelt, das die Übergabe sowie die räumliche und zeitliche Interpolation der extern erzeugten Windsignale an das numerische Berechnungsgitter regelt. Windfelder werden mittels beider Verfahren generiert und am Einströmrand einer Grobstruktursimulation aufgeprägt. Die so erhaltene numerische Simulation atmosphärischer Grenzschichtströmung wird in Beispielen eingehend getestet und bewertet.

Die Simulationsumgebung bestehend aus Windsimulation und der Fluid-Struktur-Kopplung wird für die Ermittlung der dynamischen Tragwerksantwort eines 29m-Schirms unter Windbelastung angewendet. Die in einer CFD-Simulation ermittelten Druckschwankungen werden mit Ergebnissen am starren, kleinskaligen Schirmmodell aus Windkanaluntersuchungen verglichen. Anschließend wird die Validität der numerischen FSI-Methode anhand eines Feldexperiments gezeigt. Innerhalb dieses Versuchs wird das dreidimensionale turbulente Windfeld sowie Kräfte und Verformungen am 29m-Schirmprototyp gemessen und mit FSI-Simulationsergebnissen verglichen. Die hierfür notwendige numerische Erzeugung eines natürlichen, gemessenen Windfeldes demonstriert die Anwendbarkeit und Leistungsfähigkeit der entwickelten Methode.

Abstract

The sensitivity of membrane structures to wind loads due to their flexibility and the reduction of inertial masses raises the question of their behavior under natural wind conditions. Particularly transient wind load could lead to dynamic amplification of the structural response. The assessment of dynamic response of membrane structures is extremely complex due to their special load carrying behavior, their material properties and their distinct structural interaction with flow induced effects. Deterministic fluid-structure interaction simulation could overcome simplifications and limitations of existing approaches, especially small scale wind tunnel tests. It allows the assessment of all relevant structural and fluid phenomena. These simulations need as an input the space and time correlated wind velocity fields as they occur in nature, which are to be applied upstream of the designed object.

The present study aims the development of numerical methods that allow a realistic description of atmospheric boundary layer flow within a computational fluid dynamics simulation at a level of complexity that is necessary for building aerodynamic applications. The flow problem is modelled through the incompressible Navier-Stokes equations. Wind turbulence is modelled with Large Eddy Simulations.

The fundamentals of atmospheric boundary layer flow within the field of building aerodynamics is worked out. In particular the emphasis is put on the statistical description of the micrometeorological part of the wind spectrum. The present approach presents the numerical simulation of time and space correlated wind fields. This is done based on the processing of statistical meteorological data. More specifically, auto-regressive processes and wave superimposition techniques are evaluated within this study. Threedimensional inverse Fast-Fourier Transformation techniques where the atmospheric surfacelayer turbulence is based on spectral tensors are realized to improve drawbacks of autorecursive filtering methods.

A specific wind module is built integrated to a CFD software, which contains the generation of multi-correlated wind velocity time series and specific interpolation routines. Synthetic wind velocity fields are generated and applied at the inflow section of a LES approach. The numerical simulation of atmospheric boundary layer flow is worked out and tested within several examples.

The presented methodology of the fluid structure interaction simulation including natural wind conditions is applied to assess the dynamic response of an umbrella structure subject to transient wind loads. Fluctuating pressure distributions on the membrane surface resulting from CFD-Simulations are compared to wind tunnel tests. Following, the validity of the numerical FSI methodology is demonstrated at a built 29 m umbrella prototype. Within these test the three-dimensional turbulent wind field is measured with sonic anemometers up-stream and simultaneously the forces and deflections of the structure are determined and compared to numerical FSI simulations.

The performance and the effectiveness of the elaborated wind simulation methodology is demonstrated through the numerical generation of a specific wind environment at test site and the comparison of the numerical and experimental results.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2004-2009 während meiner Tätigkeit als freier Mitarbeiter im Architekturbüro Rasch + Bradatsch, Stuttgart.

Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kai-Uwe Bletzinger möchte ich ganz herzlich für seine Bereitschaft danken, mich als externen Doktoranden in seinem Lehrstuhl aufzunehmen und mir so in interessierter Zusammenarbeit einen Rahmen für einen intensiven wissenschaftlichen Austausch zu schaffen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Michael Manhart und Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Werner Sobek danke ich herzlich für ihr Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme der Zweitgutachten. Ihre Bereitschaft, als Gutachter im Rahmen des Promotionsverfahrens tätig zu sein, hat mich sehr gefreut. Ebenso geht mein Dank an Prof. Dr.-Ing. Dr.-Ing. habil. Gerhard H. Müller für die Übernahme des Vorsitzes in der Prüfungskommission.

Ganz herzlich möchte mich bei Herrn Jürgen Bradatsch für die vertrauensvolle Förderung und Unterstützung bedanken. Er hat mir mit seiner außergewöhnlichen Offenheit ein interdisziplinäres Umfeld zwischen Architekten und Ingenieuren geboten und eine fachübergreifende Herangehensweise bei der Lösung von Bauaufgaben nahe gebracht. Vor allem seine Vielseitigkeit hat mir die einmalige Gelegenheit gegeben, sowohl wissenschaftlich als auch projektbezogen zu arbeiten und damit meinen Horizont zu erweitern.

Sehr dankbar bin ich auch Eberhard Haug, der mich für das weite Feld der numerischen Simulationen begeisterte und bei der Idee meines Promotionsthemas Pate stand. Seine kreative Art, Probleme zu lösen inspirierte mich immer wieder aufs Neue. Sein unermüdlicher Einsatz und seine konstruktive Kritik motivierten mich stets und haben mich kontinuierlich weitergebracht.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich meinem Kollegen Bernhard Gawenat aussprechen. In freundschaftlicher Atmosphäre setzte er sich intensiv mit der Thematik auseinander und begleitete mit anregenden Diskussionen meine Arbeit. Dabei sorgten sein offener Geist und seine Neugier immer wieder für neue Impulse. Sein kontinuierliches Interesse an der Thematik hat entscheidend zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen.

Der Firma Liebherr möchte ich für die Bereitschaft danken, die Messungen am 29 m Schirm in diese Dissertation verwenden zu dürfen.

Der Firma ESI France, Paris, besonders Pierre de Kermel, gilt mein Dank für die Hilfsbereitschaft und Unterstützung bei der Verwendung der PAM-Software, die von der Firma ESI Group kostenlos zur Verfügung gestellt wurde.

Herrn Prof. Talaslidis möchte ich ganz herzlich für seine Unterstützung danken, die er mir während meines Stipendiumaufenthaltes an der Aristoteles Universität Thessaloniki (School of Engineering Science, Institut of Structural Analysis) entgegenbrachte.

Nicht zuletzt möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Familie, insbesondere bei meinen lieben Eltern und ganz besonders bei meiner lieben Frau für die Unterstützung und den starken Rückhalt in jeder Lebensphase bedanken.

Stuttgart, im Juni 2010, Alexander Michalski



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung und Vorgehensweise	3
2	Windumströmte Membrantragwerke	7
2.1	Textile Flächentragwerke: eine allgemeine Einführung	7
2.1.1	Definition: Einordnung der Konstruktion	7
2.1.2	Prinzipien des Konstruierens mit Textilien	8
2.1.3	Formfindung	10
2.1.4	Textile Werkstoffe	11
2.1.5	Zuschnitt	13
2.1.6	Tragverhalten mechanisch vorgespannter Membrantragwerke	14
2.1.7	Tragwerksanalyse	17
2.2	Grundlagen windbelasteter Konstruktionen	18
2.2.1	Charakterisierung von Strömungen	18
2.2.2	Aerodynamische Grundlagen	19
2.2.3	Aerodynamische Lasten	24
2.3	Phänomenologie windumströmter Membrantragwerke	25
2.3.1	Statisches Verhalten	25
2.3.2	Dynamisches Verhalten	26

3 Die Struktur des Windes	33
3.1 Meteorologische Klassifizierung	33
3.1.1 Einordnung im Frequenzbereich	33
3.2 Windklima	35
3.2.1 Meteorologische Aspekte	35
3.2.2 Großräumige Windsysteme	36
3.2.3 Kleinräumige Windsysteme	36
3.2.4 Statistische Grundlagen zur Festlegung der Referenzgeschwindigkeit	37
3.3 Die atmosphärische Grenzschicht	39
3.3.1 Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	40
3.3.2 Mathematische Beschreibung	41
3.3.3 Profile der mittleren Windgeschwindigkeit	41
3.3.4 Einfluss der thermischen Schichtung auf die Windverhältnisse	46
3.3.5 Wesen der atmosphärischen Turbulenz	47
3.3.6 Statistische Beschreibung atmosphärischer Turbulenzen	49
4 Analyse windbelasteter Membrantragwerke	65
4.1 Übersicht über die Modelle	65
4.2 Statisches Berechnungsmodell	67
4.2.1 Windkanalversuche	68
4.2.2 Membrantragwerke mit statischem Tragverhalten	73
4.2.3 Membrantragwerke mit dynamischen Tragverhalten	75
4.3 Dynamisches Berechnungsmodell	77
4.3.1 Vorgehensweise	78
4.3.2 Anwendungsbeispiele	79
4.4 Numerische Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation	80
4.4.1 Simulationskonzept	81
4.4.2 Softwareumgebung	84
4.4.3 Numerische Strömungsmechanik	85
4.4.4 Numerische Strukturmechanik	99
4.4.5 Kopplungsstrategie	105

5	Modellierung atmosphärischer Turbulenzen	109
5.1	Problemstellung	110
5.2	Anforderungen und Klassifikation der Lösungsverfahren	111
5.3	Implementierung der Windrandbedingung in die numerische Strömungssimulation	116
5.4	Numerische Generierung synthetischer Windturbulenz	117
5.4.1	Generierung von Windzeitreihen mithilfe autoregressiver Prozesse . .	119
5.4.2	Generierung von Windzeitreihen mithilfe der Fourier-Transformation	133
6	Numerische und experimentelle Untersuchung eines 29m-Schirms	153
6.1	Problemdefinition	153
6.2	CFD-Simulation im Vergleich mit dem Windkanalexperiment	156
6.2.1	Windkanaluntersuchungen	157
6.2.2	CFD-Simulation	158
6.2.3	Ergebnisse	159
6.3	Messungen am 29m-Schirm auf dem Testgelände Münsingen	166
6.3.1	Beschreibung des Messaufbaus	166
6.3.2	Analyse und Auswertung der Windmessdaten	174
6.4	Numerische Generierung des Windfeldes für den Standort Münsingen	182
6.4.1	Generierung der Windeinströmungen	184
6.4.2	CFD-Simulation 1 eines langen, leeren Strömungskanals mit glatter Grundfläche	185
6.4.3	CFD-Simulation 2 eines langen, leeren Strömungskanals mit rauher Grundfläche	190
6.4.4	CFD-Simulation 3 unter Berücksichtigung des Geländeprofiles: Vergleich mit Naturmessungen	192
6.5	Fluid-Struktur-Interaktionssimulation des 29m-Schirms	200
6.5.1	FSI-Simulation unter Verwendung einer langen Anlaufstrecke	202
6.5.2	FSI-Simulation unter Verwendung einer kurzen Anlaufstrecke	208
7	Zusammenfassung und Ausblick	217
	Literaturverzeichnis	221
A	Membranmaterialien im textilen Bauen	231
B	Auswertung der Leistungsspektren mit Flexpro	233

Abbildungsverzeichnis

2.1	Private residence, Saudi Arabien, 1991,SL-Rasch GmbH	8
2.2	Formfindung: numerisch, experimentell (SL-Rasch GmbH)	10
2.3	Last-Verformungsverhalten: Last in Schuss-, Diagonal-, Kettrichtung, aus [51]	13
2.4	Nichtelastisches Verhalten bei wiederholter Belastung, aus [13].	13
2.5	Turbulente Grenzschicht, aus [32]	21
2.6	Grenzschichtablösung, aus [159]	22
2.7	Umströmung eines Körpers, Stromlinien- und Druckverteilung, aus [159] . .	22
2.8	Druckverteilung an Schirmen: unverformte Geometrie – verformte Geometrie, aus [122].	26
2.9	Trennung der Dämpfungsarten, aus [69]	29
2.10	Flattern eines freien Membranrandes (links) aus [146]; Luftumströmte Tragluftthalle: Entwicklung des Geschwindigkeitsfeldes – Druckverteilung auf der Membranoberfläche (rechts), aus [4]	29
2.11	Windeinwirkung im Montagezustand bei mechanisch vorgespannten Membranen (oben) (aus http://okok.org), Einwirkung einer Windböe beim Raffvorgang (unten)	30
3.1	Spektrum der longitudinalen Windgeschwindigkeitskomponente für Brookhaven, nach Van der Hoven, aus [27]	34
3.2	Globale atmosphärische Zirkulation, aus [37]	36
3.3	Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht	40
3.4	Windprofil der atmosphärischen Grenzschicht (schematisch)	42
3.5	Windprofile für die mittlere Windgeschwindigkeit, aus [30].	45
3.6	Schematische Darstellung des Böenspektrums fS_u , aus [27]	49
3.7	Normierte Böenspektren der Turbulenzkomponente u (links) und v, w (rechts)	61
4.1	Konzept zur Erfassung von Windbeanspruchungen für Bauwerke	66

4.2	Statisches Berechnungskonzept	67
4.3	Aufbau eines Windkanals , aus [56]	70
4.4	Windkanalmodell 29m-Schirme, KAIA Jeddah, Saudi Arabia. Architekturbüro Rasch + Bradatsch 2008, Laboratorium für Gebäudeaerodynamik Universität Karlsruhe	71
4.5	Dynamisches Berechnungskonzept	78
4.6	Konzept der Fluid- Struktur-Wechselwirkungssimulation	80
4.7	26m-Schirme, Medina Saudi Arabien, Architekturbüro Rasch + Bradatsch 2008	81
4.8	Simulationsumgebung inklusive Software	82
4.9	Large Eddy Simulation, aus [19]	94
4.10	Konfiguration eines Membran- und Seilelements, aus [154]	101
4.11	Einfach gestaffeltes Verfahren mit 'Subcycling'-Ansatz	106
5.1	Windkanalexperiment am Laboratorium für Gebäudeaerodynamik, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe	110
5.2	Generierung von Einströmdaten mithilfe einer Hilfssimulation, aus [112] . . .	113
5.3	Implementierung der Windrandbedingungen in das numerische Simulationskonzept	117
5.4	Berechnungsgebiet und CFD-Netz (oben) mit Auswertungspunkten (unten) .	124
5.5	Verhältnis zwischen der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} mit $t < 1h$ und der mittleren Stundengeschwindigkeit \bar{v}_h , 1...landwirtsch. Gelände, 2...bewaldet, 3...städtisches Gelände, aus [159]	125
5.6	Windgeschwindigkeitsprofile zum Zeitpunkt t_1 und t_2 , erzeugt mithilfe des AR-Prozesses (links) und der Monte-Carlo-Methode (rechts) nach [116]	126
5.7	Zeitreihen der generierten Geschwindigkeitskomponenten (links), Vergleich der generierten Autoleistungsspektren mit Zielspektren (rechts) als Ergebnis des numerisch generierten Windfeldes	128
5.8	Turbulenzintensität (links) und integrale Längenmaße L_u^x (rechts) als Ergebnis der CFD-Simulation	129
5.9	Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (links), Druck- und Geschwindigkeitsverlauf am Punkt P18 über der Zeit t (rechts) als Ergebnis der CFD-Simulation	130
5.10	Räumliches Feld zur Berechnung der Windgeschwindigkeiten an den Gitterpunkten	135
5.11	Skizze zur Veranschaulichung der Modellvorstellung des „Sheared spectral tensor“, Effekt der Windscherung auf Turbulenz (rechts), ausgehend vom isotropen Fall (links), aus [94]	137

5.12	Berechnungsgebiet mit statistischen Auswertungspunkten (links oben, unten) und Vernetzung (rechts)	140
5.13	Visualisierung der Schwankungskomponente u in Windrichtung eines beispielhaften Windfeldes mit $16 \times 16 \times 64$ Punkten	142
5.14	Vergleich generierter Windspektren mit den Zielspektren nach Kaimal (links), Normierte Autokovarianzfunktionen (rechts) für alle Geschwindigkeitskomponenten	143
5.15	Geschwindigkeitskonturen auf Oberfläche des Strömungsgebietes, aus CFD-Simulation	144
5.16	Zeitlich gemittelttes Profil (links), Standardabweichung der longitudinalen Turbulenzkomponente (rechts)	145
5.17	Integrale Längenmaße L_u^x (links), Zeitfunktion des Druckes am Punkt P90 (rechts)	145
5.18	Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (links), Turbulenzintensität I_u (rechts) (Windfeld B)	146
5.19	Autoleistungsspektrum S_u des Einströmwindfeldes (links), Autoleistungsspektrum S_u ausgewertet im CFD-Berechnungsgebiet (rechts) (Windfeld B)	147
6.1	29m-Membranschirm, Testgelände der Firma Liebherr in Münsingen 2008	154
6.2	Zeitlicher Verlauf der Druckschwankungen Δp aus der Differenz der Drücke oberhalb und unterhalb der Membran	157
6.3	Windkanalexperiment eines 29m-Schirms am Laboratorium für Gebäude- und Umweltaerodynamik, Universität Karlsruhe	158
6.4	Strömungsgebiet und Oberflächengitter des Membranschirms	159
6.5	Geschwindigkeits- und Druckverteilung in einem Längsschnitt durch das Strömungsgebiet	160
6.6	Statistische Auswertung der Windströmung: mittleres Geschwindigkeitsprofil (oben links), Turbulenzintensität (oben rechts), Leistungsspektren S_u aus CFD (unten rechts) und Windkanal (unten links)	161
6.7	Druckverteilung der Membranfläche aus Numerik und Experiment (Wind von oben): zeitlicher Mittelwert \bar{c}_p (oben), Standardabweichung σ_{c_p} (mitte). Schirmgeometrie im Experiment unten links, im Vergleich mit CFD unten rechts	162
6.8	Statisches System des 29m-Schirms links, 3-fach überhöhte Verformungsfigur unter Windlast bei einer Bemessungswindgeschwindigkeit von 12 m/s (rechts)	164
6.9	Lage des Messorts: Testgelände der Firma Liebherr auf dem ehemaligen Truppenübungsplatz Münsingen (oben, aus <i>GoogleEarthTM – Kartenservice</i>), Übersicht Messaufbau (Schirm + Windmessenrichtung) (unten)	167
6.10	Aufbau der Messeinrichtung am 29m-Schirm auf dem Liebherr-Testgelände	168

6.11	Windmessmasten, ausgestattet mit 15 Sonic Ultraschallanemometern	170
6.12	Dehnungsmessungen am Stahlgestänge	171
6.13	Dynamische Verformungsmessung der Membran mittels photogrammetrischem Verfahren. Messaufbau (links), Übersicht Messmarken (rechts oben), Kameras (rechts unten)	172
6.14	Windgeschwindigkeiten im Sturmtief 10.02.09 (links), Übersicht der Windmessensoren Ansicht West (rechts)	175
6.15	Schwankungen der Windrichtung ϕ_z am Windmesser W8	176
6.16	Trendbereinigung der longitudinalen Windgeschwindigkeit am Windmesser W8	177
6.17	Windprofile ermittelt aus den Windmessern W1 bis W15 (links), Kurvenanpassung zur Bestimmung des Profilexponents α und der Referenzgeschwindigkeit u_{ref} (rechts)	178
6.18	Verteilungsdichte und Verteilungsfunktion der Turbulenzkomponenten . . .	179
6.19	Standardabweichung der Turbulenzkomponenten (links), Turbulenzintensität (rechts)	180
6.20	Normierte Autokovarianzfunktion der longitudinalen Turbulenzkomponente am Windmesser W8 (links), Integrallängenmaße L_u^x aller Messstellen (rechts) und ihr Mittelwert über der Höhe z	181
6.21	Böenspektren der Windturbulenz am Standort Münsingen	182
6.22	Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit (links) und der Korrelationskoeffizienten der Turbulenzkomponenten am Punkt (rechts)	183
6.23	Feld des resultierenden Turbulenzanteils	185
6.24	Berechnungsgebiet, -gitter eines leeren Strömungskanals	186
6.25	Verlauf des mittleren Geschwindigkeitsprofils $\bar{u}(x/H, z)$ (links), Verlauf der Standardabweichung $\sigma_i(x/H)$ (rechts)	187
6.26	Verlauf des Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} (oben links), der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (oben rechts) und des integralen Längenmaßes L_u^x (unten links), Normierte Autokovarianzfunktion ρ_{uu} (unten rechts)	189
6.27	Berechnungsgebiet, Gitter eines leeren Strömungskanals	190
6.28	Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(z)$ (oben links), Standardabweichung σ_i (oben rechts), Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (unten links), Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (unten rechts), in Abhängigkeit von Anlaufstrecke x	191
6.29	Berechnungsgebiet, Gitter eines leeren Strömungskanals	193
6.30	Zeitlicher Verlauf des Druckes	195
6.31	Geschwindigkeits- und Druckverteilung im Strömungsgebiet	196

6.32	Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(z)$ (oben links, unten links), Standardabweichung σ_i (oben rechts), Momentane Geschwindigkeitsmaximas und -minimas (unten links), Turbulenzintensität I_u (unten rechts)	197
6.33	Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (oben links), Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (oben rechts), integrale Längenmaße L_u^x (Mitte), Turbulenzspektren $x/H = 3.6$ (unten)	198
6.34	Turbulenzspektrum $x/H = 3.6$ (oben links), Kreuzkorrelationskoeffizienten der Turbulenzkomponenten für Abstand in Spannweitenrichtung (oben rechts, unten)	200
6.35	Schwerlastmattenversuch	201
6.36	Berechnungsgebiet (oben links), Strukturmodell (oben rechts), Berechnungsgitter (unten) der FSI-Simulation	203
6.37	Geschwindigkeitsverteilung in einem Längsschnitt (oben), Zeitreihe der Windgeschwindigkeit aus der Simulation am virtuellen Windmesser W8 (unten links), resultierendes Mastfußmoment (unten rechts)	204
6.38	Verformung des 29m-Schirms zu den Zeitpunkten 10, 30, 52, 59 s (5-fach bzw. 25-fach überhöht dargestellt)	205
6.39	Verformung des 29m-Schirms zu den Zeitpunkten 62, 67, 69, 85 s (5-fach bzw. 25-fach überhöht dargestellt)	206
6.40	Messeinrichtung am 29m Schirm: Armnummerierung (links), Übersicht über die Auswertung der Messung (rechts)	207
6.41	Zeitlicher Verlauf des Mastfußmomentes (oben links) und Antwortspektrum des Mastfußmomentes (oben rechts) aus Experiment und Simulation, Vergleich der RMS-Werte der Schirmantwort aus Experiment und Simulation (unten)	208
6.42	Vergleich der statistischen Eigenschaften des numerischen und experimentellen Windfeldes (a: Berechnungsgebiet, b: Mittel-/Böenwindgeschwindigkeiten, c: Turbulenzintensität, d: Integrale Längenmaße, e: Spektrum der u-Komponente, f: Reynoldsspannungen)	211
6.43	Momentaufnahmen der Konturlinien der Windgeschwindigkeit und der Schirmverformung für unterschiedliche Zeitpunkte der FSI-Simulation	212
6.44	Ergebnisse der FSI-Simulation im Vergleich mit der Feldmessung (a: Mastfußmoment, b: Kragarmmoment Diagonalarm VII, c: Vertikal Armspitzenverformung dz am Punkt P4, d: Vertikale Armspitzenverformung dz am Punkt P7, e: Normalkraft Strebe Mittelarm VIII, f: Normalkraft Strebe Mittelarm IV . .	213
6.45	Ergebnisse der FSI-Simulation im Vergleich mit der Feldmessung (a: Antwortspektrum Mastfußmoment, b: Wahrscheinlichkeitsdichte Mastfußmoment, c: Antwortspektrum Armspitzenverformung, d: Wahrscheinlichkeitsdichte Armspitzenverformung, e: Vergleich der normierten, zeitlich gemittelten Schirmantwort, f: Vergleich der normierten RMS-Werte der Schirmantwort	214

A.1	Eigenschaften von Membranmaterialien, aus [105]	232
B.1	Ausgewertete Leistungsspektren der longitudinalen Turbulenzkomponente .	234

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Leichtbaukonstruktionen finden im Bauwesen meist dann Verwendung, wenn große Spannweiten zu überbrücken sind und somit die Reduktion des Eigengewichts zwingende Forderung zur Lösung des Problems wird. Zu diesem Konstruktionsprinzip zählen auch zugbeanspruchte Konstruktionen wie etwa Membran- und Seiltragwerke.

Membrantragwerke zeichnen sich dadurch aus, dass sie äußere Lasten als axiale Zugspannungen tangential zur Mittelfläche abtragen. Als Folge des über die Dicke konstanten Spannungszustandes kann das Material optimal ausgenutzt werden, und somit können Lasten über große Strecken in Auflager der Konstruktion geführt werden. Mit dieser speziellen Art Lasten abzutragen, gehen große Strukturverformungen einher, da sich die Tragwerksgeometrie der senkrecht zur Oberfläche wirkenden äußeren Last soweit anpasst, bis der Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Gerade bei extrem leichten und schlanken Konstruktionen entfällt die dominierende Wirkung des Lastfalls Eigengewicht. An dessen Stelle treten neben stationären Schneelasten hauptsächlich instationäre Windlasten auf. Befasst man sich mit der Problematik von Bauwerken, die natürlicher Windströmung ausgesetzt sind, so müssen drei grundlegende Gesichtspunkte in Betracht gezogen werden [27]:

- Das Windklima, angetrieben durch das Wettersystem, ist für Starkwinde verantwortlich
- Die atmosphärische Grenzschichtströmung: die unteren Schichten der Atmosphäre, die die Windströmung durch die Bodenrauigkeit beeinflussen
- Das Bauwerk, als einzelnes Element der Oberfläche, das der Grenzschichtströmung ausgesetzt ist

Die oben angegebene Reihenfolge spiegelt den Energiefluss wieder, welcher bei windbelasteten Konstruktionen wirksam ist. Druckunterschiede, durch solare Erwärmung der Erdatmosphäre erzeugt, treiben die globale Zirkulation von Luftmassen an. Beeinflussend hinzu kommen Erdrotation und lokale Temperaturdifferenzen. Nähert sich die globale Windströmung der Erdoberfläche, wird diese abgebremst und Energie wird durch Reibung an der

Oberfläche dissipiert. Je nach Beschaffenheit der natürlichen Umgebung, d.h. Relief und Rauigkeit der Geländeoberfläche, bekommt die Windströmung ein über die Höhe charakteristisches Windprofil. Die Reibung sowie Wirbelablösung an Geländekanten und Hindernissen der Windströmung führen dazu, dass sich ein instationäres, turbulentes zufälliges dynamisches Windgeschehen bildet.

Das Bauwerk als Gesamtheit (oder einzelne Elemente daraus) erfahren dann die in der Windströmung enthaltene Energie als äußere Belastung. Im weiteren Verlauf wird dann diese Energie durch Strukturdeformation und die dadurch erzeugte innere Reibung im mikroskopischen Bereich der Struktur dissipiert.

Membrantragwerke verhalten sich unter Windbelastung je nach Vorspannzustand, Krümmung und konstruktiver Ausbildung statisch oder dynamisch. Weitgespannte Membrantragwerke mit geringer Krümmung und geringen Vorspanngraden reagieren auf Schwankungen der Windgeschwindigkeit mit Schwingungen, die über die zur maximalen Windgeschwindigkeit gehörenden statischen Reaktion hinausgehen können. Für die genaue Kenntnis der Standsicherheit müssen aufgrund der Schwingungsanfälligkeit zusätzlich zu der stationär wirkenden Windlast die dynamischen Zusatzbelastungen infolge Windturbulenz berücksichtigt werden.

Im Gegensatz zu konventionellen, formstabilen Bauwerken treten bei sich stark verformenden Membranstrukturen infolge Windumströmung zwei Effekte auf. Die Strukturdeformation kann einerseits zu einer zeitlich annähernd konstanten Umlagerung des stabilen Strömungsfeldes führen. Dadurch ändern sich die quasi-statischen Druckbeiwerte an der verformten Struktur, verglichen mit den Beiwerten, die an der starren, unverformten Struktur entstehen. Im Gegensatz zu diesem quasi-statischen, zeitunabhängigen Effekt, kann andererseits eine dynamische Wechselwirkung zwischen dem strömenden Fluid und der Struktur eintreten. Das strömende Fluid bewirkt eine Form- und Lageänderung der Struktur, was sich wiederum zeitabhängig rückkoppelnd auf die Strömung auswirkt. Es liegt eine starke Kopplung der beiden physikalischen Felder der Struktur- und Strömungsmechanik vor. Wenn sich die Rückkoppelungseffekte zwischen der Strömung und der Strukturschwingung aufschaukeln (Resonanz), stellt sich eine aero-elastische Instabilität ein. Dieser komplexe Vorgang ist nur näherungsweise und bei bestimmten Situationen als Kette von Folgeereignissen darstellbar, da er in Wirklichkeit überlagert geschieht. Aero-elastische Phänomene wie beispielsweise Flatterschwingungen bei Membranen können bei langanhaltenden Bewegungen mit großen Amplituden zur Materialermüdung oder Durchschlagen führen. Bei glaseingedeckten Seilnetzen kann ein Durchschlagen des Tragwerks zur Zerstörung der Glaseindeckung führen. Bei Schirmen kann sich der Anstellwinkel der oft relativ flachen Schirmmembran sehr stark ändern und zudem aufschaukeln, was zur Überbeanspruchung der Stahlstruktur führen kann. Aus diesem Grund müssen bei Konstruktionen dieser Art Strukturverformungen im engem Verbund mit dem Strömungsfeld betrachtet werden.

Die Ermittlung dynamischer Tragwerksantworten von Membranstrukturen, die turbulenter Windströmung ausgesetzt sind, führt bei der Verwendung von konservativen Näherungsansätzen meist zu überdimensionierten Strukturquerschnitten. Die Identifizierung aero-elastischer Effekte ist durch eine übliche normgemäße Vorgehensweise nicht möglich, da die Interaktion von turbulenter Windströmung und nichtlinearer Tragwerksdynamik be-

rücksichtigt werden muss. In beiden genannten Fällen bieten sich Windkanalversuche mit elastischen Tragwerksmodellen zur Analyse des dynamischen Strukturverhaltens an. Allerdings gestaltet sich die Untersuchung anhand kleinskaliger Modelle im Windkanalexperiment sehr schwierig, da nicht alle strömungs- und strukturmechanischen Ähnlichkeitskennzahlen gleichzeitig eingehalten werden können.

Aus den genannten Gründen ist man sehr bestrebt, numerische Simulationsverfahren für windbelastete leichte Flächentragwerke als Möglichkeit der genaueren Prognose des Tragverhaltens zu entwickeln. Speziell bei der Analyse von Wind-Bauwerks-Wechselwirkungen bei Membrantragwerken könnten numerische Verfahren die Windkanalversuche über deren oben angedeuteten Grenzen hinweg weiterführen. Diese Arbeit stellt einen Beitrag zur Lösung dieser Problemstellung dar.

Numerische Simulationen können darüber hinaus Windkanalversuche zumindest teilweise ersetzen und damit Entwicklungszeiten verkürzen und Kosten einsparen. Insbesondere dann, wenn bei Entwurfsstudien und Formoptimierungen qualitative Aussagen im Vordergrund stehen und häufige Modellmodifikationen notwendig sind, bieten sich numerische Berechnungsverfahren in idealer Weise an. Die grundlegenden Entwicklungen in den Einzeldisziplinen Numerische Strömungsmechanik (Turbulenzmodellierung) und Numerische Strukturmechanik (Nichtlineare Tragwerksdynamik) und die enormen Fortschritte in der interdisziplinären Fluid-Struktur-Simulationen eröffnen erste Möglichkeiten, solche Methoden in der Baupraxis anzuwenden.

1.2 Zielsetzung und Vorgehensweise

Die vorliegende Dissertation steht in Zusammenhang mit weiteren am Lehrstuhl für Statik durchgeführten Arbeiten, die sich mit der algorithmischen Umsetzung der numerischen Fluid-Struktur-Interaktion im Kontext von windumströmten Membrantragwerken beliebiger Geometrie beschäftigt.

Voraussetzung und Grundlage für eine numerische Windsimulation an Bauwerken ist die Abbildung des natürlichen Windes, wie er sich stromaufwärts des zu untersuchenden Bauwerks darstellt. Diese Problematik wurde bei bisherigen numerischen Untersuchungen von windbelasteten Konstruktionen nur andeutungsweise durch stationäre Windprofile oder stark vereinfachten Windböenmodellen behandelt.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist, diese Lücke zu schließen. Es soll die natürliche turbulente Windströmung mit einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit in einer numerische Strömungsumgebung realisiert werden. Zu diesem Zweck werden Ingenieurmodelle zur Erzeugung turbulenter Windfelder im Hinblick auf die Tauglichkeit für das numerische Simulationskonzept untersucht. Die Implementierung der erzeugten Datensätze am Einströmrand der Computational Fluid Dynamics Softwareumgebung PAM-Flow wird realisiert. Da in dieser Arbeit das Hauptaugenmerk auf der Modellierung transienter WIndeffekte liegt, wird in der Strömungsumgebung auf die dafür notwendige Grobstrukturmodellierung zur Abbildung der Turbulenz zurückgegriffen. Die turbulente Windumgebung soll innerhalb dieser Strömungsumgebung so modelliert werden, dass das dort ebenfalls

implementierte Interface zur Kopplung der Wechselwirkung zwischen dem Fluid und der Struktur wirklichkeitsnahe Belastungszustände aus der Windströmung erfährt.

In dieser Arbeit werden spezielle numerische Verfahren zur Modellierung atmosphärischer Turbulenzen eingesetzt, um auf der Basis von statistischen Kenngrößen aus Windkanal- oder Naturmessungen, zeitlich und räumlich aufgelöste Einströmsignale für eine Grobstruktursimulation bereitzustellen. Dieses Verfahren ist notwendig, da es selbst mit hochauflösenden, modernen Messverfahren nicht gelingt, derartig umfangreiche Daten, d.h. das komplette Strömungsfeld pro Zeitschritt, beispielsweise aus Windkanalexperimenten, zu extrahieren. In dieser Arbeit werden bereitgestellte Verfahren zur Erzeugung von Windzeitreihen im Hinblick auf das numerische Simulationskonzept anhand eines entwickelten Anforderungskataloges in Beispielsimulationen untersucht und kritisch bewertet. Im Anschluss daran wird ein neues Verfahren zur Erzeugung von Windfeldern umgesetzt und dessen Anwendbarkeit für das Simulationskonzept anhand eines Simulationsbeispiels demonstriert.

Aufbauend auf dieser Grundlage wird die numerische Windumgebung für die numerische Untersuchung eines bereits gebauten 29 m großen Membranschirms mithilfe der Fluid-Struktur-Interaktionsmethode angewendet. Hierfür werden Windmessdaten aus einem Feldversuch mit numerischen Simulationsergebnissen verglichen. Anschließend wird die Tragwerksantwort des 29m-Schirms mittels der FSI-Simulation berechnet und experimentellen Ergebnissen gegenübergestellt.

Die Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel:

In *Kapitel 2* werden die Grundlagen textiler Konstruktionen und deren Tragverhalten erörtert. Anschließend werden die grundlegenden Aspekte windbelasteter Konstruktionen vorgestellt und dann speziell die auftretenden Phänomene leichter Membrantragwerke unter Windbelastung mit eingebunden.

Kapitel 3 stellt die Grundlagen des meteorologisch bedingten Großwettergeschehens auf die Kenngröße Wind und die Zusammenhänge des Einflusses der Rauigkeit der Erdoberfläche auf die Bildung einer atmosphärischen Grenzschichtströmung bereit. Darüber hinaus wird das Wesen atmosphärischer Turbulenz und deren Beschreibung anhand statistischer Kenngrößen detailliert erläutert.

In *Kapitel 4* werden Modelle dargestellt, mit deren Hilfe sich Tragwerksantworten leichter Flächentragwerke ermitteln lassen. Aufbauend auf Ansätzen zur Ermittlung statischer Tragwerksantworten werden Verfahren diskutiert und bewertet, die die Erfassung dynamischer Tragwerksantworten ermöglichen. Im Anschluss daran wird das Modell der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation in Zusammenhang mit dem numerischen Windkanal eingeführt.

In *Kapitel 5* wird ein Verfahren entwickelt, das zeigt, wie eine natürliche turbulente Windströmung mit einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit in einer numerische Strömungsumgebung realisiert werden kann. Zu diesem Zweck werden Ingenieurmodelle zur Erzeugung turbulenter Windfelder im Hinblick auf die Tauglichkeit für das numerische

Simulationskonzept untersucht. Die Implementierung der erzeugten Datensätze am Einströmrand der Computational Fluid Dynamics Softwareumgebung PAM-Flow wird realisiert.

Kapitel 6 zeigt die Anwendung des gesamten numerischen Simulationskonzeptes, d.h. der Windsimulation in Verbindung mit der FSI-Simulation anhand eines Praxisbeispiels. Es wird ein in der Natur gemessenes Windfeld innerhalb einer Strömungssimulation reproduziert. Anschließend wird die Tragwerksantwort einer Schirmkonstruktion unter transienter Windbelastung berechnet und mit experimentellen Ergebnissen verglichen.

Kapitel 7 beinhaltet die Zusammenfassung der Arbeit und die damit einhergehenden Schlussfolgerungen. Darauf aufbauend wird ein Ausblick auf weiteren Forschungsbedarf gegeben.

Kapitel 2

Windumströme Membrantragwerke

In diesem Kapitel werden die Grundlagen textiler Konstruktionen und speziell die Besonderheiten hinsichtlich des Tragverhaltens und der Tragwerksanalyse eingeführt. Im Anschluss daran werden die grundlegenden Aspekte windbelasteter Konstruktionen vorgestellt und die speziell bei windumströmten leichten Flächentragwerken auftretenden Phänomene eingebunden. Dies bildet die Basis für die Einführung gängiger Lösungsansätze zur Berechnung leichter Flächentragwerke unter Windlast und für das in dieser Arbeit entwickelte rein numerische Simulationskonzept.

2.1 Textile Flächentragwerke: eine allgemeine Einführung

Das Bauen mit Textilien ist eine Jahrtausende alte Konstruktionsform, die vor allem Nomaden in verschiedensten Kulturkreisen und Klimazonen nutzten, um mit wenig Material ein schützendes Dach zu errichten. Leichtigkeit, Anpassungsfähigkeit und Flexibilität waren schon damals und sind noch heute die wesentlichen Eigenschaften, die textile Konstruktionen auszeichnen. Ab dem 19. und 20. Jahrhundert wurden textile Bauten für öffentliche Aktivitäten im Sport oder aber für die Ausstellung von industriellen Produkten verwendet. Diese Anwendung hat sich bis heute nicht wesentlich verändert. Detaillierte Ausführungen zur Geschichte des Zeltbaus sind in [21] beschrieben.

Frei Otto begründete 1954 mit seiner Forschungstätigkeit und der entstandenen Dissertation „Das hängende Dach“ eine neue Ära der textilen Bautechnik. Erstmals wurden die textilen Baustoffe nicht als Bespannung von Holz- oder Stahlrahmen verwendet, sondern in ihrer günstigsten konstruktiven Form, die in den folgenden Kapiteln erläutert wird.

2.1.1 Definition: Einordnung der Konstruktion

Textile Bauwerke gehören, wie auch die Schalentragwerke, zu der Gruppe der Flächentragwerke. Ihre Eigenschaft besteht darin, dass das Verhältnis der Dicke zur charakteristischen Fläche sehr klein ist. Sie zeichnen sich dadurch aus, äußere Lasten durch flächige Elemente, den Membranen, abzutragen. Die Belastungen werden als reine Axialspannungen in tangentialer Richtung, bei Membrantragwerken Zugkräfte, bei Schalen hauptsächlich Druckkräfte, transportiert. Membrantragwerke, wie auch Seilnetze ordnet man in die Gruppe Zugbeanspruchter Konstruktionen ein.

In der Membrantheorie werden alle Spannungs- und Verzerrungskomponenten bezüglich der Dicke als konstant angenommen. Zug- und Schubkräfte wirken in der Membranebene. Die Lasten werden nur über Dehnungsbeanspruchungen abgetragen; es wird ein Membranspannungszustand erzeugt. Im Gegensatz zu konventionellen Tragwerken, die sich durch eine hohe Biege- und Schubsteifigkeit auszeichnen, sind diese bei Membrantragwerken in Dickenrichtung zu vernachlässigen. Die Vorteile zugbeanspruchter Konstruktionen liegen vor allem in ihrer Fähigkeit, Lasten über große Strecken in die Auflager der Konstruktion zu führen. Die volle Ausnutzung des Bauteilquerschnitts im Vergleich zu druckbeanspruchten Konstruktionen ermöglicht ein optimales Verhältnis von aufnehmbarer Last zum Eigengewicht der Konstruktion.



Abbildung 2.1: Private residence, Saudi Arabien, 1991, SL-Rasch GmbH

2.1.2 Prinzipien des Konstruierens mit Textilien

Textile Werkstoffe sind dünne (0,5 – 2 mm Dicke), flächige Gebilde, die sich hervorragend auf Zug beanspruchen lassen und bei Druckbeanspruchungen sich der äußeren Last durch Faltenbildung entziehen. Aufgrund dieser Werkstoffeigenschaft ist das Ziel im Entwurf von textilen Tragwerken die Form so zu entwickeln, dass unter Einwirkung äußerer Lasten an jedem Punkt der Fläche ausschließlich Zugbeanspruchung vorliegt. Dies wird dadurch erreicht, dass in die Fläche unter vorgegebener Randgeometrie Vorspannung eingebracht, die unter Belastung entweder erhöht oder erniedrigt wird. Die Vorspannung darf jedoch unter Belastung nicht aufgezehrt werden, da es sonst zu Faltenbildung und damit zu Schäden der Membran führen kann.

Das Sicherstellen von ausreichend kleinen Verformungen unter Last führt im Entwurf zu räumlich meist doppelt gekrümmten Tragwerken. Der Entwurf dieser Tragwerke stellt die Schwierigkeit dar, dass eine sich im Gleichgewicht befindliche Form entwickelt werden muss, die räumlich gekrümmt und ausschließlich unter Zugbeanspruchung steht.

Zur Beschreibung der Geometrie gekrümmter dreidimensionaler Flächen für die numerische Strukturmechanik werden im Allgemeinen differentialgeometrische Beziehungen

verwendet. Ein wichtiger Parameter für das Tragverhalten ist die Krümmung der Fläche. Die Hauptkrümmungen einer Fläche ergeben sich aus den Normalenschnitten der Tangentialebene, bei denen die Schnittlinien die minimalen beziehungsweise maximalen Krümmungsradien (R_1, R_2) besitzen. Der Krümmungsradius in einem Punkt der Fläche ist R und $k = 1/R$ die Krümmung in diesem Punkt. Ausgehend von der differentialgeometrischen Beschreibung von Flächen ergibt sich die mittlere, lokale Krümmung einer Fläche zu $H = \frac{1}{2}(k_1 + k_2)$ und die Gauß'sche Krümmung zu $K = (k_1 k_2)$. Für eine genaue Herleitung der Gauß'schen Krümmung anhand differentialgeometrischen Betrachtungen wird beispielsweise auf [154] verwiesen. Bei textilen Strukturen sind im Allgemeinen alle Punkte der Membranfläche, einer globalen Krümmungsart zugehörig. Man bezeichnet Flächen mit positiver Gauß'scher Krümmung ($K > 0$) als synklastisch gekrümmt und Flächen mit negativer Gauß'scher Krümmung ($K < 0$) als antiklastisch gekrümmt. Flächen mit verschwindender Gauß'scher Krümmung ($K = 0$) sind entweder einfach gekrümmte Flächen wie Zylinder bzw. Kegel oder besitzen keine Krümmung wie Ebenen. Membranflächen mit Gauß'scher Krümmung ungleich Null können nicht in eine Ebene abgewickelt werden.

Im textilen Bauen gibt es unterschiedliche Konstruktionsformen, die durch die Merkmale der spezifischen geometrischen Form, also der globalen Gauß'schen Krümmung, und der Erzeugung des Vorspannzustandes charakterisiert werden. Am häufigsten kommen folgende Formen zur Anwendung:

- Zweiachsig, synklastisch gekrümmte Systeme – pneumatisch vorgespannt:
Hierzu gehören Konstruktionen wie z.B. Traglufthallen, Membran- oder Folienkissen. Die Mittelpunkte der Hauptkrümmungsradien liegen auf der gleichen Seite der Membranfläche. Das Gleichgewicht in jedem Punkt kann nur durch eine dritte Komponente, einem dauerhaften erhöhten Innendruck, erfüllt werden. Die Vorspannung und damit die Stabilisierung der Fläche erfolgt über diesen Innendruck, dessen Größe abhängig von der anzusetzenden äußeren Belastung wie Wind oder Schnee ist, sodass die Standsicherheit und Formbeständigkeit gewährleistet ist.
- Zweiachsig, antiklastisch gekrümmte Systeme – mechanisch vorgespannt:
Mechanisch vorgespannte Membrantragwerke erhalten ihre Form durch sogenannte formgebende Elemente wie Hoch- oder Tiefpunkte oder linienförmige Elemente wie den Grad- und Kehlseilen. Diese Elemente können einzeln oder in beliebigen Kombinationen auftreten. Es stellen sich durch die zweiachsige Krümmung zwei Wirkrichtungen ein: die Trag- und eine Spannrichtung. Die Lage der beiden Haupttragrichtungen werden von den Hauptkrümmungsradien bestimmt, welche wiederum auf unterschiedlichen Seiten der Membran liegen. Das Kräftegleichgewicht in jedem Punkt ist im Gegensatz zu den synklastisch gekrümmten, pneumatisch vorgespannten Systemen auch ohne die Einwirkung einer äußeren Last erfüllt.

Im weiteren Teil dieser Arbeit werden die antiklastisch gekrümmten, mechanisch vorgespannten Tragwerke ausführlich behandelt, da sie den größten Teil gebauter Tragwerke in der Praxis ausmachen. Aus diesem Grund soll anhand dieser Konstruktionsform das Verhalten windumströmter textiler Membrankonstruktionen aufgezeigt werden.

2.1.3 Formfindung

Unter dem Begriff „Formfindung“ bezeichnet man das Vorgehen, Formen die bestimmten festgelegten Anforderungen genügen mithilfe von Modellen zu entwickeln. Dabei steht die Entwicklung der Form untrennbar mit der statischen Analyse in Verbindung. Ziel der Formfindung im weiteren Sinne ist, aus den geometrischen Zwangspunkten, den maximal zulässigen Verformungen und der Vorspannungsverteilung, eine Gleichgewichtsform zu finden. Sie sollte den Anforderungen der Belastung, den materialspezifischen Eigenschaften (Zugfestigkeit, Dehnungseigenschaften), den herstellungsspezifischen Möglichkeiten (Zuschnitt, Bahnbreite) und der konstruktiven Detailausbildung (maximal übertragbare Kräfte) genügen.

Frei Otto entwickelte in den fünfziger Jahren des letzten Jahrhunderts mit seinem Team die sogenannten Seifenhautexperimente. Es handelt sich dabei um experimentelle Methoden, bei denen Formen innerhalb gegebener Randgeometrien mithilfe von Drahtmodellen und Seifenwasser entwickelt wurden. Seifenhautmodelle nehmen eine Sonderstellung innerhalb der Formfindungsmethoden ein, da es sich bei diesen Flächen um Minimalflächen handelt. Neben den Seifenhäuten wurden auch andere Materialien genutzt, um Formen zu finden.

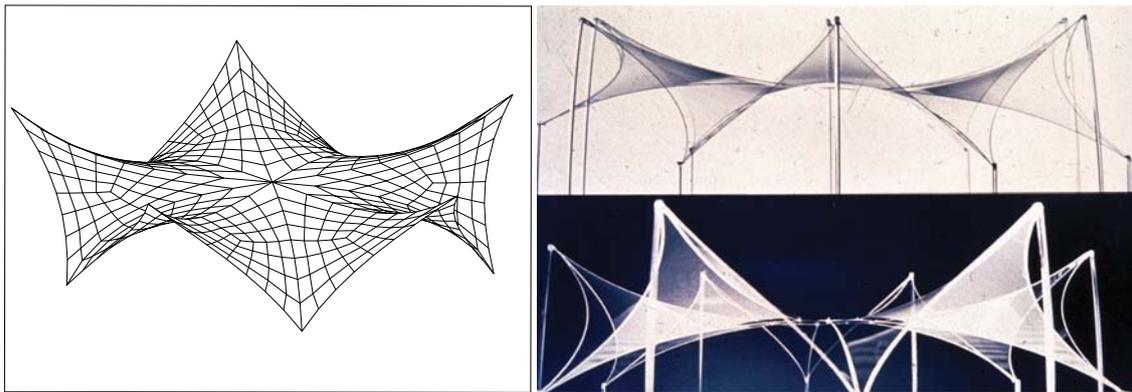


Abbildung 2.2: Formfindung: numerisch, experimentell (SL-Rasch GmbH)

Dazu gehören Strumpfmodelle oder Gummihäute. Anfangs waren experimentelle Methoden die einzige Möglichkeit, Formen innerhalb gegebener Randgeometrien zu bestimmen, bis numerische Methoden unter anderen von Linkwitz, Haug und später Bletzinger entwickelt wurden. Diese Methoden sind beispielsweise in [12], [59], [61] und [86] beschrieben und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter behandelt. Für eine grundlegende Übersicht und detaillierte Vorgehensweise zur numerischen Formfindung sei an dieser Stelle auf die Dissertation von R. Wüchner verwiesen [154]. Der große Vorteil numerischer Formfindungsmethoden liegt vor allem darin begründet, dass die Geometrie der Formfindung für den weiteren Planungsprozess, also auch für die Strukturanalyse direkt zur Verfügung steht. Weiterhin bieten die numerischen Herangehensweisen ein besonders schnelles und flexibles Werkzeug im Entwurfsprozess, bei dem unter Umständen viele Varianten durchgespielt werden müssen, bevor die endgültige Form den gestalterischen und tragwerksplanerischen Ansprüchen genügt. Trotz der heutzutage teilweise benutzerfreundlichen Soft-

wareprogramme erfordert ein gelungener Entwurf aufgrund der engen Zusammenhänge zwischen Material, Form und Tragverhalten sowie Auswirkungen auf die Konfektion und Montage, Erfahrungen und ein übergreifendes Verständnis in allen angesprochenen Teilbereichen.

2.1.4 Textile Werkstoffe

Textile Werkstoffe lassen sich in die Gruppen Webwaren (Gewebe, Nähgewebe), Maschenwaren (Gewirke, Gestricke) und Non-Wovens (Vliese, Filze, Fadengelege) aufteilen [138]. Diese drei Gruppen unterscheiden sich durch die Technologie, wie aus den kleinsten textilen Bausteinen, den Fasern, ein flächenhafter Werkstoff hergestellt wird. Webwaren eignen sich durch ihre mechanischen Eigenschaften besonders gut für den Einsatz als lastabtragendes Trägermaterial. Aus diesem Grund werden Membranen, wie sie im textilen Bauen Verwendung finden, der Gruppe der Webwaren beziehungsweise den Geweben zugeordnet. Im Folgenden wird der Aufbau technischer Gewebe und deren mechanisches Werkstoffverhalten erläutert.

2.1.4.1 Aufbau technischer Membranen

Technische Membranen sind Verbundwerkstoffe, die sich aus einem textilen Trägermaterial und verschiedenen Arten von Beschichtungen zusammensetzen. Die einzelnen Bestandteile des Verbundwerkstoffes „Membran“ erfüllen unterschiedliche Aufgaben und ermöglichen so im Zusammenspiel verschiedenste Anforderungen an den Membranwerkstoff zu erfüllen.

Eine Übersicht textiler Werkstoffe, die im Bauwesen die größte Anwendung finden, wird im Anhang A beschrieben und in Abbildung A.1 wiedergegeben.

Fasern

Die Grundbausteine der Gewebe bilden Fasern, linienförmige Elemente, mit einer im Vergleich zum Querschnitt großen Länge. Es wird in Naturfasern, organische und anorganische Synthefasern unterschieden. Im Bereich der Synthefasern finden Polyesterfasern, Glasfasern, Aramidfasern und PTFE (Polytetrafluorethylen) Fasern Verwendung. Vorteil der Synthefasern ist die Veränderbarkeit des Querschnitts bei der Herstellung und kann damit den gegebenen Erfordernissen in begrenztem Umfang angepasst werden. Die gängigsten Fasern, die im textilen Bauen Anwendung finden, sind Polyesterfasern und Glasfasern.

Gewebe

Als Gewebe bezeichnet man ein System aus näherungsweise orthogonal zueinander laufenden Fäden, den Garnen. Diese Kett- und Schussfäden werden durch das Zusammenführen und Verdrehen von mehreren hundert Einzelfasern hergestellt. Die Fäden werden durch unterschiedliche Bindungsarten, wie z.B. Leinwand-, Körper- oder Atlasbindung gegenseitig eingebunden, was für Gewebe zu einer charakteristischen Welligkeit (Crimp) führt. Ein vorgespannter Kettfaden lenkt z.B. den nicht vorgespannten Schussfaden abwechselnd nach oben und unten aus. Dadurch ist der Kettfaden beim Herstellungsprozess weniger gewellt als der Schussfaden und weist eine höhere Steifigkeit und geringere Bruchdehnung auf.

Beschichtung

Die Beschichtung beeinflusst die Materialeigenschaften des Grundwerkstoffes und ist für die Schubsteifigkeit des Verbundwerkstoffes verantwortlich. Offene, unbeschichtete Gewebe entziehen sich bis zu einem gewissen Grad einer Schubbelastung durch Verrauten der einzelnen Gewebemaschen. Die Festigkeit von Polyesterfasern sinkt bei Bewitterung und unter Einwirkung des Sonnenlichts, bei Glasfasern unter Feuchtigkeitseinwirkung. Die Aufgabe der Beschichtung besteht darin, den festigkeitsbestimmenden Werkstoff vor schädigenden Witterungseinflüssen sowie vor Feuer, Abrieb, Mikroben und Pilzbefall zu schützen. Das Anschmutzverhalten verbessert sich, die Lebensdauer des Verbundwerkstoffes wird erhöht, es wird zusätzlich eine dauerhafte Wasserdichtigkeit gewährleistet. Beschichtungen können außerdem die Weiterreißfestigkeit und die Dauerknickbeständigkeit beeinflussen. Eine weitere für das Fügen von Membranmaterialien wichtige Eigenschaft ist, dass Beschichtungen die Verbindung von mehreren Gewebeflächen mittels thermischer oder hochfrequenter Schweißverfahren ermöglichen. Die Ausnahme bilden unbeschichtete Flurpolymergewebe, die geschweißt und genäht werden können. Die Beschichtung beeinflusst das Tragverhalten, die Verarbeitung und Fügung im Vergleich zu unbeschichtetem Gewebe. Eine Oberflächenversiegelung schützt die Beschichtung vor auftretender UV-Strahlung.

2.1.4.2 Mechanisches Werkstoffverhalten

Das mechanische Verhalten beschichteter Gewebe wird von mehreren, sich überlagernden Parametern bestimmt und zeichnet sich durch eine hohe Nichtlinearität, Anisotropie, Viskoelastizität und Temperaturabhängigkeit aus [13], [59], [146]. Die Ursachen liegen einerseits im strukturellen Aufbau der Membranen aus Fasern, Garnen und Geweben und andererseits in den materialspezifischen Eigenschaften des Gewebes und der Beschichtung.

Anisotropie

Gleiche Spannungen in beiden Hauptspannungsrichtungen bei einachsigen Zugversuchen führen zu unterschiedlicher Materialdehnung. Ursache hierfür ist die Herstellung des Materials durch den Webvorgang und die damit verbundene bereits erwähnte Welligkeit der Schussfäden. Die Glättung der Fäden geht in die Spannungs-Dehnungsbeziehungen ein. In einem biaxialen Spannungszustand wird die Glättung der Schussfäden durch eine Zugbeanspruchung der Kettfäden behindert, woraus ersichtlich wird, dass das Spannungs-Dehnungsverhalten vom Spannungsverhältnis beeinflusst wird. Die Wahl der Fadenvorspannung während des Webvorgangs hat Auswirkungen auf die Welligkeit der Fäden und damit auf das Dehnungsverhalten des Materials. Somit kann das Dehnverhalten auf bestimmte Anforderungen in begrenztem Maße abgestimmt werden. Bild 2.3 zeigt das Kraft-Dehnungsverhalten in unterschiedlicher Fadenrichtung am monoaxialen Zugversuch. Für biaxiale Zugversuche spielt das Verhältnis von Kett- zu Schussrichtung eine entscheidende Rolle.

Nichtlinearität

Für das nichtlineare Materialverhalten sind verschiedene Parameter aus der Gewebeherstellung verantwortlich. Bei der Herstellung der Garne werden die Einzelfasern um ihre Längsachse gedreht. Die Spannungs-Dehnungsbeziehungen der Einzelfasern überlagern

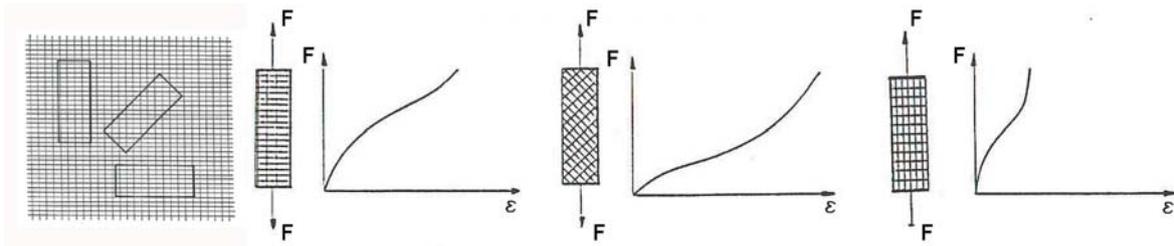


Abbildung 2.3: Last-Verformungsverhalten: Last in Schuss-, Diagonal-, Kettrichtung, aus [51]

sich mit denen der Fäden. Der E-Modul der Fäden sinkt mit der Anzahl der Drehungen pro Meter. Die Welligkeit der Fäden im Gewebe und das vorhandene Spannungsverhältnis sind ein weiterer Einflussfaktor auf das Spannungs-Dehnungsverhalten unbeschichteter Gewebe. Weitere Ursachen für das nichtlineare Materialverhalten sind die Auswirkung der Beschichtung auf das Garn- und Gewebeverhalten sowie herstellungsbedingte Abweichungen der Fadenlagen von der Orthogonalität.

Viskoelastizität

Das viskoelastische Verhalten eines Gewebes beschreibt die Tatsache, dass die Spannungs-Dehnungslinie bei Belastung nicht mit der Entlastungslinie übereinstimmt. Zur Feststellung des Dehnverhaltens müssen die Belastungsvorgeschichte, die Belastungsdauer und die Belastungsgeschwindigkeit mit in Betracht gezogen werden (siehe Abbildung 2.4).

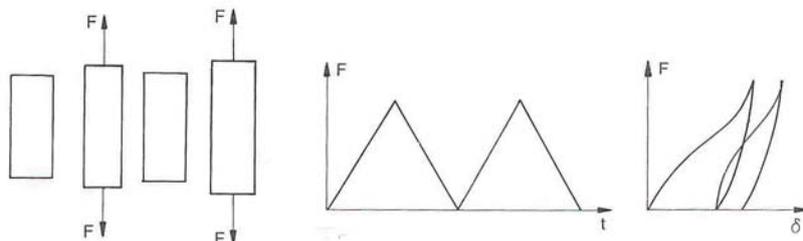


Abbildung 2.4: Nichtelastisches Verhalten bei wiederholter Belastung, aus [13]

Abschließend bleibt anzumerken, dass das Verhalten des Gewebes schon unter idealen Versuchsbedingungen sehr komplex ist. Hinzu kommt die Temperaturabhängigkeit einiger Materialien und Bedingungen im eingebauten Zustand, wie beispielsweise Änderung der Hauptspannungsrichtung unter Last und Zuschnittsungenauigkeiten der Membranbahnen.

2.1.5 Zuschnitt

Das Resultat des Formfindungsprozesses ist die dreidimensionale, geometrische Form des Membrantragwerks im Vorspannungszustand. Diese Fläche muss aus ebenen, ungedehnten Bahnen zugeschnitten und aneinandergefügt werden, sodass die Form im eingebauten Zustand die geplante Geometrie und den geplanten Vorspannungszustand erreicht. Dazu

werden die Membranstreifen bzw. Bahnen nach einem gewünschten Zuschnittsmuster auf die dreidimensionale gekrümmte Fläche gelegt und anschließend in die Ebene abgewickelt. Je nach Größe der Krümmung und der Bahnenbreite werden die Streifen dabei verzerrt. Folglich werden in Bereichen großer Krümmung die Streifen relativ schmal gewählt. Die Festlegung des Zuschnittsmusters richtet sich nach dem Vorspannkonzep (in Schussrichtung ist die Kompensation größer, folglich muss die Membran in diese Richtung stärker gedehnt werden), dem Materialverschnitt und Konfektionsaufwand, dem gewünschten Nahtbild und dem Ausnutzungsgrad der Membran – Nähte sollten aufgrund ihrer reduzierten Belastbarkeit gegenüber dem Membranmaterial nicht quer zu den Hauptspannungslinien verlaufen.

Sind die Membranstreifen in die Ebene abgewickelt, müssen sie um die Differenz zwischen der spannungslosen, ungedehnten Geometrie und der gedehnten vorgespannten Geometrie verkleinert werden. Dieser Vorgang wird als Kompensation bezeichnet. Kenntnisse über die Materialsteifigkeit werden von jeder Materialcharge mittels Versuch erlangt, um die Kompensationswerte auch innerhalb eines Bauwerks entsprechend anpassen zu können. Es werden Monoaxial- und Biaxialversuche durchgeführt. Kett- und Schussverhalten sowie zeitabhängiges Materialverhalten gehen in die Kompensationswerte mit ein. Erhöhte Steifigkeiten, beispielsweise in den Eckbereichen, können durch eine sogenannte Dekompensation, also durch eine Verringerung des Kompensationswertes, berücksichtigt werden.

Das hier geschilderte Verfahren macht deutlich, dass Verebnung, Kompensation und Zuschnitt erhebliche Auswirkungen auf den ursprünglich geplanten Vorspannzustand haben können. Bei ungenauen Berechnungen und Ausführungen der einzelnen Vorgänge können besonders Zuschnittsungenauigkeiten und damit erhebliche Montageprobleme, Überbeanspruchungen oder sogar Schäden an der Membran entstehen. Detaillierte Informationen zur Berechnung eines Zuschnitts mithilfe der Finite-Elemente-Methode können in [59] und [114] nachgelesen werden.

2.1.6 Tragverhalten mechanisch vorgespannter Membrantragwerke

Membrantragwerke können äußere Lasten nur über tangentielle Membranspannungen abtragen. Dies führt zu großen Verformungen dieser Konstruktionen, da sich die Membranform der senkrecht zur Membran wirkenden äußeren Last soweit anpasst, bis der Gleichgewichtszustand erreicht ist. Im Entwurfprozess textiler Tragwerke ist es häufig notwendig, dass die großen Deformationen unter äußeren Lasten einen bestimmten Grenzwert nicht überschreiten und dadurch beispielsweise die Gebrauchstauglichkeit nicht beeinträchtigt wird.

Die Reduktion der Deformationen erfolgt über eine Erhöhung der Steifigkeit, definiert als Verhältnis zwischen Belastung und zugehöriger Verformung. Die Steifigkeit zugbeanspruchter Tragwerke setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: die elastische und die geometrische Steifigkeit. Auf die elastische Steifigkeit wirken Werkstoffeigenschaften (Elastizitätsmodul, Schubmodul, Querdehnzahl), die Membrandicke und die Eigenschaften des Tragsystems (Spannweite, Krümmung, Randausbildung, Detailausbildung). Die elastische

Steifigkeit ist bei Membrantragwerken für geometrie-affine Lastfälle maßgebend. Dies bedeutet, dass bei Lasten, deren Verteilung ähnlich der Tragwerksform verläuft, Verformungen überwiegend aus Dehnungsänderungen resultieren. Die geometrische Steifigkeit stellt den Widerstand eines Systems gegenüber einer geometrischen Verformung aufgrund von äußerer Belastung dar. Sie ist abhängig von der Geometrie eines Systems, der Vorspannung, der Lastrichtung, Lastverteilung und Lastgröße. Die geometrische Steifigkeit wird für Verformungen maßgebend, welche hauptsächlich aus nicht geometrie-affinen Lasten resultieren. Die inneren Widerstände des Tragwerks werden dort nicht optimal aktiviert und Deformationen sind damit deutlicher größer. Aufgrund großer Deformationen sind bei der statischen Analyse geometrisch nichtlineare Verfahren anzuwenden. Bei mechanisch vorgespannten Membrantragwerken wird die geometrische Steifigkeit durch die vorgespannte, doppelt gekrümmte Fläche aktiviert, elastische und geometrische Steifigkeit wirken damit zusammen.

Eine ausreichende Steifigkeit kann bei Membrantragwerken durch die Variation der Parameter Krümmung, Vorspannung, Elastische Steifigkeit und Konstruktive Ausbildung der Randelemente erreicht werden.

2.1.6.1 Krümmung

Die aufnehmbare Belastung steht in direktem Zusammenhang mit den Krümmungsradien. Mit zunehmender Krümmung der Tragrichtung, also abnehmendem Krümmungsradius, vergrößert sich die aufnehmbare äußere Belastung. Spannungen, die sich in der Membran infolge äußerer Lasten ergeben, nehmen mit zunehmender Krümmung ab und der Anspruch an die Reißfestigkeit der Membran im dimensionierenden Lastfall wird geringer. Verändern sich bei auftretender Belastung die Lage der Hauptkrümmungsradien durch die Verformung des Systems, so ändert sich die Lage der Haupttragrichtung. Der geänderte kleinste Hauptkrümmungsradius legt nun die neue Haupttragrichtung fest, da bei kleinerem Radius die äußere Belastung zunehmen kann. Die Krümmung mechanisch vorgespannter Membrantragwerke kann durch die geometrische Anordnung von Festpunkten als auch durch die Wahl des Vorspannungsverhältnisses in Kett- und Schussrichtung beeinflusst werden.

Die maximalen für die Dimensionierung der Membran zuständigen Spannungen treten fast immer in Bereichen lokaler Diskontinuitäten auf wie z.B. in Zwickeln von Membranecken oder an Hochpunkten. Dies begründet sich darin, dass dort ebene Bereiche mit geringer Membrantiefe vorzufinden sind. Damit besteht die Gefahr, die Membran durch auftretenden Querzug zu überlasten und erhöhte Spannungen durch Maschenwinkelverdrehungen oder Dehnungen abzubauen. Die Spannungsspitzen können durch Zuschnittungenauigkeiten oder steife Ränder verstärkt werden. Aus diesem Grund ist es unter Umständen nicht möglich, die für die Membrandimensionierung zuständigen Spannungsspitzen durch globale Änderung der Membrankrümmung zu minimieren.

2.1.6.2 Vorspannung

Im Formfindungsprozess ist die Wahl der Vorspannung neben den geometrischen Zwangspunkten der einzige Freiheitsgrad, die Form und damit die Struktureigenschaften zu beeinflussen. Üblicherweise werden PVC beschichtete Polyestergewebe mit einer Vorspannung von ca. 1 kN/m vorgespannt, PTFE beschichtete Glasfasergewebe aufgrund der Knickgefahr der Glasfäden mit 3–5 kN/m.

Grundsätzlich ist es möglich, in der Formfindung innerhalb einer gegebenen Randgeometrie beliebige Vorspannzustände zu berücksichtigen und damit eine reiche Formenvielfalt zu erhalten. Einen besonderen Platz nimmt der isotrope homogene Vorspannungszustand ein. Die resultierende Form ist die sogenannte Minimalfläche, also die Fläche mit der geringsten Oberfläche innerhalb vorgegebener Randgeometrie. Die mittlere Krümmung verschwindet an jedem Punkt der Fläche. Im Gegensatz zu anderen Vorspannzuständen existiert nicht zu jeder beliebigen Randgeometrie automatisch eine Minimalfläche. Die Kunst bei der Formfindung von Minimalflächen besteht also darin, die Randgeometrien und Randbedingungen so zu kontrollieren, dass sie aus strukturellen und gestalterischen Gesichtspunkten optimiert sind. Minimalflächen sind bei gegebener Randgeometrie klar festgelegt und folgen wie Schalen oder baumartige Strukturen natürlichen Prinzipien. Unter äußerer Last muss sich eine Membranfläche, die als Minimalfläche geformt ist, immer dehnen. Dies führt theoretisch dazu, dass unter Belastung die Zugkräfte nie verschwinden und somit keine Faltenbildung entsteht. Flächen, die bereits in der Formfindung von der Minimalfläche abweichen und somit größere Oberflächen einnehmen, können unter der Annahme von isotropem Materialverhalten durch Kriechprozesse wieder in die Minimalfläche zurückgehen.

Durch die Größe der Vorspannung kann das Auftreten von spannungslosen Bereichen unter Last und Flattererscheinungen bei dynamischer Windeinwirkung verhindert werden. Durch die Höhe der Vorspannung können allerdings unnötig hohe Kräfte im System entstehen, die dann kostenintensiv verankert werden müssen. Da die Vorspannung eine ständig wirkende Belastung des Membranmaterials darstellt, muss sie in angemessenen Grenzen gehalten werden.

2.1.6.3 Elastische Steifigkeit

Erfahrungen mit der statischen Analyse von Membrantragwerken zeigen, dass die elastischen Steifigkeitsverhältnisse zwischen formgebenden Elementen wie Ränder, Grat- und Kehlseile und der Membran, den Kraftfluss und damit das Tragverhalten eines mechanisch vorgespannten Membrantragwerks beeinflussen. Durch die Wahl der konstruktiven Ausbildung und die Abstimmung der einzelnen Elemente untereinander ist es in begrenztem Maße möglich, die Lage der Hauptspannungsrichtungen zu steuern.

2.1.6.4 Konstruktive Ausbildung

Textile Konstruktionen sind flächige Gebilde und benötigen aus diesem Grund steife oder biegeweiche linienförmige Randelemente, die aus Gleichgewichtsgründen immer gekrümmt sind, um die Membranspannung aufzunehmen.

Im Falle einer biegesteifen Ausführung ist der Randverlauf vor dem Formfindungsprozess genau festgelegt, während er bei einer biegeweichen Ausführungsvariante erst im Formfindungsprozess ermittelt wird. Bei einer Änderung der Belastungssituation ändern sich die Spannungsverteilung und die Spannungsgröße in der Membran und damit im Randelement. Flexible Systeme ändern ihre Geometrie solange, bis eine neue Gleichgewichtsfigur gefunden ist. Aus diesem Grund sind sowohl die Parameter der Membran wie auch die des Randes für die Geometrie und damit für das Trag- und Verformungsverhalten von entscheidender Bedeutung.

2.1.7 Tragwerksanalyse

Die Forderung nach ausreichender Widerstandsfähigkeit biegeschlaffer Membrantragwerke führt dazu, dass textile Bauwerke räumlich gekrümmte, vorgespannte Tragwerke sind, die stets unter Zugbeanspruchung stehen. Unter der Einwirkung von äußeren Lasten wird die Zugspannung in jedem Punkt der Fläche entweder erhöht oder abgebaut. Da Lasten immer nur in tangentialer Richtung der Membranfläche abtragen werden können, beeinflussen Flächenkrümmung und Vorspannungszustand maßgeblich das Tragverhalten. Damit sind Form und Tragverhalten untrennbar miteinander verknüpft, die Form wird zum Bestandteil der Lastabtragungsfunktion.

Dies zwingt den Entwerfenden die einzelnen Punkte Aufstellung des architektonischen Konzeptes, Formfindung und Statische/Dynamische Analyse mehrmals zu durchlaufen bis die gestellten Anforderungen erfüllt werden. Anschließend kann dann mit der Detailentwicklung, dem Zuschnitt und der Entwicklung des Montagekonzepts fortgefahren werden.

Das Eigengewicht ist bei der statischen Analyse textiler Bauwerke von untergeordneter Bedeutung, Windlasten und Schneelasten bilden den Hauptlastanteil. Schneelasten erzeugen einen statischen Lastzustand. Bei Membrantragwerken häufen sich Schneemassen aufgrund der räumlich gekrümmten und glatten Oberfläche nur in flachen Bereichen an und können so zusammen mit Regenwasseransammlungen durch hohe Membrandeformationen zu progressiven Versagensmechanismen führen.

Der große Vorteil textiler Werkstoffe gegenüber konventionellen Materialien wie Holz, Stahl oder Beton liegt in der Möglichkeit, Membranen zu falten oder zu raffen. Daher werden textile Bauwerke oft für temporäre oder wandelbare Konstruktionen eingesetzt. Des Weiteren werden Membrantragwerke häufig in wärmeren Klimaregionen eingesetzt, in denen ihre Hauptaufgabe der Schutz vor Sonneneinstrahlung ist und aufwendige Wärmedämmsysteme vermieden werden können.

Das geringe Verhältnis von Eigengewicht zu Windlast führt bei Membranbauwerken dazu, dass wechselnde Windbeanspruchungen große Membrandeformationen in unterschiedlicher Richtung hervorrufen, da das geringe Eigengewicht Lasten aus Windsog nicht kompensieren kann. Dieses Phänomen soll im nächsten Kapitel erläutert werden.

2.2 Grundlagen windbelasteter Konstruktionen

Im folgenden werden Grundlagen für die Untersuchung an Bauwerken aufgezeigt, die natürlichen Windbedingungen ausgesetzt sind. Dieses Themengebiet ist formal dem Bereich der Aerodynamik und im speziellen der Gebäudeaerodynamik zuzuordnen. In diesem Abschnitt werden daher einige Definitionen und grundlegende Eigenschaften von Strömungsvorgängen dargestellt, die für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit im Rahmen der Gebäudeaerodynamik notwendig sind. Für ausführliche Darstellungen wird auf die Literaturstellen [27], [65], [137] und [128] verwiesen.

2.2.1 Charakterisierung von Strömungen

Im Vergleich zu Festkörpern haben Fluide die charakteristische Eigenschaft, sich unter Einwirkung von Schubspannung (Tangentialspannungen) kontinuierlich zu verformen, unabhängig wie klein diese Spannungen sind. Die Deformationsgeschwindigkeit (Verformungsrate) zweier angrenzender Fluidschichten einer laminaren Strömung ist bei Newtonschen Fluiden proportional zur Schubspannung. Die Proportionalitätskonstante μ mit der Einheit $[kg/ms]$ ist eine Stoffeigenschaft, die dynamische Viskosität oder auch Zähigkeit genannt wird [139]. Diese Eigenschaft kommt durch den molekularen Impulsaustausch sich gegenüberliegender Fluidschichten zu Stande. Diese Arbeit behandelt die Belastung von Bauwerken, die durch strömende Luftmassen hervorgerufen werden. Luft gehört zu Newtonschen Fluiden, andere nicht Newtonsche Fluide werden in dieser Arbeit nicht behandelt. Die kinematische Viskosität ν ist die dynamische Viskosität bezogen auf die Fluidichte ρ und hat die Einheit $[m^2/s]$. Die Dichte von Luft beträgt bei einer Temperatur von 293 K und einem Luftdruck von 105 Pa: $\rho(Luft) = 1,188 \text{ kg}/m^3$. Die dynamische Viskosität beträgt $\mu(Luft) = 1,818510^{-5} \text{ Ns}/m^2$.

Ein Strömungsfeld ist dann vollständig beschrieben, wenn die drei kartesischen Geschwindigkeitskomponenten u , v , w und die drei thermodynamischen Zustandsgrößen Dichte ρ , Druck p und Temperatur T in Abhängigkeit vom Ort und der Zeit gegeben sind. Der Zusammenhang zwischen diesen Größen ist durch die Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie sowie durch die thermodynamischen Zustandsgleichungen beschrieben. Das gesamte System aus Kontinuitäts-, Impuls-, und die Energiegleichung wird als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet und wird in Kapitel 4.4.3 ausführlich dargestellt. Aus dem gesamten System an Gleichungen lassen sich mithilfe verschiedener Vereinfachungen Formen der Navier-Stokes-Gleichungen ableiten, die für spezielle Problemstellungen angewandt werden können.

Ein Ähnlichkeitsparameter, auf dessen Basis Vereinfachungen festgelegt und durchgeführt werden können, ist die sogenannte Reynoldszahl [36]. Sie ist eine Strömungskenngröße mit dessen Hilfe eine Strömung charakterisiert werden kann. Die Reynoldszahl ist wie folgt definiert:

$$Re = \frac{\rho u L}{\mu} = \frac{u L}{\nu} \quad (2.1)$$

Dabei sind u eine charakteristische Geschwindigkeit, L eine charakteristisches Längenmaß, μ die dynamische Viskosität $[Ns/m^2]$ und ν die kinematische Viskosität $[m^2/s]$. Die

Reynoldszahl repräsentiert das Verhältnis zwischen Trägheitskräften und viskosen Schubkräften. Sie ist ein sehr wichtiger Ähnlichkeitsparameter, mit dem sich laminare oder turbulente Strömungen charakterisieren lassen.

Eine andere Strömungskenngrößen ist die Machzahl, die wie folgt definiert ist:

$$Ma = \frac{u}{c} \quad (2.2)$$

Sie gibt das Verhältnis aus Trägheits- und Kompressionskräften an und charakterisiert die Kompressibilität einer Strömung. Die Machzahl stellt das Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit u und der Schallgeschwindigkeit c dar. Bei Gasen kann die Dichte als konstant angenommen werden, wenn die Machzahl kleiner 0,3 ist. Flüssigkeiten können meist als inkompressibel angesehen werden. Bemessungswindgeschwindigkeiten aus Normen für Windböen liegen in deutschen Küstenregionen in Bodennähe bei über 40 m/s (ca. 140 km/h), Windgeschwindigkeiten schwerer Wirbelstürme liegen bei über 70 m/s (ca. 240 km/h). Windgeschwindigkeiten größer als 32,7 m/s entsprechen nach der Beaufort-Skala einer Windstärke von 12. Setzt man nun beispielsweise die Windgeschwindigkeit von 60 m/s in die Gleichung 2.2 ein, und eine Schallgeschwindigkeit unter Standardbedingungen in Luft von 340 m/s, so ergibt sich eine Machzahl von $Ma = 0,17$. Damit können Windumströmungen von Bauwerken als inkompressibel angesehen werden [128], [137].

Weiterhin werden in dieser Arbeit Strömungen konstanter Temperatur betrachtet, sodass Wärmeleitungsterme vernachlässigt werden können. Damit kann die Energieerhaltungsgleichung von der Impuls- und Kontinuitätsgleichung entkoppelt werden.

Strömende Fluide lassen sich generell mit den Eigenschaften laminar, turbulent, stationär und instationär charakterisieren. Meteorologen benutzen zusätzlich noch die Eigenschaft böig. Als laminare Strömungen werden solche bezeichnet, bei denen sich einzelne dünne Schichten der Strömung nebeneinander mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Die Stromlinien sind parallel zueinander. Es findet kein Stoffaustausch quer zu den Stromlinien statt. Stationär bedeutet, dass sich die Strömungsgeschwindigkeit mit der Zeit nicht ändert, fluktuierend oder instationär dagegen setzt eine sich ändernde Geschwindigkeit voraus. Im erweiterten Sinn können Strömungen auch im mittel stationär oder instationär sein. Dass bedeutet, dass sich die zeitlich gemittelten Eigenschaften mit der Zeit ändern (instationär) oder nicht (stationär). Strömungen im Ingenieurwesen und speziell in der Gebäudeaerodynamik sind allerdings nicht laminar sondern turbulent. Laminare Strömungen bilden die Ausnahme. Viele Einflüsse können den geordneten Fluss einer laminaren Strömung durchbrechen, es treten Instabilitäten auf. Turbulente Strömungen sind dadurch gekennzeichnet, dass dreidimensionale stochastische Schwankungsbewegungen einer mittleren Strömungsbewegung überlagert gedacht werden können. In der Gebäudeaerodynamik werden böige Windströmungen als turbulente Strömungen bezeichnet, die entweder stationär oder instationär sein können. Turbulente Windströmungen werden in Kapitel 3 vertieft behandelt.

2.2.2 Aerodynamische Grundlagen

Der grundlegende Gedanke in der aerodynamischen Auslegung von Flugzeugen besteht darin, eine möglichst stromlinienförmige Umströmung zu erzielen, um einen geringen Wi-

derstand zu erzeugen. Die Strömung sollte möglichst an der Struktur anliegen und kleine Nachlaufbereiche bilden, um so die Druckverteilungen durch die geometrische Form kontrollieren zu können, den Auftrieb zu vergrößern und den Widerstand zu verringern. Die Form der Struktur wird also von strömungsmechanischen Eigenschaften bestimmt. Im Vergleich dazu wird in Anwendungen der Architektur die Gebäudeform durch die Nutzung definiert. Folglich werden die aerodynamischen Eigenschaften dadurch beeinflusst. Die Anwendung aerodynamischer Grundlagen im Bauingenieurwesen basiert maßgeblich auf Forschungs- und Entwicklungstätigkeit aus dem Flugzeugbau aus dem frühen zwanzigsten Jahrhundert. Darauf aufbauend wurden viele Forschungsarbeiten im Bereich turbulenter Windströmung, geringer Geschwindigkeit und inkompressiblen Strömungsphänomenen durchgeführt.

Der Bereich turbulenter Strömungen in der atmosphärischen Grenzschicht als Teil der Meteorologie ist eng mit der Gebäudeaerodynamik verknüpft. In der Gebäudeaerodynamik werden im Gegensatz zur Luftfahrtindustrie stumpfe Körper, engl. „bluff bodies“ behandelt. Diese Körper zeichnen sich dadurch aus, dass die Stromlinien nicht der Oberfläche des Körpers folgen, sondern sich von ihm ablösen und große turbulente Nachlaufbereiche hinterlassen. Luftmassen, die ein Bauwerk umströmen, erzeugen auf dessen Oberfläche Druckkräfte, typischerweise an der dem Wind zugewandten vorderen Flächen Überdruck und an den windabgewandten Rück- und Seitenflächen Unterdruck. Strömungen um Bauwerke beinhalten Grenzschichten, Scherschichten und rotierende Wirbelstrukturen („vortices“).

2.2.2.1 Grenzschicht

Scherschichten bilden sich an Übergängen zwischen parallelen Strömungen unterschiedlicher Geschwindigkeiten. Eine Sonderform ist die Ausbildung einer Scherschicht an einer festen Wand, die als Grenzschicht bezeichnet wird. Diese wird im Folgenden erläutert. Nähert sich eine Strömung einer festen Oberfläche an, so führen Reibungskräfte zwischen Fluid und Oberfläche dazu, dass die Strömung ihre Geschwindigkeit verringert, bis sie schließlich direkt an der Wand verschwindet. Erklären lassen sich viskose Kräfte in Strömungen durch Kollisionen von Molekülen in benachbarten Schichten und einen hieraus resultierenden Impulstransport. Moleküle mit hoher Geschwindigkeit werden dadurch abgebremst. Als Grenzschicht wird der Bereich einer wandnahen Strömung bezeichnet, bei der die ungestörte Geschwindigkeit der Außenströmung auf Null abfällt. Da die Geschwindigkeit schon in geringer Entfernung von der Wand erheblich ansteigt, sind große Geschwindigkeitsgradienten und eine Scherschicht mit hohen Schubspannungen die Folge. Diese Schubspannungen wirken zusätzlich zu den Oberflächendrücken, sind jedoch für die Mehrzahl der Bauwerke von untergeordneter Größe. Die Dicke δ einer Grenzschicht steigt mit der Lauflänge von der Wand in Strömungsrichtung an. Sie ist definiert zu $u(\delta)/u_\infty = 0,99$.

Zwei unterschiedliche Typen von Grenzschichten existieren: laminare und turbulente Grenzschichten. In laminaren Grenzschichten gleiten unterschiedliche Strömungsschichten, erzeugt durch den Geschwindigkeitsgradient, übereinander hinweg und es findet nur ein sehr begrenzter Massenaustausch zwischen benachbarten Schichten statt (bei hinreichend kleinen Reynoldszahlen). Die Schubspannung, die sich zwischen den Schichten durch den

Impulsaustausch entwickelt, findet nur auf molekularer Ebene statt. Ab einer bestimmten Reynoldszahl tritt ein Übergang von laminaren zu turbulenten Grenzschichten ein. Man bezeichnet diesen Bereich als Transition oder laminar-turbulenten Umschlag. Viskose Kräfte reichen nicht mehr aus, um die auftretenden Störungen und Schwankungsbewegungen herauszudämpfen. Bei weiter ansteigender Reynoldszahl ändert sich die Grenzschicht von einer laminaren, von viskosen Kräften dominierten, zu einer turbulenten Grenzschicht. Die stabilisierenden viskosen Kräfte verlieren an Einfluss.

In turbulenten Grenzschichten existieren zufällige, regellose, instationäre Schwankungsbewegungen. Bewegungen senkrecht zur Strömungsrichtung führen zu einem erheblichen Massen- und Impulstransport zwischen benachbarten Schichten (siehe Abbildung 2.5). Die

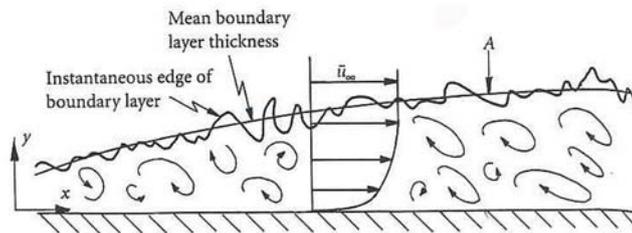


Abbildung 2.5: Turbulente Grenzschicht, aus [32]

so erzeugten turbulenten Schubspannungen sind von höherer Größenordnung als diejenigen, die sich durch viskose Effekte ergeben, sie werden „eddy viscosity“ genannt und spielen bei der numerischen Turbulenzmodellierung eine große Rolle. Das Geschwindigkeitsprofil turbulenter Grenzschichten ist in Wandnähe wesentlich ausgeprägter. Der Umschlag von einer laminaren zur turbulenten Grenzschicht wird außer von der Reynoldszahl von vielen Parametern beeinflusst. Die wichtigsten sind der Druckverlauf der Außenströmung, die Wandbeschaffenheit und der Turbulenzgrad der Außenströmung. Grenzschichten entstehen sowohl an Oberflächen von Körpern wie Tragflügeln in der Flugzeugaerodynamik oder an allen Oberflächen von Bauwerken sowie an der Oberfläche der Erde. Dort wird sie als atmosphärische Grenzschicht bezeichnet. Die atmosphärische Grenzschicht wird als voll entwickelte turbulente Grenzschicht betrachtet. Die genaue Beschreibung atmosphärischer Grenzschichten erfolgt in Kapitel 3.

2.2.2.2 Ablösung

Die Ablösung der Grenzschicht von der Körperoberfläche erfolgt sobald Trägheitskräfte eine Umkehr der Strömung an der Oberfläche verursachen. Diese Effekte treten bei Strömungen auf, die in Richtung ansteigenden Druckes fließen. Die kinetische Energie der wandnahen Teilchen reicht an einem bestimmten Punkt nicht mehr aus, um den Druckanstieg zu überwinden. Es kommt zu rückläufigen Druckgradienten und einer lokalen Umkehr der Strömung. Die Strömung löst sich von der Oberfläche ab. Es entstehen Wirbel an der Wand (siehe Abbildung 2.6).

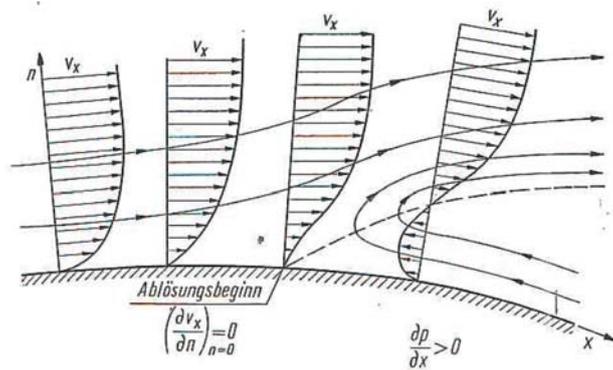


Abbildung 2.6: Grenzschichtablösung, aus [159]

Bei Bauwerken treten solch starke Druckgradienten beispielsweise bei der Umströmung von Ecken und Kanten auf, was dazu führt, dass die Ablösepunkte dort festgelegt sind und sich somit Strömungen dort immer ablösen (siehe Abbildung 2.7). Körper mit kontinuierlichen Rändern verursachen ebenfalls Ablösungen durch den gleichen Effekt. Im Gegensatz zu scharfkantigen Körpern wird die genaue Position der Ablösepunkte von der Reynoldszahl bestimmt.

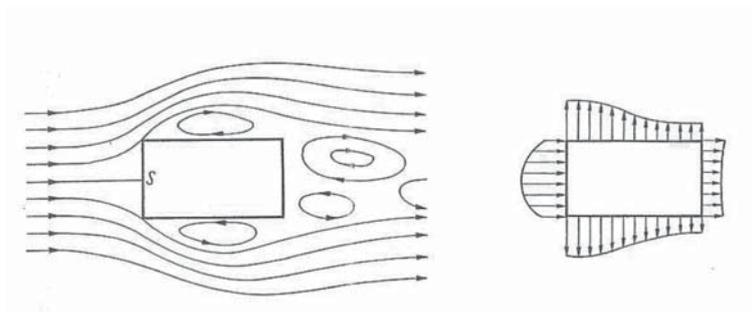


Abbildung 2.7: Umströmung eines Körpers, Stromlinien- und Druckverteilung, aus [159]

Als Folge von Strömungsablösungen an Körpern entstehen turbulente Nachlaufbereiche, in denen sich Wirbel unterschiedlicher Größe und Frequenz bilden. Wirbelablösungen an einem Bauwerk beeinflussen die Druckverteilung an dem Bauwerk selbst. Die Reynoldszahl gibt unter anderem Aufschluss über die Wirbelstruktur im Nachlaufbereich.

Strouhal zeigte 1878, dass das Phänomen der Wirbelablösung von umströmten Körpern eine Regelmäßigkeit beinhaltet und dass diese mit einer anderen Strömungskennzahl, der sogenannten Strouhalzahl beschrieben werden kann:

$$St = \frac{nd}{u} \quad (2.3)$$

Die dimensionslose Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen dem Produkt aus der Wirbelablösefrequenz n und der charakteristischen Dimension des Körpers d , der auf eine Ebene senkrecht auf die mittlere Strömung projiziert ist und der Geschwindigkeit u des Fluides im

ungestörten Bereich stromaufwärts. Mit ihrer Hilfe kann bei instationären Strömungsvorgängen die Ablösefrequenz von Wirbeln an Körpern bestimmt werden. Ein berühmtes Beispiel für die Regelmäßigkeit von Strömungsablösungen ist die Kármán'sche Wirbelstraße, bei der sich ein periodisches Wirbelsystem mit gegenläufigen Wirbeln hinter umströmten Körpern ab einer bestimmten Fluidgeschwindigkeit ausbildet.

2.2.2.3 Druckbeiwerte

Die Aufgabe der Gebäudeaerodynamik besteht darin, Lasten für die Dimensionierung von Tragwerken zur Verfügung zu stellen. Dafür werden sogenannte geometrieabhängige, dimensionslose Druckbeiwerte verwendet, die wie folgt definiert sind:

$$c_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho_l u_0^2} \quad (2.4)$$

Der Term im Nenner wird als dynamischer Druck bezeichnet. Darin enthalten sind die Dichte der Luft ρ_l und die Geschwindigkeit u_0 im ungestörten Bereich stromaufwärts des Gebäudes. p_0 ist der statische Druck im ungestörten Bereich, p der statische Druck am Bauwerk selbst.

Andere in der Gebäudeaerodynamik gebräuchliche Beiwerte sind beispielsweise Kraft- oder Momentenbeiwerte. Kraftbeiwerte werden aus dem Quotienten aus einer Kraftmessung und dem dynamischen Druck multipliziert mit einer Referenzfläche bestimmt [65]. Druck und Kraftbeiwerte sind dimensionslose Werte, die abhängig von der Strukturgeometrie und der Strömungseigenschaft sind. Jensen zeigte 1958 in einer Reihe von Experimenten, dass die c_p -Wert Verteilung in der Gebäudeaerodynamik von dem Verhältnis zwischen der Strukturhöhe h und der Rauigkeitslänge z_0 der Anströmung abhängig ist. Dieses Verhältnis wird als dimensionslose Jensenzahl bezeichnet. Die schon erwähnte Reynoldszahl hat ebenfalls Auswirkung auf die c_p -Wert Verteilung, da im Gegensatz zu scharfkantigen Körpern die Lage der Ablösepunkte bei Körpern mit gekrümmten Oberflächen mit ihr schwankt.

Die fluktuierende Natur der Gebäudeumströmung sowie der natürlichen Windströmung sorgt dafür, dass die Druckverteilung am Bauwerk ebenfalls fluktuiert. Aus diesem Grund werden die dimensionlosen Beiwerte zeitabhängig angegeben, wobei p' der Momentanwert des Druckes und c'_p der Schwankungswert des Druckbeiwertes ist.

$$c'_p = \frac{p' - p_0}{\frac{1}{2}\rho_l u_0^2} \quad (2.5)$$

Für eine genauere Beschreibung der Strömungsverhältnisse an Gebäuden müssen diese dann statistisch, im Sinne von Mittelwerten, Standardabweichungen oder Spektralen Dichteverteilungen ausgewertet werden. Methoden, die Rückschlüsse auf die Belastung geben, werden in Kapitel 4 behandelt.

Der größte mittlere positive c_p -Wert ist am Staupunkt erreicht, wenn die Geschwindigkeit u am Bauwerk verschwindet und die gesamte kinetische Energie in Druck umgesetzt wird. In turbulenter Strömung leisten die fluktuierenden Strömungsanteile ebenfalls einen Beitrag zur kinetischen Energie [28]. Daher erreichen in einer Böe die größten positiven Werte

(Winddruck) auf kleinen Flächen bis zu 2,5. Die größten negativen Werte (Windsog) sind in Bereichen großer Beschleunigung anzutreffen. Beispielsweise wurden lokal an scharfen Ecken einzelner Dächer Werte zwischen -5 und -15 gemessen [28].

2.2.3 Aerodynamische Lasten

Bauwerke, die sich bewegenden Luftmassen ausgesetzt sind, werden durch aerodynamische Kräfte belastet. Tragwerke reagieren auf diese Lasten in verschiedener Art und Weise. Steife Strukturen besitzen sehr hohe Eigenfrequenzen in den ersten Eigenformen, Verformungen sind sehr gering. Sie folgen fluktuierenden Windlasten ohne große Anregung oder Dämpfung, sodass die maximale Last in ihrer Lebensdauer bemessungsmaßgebend ist. Das Tragverhalten wird als statisch bezeichnet. Flexible Tragwerke hingegen verformen sich unter Lasten stark, haben geringere Eigenfrequenzen in den ersten Eigenformen und große Schwingungsamplituden. Lastschwankungen, deren Frequenzbereich unterhalb der ersten Eigenfrequenz liegen, verursachen keine Anregung. Die Struktur folgt der Anregung quasi-statisch. Anregungen mit Frequenzen oberhalb der ersten Eigenfrequenz führen dazu, dass die Strukturantwort gedämpft wird. Liegen die Anregefrequenzen im Bereich der Eigenfrequenzen der Struktur, so führt dies zu Anregung der Struktur. Die Struktur bewegt sich in ihrer Resonanzfrequenz. Diese Art von Systemen werden als schwingungsfähig oder auch dynamisch bezeichnet [27].

Bei sehr flexiblen Tragwerken können große Schwingungsamplituden dazu führen, dass die aerodynamischen Lasten mit der Systemantwort in gegenseitiger Wechselwirkung stehen. Als Resultat können verschiedene Arten von Instabilitäten auftreten, welche durch die Wechselwirkung aerodynamischer Kräfte mit elastischen Systemen entstehen. Dieses Phänomen wird aufgrund der Kopplung von Aerodynamik und Elastizität des Bauwerks Aeroelastizität genannt.

Solche Aerodynamischen Schwingungsphänomene können in drei Klassen aufgeteilt werden. Sie werden im Folgenden kurz zusammengefasst und anhand der aerodynamischen Erregerkräfte klassifiziert. Mischformen der einzelnen Klassen können ebenfalls auftreten. Weiterführende Informationen sind beispielsweise in [28], [79], [128], [137] zu finden.

- Fremdinguzierte Erregerkräfte (Böeninduzierte Schwingungen):
Dazu gehören sowohl periodische oder zeitlich variierende Belastungen die von externen Quellen erzeugt werden. Es handelt sich dabei entweder um Wirbel aus Ablösungen an Strukturen stromaufwärts des betrachteten Bauwerks oder aus der atmosphärischen Grenzschicht selbst. Dieses Phänomen wird Buffeting genannt.
- Erregerkräfte erzeugt durch Umströmungsinstabilitäten (Wirbelinduzierte Schwingungen):
Dieses Phänomen beinhaltet die Belastung von Bauwerken durch instabile Strömungszustände und Wirbelablösungen am Bauwerk selbst. Beispielsweise werden an windumströmten Brückenquerschnitten Wirbel erzeugt, bei Bauwerken gebäudeinduzierte Turbulenzen im Nachlaufbereich an den Seiten und dahinter.

- **Bewegungsinduzierte Erregerkräfte (Bewegungsinduzierte Schwingungen):**
In Erweiterung zu den wirbelinduzierten Schwingungen treten hier aerodynamische Belastungen durch das Zusammenspiel zwischen Strukturbewegung und aerodynamischen Kräften auf. Neben der Form des Baukörpers sind seine mechanischen Eigenschaften wie Masse und Steifigkeit beteiligt. Die Erregerkräfte treten also nur bei sich bewegenden Körpern auf. Zu der Klasse der bewegungsinduzierten Schwingungen gehört das sogenannte Galloping. Dieser Effekt kann beispielsweise bei Seilen, die durch Eisablagerungen ovalisierte Querschnittsformen besitzen, beobachtet werden kann. Das sogenannte Flattern bei Brückenprofilen erfordert zwei Freiheitsgrade der Schwingbewegung, die Quer- und die Drehbewegung, die phasenmäßig so zugeordnet sein müssen, dass die anfachenden Kräfte eine positive Arbeit am schwingenden Profil errichten [128]. Dieses letzte Phänomen tritt besonders bei sehr flexiblen Strukturen wie sehr langen Hängebrücken, hohen Türmen oder Wolkenkratzern auf.

Neben den mechanischen Eigenschaften beeinflussen die geometrischen Eigenschaften wie Form und Größe die aerodynamischen Belastungen eines Bauwerks. Beispielsweise existieren für einen rechteckigen Körper je nach Verhältnis von Länge zu seiner Breite, senkrecht zur Strömungsrichtung, verschiedene Belastungszustände. Bei geringen Breiten wie beispielsweise einer Wand löst sich die Strömung an der Vorderkante ab und bei großen Querschnittsbreiten wie beispielsweise eines langen Gebäudes legt sie sich wieder an. Die Wirbelstraßen und damit die Druckverteilung am Querschnitt sind trotz gleicher Breite verschieden [119],[159].

2.3 Phänomenologie windumströmter Membrantragwerke

Die bei textilen Flächentragwerken unter äußerer Last entstehenden, großen Verformungen sowie deren mechanische Eigenschaften führen zu speziellen Phänomenen bei windumströmten Membrantragwerken. Diese werden im Folgenden vorgestellt.

2.3.1 Statisches Verhalten

Textile Flächentragwerke besitzen dann ein statisches Tragverhalten, wenn deren Steifigkeit relativ hoch und damit die Verformungen gering sind. Dazu gehören Membrantragwerke geringer Spannweiten, hoher Vorspanngrade und/oder starker Krümmungen. Die Strömungscharakteristik ändert sich im Vergleich zur unverformten Geometrie vernachlässigbar gering. Bei Membrantragwerken geringer Steifigkeit jedoch kann die neue Gleichgewichtsform unter äußerer Last zu einer erheblichen Änderung der Strömungscharakteristik und damit zur anderen Druckverteilung auf der Membranfläche führen. Beispielhaft dafür werden hier Auszüge aus Ergebnissen einer Machbarkeitsstudie für Schirmkonstruktionen des Architekturbüro Rasch + Bradatsch gezeigt [122]. Bei den durchgeführten numerischen Simulationen wurde der Einfluss der Strukturverformung auf die Druckverteilung auf der Membranfläche untersucht. Abbildung 2.8 Mitte zeigt die c_p -Wert-Verteilungen an der unverformten Geometrie, rechts an der verformten Geometrie. Es wird deutlich, dass sich die

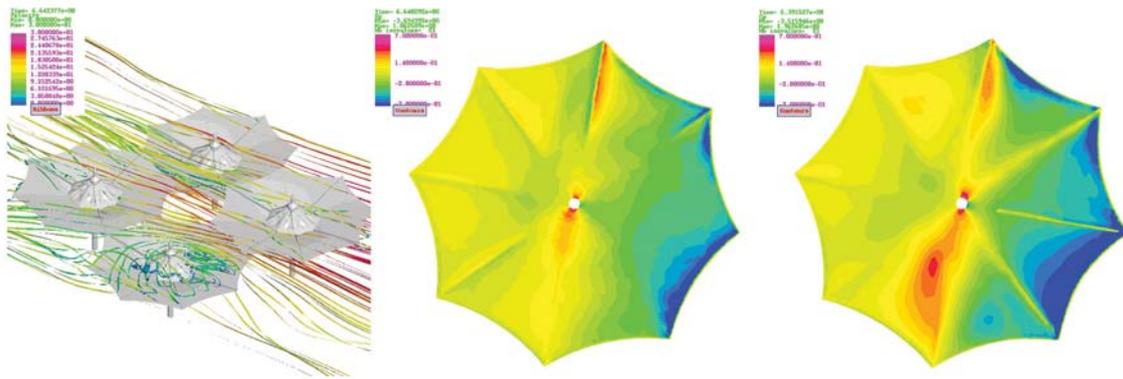


Abbildung 2.8: Druckverteilung an Schirmen: unverformte Geometrie – verformte Geometrie, aus [122]

Bereiche hohen Druckes (blau) durch die Verformung vergrößern. Die Schirmkonstruktion geht unter Last quasi-statisch in den neuen Verformungszustand über und befindet sich dann mit der Strömung in einem stationären Gleichgewicht.

Weitgespannte flexible Membranränder können unter Umständen einen ähnlichen Effekt zeigen. Sie verformen sich unter Windbelastung solange bis durch die Aktivierung innerer Widerstände ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht wird. Das beschriebene Phänomen, durch die große Flexibilität von Membrantragwerken hervorgerufen, kann auch bei Brückenquerschnitten auftreten. Dort wird es als statisches Auskippen oder Divergenz bezeichnet. Stellt man sich einen zweidimensionalen Querschnitt eines Brückendecks vor, so steigt mit zunehmender Windgeschwindigkeit das Torsionsmoment, die Verdrehung und der Anströmwinkel relativ zum Querschnitt an, bis die inneren Widerstände im System mit den aerodynamischen Lasten im Gleichgewicht stehen. Bei einer kritischen Windgeschwindigkeit kippt der Querschnitt aus, man spricht man von einer statischen aeroelastischen Instabilität, die zum Kollaps der Struktur führt [137].

2.3.2 Dynamisches Verhalten

Verlässt man nun die Annahme eines statischen Verformungszustandes und geht zu zeitlich variierenden aerodynamischen Anregekräften über, so treten speziell bei Membrantragwerken besondere Phänomene auf.

Im Gegensatz zu den zahlreichen nationalen (Sonderforschungsbereich 64, Universität Stuttgart) und internationalen Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der textilen Bauweise, ist das dynamische Verhalten mechanisch vorgespannter Membrantragwerken wenig erforscht. Arbeiten, die sich im weiteren Sinne mit dem dynamischen Verhalten von Membrankonstruktionen beschäftigen, sind die Forschungstätigkeiten von Glück, Halfmann, Kaiser [53], [71]. Sie beinhalten unter anderem mit der Verifizierung numerischer Simulationsergebnisse anhand von Windkanalversuchen an einem Schirmdach in turbulenzarmer Strömung. Außerdem wurde das dynamische Verhalten des Schirms mittels Windkanalversuchen in turbulenter Grenzschichtströmung untersucht und Aussagen über die Versagens-

wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von Vorspanngraden getroffen [71]. Die Arbeiten [107], [78] und [74] beinhalten die Untersuchung des Verhaltens von Traglufthallen unter Windlast. Das Flatterverhalten beziehungsweise Durchschlagen einachsiger gekrümmter Hängedächer wird in [76], [83] und [126] untersucht.

Im Folgenden werden Phänomene mechanisch vorgespannter Membrantragwerke bei dynamischen Bewegungsvorgängen dargestellt und auf entsprechende Literaturangaben verwiesen. Bei der Untersuchung der dynamischen Stabilität und Beanspruchung eines Tragwerks sind das Eigenfrequenzverhalten, die Schwingungsformen und die Dämpfungseigenschaften von Bedeutung.

2.3.2.1 Strukturdämpfung

Unter Dämpfung versteht man allgemein die Energiedissipation eines Bauteils unter dynamischer Beanspruchung, also die Umwandlung von mechanischer Energie in Verlustenergien wie z.B. Wärme, Schall oder turbulente Wirbelenergie der Luft.

Untersuchungen zur Strukturdämpfung von Membranmaterialien wurden in [131] durchgeführt. Mittels monoaxialen Ausschwingversuchen eines Membranstreifens für unbeschichtetes PTFE-Gewebe und beschichtetes PVC-Gewebe wurde ein logarithmisches Dämpfungsdekrement zwischen 0,3 und 0,67 ermittelt. Auch wenn mechanisch vorgespannte Membrantragwerke fast ausschließlich biaxialen Spannungszuständen unterliegen, zeigen die Ergebnisse, dass die Strukturdämpfung textiler Werkstoffe deutlich über denen konventioneller Stahl- und Stahlbetonbauwerke (Mindestwerte aus DIN 1055-4:2005-03) liegt (siehe folgende Tabelle). Ähnlich wie bei dem Werkstoff Stahlbeton setzt sich die

Werkstoff	PTFE-Gewebe Kette	PTFE-Gewebe Schuss	PVC/Polyester	Stahlbauweise	Massivbauweise
Logarithmisches Dekrement	0.672	0.508	0.302	0.05	0.1

Tabelle 2.1: Strukturdämpfung von Membranmaterialien

Gesamtdämpfung für textile Werkstoffe aus der Kombination von Material- und Strukturdämpfung zusammen. Energie wird innerhalb der einzelnen Materialien des Kompositwerkstoffes wie der PVC-Beschichtung und den Polyesterfäden dissipiert (Materialdämpfung). Die Strukturdämpfung beschreibt die Energiedissipation aufgrund innerer Reibung der gewellten Gewebefäden untereinander und innerhalb der Beschichtung. Die Erkenntnis aus [69] für vorgespannte Seilnetze, dass die Strukturdämpfung neben dem Material auch vom Vorspannzustand und der konstruktiven Ausbildung abhängig ist, kann analog auf mechanisch vorgespannte Membrantragwerke übertragen werden.

2.3.2.2 Einfluss der mitschwingenden Luftmasse

Das geringe flächenbezogene Gewicht der Membran führt dazu, dass Trägheitseffekte vernachlässigt werden können und folglich die Membran unmittelbar auf Laständerungen reagiert. Von besonderem Interesse bei Membrantragwerken ist in diesem Zusammenhang, inwieweit sich die das Tragwerke umgebende Luftmasse das Eigenfrequenzverhalten und die Dämpfungseigenschaften beeinflusst. Detaillierte Angaben dazu konzentrieren sich im Wesentlichen auf die Arbeit von Jensen [69]. Hier wurden statische und dynamische Experimente am 1:1 Versuchsobjekt eines Vierpunktsegels, welches als Seilnetz ausgebildet war, durchgeführt und rechnerisch überprüft.

Auswirkung auf das Eigenfrequenzverhalten

Jensen zeigt mittels Ausschwingversuche für den Fall eines Seilnetzes mit und ohne Dachhaut für verschiedene Belastungssituationen, dass die umgebende Luft als mitschwingende Masse wirkt und dadurch die Eigenfrequenzen des Systems beeinflusst. Besonders bei den sehr leichten Membrantragwerken ist die mitschwingende Luftmasse, auch aerodynamische Masse genannt, bei der Berechnung der Eigenfrequenzen zu berücksichtigen.

Auswirkung auf das Dämpfungsverhalten

Textile Flächentragwerke werden in ihrer Bewegung durch den Luftwiderstand gedämpft [69], [146]. Diese sogenannte aerodynamische Dämpfung wird durch die mitschwingenden Luftmassen hervorgerufen und von Luftströmungen stark beeinflusst. Sie tritt nur in gekoppelten dynamischen Systemen aus Struktur und Fluid auf und ist für komplexe Geometrien und Tragsysteme theoretisch schwer oder gar nicht zu erfassen. Daher ist man auf Messungen, und den darauf basierenden Erfahrungen angewiesen [128].

Strukturbewegungen in einem viskosen Medium erzeugen durch die Verdrängung und Bewegung der Luftmassen Trägheits- und viskose Kräfte an der Struktur oder Beschleunigungs- und Geschwindigkeitsdrücke im Fluid [69]. Grundsätzlich sind zwei Effekte zu beobachten, die gleichzeitig auftreten können. Bei Schwingungen des Tragwerks in Luft muss das System zusätzlich zu Massenträgheit noch Beschleunigungswiderstand der umliegenden Luft überwinden. Es entstehen Drücke, die der Beschleunigung entgegenwirken. Dieser beschleunigungsproportionale Effekt führt zu Änderungen der Eigenfrequenz und durch die Aktivierung viskoser Kräfte der Strömung zur Strukturdämpfung. Die Strukturbewegung in Verbindung mit der Windgeschwindigkeit führt zu einer relativen Windgeschwindigkeit und unter Umständen zu einer Änderung der Windangriffsrichtung. Der dadurch entstehende, geschwindigkeitsproportionale Effekt, verringert die Systemantwort [65].

Die aerodynamische Dämpfung ist umgekehrt proportional zur Masse der Struktur und nur bei leichten Tragwerken zu berücksichtigen. Abbildung 2.9 veranschaulicht die Größenordnung für die Struktur- und aerodynamische Dämpfung aus Experimenten in ruhender Luft. Es wird deutlich, dass der Anteil der aerodynamischen Dämpfung die Strukturdämpfung selbst im ruhenden Medium dominiert. In weiteren Experimenten wird gezeigt, dass in strömenden Medien die aerodynamische Dämpfung deutlich größer wird.

Die aerodynamische Dämpfung hängt von der Strukturbewegung (Eigenform, Amplitude, Eigenfrequenz, Geschwindigkeit), dem Vorspanngrad, der Geometrie und Form, und der

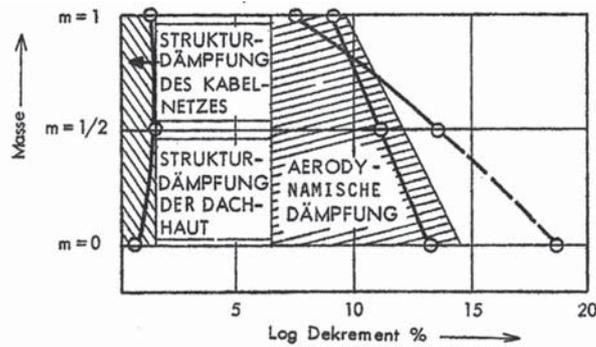


Abbildung 2.9: Trennung der Dämpfungsarten, aus [69]

Dichte und Viskosität des Fluids ab. Da die Bestimmung von aerodynamischen Dämpfungswerten für komplexe Bauwerksgeometrien und Systeme äußerst unsicher ist, wird deren Einfluss bei dynamischen Analysen in der Praxis vorsichtig angewandt oder sogar vernachlässigt [137]. Gesicherte Werte der Strukturdämpfung, die beispielsweise für verschiedene Bauweisen zur Verfügung stehen, werden zur Berücksichtigung des Dämpfungseinflusses angesetzt.

Im Gegensatz zu mechanisch vorgespannten Membrantragwerken besitzen Traglufthallen, also pneumatisch vorgespannte Membrantragwerke, durch den Innendruck ausgeprägte aerodynamische Steifigkeiten [78], [107].

2.3.2.3 Aeroelastische Effekte

Grundsätzlich können alle Arten aeroelastischer Effekte bei Membrantragwerken durch die ausgeprägte Strukturverformung und die hieraus entstehenden Wechselwirkungen zwischen Struktur und umströmenden Medium auftreten.

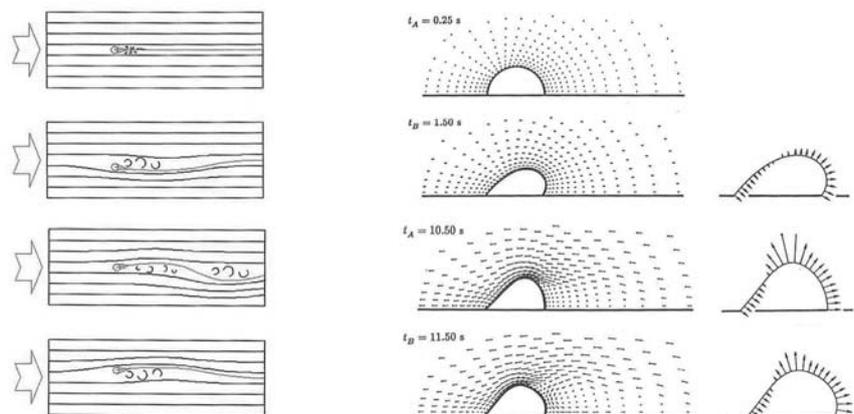


Abbildung 2.10: Flattern eines freien Membranrandes (links) aus [146]; Luftumströmte Traglufthalle: Entwicklung des Geschwindigkeitsfeldes – Druckverteilung auf der Membranoberfläche (rechts), aus [4]

Beispielsweise sind freie langgezogene Membranränder, die dem Wind zugewandt sind, anfällig für sogenannte Flutterphänomene [146]. Grund hierfür sind ausgeprägte Änderungen der aerodynamischen Eigenschaften der Membranflächen, die durch sehr geringe Verformungen entstehen können (siehe Abbildung 2.10). Diese Phänomene treten in Bereichen geringer Vorspannung und geringer Krümmung auf. Das sogenannte Abreißflattern kann bei nachgiebigen Rändern mechanisch vorgespannter Membrankonstruktionen an der windabgewandten Seite aufgrund von Strömungsabrissen beobachtet werden [126]. Dasselbe Phänomen kann auch bei pneumatischen Strukturen in Erscheinung treten, bei denen große Systemverformungen den Ablösepunkt der Grenzschicht verschieben und so zu starker Veränderung des lokalen Druckverlaufs führen [126] (siehe Abbildung 2.10, rechts).

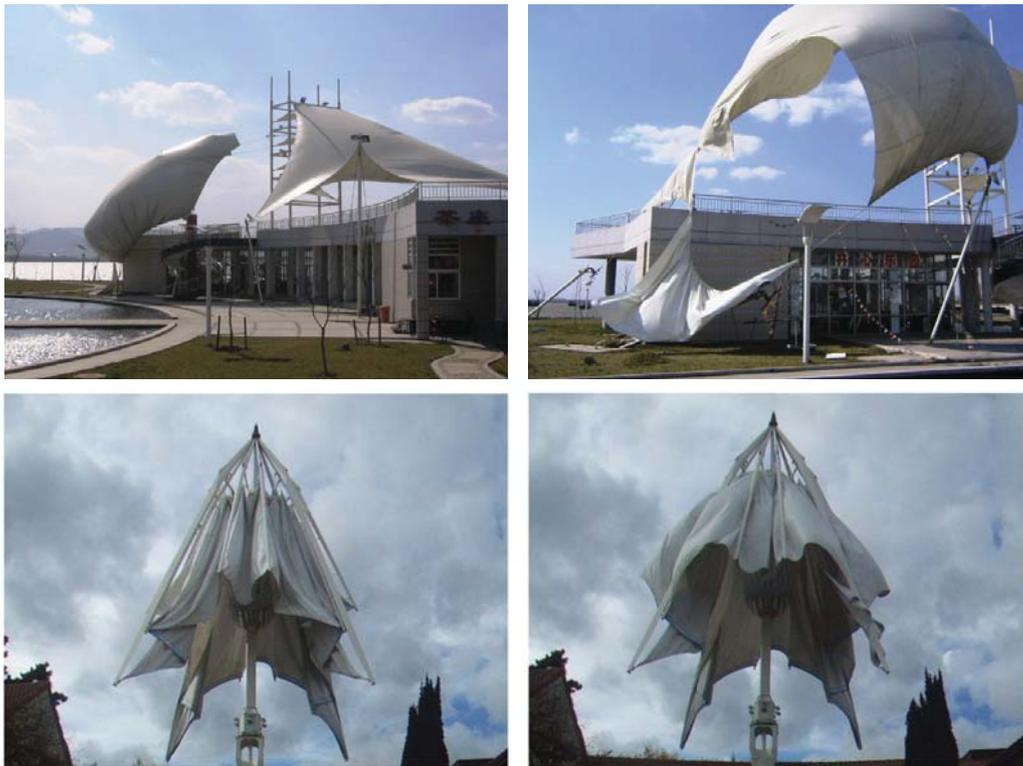


Abbildung 2.11: Windeinwirkung im Montagezustand bei mechanisch vorgespannten Membranen (oben) (aus <http://okok.org>), Einwirkung einer Windböe beim Raffvorgang (unten)

Bei textilen Strukturen wie Segeln, Fahnen, Baustellenverkleidungen oder auch pneumatisch gestützten Membrankonstruktionen sind sogenannte stehende oder wandernde Wellen zu beobachten. Es bildet sich im textilen Werkstoff eine Welle, die entweder an Ort und Stelle verharrt, in Windrichtung oder gegen die Windrichtung wandert [126], [146], [153]. Grund hierfür ist ein Steifigkeitsverlust des Systems, der bei Traglufthallen durch geringen Innendruck in Kombination mit geringer Krümmung entsteht. Fahnen oder auch textile Planen sind grundsätzlich nicht vorgespannt. Je nach dem Verhältnis der Windgeschwindigkeit, Vorspanngrad und Dichte der Luft, treten unterschiedliche Bewegungszustände der Welle auf. Aeroelastische Effekte dieser Art sind bei mechanisch vorgespannten Membrankonstruktionen meist während der Montage oder bei wandelbaren Konstruktionen wäh-

rend des Fahrvorgangs aufgrund fehlender Vorspannung zu beobachten.

Abbildung 2.11 zeigt ein weiteres Phänomen, das besonders bei wandelbaren Konstruktionen während des Falt- oder Raffvorgangs oder bei mechanisch vorgespannten Tragwerken im Montagezustand zu beobachten ist. Es tritt ein schlagartiger Systemwechsel der Membran (Durchschlagen, Aufblasen) ein, der im Moment des Raffvorgangs durch große unverankerte Membranflächen möglich ist. Abbildung 2.11 unten links, zeigt die Membran, belastet durch ihr Eigengewicht und rechts die aufgeblasene Membran während der Einwirkung einer Windböe. Die Gefahr besteht darin, dass stark asymmetrische Belastungszustände, die bei offenem Schirm nicht auftreten, zu Versagen der Anschlussdetails führen können [123].

FAZIT

In diesem Kapitel wurden die wesentlichen Grundlagen der textilen Bauweisen dargestellt. Ein besonderes Augenmerk wurde auf das Tragverhalten vorgespannter Membrantragkonstruktionen gelegt. Es wurde festgestellt, dass sich Membrantragwerke aufgrund der Lastabtragung der ausgeprägten Kopplung von Geometrie und Tragverhalten fundamental von konventionellen Strukturen unterscheiden.

Es wurde festgestellt, dass bei diesen Anwendungen der Lastfall Wind aufgrund des geringen Eigengewichts dominiert und im Vergleich zum Lastfall Schnee zu dynamischen Phänomenen führen kann.

Weiterhin wurden die gebäudeaerodynamischen Grundlagen windbelasteter Bauwerke erläutert, und der Einfluss mechanischer Eigenschaften sowie der Geometrie auf die aerodynamischen Kräfte aufgezeigt. Darauf aufbauend wurden Phänomene dargelegt, die speziell bei leichten, hochelastischen Membrantragwerken auftreten. In diesem Zusammenhang wurden besondere dynamische Eigenschaften, wie das aerodynamische Dämpfungsverhalten, die Strukturdämpfung und der Einfluss der mitschwingenden Luftmassen in Zusammenhang mit dem geringen Eigengewicht erläutert.

Die Frage nach der Schwingungsanfälligkeit leichter Flächentragwerke aufgrund des geringen Eigengewichts kann nicht allgemein positiv beantwortet werden. Grund dafür sind Einflüsse des Vorspannzustandes, der Krümmung, der Geometrie/Form sowie der aerodynamischen Dämpfung und der Strukturdämpfung. Vielmehr muss der Einfluss dieser Parameter im Einzelfall identifiziert und abgeschätzt werden. Im Vergleich zu konventionellen Bauwerken ist die Gefahr von aeroelastischen Effekten durch große Deformationen deutlich ausgeprägter. Dem gegenüber stehen allerdings die oben genannten stark dämpfenden Effekte, wie die aerodynamische Dämpfung und die Strukturdämpfung.

Die Erfassung der dynamischen Bauwerksreaktionen ist aufgrund der Werkstoffeigenschaften, des Tragverhaltens und der Formenvielfalt äußerst komplex. Hinzu kommt die stark ausgeprägte Wechselwirkung der Struktur und des Fluids, die nur näherungsweise und bei bestimmten Situationen als Kette von Folgeereignissen analysierbar ist. Die diskutierte Komplexität des Problems erfordert einen Lösungsansatz, der alle angesprochenen Phänomene beinhaltet. Die numerische Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation bietet prinzipiell die Möglichkeit, alle Effekte zu erfassen und soll daher im Rahmen dieser Arbeit weiterverfolgt werden.

Kapitel 3

Die Struktur des Windes

Die bisher dargestellten Grundlagen windbelasteter Konstruktionen richteten sich hauptsächlich auf die gebäudeaerodynamischen Zusammenhänge, speziell für leichte textile Flächentragwerke. Sie beinhalten den in der Einleitung beschriebenen dritten grundlegenden Aspekt, der für die Untersuchung von Windbelastungen auf Bauwerke notwendig ist. Inhalt dieses Kapitels sind die wesentlichen meteorologischen Grundlagen in Zusammenhang mit dem Windklima und der atmosphärischen Grenzschicht, die für die Erfassung von Belastungen, hervorgerufen durch atmosphärische Luftströmung, erforderlich ist. Weiterführende Informationen zu diesem Thema sind beispielsweise in [27], [37], [41],[143] und [115] zu finden.

3.1 Meteorologische Klassifizierung

Die horizontale Bewegung von Luftmassen, die auch als Wind bezeichnet wird, ist ein zeitlich und räumlich instationärer Vorgang, dessen Änderungen regellos sind. Sie resultiert aus geophysikalischen Prozessen innerhalb der Troposphäre und wird zur Erdoberfläche hin durch Reibungskräfte zwischen benachbarten Luftschichten beeinflusst. Es sind keine deterministischen Vorhersagen zur Einwirkung möglich, stattdessen können nur Annahmen mittels statistischer Methoden getroffen werden. Natürlichem Wind können unterschiedliche Strömungsphänomene in verschiedenen Skalen, die sowohl räumlich als auch zeitlich unabhängig voneinander sind, zugeordnet werden. Im unteren, dem sogenannten mikrometeorologischen Bereich, liegen Böen mit Durchmesser bis zu einigen hundert Metern und charakteristischen Lebensdauern von einigen Sekunden. Im oberen, dem makrometeorologischen Bereich liegen lokale Wettersysteme und globale Luftströmungen, die die gesamte Erdkugel umströmen und eine Lebensdauer von einigen Tagen besitzen. [37].

3.1.1 Einordnung im Frequenzbereich

Eine Analyse der Windgeschwindigkeit im Frequenzbereich mittels eines Autoleistungsspektrums zeigt ausgeprägte Bereiche mit Energiemaximas langwelliger und sehr kurzwelliger Schwankungsanteile und macht so eine Identifizierung der unterschiedlichen Strömungsphänomene möglich. Van der Hoven leitete 1957 erstmals durch Messungen der

Windgeschwindigkeit in Brookhaven, Long Island New York, ein Windspektrum ab, indem er Messdaten der Windgeschwindigkeit aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich überführte. Das Spektrum aus Abbildung 3.1 zeigt die Anteile der Schwankungsenergie

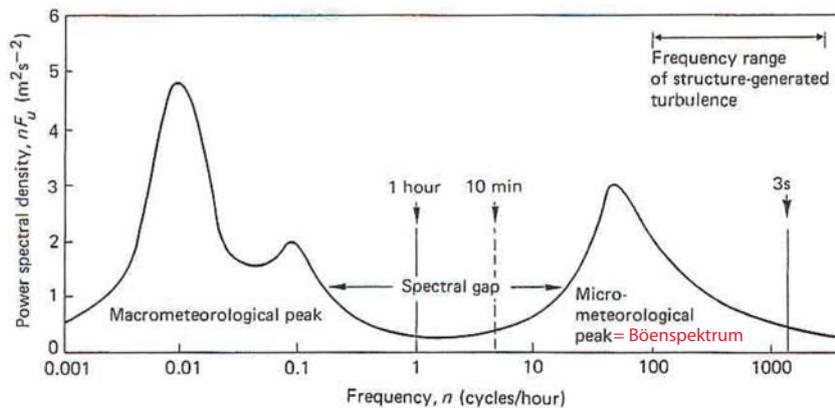


Abbildung 3.1: Spektrum der longitudinalen Windgeschwindigkeitskomponente für Brookhaven, nach Van der Hoven, aus [27]

der Windfluktuationen, aufgetragen auf der Frequenzachse. Folgende Charakteristika sind deutlich:

- Ein Energiemaximum im Bereich von 0,01 Perioden/Stunde, das einem 4-tägig wechselnden Großwettergeschehen zuzuordnen ist. Dieser Bereich wird der makrometeorologische Bereich genannt.
- Ein weiteres kleineres Energiemaximum liegt im höherfrequenten Bereich zwischen 8 Perioden/h (entspricht ca. 10 Minuten) und 1000 Perioden/h (entspricht ca. 3 Sekunden). Dieses Maximum kann mit turbulenten Schwankungen der atmosphärischen Grenzschichtströmung in Verbindung gebracht werden und wird als Böenspektrum bezeichnet. Dieser Bereich wird der mikrometeorologische Bereich genannt.
- Ein ausgeprägtes Energieminimum trennt die beiden Maximas voneinander. Im Bereich von 5 Minuten bis zu 5 Stunden wird in der Atmosphäre aufgrund fehlender physikalischer Prozesse wenig Energie umgesetzt [5].

Aus dem Van-der-Hoven-Spektrum ist eine deutliche Trennung zwischen Großwettergeschehen und turbulenter Böentätigkeit ersichtlich. Die makrometeorologischen Phänomene werden durch statistische Untersuchungen des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit betrachtet und üben auf ein Bauwerk rein statische Wirkung aus. Der mikrometeorologische Bereich, dessen Maximum bei einer Periode von etwa 1 Minute liegt, ist dem kurzzeitigen Schwankungsanteil und damit der dynamischen Tragwerkseinwirkung zuzuordnen. Als Konsequenz der spektralen Lücke können diese beiden Aspekte bei Bemessungsansätzen getrennt voneinander berücksichtigt und deren Wirkung superponiert werden. Dies ist eine wesentliche Grundlage in der Analyse von windbelasteten Bauwerken auf der Normansätze sowie weiterführende Methoden wie beispielsweise Windkanalversuchen beruhen.

In [27] wird anhand eines Beispiels aus Großbritannien gezeigt, dass Wettersysteme vom Typ Sturmtief, die Starkwinde hervorrufen, typischerweise eine Ausdehnung von mehreren hundert Kilometern haben. Die atmosphärische Grenzschichtströmung, für lokale Windböen verantwortlich, hat eine typische Größenordnung von 2500 m in vertikaler und horizontaler Richtung. Anhand des Verhältnisses der Dimensionen können beide Strömungsphänomene als unabhängig voneinander betrachtet werden [27].

3.2 Windklima

Im Folgenden werden Grundlagen zur Entstehung globaler Windströmungen aufgearbeitet und Zusammenhänge, die für die Entstehung von Stürmen, speziell in den gemäßigten Breiten, verantwortlich sind, dargestellt. Das Windklima eines jeweiligen Standortes bestimmt die maßgebende Grundströmung des stochastischen Phänomens Wind und definiert die Höhe der charakteristischen Windeinwirkung durch den Wert der Referenzgeschwindigkeit. Der statische Anteil der Windbelastung ist darauf zurückzuführen.

3.2.1 Meteorologische Aspekte

Ursache für die Entstehung von horizontalen Luftströmungen auf der Erde ist die Sonne. Große Gebiete der Erdoberfläche und der angrenzenden Luftschichten werden unterschiedlich erwärmt und rufen dadurch Luftdruckunterschiede hervor. Der horizontale Druckgradient bewirkt eine Strömung der Luftmassen aus Gebieten erhöhten Druckes in Gebiete niedrigen Druckes. Die Strömungsgeschwindigkeit in größeren Höhen, bei der der Reibungseinfluss der Erdoberfläche auf die Windströmung verschwindet, ist linear vom Druckgradienten abhängig [128].

Neben dem Druckgradienten tritt als weitere Einwirkungsgröße auf die Windströmung infolge Erdrotation die Corioliskraft auf. Sie bewirkt, dass sich bewegende Luftteilchen auf der nördlichen Hemisphäre bezüglich ihrer Bewegungsrichtung nach rechts und auf der südlichen Hemisphäre nach links abgelenkt werden.

Befindet sich die gleichförmig strömende Luft unter Einwirkung des Druckgradienten geradliniger Isobaren und der Corioliskraft im Gleichgewicht, so wird sie auch als geostrophischer Wind bezeichnet [27]. Die Geschwindigkeit ist proportional zur Größe des Druckgradienten und die Strömungsrichtung ist parallel zu den Isobaren.

Im allgemeinen Fall der gekrümmten Isobaren, ist die Windgeschwindigkeit und -richtung nicht nur von Druckgradient und Corioliskraft, sondern auch von der Zentrifugalkraft abhängig. Dieser Wind wird als Gradientenwind bezeichnet [37], [115]. Die Coriolis- und Zentrifugalkraft sowie die resultierende Kraft aus dem Druckgradienten stehen im Gleichgewicht. Die Windströmung um Tiefdruckgebiete ist auf der Nordhalbkugel gegen den Uhrzeigersinn gerichtet und normalerweise für Starkwinde verantwortlich [65].

3.2.2 Großräumige Windsysteme

Als Folge der geophysikalischen Prozesse entstehen in der Atmosphäre große Kreislaufsysteme mit horizontaler als auch vertikaler Ausrichtung (siehe Abbildung 3.2).

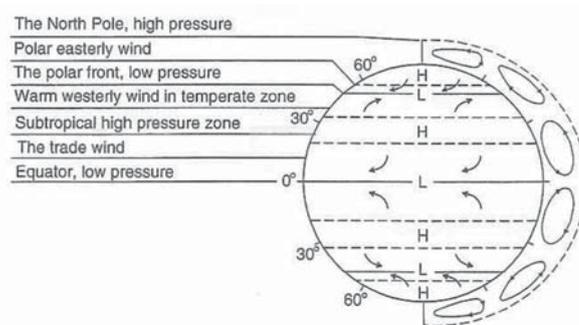


Abbildung 3.2: Globale atmosphärische Zirkulation, aus [37]

Große Kontinente auf der Nordhalbkugel beeinflussen diese Systeme stark und führen beispielsweise zu dem in gemäßigten Klimazonen dominierenden Sturmtyp, den außertropischen Zyklonen [5], [37], [115]. Diese, für deutsche Starkwindereignisse verantwortlichen Tiefdruckgebiete, bilden sich im westlichen Nordatlantik zwischen Islandtief (polarer Kaltluft) und Azorenhoch (subtropischer Warmluft) und ziehen dann Richtung Nordwesteuropa weiter. Da die Windrichtung parallel zu den Isobaren verläuft, findet zunächst kein Druckausgleich statt und das Windsystem bleibt stabil. Die räumliche Ausdehnung eines Sturmtiefs kann mehrere tausend Kilometer betragen, die zeitliche Auswirkung an einem Ort mehrere Stunden bis Tage. Die Windrichtung kann über mehrere Stunden nahezu unverändert bleiben, wobei die Windgeschwindigkeit zeitweise variiert. Strömungskomponenten in Richtung des Zentrums – als Folge von Reibungskräften über dem Festland – gleichen die Druckunterschiede allmählich aus und lösen das System auf.

Tropische Wirbelstürme, wie Hurrikane oder Taifune, gehören ebenfalls zu großräumigen Windsystemen und entstehen in Bereichen tropischer Gewässer. Sie haben eine dreidimensionale Wirbelstruktur und beziehen bei einer minimalen Wassertemperatur von 26°C ihre Energie aus Kondensationswärme spiralförmig aufsteigender Luftmassen. Sobald sie über Land oder kältere Gewässer ziehen, verlieren sie ihre Energie. Die räumliche Ausdehnung solcher Wirbelstürme umfasst mehrere hundert Kilometer und ist somit etwas geringer als die oben beschriebenen außertropischen Zyklone [6].

3.2.3 Kleinräumige Windsysteme

Kleinräumige, lokale Windsysteme haben einen geringen Einfluss auf große atmosphärische Kreislaufsysteme. Sie werden nicht von der Corioliskraft beeinflusst, sondern entstehen durch örtlich unterschiedliche Luftdruckverhältnisse.

Zu diesen Systemen zählen beispielsweise Land-Seewinde, Berg-Talwinde oder auch Gewitterstürme, die im Allgemeinen keinen Einfluss auf die Bemessung von Gebäuden haben [6].

Im Gegensatz dazu haben Winde, die durch Tornados hervorgerufen werden, mit über 350 km/h die größten Geschwindigkeiten [137]. Sie entstehen unter bestimmten Voraussetzungen innerhalb starker Gewitterstürme. Ein Tornado ist eine trichterförmige, um eine vertikale Achse rotierende, bis zum Boden reichende Luftsäule, mit einem Durchmesser von ca. 300 m. Sie bewegt sich auf einer Bahn mit einer Geschwindigkeit von ca. 30 – 100 km/h in Bezug zur Oberfläche vorwärts, ihre Richtung kann sich schlagartig ändern. Ihre Lebensdauer liegt in der Größenordnung von wenigen Minuten bis 2 Stunden. Charakteristisch für einen Tornado ist der extreme Druckunterschied zwischen Zentrum und Umgebung. Daraus resultierend werden extrem hohe Soglasten auf Gebäude ausgeübt, mit verheerenden Folgen für Bauwerke.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Charakteristik von Windeinwirkungen, wie sie von außertropischen Tiefdruckgebieten hervorgerufen werden.

3.2.4 Statistische Grundlagen zur Festlegung der Referenzgeschwindigkeit

Aus der Sicht des Ingenieurs ist es wünschenswert, diejenigen Starkwindereignisse zu kennen, die ein Tragwerk innerhalb seiner voraussichtlichen Lebensdauer ausgesetzt ist. Da in den meisten Fällen diese Information nicht direkt zur Verfügung steht, müssen spezielle Methoden angewendet werden, um die Entwurfswindgeschwindigkeit resultierend aus Extremwindereignissen, für einen bestimmten Standort auf der Erde zu ermitteln.

Ziel eines Tragwerksentwurfs ist die Minimierung des Risikos einer Schädigung oder des Totalverlustes innerhalb einer geplanten Lebensdauer im Vergleich zu den Kosten für die Herstellung und den Betrieb. Da sowohl die Widerstandswerte als auch die Einwirkung „Wind“ streuende Größen darstellen, kann das Versagensrisiko eines Tragwerks nicht vollständig verschwinden. Man bedient sich beim Entwurfsprozess probabilistischer Methoden, bei denen die Einwirkungs- und Widerstandsgrößen statistisch erfasst werden. Die Zielsetzung besteht darin, ein vorher definiertes Sicherheitsniveau für das Tragwerk zu erreichen.

Innerhalb dieses Ansatzes muss ein zukünftiger Erwartungswert der Windgeschwindigkeit mit definierter Eintretenswahrscheinlichkeit für einen bestimmten Standort bei standardisierten meteorologischen Bedingungen (offenes Gelände, Windrichtungsunabhängigkeit, Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe, gemittelt auf einen Zeitraum von 10 Minuten) definiert werden. Diese Windgeschwindigkeit wird Referenzwindgeschwindigkeit genannt. Sie tritt nur mit einer sehr geringen festgelegten Wahrscheinlichkeit innerhalb eines vorgegebenen Zeitraums auf, oder wird überschritten. Innerhalb der Deutschen Windlastnorm (DIN1055-4) wird für die Referenzgeschwindigkeit eine Überschreitungswahrscheinlichkeit von 0,02 innerhalb eines Jahres vorgegeben [109]. Die Überschreitungswahrscheinlichkeit kann auch als eine mittlere Dauer von 50 Jahren zwischen zwei Überschreitungen der Referenzgeschwindigkeit interpretiert werden. Man spricht von einer Wiederkehrperiode von 50 Jahren. Je nach Sicherheitsanforderungen für ein geplantes Bauwerk können andere Überschreitungswahrscheinlichkeiten festgelegt werden.

Zur Ermittlung der Referenzwindgeschwindigkeit, speziell in Regionen der Erde, die nicht durch flächendeckende Normangaben erfasst sind, wird auf Datensätze von Windgeschwindigkeitsmessungen, wie sie beispielsweise an Flughäfen oder lokalen Meteorologischen Instituten zu finden sind, zurückgegriffen. Die Messreihen werden dann mithilfe der Wahrscheinlichkeitsrechnung, der Extremwertstatistik analysiert und auf zukünftige Ereignisse extrapoliert.

Die Messreihen sollten mittels Windschreiber im Laufe von mindestens 10 Jahren ununterbrochen zuverlässig aufgezeichnet sein [159]. Dies bedeutet, dass die Messinstrumente kalibriert und eine ausreichende Genauigkeit haben müssen. Zudem sollte die Windströmung am Messort nicht von lokalen Hindernissen beeinflusst sein. Weitere Voraussetzungen zur Zuverlässigkeit von Windzeitreihen sind in [137] zu finden.

Um aus Messreihen Extremwerte der Windgeschwindigkeit für einen Standort abzuschätzen, werden Methoden aus einem Teilbereich der Wahrscheinlichkeitsrechnung, der klassischen Extremwerttheorie, angewandt. Dieser Theorie entsprechend existiert eine Extremwert-Verteilungsfunktion mit deren Hilfe es möglich ist, die Extremwerte eines Zustandes zu bestimmen. Die Messreihe bildet eine Stichprobe, die diesen Zustand beschreibt, und an die dann diese Verteilung angepasst wird. Durch die Extrapolation von vorhandenen Messdaten wird davon ausgegangen, dass sich die für den Wind verantwortlichen Klimaereignisse in Zukunft nicht ändern. Man nennt diese Extremwert-Verteilungsfunktion auch GEV (General Extreme Value) Verteilungsfunktion oder im englischen Sprachgebrauch „Fisher-Tippett-distribution“. Standardmäßig wird die GEV-Verteilungsfunktion je nach Wahl ihrer Parameter in drei Typen von Funktionen unterschieden (siehe Tabelle 3.1). Innerhalb der Extremwert-Statistik werden aus der Grundgesamtheit der Stichprobe nur

Typen von Extremwert-Verteilungsfunktionen

Typ I	Gumbel-Verteilung
Typ II	Fréchet-Verteilung
Typ III	Inverse Weibull-Verteilung

Tabelle 3.1: Extremwert Verteilungsfunktionen

die extremen Ereignisse einer Messreihe analysiert. Es muss bei der Wahl des zur Anpassung der Stichprobe verwendeten Verteilungstyps besonders die Stichprobe, d.h. die Datengrundlage, berücksichtigt werden. Als Datengrundlage können beispielsweise die jährlichen Windspitzen, also ein einzelner Wert pro Jahr, herangezogen werden oder aber alle innerhalb des Beobachtungszeitraumes aufgetretenen unabhängigen Sturmereignisse oberhalb eines festgelegten Schwellenwertes als gleichwertige Ereignisse [5]. Für detaillierte Darstellungen zur richtigen Wahl der Datengrundlage, des damit verbundenen Verteilungstyps und die damit einhergehende Vor- und Nachteile hinsichtlich der Bestimmung grenzwertiger Windgeschwindigkeitsmaxima sei beispielsweise auf [27], [65], [137] verwiesen.

Im Gegensatz zu den Extremwerten einer Grundgesamtheit lässt sich die Grundgesamtheit der gemittelten Windgeschwindigkeitsdaten selbst mithilfe der Weibull-Verteilungsfunktion approximieren [6], [65]. Die Weibull-Verteilungsdichtefunktion ist eine

linksschiefe Funktion, die von ausschließlich positiven Werten ausgeht und damit der physikalischen Wirklichkeit des Windes entspricht. Für die Analyse von schwingungsanfälligen Bauwerken sind nicht nur die maximalen dynamischen Einwirkungen auf ein Tragwerk von Interesse, sondern oftmals müssen auch Bauteile, vor allem hochwertige Stahlsorten, hinsichtlich ihrer Dauerfestigkeit überprüft werden. In diesem Zusammenhang, oder in Fragestellungen des Windkomforts und der Windenergiegewinnung, sind Informationen über die Verteilung der Grundgesamtheit der Windgeschwindigkeiten an einem speziellen Ort notwendig. Hierfür wird die Weibull-Verteilungsfunktion der Stichprobe angepasst und die Überschreitungswahrscheinlichkeit für bestimmte Windgeschwindigkeit ermittelt.

3.3 Die atmosphärische Grenzschicht

Strömenden Luftmassen die sich 1 bis 2 km oberhalb der Erdoberfläche befinden, können mithilfe der Theorie der Gradientenwinde erfasst werden [37]. Unterhalb dieser Grenze gewinnen Reibungskräfte, die durch einen Massen- und Impulsaustausch benachbarter Luftschichten hervorgerufen werden, an Einfluss. Die Reibungskräfte führen dazu, dass sich der Betrag der Windgeschwindigkeit verringert, bis am Erdboden der Wert Null erreicht ist. Hierdurch verringert sich die Corioliskraft und infolgedessen ändert sich das Kräftegleichgewicht. Die Reibung bewirkt eine Drehung des Windvektors von der geostrophischen Windrichtung, d.h. parallel zu den Isobaren in Richtung des Tiefdruckgebietes. Die aktuelle Windgeschwindigkeit ist geringer als die geostrophische Windgeschwindigkeit und ist gegenüber dieser gedreht. Die Abweichung ist für höhere Lagen und damit größere Windgeschwindigkeiten geringer. Dieser Effekt wird Ekman-Spirale genannt. Der absolute Winkel zwischen der Gradientenhöhe und der Erdoberfläche beträgt 30° . Für die meisten Bauwerke ist die reibungsbedingte Änderung der Windrichtung vernachlässigbar gering.

Folgende Faktoren bestimmen die rechnermäßige Geschwindigkeit auf ein Bauwerk durch Reibungseffekte zwischen Luftströmung und Erdoberfläche und müssen daher bei der Windlastermittlung berücksichtigt werden:

- Böentätigkeit, die dem mikrometeorologischen Teil des Spektrums zuzuordnen ist. Dies bedeutet, die Zeitdauer und das räumliche Ausmaß von Windböen und deren spektrale Verteilung
- Geschwindigkeitsänderung mit der Höhe
- lokale topographische Verhältnisse

Der Bereich zwischen der Gradientenhöhe und der Erdoberfläche wird, analog zu der in Kapitel 2.2.2.1 beschriebenen Wandgrenzschicht, als atmosphärische Grenzschicht bezeichnet (engl: „Atmospheric boundary layer (ABL)“, „Planetary Boundary Layer (PBL)“) [41]. Die Gradientenhöhe beträgt beispielsweise 500 m für städtisches Gebiet, 400 m für vorstädtisches Gebiet und 250 m für offenes Meer [29].

3.3.1 Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Abbildung 3.3 zeigt die Einteilung der atmosphärischen Grenzschicht in drei Einzelschichten, wie sie in [41] dargestellt ist.

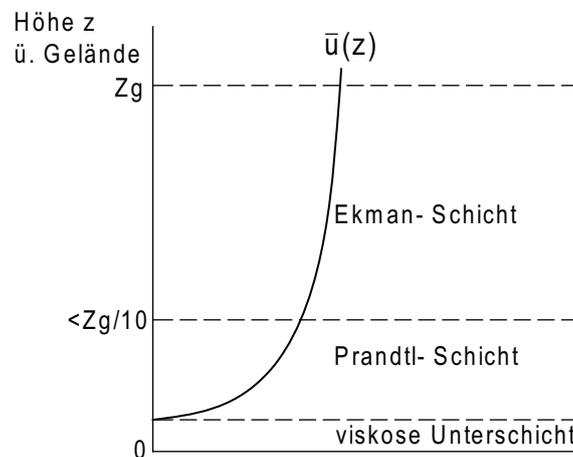


Abbildung 3.3: Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht

Im untersten Bereich liegt die *viskose Unterschicht*. In der Grenzschichttheorie erfolgen Impuls- oder Wärmetransporte in der viskosen Unterschicht durch molekulare Vorgänge. Bei der Betrachtung der atmosphärischen Grenzschicht wird dieser Bereich meist außer acht gelassen, da sie auf die Dynamik der Grenzschicht keinen unmittelbaren Einfluss hat [41]. Dagegen spielen die charakteristischen Eigenschaften der Geländeoberfläche eine größere Rolle. Der Impulstransport löst sich dort auf, einzelne Elemente dieser Schicht erfahren durch lokale Wirbel Druckbelastungen. In Gebieten hoher Rauigkeiten, wie beispielsweise in dicht bebauten Städten oder wäldlichen Gebieten, verschiebt sich die Nulllage des Geschwindigkeitsprofils um den Mittelwert, der sich aus der Höhe der einzelnen Elemente ergibt (engl. „zero-plane displacement d “, [27]). Grund hierfür ist, dass sich dort Strömungsphänomene aufgrund unterschiedlicher Richtungen aufheben und somit die mittlere Strömung verschwindet. Dort können aufgrund des starken Einflusses lokaler Gegebenheiten keine allgemeingültigen Aussagen über die Windströmung getroffen werden. Das Geschwindigkeitsprofil der atmosphärischen Grenzschicht hat somit keine „echte“ viskose Unterschicht und damit typischen linearen Bereich.

Über der viskosen Unterschicht befindet sich die *Prandtl-Schicht* (engl. „surface layer“), auch bodennahe Grenzschicht genannt. Sie erstreckt sich bis etwa zu einem Zehntel der Gradientenhöhe z_g . Die Schubspannung zwischen den einzelnen Schichten erfolgt durch turbulenten Impulstransport und ist dort annähernd konstant. Innerhalb dieser Höhen ist der Einfluss der Corioliskraft gering, sodass lediglich die Zunahme der Windgeschwindigkeit Einfluss findet [41].

Den größten Teil der atmosphärischen Grenzschicht nimmt die *Ekman-Schicht* (engl. „outer layer“) ein, die sich bis zur Gradientenhöhe z_g erstreckt. Wie bereits erwähnt bewirkt die

Corioliskraft in Zusammenhang mit der Reibungskraft eine Drehung des Windvektors mit der Höhe. In Gradientenhöhe herrschen geostrophische Windverhältnisse.

3.3.2 Mathematische Beschreibung

Wie bereits angedeutet sind die charakteristischen Eigenschaften der Oberfläche bei der Untersuchung von windbelasteten Gebäuden von herausragender Bedeutung. Die Rauigkeit der Oberfläche induziert eine Schubspannung zwischen strömender Luftschicht und Boden und ist verantwortlich für die turbulente Struktur der Windströmung.

Grundsätzlich ist die Windgeschwindigkeit ein instationärer stochastischer Prozess, weil die Windstärke zeitlich variiert und die Böentätigkeit unvorhersehbare Schwankung hervorruft. Die Windgeschwindigkeit und -richtung ändern sich ständig. Sie ist geprägt von zeitlichen und räumlichen instationären Vorgängen, die nur mithilfe statistischer Methoden beschrieben werden. Unter der Annahme einer neutralen Schichtung der Grenzschicht kann von schwacher Stationarität im statistischen Sinn ausgegangen werden [116].

Der allgemeine Ansatz, die Windgeschwindigkeit zu erfassen besteht darin, sie in eine mittleren, langsam variierende Grundströmung und eine übergeordnete, der Grundströmung überlagerten Schwankungskomponente, dem turbulenten Anteil zu zerlegen [20] (Reynold'sche Zerlegung). Der fluktuierende Anteil wird auch als Böigkeit bezeichnet. Die Windlast besteht demnach aus einer Grundlast, resultierend aus dem mittleren Anteil und Lastschwankungen aus der Böigkeit. In einem kartesischen Koordinatensystem mit seiner x -Achse in mittlerer Windrichtung, der y -Achse in horizontaler Richtung und der z -Achse in vertikaler Richtung werden die Geschwindigkeiten wie folgt definiert:

$$\begin{array}{ll} \text{longitudinale Richtung:} & U(x, y, z, t) = \bar{u}(z) + u(x, y, z, t) \\ \text{laterale Richtung:} & v(x, y, z, t) \\ \text{vertikale Richtung:} & w(x, y, z, t) \end{array} \quad (3.1)$$

In Vektornotation beschreibt $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ mit $\mathbf{x} = (x, y, z)$ das Geschwindigkeitsfeld. Die mittelwertbereinigten Fluktuationen ergeben sich zu $\mathbf{u}(\mathbf{x}) = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w) = \mathbf{U}(\mathbf{x}, t) - (\bar{u}(z), 0, 0)$. Bei der Beschreibung wird davon ausgegangen, dass die mittlere Windgeschwindigkeit \bar{u} in longitudinaler Richtung nur von der Höhe z abhängig ist, die anderen beiden mittleren Geschwindigkeiten verschwinden aufgrund der Orientierung des Koordinatensystems. Eine Annahme in der Beschreibung von Windströmungen, die für die meisten Bauwerke ausreichend genau ist, ist dass sich die Windrichtung mit der Höhe nicht ändert [37]. Die in Kapitel 3.3 beschriebene Höhenabhängigkeit der Windrichtung ist nur bei sehr hohen Bauwerken von Bedeutung.

3.3.3 Profile der mittleren Windgeschwindigkeit

Als Konsequenz der spektralen Lücke werden mittlere Windgeschwindigkeiten auf Zeitintervalle von 10 Minuten (Eurocode, DIN 1055) bis hin zu einer Stunde bezogen (British Standard), wobei der Unterschied der Windgeschwindigkeit bezogen auf die beiden Zeitintervalle geringer als 5 % ist [37].

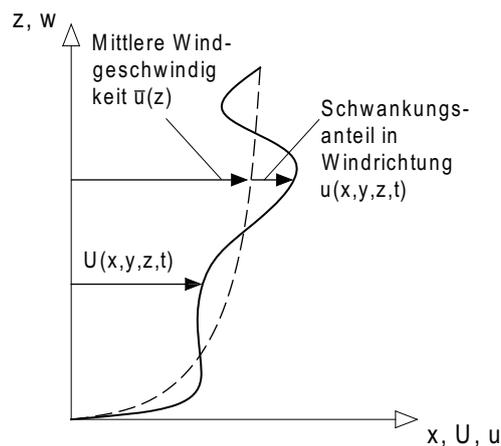


Abbildung 3.4: Windprofil der atmosphärischen Grenzschicht (schematisch)

Die zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit innerhalb eines Zeitintervalls T , unabhängig vom Anfangszeitpunkt der Messung, ist definiert zu:

$$\bar{u}(t, z) = \frac{1}{T} \int_0^T u(t, z) dt \quad (3.2)$$

Die folgende Beschreibung des vertikalen Verlaufs der Windgeschwindigkeit ist für meteorologische Windereignisse gültig, die durch voll entwickelte außertropische Tiefdruckgebiete in flachem homogenem Gelände hervorgerufen werden.

Die atmosphärische Grenzschicht erstreckt sich zwischen der Erdoberfläche und der Gradientenhöhe. In diesem Bereich dominieren vertikale turbulenter Austauschprozesse in der Atmosphäre. Sie kann als voll entwickelte turbulente Strömungsgrenzschicht betrachtet werden [159].

Die Existenz horizontaler Homogenität für atmosphärische Turbulenz wird durch Experimente in großen Gebieten gleichbleibender Rauigkeit unter Einfluss großflächiger Fronten in [116], [137] bestätigt. Homogenität bedeutet hier, dass die statistischen Eigenschaften der Strömung innerhalb einer Höhe z gleich sind.

Der größte Anteil von Bauwerken befindet sich aufgrund der Höhe noch innerhalb der Prandtl-Schicht. Dort ist der Verlauf der Schubspannung über der Höhe konstant [27], [41]. In der Ekman-Schicht nimmt der Verlauf der Schubspannung ab, in Gradientenhöhe verschwindet sie vollständig. Als Folge des Schubspannungsverlaufes wird die Windgeschwindigkeit zur Erdoberfläche abgebremst und es entsteht ein sogenanntes Windprofil. Die Schubspannung lässt sich in einen laminaren und turbulenten Anteil zerlegen:

$$\tau_{ges} = \tau_{lam} + \tau_{turb} \quad (3.3)$$

Dabei ist die laminare Schubspannung wie folgt definiert: Sie wird durch die Reibung innerhalb des Fluides hervorgerufen und ist direkt proportional zur dynamischen Zähigkeit

μ und dem Geschwindigkeitsgradient dU/dz .

$$\tau_{lam} = \mu \frac{du}{dz} \quad (3.4)$$

Turbulente Schwankungsbewegungen senkrecht zur Strömungsrichtung führen zu erheblichem Impulsaustausch und infolgedessen zu turbulenten Schubspannungen. Luftteilchen aus wandnahen Bereichen mit einem Impulsdefizit in Windrichtung werden durch Schwankungsbewegungen senkrecht dazu in wandferne Zonen transportiert. Umgekehrt werden Luftpakete aus wandfernen Bereichen mit einem Impulsüberschuss in x-Richtung in wandnahe Bereiche transportiert. Es findet ein Impulsaustausch innerhalb der Schichten statt. Die turbulente Schubspannung ergibt sich zu:

$$\tau_{turb} = -\rho \overline{u'w'} \quad (3.5)$$

Der laminare Anteil τ_{lam} dominiert nur die wandnahen Schichten und ist in den übrigen Bereichen sowie allgemein in atmosphärischen Grenzschichtströmungen gegenüber τ_{turb} zu vernachlässigen. Aufgrund der konstanten Schubspannungsverteilung in der Prandtl-Schicht bietet sich für das Geschwindigkeitsprofil die Definition der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* als Skalierungsgröße an.

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (3.6)$$

Sie berechnet sich mithilfe der bodennahen Schubspannung τ_0 , die dem turbulenten Anteil $\tau_{turb} = -\rho \overline{u'w'}$ entspricht, und der Dichte der Luft ρ . Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist der Einheit nach eine Geschwindigkeit und beträgt typischerweise bei Starkwindereignissen 1 – 2 m/s [37].

3.3.3.1 Logarithmisches Windgeschwindigkeitsprofil

Mithilfe einer dimensionsanalytischen Betrachtung lässt sich der Verlauf der Windgeschwindigkeit über die Höhe z in der Prandtl-Schicht durch ein logarithmisches Gesetz beschreiben [41]:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (3.7)$$

Darin enthalten sind die Kármán-Konstante κ , die experimentell zu $\kappa \simeq 0,4$ bestimmt wurde und die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* . Die aerodynamische Rauiglängelänge z_0 ist eine Integrationskonstante und von der örtlichen Bodenrauigkeit abhängig. Sie ist eine Eigenschaft der Bodenbedeckung und ein wesentlicher Einflussfaktor auf das Geschwindigkeitsprofil. Die Rauiglängelänge z_0 ist diejenige Höhe über dem Erdboden, in der die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} den Wert Null erreicht. Aufgrund der Tatsache, dass die Erdoberfläche nicht glatt ist, sondern mit Unebenheiten und Hindernissen bedeckt ist, verschwindet die mittlere Windgeschwindigkeit nicht erst bei $z = 0$.

Anhaltswerte für die aerodynamische Rauiglängelänge, die aus zahlreichen Messungen ermittelt wurden, sind in [5] aus verschiedenen Quellen zusammengefasst und werden in Tabelle 3.2 wiedergegeben. Der Wert der Schubspannungsgeschwindigkeit lässt sich aus dem

Oberflächengestalt	Rauigkeitslänge z_0 [m]
Schnee und Eisflächen	0,00001 – 0,001
Wasserflächen ohne und mit Wellen	0,0001 – 0,001
Ebenes Grasland	0,01 – 0,1
Buschland, landwirtschaftliche Flächen	0,1 – 0,5
Vororte, Ortschaften mit niedriger Bebauung, Wälder	0,2 – 1
Zentren großer Städte mit Hochhäusern	1 – 10

Tabelle 3.2: Rauigkeitslängen z_0 für verschiedene Oberflächen

logarithmischen Gesetz bestimmen, wenn die Referenzgeschwindigkeit in einer Referenzhöhe bekannt ist.

Das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz ist aufgrund seiner Herleitung einzig über die Oberflächenrauigkeit und nicht über die Grenzschichtdicke auch nur in der Nähe der Geländeoberfläche gültig. Zahlreiche Messungen haben gezeigt, dass der logarithmische Ansatz das Windprofil bis in Höhen von 50 – 100m über Erdboden [37], [137] sehr gut abbildet. Die Tatsache, dass für Höhenverhältnisse $z/z_0 < 1$ negative Geschwindigkeiten auftreten wird beispielsweise damit umgangen, dass eine Mindesthöhe z_{min} angegeben wird, ab der das Gesetz gültig ist. Unterhalb dieser Mindesthöhe wird konservativ eine konstante Geschwindigkeit angenommen, um die fehlende Kenntnis lokaler Gegebenheiten auszugleichen. Weiterhin wird die in Kapitel 3.3.1 beschriebene Verschiebung der Nulllage des Geschwindigkeitsprofils aufgrund von dichter Bebauung durch eine Korrektur des logarithmischen Gesetzes erreicht:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z-d}{z_0} \quad (3.8)$$

Hierin ist d der Mittelwert, der sich aus der Höhe der einzelnen Elemente ergibt.

3.3.3.2 Exponentielles Windgeschwindigkeitsprofil

Häufig wird zur mathematischen Beschreibung des Windprofils, vor allem von Ingenieuren, ein einfacher exponentieller Ansatz verwendet, dessen Hintergrund rein empirischer Natur ist. Darin wird die zeitlich gemittelte Windgeschwindigkeit in beliebiger Höhe in Verbindung mit einer Referenzhöhe z_{ref} und deren Referenzgeschwindigkeit u_{ref} gesetzt. Der Exponent α ändert sich mit der Geländerauigkeit. Je höher die Rauigkeit ist, desto größer wird der Exponent und der Einfluss der Rauigkeit in größeren Höhenlagen. Der Exponent wird über die gesamte Profilhöhe als konstant angenommen. Das exponentielle Gesetz lautet:

$$u(z) = u_{ref} \left(\frac{z}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad (3.9)$$

Üblicherweise wird als Referenzwindgeschwindigkeit die Geschwindigkeit in 10 m Höhe angegeben. Es sind aber auch andere Referenzhöhen und deren Geschwindigkeiten zugelassen. Davenport gibt in [30] für verschiedene Bebauungen die Profilexponenten α und die

Gradientenhöhe z_G , in der die Windgeschwindigkeit in die ungestörte Gradientenwindgeschwindigkeit übergeht, an. Diese wächst mit zunehmender Bodenrauigkeit.

In Abbildung 3.5 ist deutlich zu erkennen, dass glatte Oberflächen einen großen Geschwindigkeitsgradienten dU/dz am Boden zulassen. Das Profil wird bei abnehmender Oberflächenrauigkeit voller.

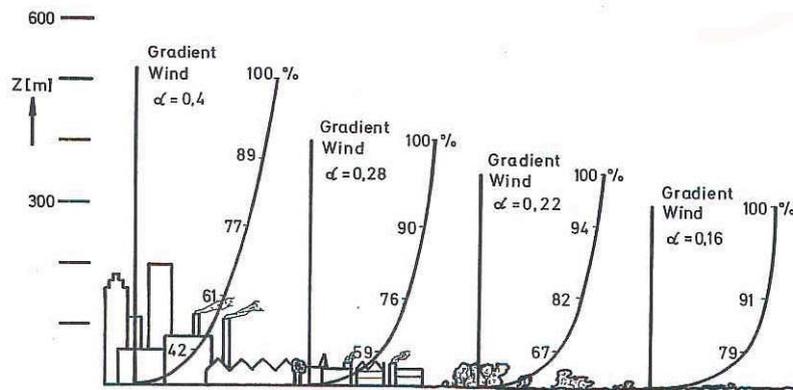


Abbildung 3.5: Windprofile für die mittlere Windgeschwindigkeit, aus [30]

chenrauigkeit voller. Dadurch ist die Windgeschwindigkeit bei Oberflächen mit wenig Störungen, wie beispielsweise offene Weideflächen im unteren Höhenbereich deutlich größer als in städtischen Gebieten.

Das exponentielle Windprofil ist ein empirisches Modell für die mittlere Windgeschwindigkeit, wird aber auch für die Böenwindgeschwindigkeit verwendet. Das Profil der Böenwindgeschwindigkeit beschreibt die Einhüllende der maximalen Momentanwerte der Windgeschwindigkeiten zu verschiedenen Zeitpunkten über der Höhe z .

Vorteil des exponentiellen Ansatzes ist dessen Einfachheit in der Anwendung und ist darum in der Ingenieurspraxis häufig anzutreffen. Das logarithmische Gesetz repräsentiert das Profil der mittleren Windgeschwindigkeit vor allem in Bodennähe genauer und wird daher vor allem von Meteorologen vorgezogen. Der exponentielle Ansatz ist für baupraktische Zwecke völlig ausreichend. Vor- und Nachteile der beiden Ansätze werden genauer in [27] beleuchtet. Die vertikalen Verläufe der Windgeschwindigkeiten unterscheiden sich bei den beiden besprochenen Ansätzen nur geringfügig. Für größere Höhen liefert der Exponentialansatz etwas größere Geschwindigkeiten.

3.3.3.3 Einfluss von Rauigkeitsübergängen oder der Topographie

Kinetische Energie aus der mittleren Strömung wird durch die Geländerauigkeit in Turbulenz umgesetzt und im Wesentlichen in Bodennähe durch die Oberflächenschubspannung aufgezehrt. Die beschriebenen Eigenschaften der Windprofile sind für atmosphärische Grenzschichten gültig, bei denen sich Turbulenzproduktion und Dissipation ausgleichen. Die Grenzschicht befindet sich in einem Gleichgewicht und ist horizontal homogen.

In der Natur sind gleichbleibende Oberflächenstrukturen selten, vielmehr treten ständig mehr oder weniger gleitende oder sprunghafte Übergänge der Geländerauigkeit (städtisches, ländliches Gebiet, Meer- oder Seegebiete) auf. Dies führt dazu, dass sich die Grenzschichtcharakteristik, d.h. dass sich das Windprofil allmählich an die neue Rauigkeit anpasst. Es bildet sich eine sogenannte innere Grenzschicht an der Erdoberfläche aus, die sich langsam in höhere Bereiche ausdehnt. Dieser Störbereich wächst mit zunehmendem Abstand vom Rauigkeitswechsel an. Ein reales Windprofil wird durch die allmähliche Anpassung an die Geländerauigkeit meist gleichzeitig von mehreren Rauigkeiten beeinflusst. Ein homogenes Windprofil bildet sich erst nach sehr langen Anlaufstrecken gleichbleibender Rauigkeit aus.

Zusätzlich können Geländesprünge, Hügel oder Böschungen zu Inhomogenitäten in der Grenzschicht und zu veränderten Geschwindigkeitsverläufen führen. Bei Geländeerhöhungen kommt es gemäß der Kontinuitätsgleichung zu einer Verengung der Stromlinien und damit zur Erhöhung der bodennahen Windgeschwindigkeit. Diese Einflüsse werden innerhalb modifizierter Profilgesetze erfasst.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die Beschreibung des Windprofils der Bodengrenzschicht nicht durch ein „Universalgesetz“ erfolgen kann. Da die genaue Bestimmung eines Profilgesetzes einen großen Messaufwand zur Ermittlung der örtlichen (z_0) und zeitlichen (u_*) Gegebenheiten erfordert, wird in der Ingenieurspraxis Windgeschwindigkeit mithilfe von Normprofile angegeben. Hierbei liegen die Unsicherheiten vor allem in der Annahme der für einen Standort zutreffenden Oberflächenrauigkeit.

3.3.4 Einfluss der thermischen Schichtung auf die Windverhältnisse

Neben dem bereits diskutierten mechanischen Einfluss der Reibung auf die Windverhältnisse, ist die thermische Schichtung der Luft zu nennen. Der größte Anteil der kurzwelligen Sonneneinstrahlung erwärmt die Erdoberfläche und der darüber liegenden Luftmassen durch molekulare und turbulente Wärmeleitung. Infolgedessen entstehen Druckgegensätze und Luftbewegungen, die mit den horizontalen Windströmungen in Wechselwirkung stehen. Die Erwärmung unterer Schichten führt zu einem vertikalen Temperaturgradient in den unteren 10 Kilometern der Atmosphäre [66]. Gesetzmäßigkeiten über den höhenabhängigen Druck aus der hydrostatischen Grundgleichung, die die Zusammenhänge zwischen Druck, Temperatur und Dichte beschreibt, führt zur Unterscheidung von drei Zuständen atmosphärischer Schichtung:

- **Adiabatische (neutrale) Schichtung:**
Eine adiabatische oder neutrale Atmosphärenschichtung liegt dann vor, wenn sich die Temperatur je 100 m Höhe um 1°C verringert. Ein Luftteilchen hat nach seiner vertikalen Auslenkung aus der Ruhelage, ohne dass ein Wärmeaustausch mit der Umgebung stattfindet, die gleiche Temperatur wie seine Umgebung. Es wird nicht beschleunigt, sondern bleibt in seiner Auslenkung liegen. Die Abnahme der Lufttemperatur folgt der Zustandsgleichung des idealen Gases, wobei die Druckänderung zu einer Temperaturänderung führt. Es findet keine thermische Zirkulation statt.

- **Stabile Schichtung:**
In wolkenlosen Nächten verliert der Erdboden an Temperatur durch die in das All abgestrahlte Wärme. Dadurch ist der Temperaturgradient der Atmosphäre betragsmäßig kleiner als der einer neutralen Schichtung. Einzelne Luftpakete, die beispielsweise nach oben ausgelenkt werden, werden durch die dort vorhandene wärmere Luft in seine Ausgangslage zurück gezwungen. Die thermische Zirkulation einzelner Luftpakete wird dadurch stark eingeschränkt bzw. unterdrückt und auftretende Turbulenzen durch die thermisch stabile Atmosphärenschichtung gedämpft.
- **Instabile Schichtung:**
Tagsüber wird der Erdboden durch die absorbierte Sonneneinstrahlung erwärmt. Der Temperaturgradient wird etwas größer als der einer neutralen Schichtung. Luftpakete, die nach oben ausgelenkt werden, befinden sich dann in der Umgebung von kälterer Luft, beschleunigen sich und entfernen sich weiter von ihrer Ausgangslage. Luftpakete haben somit die Möglichkeit, in größere Höhen aufzusteigen und bewirken eine thermische Zirkulation. Horizontale Luftschichten unterschiedlicher Geschwindigkeit und Temperatur werden stärker durchmischt. Man spricht hierbei von thermisch erzeugter Turbulenz, die einen starken Ausgleich der Windgeschwindigkeiten verschiedener Luftschichten zur Folge hat [6].

Der Einfluss thermischer Schichtung ist für Winde kleiner und mittlerer Windgeschwindigkeiten am größten. Bei großen Windgeschwindigkeiten und dem Vorhandensein ausreichender Bodenrauigkeit, durchmischen sich die Luftschichten durch mechanisch induzierte Turbulenz derart, dass von neutraler atmosphärischer Schichtung ausgegangen werden kann [6]. Das Profil der Windgeschwindigkeit bei Starkwinden wird demnach nur sehr geringfügig durch thermisch induzierte Turbulenz beeinflusst. Wenn die Windgeschwindigkeit in offenem Gelände in einer Höhe von 10 m einen Wert von 10 m/s nicht unterschreitet, kann von neutraler Schichtung ausgegangen und thermische Effekte vernachlässigt werden [37], [27].

Weitere Einflüsse mit Auswirkung auf die Windverhältnisse sind Feuchte durch Verdunstung oder auch Luftverschmutzung [91], [137]. Weiterführende Informationen sind beispielsweise in [41], [143] zu finden.

3.3.5 Wesen der atmosphärischen Turbulenz

In der atmosphärischen Grenzschichtströmung wirken unterschiedliche sehr komplexe Phänomene zusammen und führen zu einem turbulenten Fließzustand, der dadurch gekennzeichnet ist, dass die Bahnlinien einzelner Luftteilchen nicht mehr parallel zueinander verlaufen. Wirbel lösen sich mechanisch bedingt als Folge von Reibung der Luftströmung an der Erdoberfläche ab, oder entstehen als Folge von Scherung zwischen sich in entgegengesetzter Richtung bewegend Luftmassen. Zusätzlich treten thermisch bedingte Störungen im Geschwindigkeitsverlauf durch unterschiedlich starke Erwärmung von Luftschichten und infolgedessen vertikaler Austauschprozesse auf. Darüber hinaus entstehen durch turbulente Nachlaufströmungen je nach orographischen Gegebenheiten ebenfalls Wirbelstrukturen.

Windturbulenz, die durch regellose Schwankungen des Strömungsverlaufs gekennzeichnet ist, besteht aus Wirbeln, die Rotationsachsen in jeglicher Richtung aufweisen und unterschiedlichste Rotationsgeschwindigkeiten sowie räumliche und zeitliche Ausdehnung besitzen. Die Wirbelradien haben Größen von einigen Zentimetern bis einigen hundert Metern. Die Perioden der Schwankungen betragen von einem Bruchteil einer Sekunde bis zu einigen Minuten [159]. Die Turbulenzelemente werden als rotierende Luftballen von der Grundströmung mitgeführt. Durch die Dimensionen der Atmosphäre werden sehr große Reynoldszahlen bis zu $Re = 10^9$ erreicht [20].

Wie bereits diskutiert lassen sich Strömungsvorgänge vollständig mithilfe der Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben. Dies gilt sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungen. Der Unterschied zwischen laminarer und turbulenter Strömung besteht nicht in ihren zu Grunde liegenden konstituierenden Gleichungen, wie es beispielsweise bei der Stoffeigenschaft der Fall ist. Beide Fließformen, die turbulente und laminare, beschreiben den Zustand ein und desselben Systems [49]. Da es aufgrund der Komplexität bisher keine allgemein akzeptierte Definition des Phänomens Turbulenz gibt, wird meist eine Charakterisierung bestimmter Eigenschaften vorgenommen. Voll ausgebildete turbulente Strömungen im Allgemeinen wie auch die Windströmung im speziellen zeichnen sich durch folgende Aspekte aus [19], [49].

- Regellosigkeit: die momentane Strömung ist ungeordnet und chaotisch
- Dreidimensionale instationäre Wirbelbewegungen
- Dissipation: Die kinetische Energie nimmt in einem abgeschlossenem System mit der Zeit ab, solange nicht durch äußere Anregung Bewegungsenergie hinzugeführt wird.
- Diffusivität: Turbulente Diffusionsprozesse dominieren Diffusionsvorgänge, die durch Molekularbewegungen hervorgerufen werden. Dadurch entsteht ein hoher Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch.
- Mehrskaligkeit: Turbulente Bewegungen enthalten Bereiche unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Skalen. Wirbel unterschiedlicher Größe überlagern sich und stehen in gegenseitiger Wechselwirkung. Es findet ein Energieaustausch zwischen den einzelnen Skalen statt

Kolmogorov entwickelte 1941 eine anschauliche Modellvorstellung über den Aufbau turbulenter Strömungen. Darin beschreibt er das chaotische Verhalten turbulenter Strömungen als Überlagerung von Wirbeln unterschiedlicher Größenordnung, die in gegenseitiger Wechselwirkung stehen. Im oberen Skalenbereich liegen Wirbel, die die charakteristischen Abmessungen des umströmten Körpers haben. Diese Wirbel entziehen der mittleren Strömung kinetische Energie und geben sie in Form eines Kaskadenprozesses an Elemente der nächst kleineren Größenordnung ab. Kinetische Energie wird im sogenannten Inertial- oder Trägheitsbereich von großen zu feinen Skalen transportiert, es findet in diesem Bereich keine signifikante Produktion oder Dissipation statt [125]. Im unteren Skalenbereich wird die

mechanisch zugeführte Energie durch die Wirkung viskoser Kräfte in Wärme dissipiert. Abbildung 3.6 verdeutlicht anhand eines schematischen Verlaufs des Böenspektrums der longitudinalen Windfluktuation fS_u aufgetragen über der Frequenz f den Kaskadenprozess.

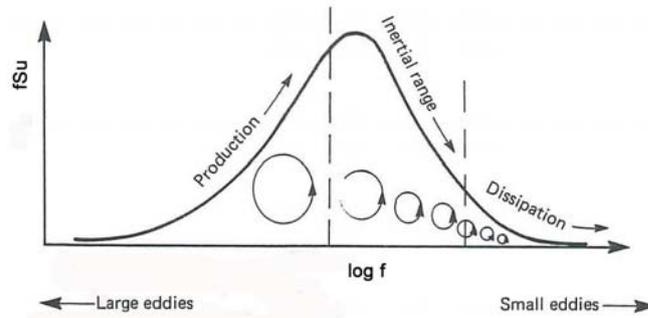


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Böenspektrums fS_u , aus [27]

Die geschilderte Vorstellung der Energiekaskade ist nur für das statistische Mittel gültig. In realen turbulenten Strömungen tritt, ebenfalls örtlich und zeitlich begrenzt, ein Energietransfer von kleinen zu größeren Skalen auf. Mithilfe dieses idealisierten Modells, das Kolmogorov für den Sonderfall einer isotropen lokal homogenen, turbulenten Strömung beschreibt, können charakteristische Abmessungen der Turbulenzelemente folgendermaßen abgeschätzt werden:

$$\frac{L}{\eta} = Re^{\frac{3}{4}} \quad (3.10)$$

Darin beschreiben η die charakteristische Abmessung der kleinsten Turbulenzelemente, die sogenannte Kolmogorov-Länge und L die charakteristischen Abmessungen der großen Wirbel. Entsprechend der charakteristischen Längenskalen können den Wirbeln auch charakteristische Zeitmaße zugeordnet werden. Die obige Gleichung zeigt, dass das Verhältnis der großen zu den kleinen Skalen in Abhängigkeit der Reynoldszahl stark anwächst und somit zu einer Aufweitung des Skalenbereichs führt.

Idealisierte Turbulenzformen sind die Sonderfälle der homogenen und der isotropen Turbulenz. Homogenität bedeutet hier, dass die Turbulenzeigenschaften unabhängig vom Ort, also translationsinvariant, sind. Bei isotroper Turbulenz sind alle Eigenschaften richtungsunabhängig, also invariant bei Rotation und Spiegelung des Koordinatensystems an beliebigen Flächen. Diese beiden Zustände sind durch ihre Idealisierungen einfacher theoretisch zu behandeln. Sie bilden daher die theoretische Grundlage für die Untersuchung schwieriger realer anisotroper Turbulenzzustände wie sie beispielsweise bei Grenzschichten auftreten. Für detaillierte Informationen sei an dieser Stelle auf [32], [49], [145] verwiesen.

3.3.6 Statistische Beschreibung atmosphärischer Turbulenzen

Im vorangegangenen Kapitel wurde die regellose zeitlich und räumlich schwankende Natur atmosphärischer Turbulenzen aufgezeigt. Wie in Kapitel 2 verdeutlicht, ist deren Wirkung

auf Tragwerke allgemein und auf flexible Membrantragwerke von besonderem Interesse. Da die individuelle Beschreibung einzelner Turbulenzelemente zu bestimmten Zeitpunkten nicht möglich ist und in vielen Fällen für den Ingenieur nicht von Interesse, müssen statistische Methoden zur Beschreibung turbulenter Windströmungen herangezogen werden. Im Folgenden werden mit deren Hilfe nur Aussagen über die Schwankungsanteile der Geschwindigkeit getroffen. Weiterführende Informationen können beispielsweise in [45], [84], [137], [143] nachgelesen werden.

3.3.6.1 Turbulenzintensität

Die Intensitäten der Turbulenz sind definiert als Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten und gleichzeitig Wurzelwerte der mittleren Turbulenzenergien. Sie sind damit ein Maß für die Streuung der Geschwindigkeitsschwankungen um ihren Mittelwert:

$$\sigma_u = \sqrt{\overline{u'^2}}, \quad \sigma_v = \sqrt{\overline{v'^2}}, \quad \sigma_w = \sqrt{\overline{w'^2}} \quad (3.11)$$

Die Varianz der longitudinalen Komponente u berechnet sich zu

$$\sigma_u^2 = \overline{u'^2} = \frac{1}{T} \int_0^T (u(t) - \bar{u})^2 dt \quad (3.12)$$

Entsprechendes gilt für die anderen beiden Komponenten.

Zahlreiche Messungen in der Natur zeigen, dass die Standardabweichungen der longitudinalen, der transversalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponenten über homogenem Terrain bis zu einer Höhe von 100 – 200 m näherungsweise konstant sind [37]. In Tabelle 3.3 sind beispielhaft Werte für die Standardabweichung der longitudinalen Komponente σ_u in Abhängigkeit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und der aerodynamischen Rauigkeitslängen z_0 angegeben:

Rauigkeitslänge z_0 [m]	Standardabweichung σ_u
0,05	$2,5u_*$
0,3	$1,8u_*$

Tabelle 3.3: Standardabweichung σ_u in Abhängigkeit der Rauigkeitslängen z_0 , aus [37]

Die laterale und vertikale Komponente sind generell etwas geringer als die longitudinale Varianz $\sigma_u^2 > \sigma_v^2 > \sigma_w^2$. In [37], [95] werden folgende Werte angegeben: je nach Mittelungszeit gilt:

$$\sigma_v^2 = 0,5 - 0,7\sigma_u^2 \quad (3.13)$$

$$\sigma_w^2 = 0,25\sigma_u^2 \quad (3.14)$$

In größeren Höhen gleichen sich die Varianzen mehr und mehr an und nehmen die bis hin zur Gradientenhöhe auf Null hin ab.

Im Windingenieurwesen wird die Turbulenzintensität $I_u(z)$ für die longitudinale Komponente normiert über der mittleren Geschwindigkeit $\bar{u}(z)$ wie folgt dargestellt:

$$I_u(z) = \frac{\sigma_u(z)}{\bar{u}(z)} \quad (3.15)$$

Ähnliche Quotienten können auch für die lateralen und vertikalen Komponenten gebildet werden. In [27] werden komplexere Funktionen zur Ermittlung der longitudinalen, lateralen und vertikalen Turbulenzintensitäten angegeben.

3.3.6.2 Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Windgeschwindigkeit

Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass die turbulenten Fluktuationen in der atmosphärischen Grenzschicht näherungsweise einer Gauß'schen Verteilungsfunktion mit einem Mittelwert von 0 und der Standardabweichung nach Gleichung 3.12 gehorchen [65], [115], [116], [118]. In [20] und [37] wird diese Annahme generell bestätigt, jedoch wird darauf hingewiesen, dass sie unter Umständen in den äußeren Bereichen – außerhalb $\pm 3\sigma$ – zu signifikanten Fehlern führen kann. Im Unterschied zum kurzweiligen Anteil der turbulenten Fluktuationen beinhaltet die Grundgesamtheit der Windgeschwindigkeiten die über einer Mittelungszeit von 10 Minuten gewonnenen Daten. Wie bereits in Kapitel 3.2.4 erläutert, wird diese Grundgesamtheit der Winddaten oft mithilfe der Verteilungsfunktion nach Weibull abgebildet, da sie sich als eine gute Approximation empirischer Windgeschwindigkeitsverteilungen erwiesen hat. Die Extremwerte der Grundgesamtheit wiederum werden an die Verteilungsfunktionen nach Fisher-Tippet angepasst, um so Extremwindereignisse zu prognostizieren.

3.3.6.3 Taylor-Hypothese

Die von Taylor (1938) aufgestellte Hypothese lautet in Gleichungsform:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \Big|_{\text{am festen Ort}} \quad (3.16)$$

Die Anwendung der Taylor-Hypothese ermöglicht es, räumliche in zeitliche Größen und umgekehrt zu transformieren. Physikalisch lässt sich die Taylor-Hypothese folgendermaßen interpretieren: Unter bestimmten Bedingungen werden die Schwankungsbewegungen an einem bestimmten Ort des Strömungsfeldes durch das „Vorbeiziehen“ eines „eingefrorenen“ Turbulenzballens („frozen turbulence“) an diesem Ort erzeugt.

Die Taylor-Hypothese gilt näherungsweise für homogene Turbulenz. Die Bedingungen, dass Wirbel während des Transports mit der mittleren Strömung näherungsweise ihre Struktur und Eigenschaften beibehalten, gilt für atmosphärische Turbulenz mit einer Turbulenzintensität $I_u < 0,5$ [143].

Wirbel lassen sich durch periodische Schwankungsbewegungen mit Kreisfrequenzen $\omega = 2\pi f$ charakterisieren. Unter der Voraussetzung der Taylor-Hypothese können die Kreisfrequenzen in Wellenzahlen $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/\bar{u}$ mit zugehörigen Wellenlängen λ transformiert werden. Die Transformation ist näherungsweise für Scherströmungen gültig und

findet ihre Anwendung, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt, um statistische räumliche Kenngrößen in die Zeit zu transformieren.

Die Vermessung von Windfeldern erfolgt meist mit stationären Messfühlern, die das Windfeld an einem festen Ort als Funktion der Zeit aufzeichnen. Mithilfe der Taylor-Hypothese kann ausgehend von einer zeitlich konstanten räumlichen Struktur, die Ensemblemittelung (Mittelung über räumlich realisierte Zustände) durch eine Einpunkt-Zeitmittelung ersetzt werden.

3.3.6.4 Korrelation

In der statistischen Beschreibung turbulenter Vorgänge wird mithilfe der Korrelation ein Ähnlichkeitsgrad zwischen Geschwindigkeitsfluktuationen in Raum und Zeit beschrieben. Damit können Aussagen über die räumliche und zeitliche Ausdehnung von Turbulenzballen und damit über Belastungszustände von Bauwerken getroffen werden.

Die in dieser Arbeit verwendeten Korrelationsfunktionen beschreiben den Grad der statistischen Abhängigkeit zweier Schwankungsgrößen und sind der arithmetische Mittelwert des Produktes der Fluktuationen. Da in einer turbulenten Strömung alle fluktuierenden Größen stets Funktionen von Raum und Zeit sind, können unterschiedliche Kombinationen von Geschwindigkeitsfluktuationen in Abhängigkeit von Ort und Zeit zu Korrelationsfunktionen definiert werden. Die Korrelationsfunktion wird bei verschwindendem Mittelwert auch Kovarianzfunktion genannt [84], [128]. Da in diesem Kapitel die statistische Beschreibung der fluktuierenden Größen von Interesse ist, wird im Folgenden der Begriff Kovarianzfunktion für die Beschreibung mittelwertfreier bzw. mittelwertbereinigter Signale verwendet. Die für die Beschreibung atmosphärischer Turbulenzen wichtigsten Kombinationen von Geschwindigkeitskomponenten als Teil des allgemeinen Kovarianztensors werden im Folgenden erläutert.

Die Korrelation zweier gleicher Größen am gleichen Ort zur gleichen Zeit gehört zu der Gruppe der Punktkorrelationen und ist bereits in Abschnitt 3.3.6.1 als Turbulenzintensität definiert.

Die Korrelation zweier unterschiedlicher Größen u_i und u_j aus $(\mathbf{u}(\mathbf{x}) = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w))$ mit $i \neq j$ am gleichen Ort zur gleichen Zeit ist definiert zu:

$$\sigma_{ij}^2 = \overline{u_i u_j} = \frac{1}{T} \int_0^T u_i(t) u_j(t) dt \quad (3.17)$$

Die obigen Beziehungen lassen sich in einer symmetrischen Matrix der Punktkorrelation zusammenfassen. Darin enthalten sind dann die 6 unbekanntenen Terme $(\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv}, \overline{vw}, \overline{uw})$, die unmittelbar mit den Reynolds-Spannungen zusammenhängen. Wie in Kapitel 3.3.3 gezeigt, ist die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* mit der Korrelation \overline{uv} verknüpft.

Eine Normierung der Korrelation mit den Standardabweichungen der Signale $u_i(t)$ und $u_j(t)$ führt auf den Korrelationskoeffizienten ρ_{ij} .

$$\rho_{ij} = \frac{\sigma_{ij}^2}{\sigma_i \sigma_j} \quad (3.18)$$

Nach [70] nimmt der Korrelationskoeffizient ρ_{uw} in flachem homogenen Gelände in der Prandtl-Schicht näherungsweise einen konstanten Wert von -0,35 an. Der negative Wert spiegelt die Tatsache des ungleichförmigen Geschwindigkeitsprofils über die Höhe z wieder. Ein Böenballen, der sich in vertikaler Richtung aufwärts bewegt, transportiert Luftmassen von einer Strömung mit niedriger Grundgeschwindigkeit in einen Bereich höherer Grundgeschwindigkeit. Somit haben diese Luftmassen eine gegenüber der mittleren Windgeschwindigkeit reduzierte Geschwindigkeit. Dies führt zu einem negativen Korrelationskoeffizienten.

Die anderen Einträge der Matrix ρ_{uv}, ρ_{vw} verschwinden in Grenzschichten. Bei isotroper Turbulenz verschwinden alle Einträge auf den Nebendiagonalen.

Die Korrelationen zweier gleicher Größen am gleichen Ort \mathbf{x} zu verschiedenen Zeiten gehören ebenfalls zu der Gruppe der Punktkorrelationen und werden *Auto- oder Zeitkorrelationen* genannt. Die Autokovarianzfunktion lautet:

$$R_{ii}(\mathbf{x}, \tau) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_i(\mathbf{x}, t + \tau)} = \frac{1}{T} \int_0^T u_i(\mathbf{x}, t)u_i(\mathbf{x}, t + \tau) dt \quad (3.19)$$

Die Autokovarianzfunktion stellt die Abhängigkeit von sich selbst nach einer Verschiebung um den Zeitabschnitt τ dar und liefert somit den zeitlichen Grad der Zusammenhänge eines Signals. Aufgrund der in dieser Arbeit getroffenen Stationaritätsvoraussetzung der Signale ist die Autokovarianz nur vom zeitlichen Versatz, nicht aber vom Anfangswert abhängig. Dadurch ist sie symmetrisch um ihren Ursprung ($R_{ii}(\mathbf{x}, \tau) = R_{ii}(\mathbf{x}, -\tau)$) und hat ihr Maximum bei $\tau = 0$. Hier ist $R_{ii}(\tau = 0) = \sigma_i^2$. Für $\tau \rightarrow \infty$ verschwindet der stochastische Anteil eines Signals. Unter der Voraussetzung horizontaler Homogenität ist die Autokovarianz nur noch höhenabhängig.

Eine Normierung der Autokovarianzfunktion mit den Standardabweichungen der Signale $u_i(t)$ und $u_j(t)$ führt auf die Funktionen des Korrelationskoeffizienten ρ_{ij} :

$$\rho_{ij}(\tau) = \frac{R_{ij}(\tau)}{\sigma_i \sigma_j} \quad (3.20)$$

Der Wert des Korrelationskoeffizienten liegt bei voller Korrelation der Geschwindigkeitsschwankungen bei 1, geht er gegen 0 sind die Signale nicht korreliert und damit statistisch unabhängig. Liegt er bei -1, so sind die Fluktuationen negativ korreliert.

Entsprechend der Autokovarianzfunktion mit ihrem zeitlichen Versatz lässt sich eine *2-Punkt-Raumkorrelationen* zweier gleicher Größen mit einem räumlichen Versatz $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$, also an verschiedenen Orten zu gleichen Zeiten definieren. Die räumliche Kovarianzfunktion ist definiert zu:

$$R_{ii}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)} \quad (3.21)$$

Mithilfe der Taylor-Hypothese gelingt es, die Funktion der 2-Punkt-Raumkorrelation für Versätze r_1 in longitudinaler Richtung in die Autokovarianzfunktion zu transformieren. Die

räumliche Kovarianz der Turbulenzkomponenten an zwei Punkten in longitudinaler Richtung zum gleichen Zeitpunkt kann durch deren Autokovarianz an einem Punkt zu verschiedenen Zeiten ersetzt werden. Mit $r_1 = \bar{u}(z)\tau$ und $\mathbf{x} = (0, 0, z)$ gilt für horizontal homogene Turbulenz zum Zeitpunkt t :

$$R_{ii}(z, r_1, t) = R_{ii}(z, \tau) \quad (3.22)$$

Die Korrelationen zweier unterschiedlicher Größen an zwei verschiedenen Orten oder zu verschiedenen Zeiten wird als *Kreuzkorrelationen* oder *Kreuzkovarianz* bezeichnet. Eine mögliche Form der Kreuzkorrelation ist die Korrelation zweier unterschiedlicher Signale an zwei verschiedenen Orten zur gleichen Zeit:

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)} \quad (3.23)$$

Oder am selben Ort zu verschiedenen Zeiten:

$$R_{ij}(\mathbf{x}, \tau) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x}, t + \tau)} = \frac{1}{T} \int_0^T u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x}, t + \tau) dt \quad (3.24)$$

Entsprechende Abhängigkeiten lassen sich auch an verschiedenen Orten zu verschiedenen Zeiten bilden. Kreuzkorrelations- bzw. Kreuzkovarianzfunktionen sind im Allgemeinen nicht symmetrisch, sondern weisen eine Phasenverschiebung ihres Maximums auf [116], [137].

Die drei turbulenten Geschwindigkeitskomponenten u_i in i -Richtung mit $i = 1, 2, 3$ für x, y, z führen mit den Beziehungen 3.21 und 3.23 auf neun Kovarianzfunktionen. Unter der Annahme räumlicher Homogenität der Turbulenz sind sechs dieser Kovarianzen unabhängig. Somit ist die allgemeine Form der Geschwindigkeits-Doppelkovarianzfunktion ein Tensor. Dieser ist unter der Annahme, dass die Geschwindigkeitsfluktuationen u_i stationär und homogen in alle Richtungen sind, eine Funktion des räumlichen Abstandes $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$ nicht des Ortes selbst:

$$R_{ij}(\mathbf{r}, t) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)} \quad (3.25)$$

Dieser Tensor hat neun Elemente, wobei auf der Hauptdiagonalen die Autokorrelationsfunktionen, auf den Nebendiagonalen die Kreuzkorrelationsfunktionen stehen.

3.3.6.5 Charakteristische Längen der Turbulenzstruktur

Aus den oben beschriebenen Korrelationsfunktionen lassen sich Größen zur räumlichen Charakterisierung der Turbulenz gewinnen. Die sogenannten integralen Längenmaße berechnen sich durch die Integration der räumlichen Kovarianzfunktionen. Beispielsweise ist das integrale Längenmaß L_u^x der longitudinalen Fluktuation u in Richtung x definiert zu:

$$L_u^x = \frac{1}{\bar{u}^2} \int_0^\infty R_{uu}(z, r_1, t) dr_1 \quad (3.26)$$

Man kann L_u^x als eine Länge interpretieren, die in etwa den mittleren Abmessungen der energietragenden Wirbel, assoziiert mit der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente

in x-Richtung, entspricht. Prinzipiell sind damit insgesamt neun integrale Längenmaße definiert, die mit den Dimensionen der Wirbel in den drei Raumrichtungen korrespondieren. Jede dieser Richtung kann mit der longitudinalen, der transversalen und vertikalen Komponente assoziiert werden.

Da es in der Praxis meist nur mit sehr großem Aufwand möglich ist, Wirbelfelder durch gleichzeitige Messungen der Geschwindigkeitsschwankungen an einem räumlichen Gitter zu charakterisieren, wird sich die Gültigkeit der Taylor-Hypothese zu Nutze gemacht. Damit können mithilfe von Autokovarianzfunktionen, als Ergebnis von Messungen an einem einzelnen Punkt, anschauliche Maße für charakteristische räumliche Ausdehnung von Wirbelelementen erhalten werden. Aus Gleichung 3.26 ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 L_u^x &= \frac{1}{u^2} \int_0^\infty R_{uu}(z, r_1, t) dr_1 \\
 &= \frac{1}{u^2} \int_0^\infty R_{uu}(z, \tau) d(\bar{u}(z)\tau) \\
 &= \frac{\bar{u}(z)}{u^2} \int_0^\infty R_{uu}(z, \tau) d\tau
 \end{aligned} \tag{3.27}$$

Die Integration der normierten Autokovarianzfunktion wird auch als integrales Zeitmaß bezeichnet. Für atmosphärische Grenzschichten lässt sich festhalten, dass die Größe der integralen Längenmaße von der Höhe z und der aerodynamischen Rauigkeitslänge z_0 abhängen. Die mittleren Abmessungen der Böenballen nehmen mit wachsender Höhe zu, während zu erwarten ist, dass sie mit steigender Rauigkeit abnehmen.

Es ist bekannt, dass die in der Literatur angegebenen Werte für die integralen Längenmaße stark streuen [133], [137]. Grund hierfür sind unterschiedliche Methoden zur Schätzung des integralen Längenmaßes (Unsicherheit in der Schätzung), der zu Grunde gelegte Stationaritätsgrad sowie Messfehler (Experimentelle Unsicherheit), als auch nicht ausreichend große Datensätze (statistische Unsicherheit) [137]. Darüberhinaus besteht eine physikalische Unsicherheit in der Bestimmung der physikalischen Strömungsparameter wie etwa der Bodenrauigkeit. Beispielsweise variieren integrale Längenmasse für offenes Gelände zwischen 120 m und 630 m in 150 m Höhe und zwischen 60m und 460m in 30m Höhe [137]. In [137] wird darauf hingewiesen, dass experimentell bestimmte und nach Gleichung 3.28 berechnete integrale Längenmaße für unterschiedliche Standorte mit gleichen spezifischen Rauigkeitsstrecken sich um den Faktor 2 unterscheiden können. In [133] wird hierfür ein Faktor von 3.5 angegeben.

Counihan (1975) schlägt eine empirische Formel vor, mit deren Hilfe sich die Rauigkeitsabhängigen integralen Längenmaße L_u^x in Abhängigkeit der Höhe z abschätzen lassen (aus [37], [137]):

$$L_u^x = Cz^m \tag{3.28}$$

Tabelle 3.4 gibt beispielhaft Werte für die Parameter C und m an.

In [37] werden Werte für die integralen Längenmaße L_u^y und L_u^z als Funktion von L_u^x angegeben: $L_u^y = 0.3L_u^x$ und $L_u^z = 0.2L_u^x$.

z_0 [m]	C [-]	m [-]
0.01	220	0.19
0.1	64	0.37
1.0	28	0.46

Tabelle 3.4: Werte für die Parameter C und m als Funktion der Rauigkeitslänge z_0 , aus [137]

Es lässt sich feststellen, dass die Korrelationen eine echte dreidimensionale Erfassung der Turbulenzstruktur wiedergeben. Mithilfe dieser Funktionen ist es möglich, genauere Erkenntnisse über die charakteristischen Längen und damit über die Turbulenzstruktur, zu erhalten.

3.3.6.6 Spektrale Dichtefunktion der Geschwindigkeitsfluktuationen

Die Modellvorstellung turbulenter Strömungen, nach der die Turbulenzbewegung als die Folge einer Überlagerung von Wirbeln verschiedener Frequenz und Stärke gesehen wird, wurde in Kapitel 3.3.5 durch den sogenannten Kaskadenprozess erläutert. Die gesamte kinetische Energie der turbulenten Bewegung setzt sich aus Beiträgen der einzelnen Wirbel zusammen. Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie auf die verschiedenen Längenskalen bzw. die zugehörigen Wellenzahlen werden durch das Energiespektrum wiedergegeben. Der zu Beginn dieses Kapitels beschriebene mikrometeorologische Bereich des Van-der-Hoven-Spektrums zur Einordnung einzelner Windphänomene spiegelt das Energiespektrum für die longitudinale Schwankungskomponente im Frequenzbereich wieder. Im Folgenden werden Grundlagen erläutert, die für die statistische Beschreibung turbulenter kinetischer Energie der Windfluktuationen mithilfe von spektralen Dichtefunktionen notwendig sind.

Prinzipiell ist die spektrale Dichtefunktion als Fourier-Transformation der Kovarianzfunktion definiert [70], [116]. Sie stellt im Frequenzbereich das passende Gegenstück zu der Kovarianz im Zeitbereich dar und lässt sich über die Wiener-Khintchine-Transformation ineinander überführen. Die im Windingenieurwesen weit verbreitete Autokovarianzfunktion und die durch die Taylor-Hypothese mit ihr verbundene räumliche Kovarianzfunktion in Windrichtung bilden mit dem Leistungsspektrum folgendes Transformationspaar (hier ausgedrückt für eine bestimmte Höhe z):

$$\hat{F}_u(k_1) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{uu}(r_1) e^{-ik_1 r_1} dr_1 \quad (3.29)$$

$$R_{uu}(r_1) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{F}_u(k_1) e^{ik_1 r_1} dk_1 \quad (3.30)$$

Hier stellt $k_1 = 2\pi f / \bar{u}$ die Komponente des Wellenzahlvektors $k = (k_1, k_2, k_3)$ in longitudi-

naler Richtung dar. Im Frequenzbereich lautet das Transformationspaar:

$$\hat{S}_u(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{uu}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (3.31)$$

$$R_{uu}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(f) e^{i2\pi f\tau} df \quad (3.32)$$

Darin bezeichnet $\hat{S}_u(f)$ die zweiseitige spektrale Dichtefunktion oder auch Energiespektral-dichtefunktion bzw. Leistungsspektrum bezogen auf den Frequenzbereich (Frequenzspektrum) und $\hat{F}_u(k_1)$ bezogen auf den Wellenzahlbereich (Wellenzahlspektrum). Im Folgenden wird diese Funktion kurz als Spektrum bezeichnet.

Da die Autokovarianzfunktion, wie in Kapitel 3.3.6.4 dargestellt, symmetrisch bezüglich ihrer Ordinate ist, reduziert sich die Fourier-Transformation auf die Kosinusfunktion. Unter Anwendung der Euler'schen Beziehung: $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ gilt für das Frequenzspektrum:

$$\begin{aligned} \hat{S}_u(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{uu}(\tau) [\cos 2\pi f\tau - i \sin 2\pi f\tau] d\tau \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{uu}(\tau) \cos 2\pi f\tau d\tau \end{aligned} \quad (3.33)$$

Damit stellt das Leistungsspektrum ebenfalls eine bezüglich ihrer Ordinate symmetrische Funktion dar. Dies führt dazu, dass in der Ingenieurspraxis häufig anstelle der zweiseitigen Spektren, einseitige Spektren Verwendung finden $S_u(f) = 2\hat{S}_u(f)$, $F_u(k_1) = 2\hat{F}_u(k_1)$. Innerhalb dieser Arbeit werden einseitige Leistungsspektren verwendet.

Setzt man $\tau = 0$ in Gleichung 3.32 gilt:

$$R_{uu}(\tau = 0) = \sigma_u^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}_u(f) df = \int_0^{\infty} S_u(f) df \quad (3.34)$$

Die Varianz kann als die auf die Masseneinheit bezogene, zeitgemittelte turbulente kinetische Energie aufgefasst werden. Damit beschreibt das Leistungsspektrum die Verteilung der Varianz, also der turbulenten Energie, über die Frequenzanteile. Das Leistungsspektrum ermöglicht eine Aussage darüber, welchen Beitrag die einzelnen Schwankungsbewegungen einer Schwankungsgröße innerhalb des Frequenzbandes zu dem Gesamtenergiegehalt der Schwankungsgröße leisten. Der größte Ordinatenwert beschreibt ein Energiemaximum der schwankenden Turbulenzkomponente einer bestimmten Frequenz.

Neben dem Autospektrum eines einzelnen Prozesses existiert weiterhin das Kreuzleistungsspektrum zweier unterschiedlicher Prozesse. Es lässt sich durch die Fourier-Transformation der Kreuzkovarianzfunktion herleiten und wird im Folgenden auf Basis von Gleichung 3.24 für einen bestimmten Ort x dargestellt. Die Kreuzspektren sind im Allgemeinen komplex,

da die Kreuzkovarianzfunktion zwangsläufig nicht symmetrisch bezüglich ihrer Ordinate ist:

$$S_{ij}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (3.35)$$

Der erste Teil des Kreuzspektrums, der Realteil, wird als Cospektrum bezeichnet, der Imaginärteil als Quadspektrum:

$$S_{ij}(f) = Co_{ij}(f) + iQ_{ij}(f) \quad (3.36)$$

Die Bewegung einzelner Fluidteilchen ist in Abhängigkeit der räumlichen Distanz zweier betrachteter Raumpunkte mehr oder minder korreliert. Diese Korrelation wird im Frequenzbereich analog zum Korrelationskoeffizienten im Zeitbereich über die Kohärenzfunktion beschrieben. Sie ergibt sich durch Normierung des Kreuzspektrums mit den Autoleistungsspektren der Einzelprozesse.

$$\gamma_{ij}^2(f) = \frac{|S_{ij}(f)|^2}{S_{ii}(f)S_{jj}(f)} = \frac{(Co_{ij}(f))^2 + (Q_{ij}(f))^2}{S_{ii}(f)S_{jj}(f)} \quad (3.37)$$

Die Kohärenzfunktion nimmt Werte zwischen 0 und 1 an. Analoge Beziehungen gelten auch für den Wellenzahlbereich und für die Beziehung der gleichen Geschwindigkeitskomponente an unterschiedlichen Orten zur gleichen Zeit. In diesem Fall stehen die Indizes i und j für verschiedene Punkte im Raum, für ein und derselben Komponente zur selben Zeit. Allgemein werden die Kreuzspektren und Kohärenzfunktionen für die Verrechnung verschiedener Zeitfunktionen verwendet.

Die Fourier-Transformierte des räumlichen Kovarianztensor R_{ij} aus Gleichung 3.25 ist der Tensor der dreidimensionalen Spektren, der sogenannte Spektraltensor Φ_{ij} [45], [70] :

$$\Phi_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} R_{ij}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (3.38)$$

$$R_{ij}(r) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ij}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (3.39)$$

Darin ist \mathbf{k} der Wellenzahlvektor und $(\mathbf{k}\mathbf{r})$ das Skalarprodukt der Vektoren $\mathbf{k} = (k_1, k_2, k_3)$ und $\mathbf{r} = (r_1, r_2, r_3)$.

Der Spektraltensor als Funktion des Wellenzahlvektors liefert zu Lasten seiner Komplexität eine Fülle von Informationen, da das Verhalten des Schwankungsvektors \mathbf{u} nicht nur auf einer Geraden betrachtet wird, sondern sein Verhalten im gesamten Raum einbezogen wird. Für die Ingenieurspraxis ist er im Allgemeinen ungeeignet. Der Spektraltensor wird an dieser Stelle eingeführt, da er als Grundlage für die Erzeugung von turbulenten Windfeldern dient, die an späterer Stelle dieser Arbeit noch dargestellt wird. In der Theorie isotroper Turbulenz führen Transformationen zu einer speziellen Form des Spektraltensors. Diese Form ist nur von einer skalaren Funktion, dem dreidimensionalen Energiespektrum abhängig [45]. Im Allgemeinen ist es nicht möglich das dreidimensionale Energiespektrum

direkt zu messen. Aus der Messung der eindimensionalen Leistungsspektren erhält man unter anderem Informationen über die spektrale Verteilung der Energie und die Lage des Energiemaximums. Sie geben allerdings nur den eindimensionalen Ausschnitt längs einer gegebenen Achse wieder. Dies führt zu den sogenannten räumlichen Aliasing-Effekten, das heißt zu endlichen spektralen Dichten bei geringen Wellenzahlen eindimensionaler Spektren. Für detaillierte Informationen zum dreidimensionalen Spektrentensor und Zusammenhänge zwischen eindimensionalen Spektren und dem dreidimensionalen Spektrentensor sei beispielsweise auf [145] verwiesen.

Die Berechnung der eindimensionalen Leistungsspektren wird in der Praxis häufig mit der zu Gleichung 3.31 und 3.32 äquivalenten Methode über das Amplitudenspektrum durchgeführt. Dazu stehen numerische Routinen wie die DFT oder auch FFT zur Verfügung. Das Amplitudenspektrum ist die Fourier-Transformierte der Zeitfunktion [121], [128]:

$$A_u(f) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t)e^{i2\pi ft} dt \quad (3.40)$$

$$u(t) = \int_{-\infty}^{\infty} A_u(f)e^{-i2\pi f\tau} df \quad (3.41)$$

Die Moden des Amplitudenspektrums sind im Allgemeinen komplexe Zahlen. Da Windgeschwindigkeitsfluktuationen von Natur aus reell sind, gilt:

$$A_u(-f) = A_{u^*}(f) \quad (3.42)$$

Amplitudenspektrum $A_u(f)$ und Leistungsspektrum $S_u(f)$ stehen in den Grenzen $-T$ bis T in folgendem Zusammenhang [128]:

$$|A_u(f)|^2 = A_u(f)A_{u^*}(f) \quad (3.43)$$

$$S_u(f) = \frac{2}{T}|A_u(f)|^2 \quad (3.44)$$

3.3.6.7 Reale Turbulenzspektren

Im vorherigen Kapitel wurden die theoretischen Beziehungen zwischen Leistungsspektren turbulenter Windfluktuationen und Korrelationsfunktionen angegeben. Für die praktische Berechnung schwingungsfähiger Tragwerksysteme ist die genaue Kenntnis des anregenden Böenspektrums sowie das dynamische Verhalten der Tragstruktur erforderlich, da hiervon die Energieaufnahme der Struktur abhängt. Innerhalb des Böenspektrums ist die genaue Auskunft über die Verteilung des Energiegehalts wichtig. Daher wurden für die Windingenieurspraxis aufgrund theoretischer Überlegungen und experimenteller Ergebnisse geschlossene Formeln für das Leistungsspektrum entwickelt, die im Folgenden dargestellt werden.

Zahlreiche Messungen verschiedener Autoren zeigen, dass das Böenspektrum sich im Allgemeinen mit der Windgeschwindigkeit und der Höhe ändert und infolgedessen eine dimensionsbehaftete Größe ist [137]. Eine allgemeine Beschreibung des Spektrums durch eine

Kurve gelingt durch eine normierte Darstellung. Da der Turbulenzgrad mit der Höhe korreliert und die Böenfrequenz von der Windgeschwindigkeit abhängt, eignen sich Höhe und Windgeschwindigkeit zur Normierung der Frequenz [128]. Für Höhen kleiner 50 m wird die Frequenz unter der Annahme, dass sich die Höhe z proportional zum charakteristischen Längenmaß der Turbulenzstruktur verhält, mit der Höhe z und der mittleren Geschwindigkeit normiert [37]:

$$n_z = \frac{fz}{\bar{u}(z)} \quad (3.45)$$

Für größere Höhen wird direkt das charakteristische Längenmaß der Turbulenz L_u^x verwendet:

$$n_L = \frac{fL_u^x(z)}{\bar{u}(z)} \quad (3.46)$$

Üblicherweise wird das Leistungsspektrum im logarithmischen Maßstab dargestellt und zusätzlich mithilfe einer Turbulenzgröße normiert [128]:

$$\int_0^{\infty} \frac{fS_u(f)}{\sigma_u^2} d(\ln f) = 1 \quad (3.47)$$

Damit wird eine universelle Darstellung der Windspektren erreicht, da der Energiegehalt als Integration des Leistungsspektrums über die Frequenzen den Wert 1 ergibt.

Innerhalb des Windingenieurwesens und der Meteorologie existieren eine Vielzahl von mathematischen Funktionen, die das Böenspektrum beschreiben. Allerdings ist dabei zu beachten, dass die unterschiedlichen Formulierungen nur für bestimmte Frequenzbereiche ihre Gültigkeit besitzen. Für die meisten Bauwerke sind Leistungsspektren, die die Energieverteilung im Intertialbereich richtig beschreiben von Interesse, da die Eigenfrequenzen ebenfalls in diesem Bereich liegen.

Für Bauwerke mit sehr niedrigen Eigenfrequenzen muss dagegen auf eine genauere Betrachtung der Energieverteilung im unteren Frequenzbereich Wert gelegt werden.

In [137] wird festgestellt, dass unterhalb des unteren Endes des Intertialbereichs Spektren nicht durch eine universelle Formulierung beschrieben werden können. Kolmogorov zeigte mithilfe von Dimensionsanalysen, dass im Trägheitsbereich eine Proportionalität nach Gleichung 3.48 gelten muss:

$$S_u(f) \sim f^{-\frac{5}{3}} \quad (3.48)$$

Im Folgenden werden Ansätze der Böenspektren für die longitudinale Geschwindigkeitskomponente beschrieben, die im Trägheitsbereich, in der sich die meisten Bauwerkseigenfrequenzen befinden, gültig sind. Tragwerksantworten von Bauwerken, deren Eigenfrequenzen im Intertialbereich liegen, sind weitestgehend unabhängig vom Verlauf des Spektrums im unteren Frequenzbereich.

Die bekannteste Formulierung für $S_u(z, f)$ wurde von Th.v. Kármán (1948) für Windkanalturbulenz entwickelt [65]:

$$\frac{fS_u(z, f)}{\sigma_u^2} = \frac{4n_L}{(1 + 70.8n_L^2)^{\frac{5}{6}}} \quad (3.49)$$

Der Ansatz aus dem Eurocode lautet [37]:

$$\frac{fS_u(z, f)}{\sigma_u^2} = \frac{6.8n_L}{(1 + 10.2n_L)^{\frac{5}{3}}} \quad (3.50)$$

Ein Ansatz, der von Kaimal vorgeschlagen wurde und aus Messungen in flachem homogenem Gelände stammen, lautet [70]:

$$\frac{fS_u(z, f)}{u_*^2} = \frac{102n_z}{(1 + 33n_z)^{\frac{5}{3}}} \quad (3.51)$$

Hierbei wurde für die Normierung des spektralen Wertes die Schubspannungsgeschwindigkeit u_* verwendet. Wie bereits erläutert besteht zwischen Varianz σ_u^2 und der Schubspannungsgeschwindigkeit ein näherungsweise konstanter, Rauigkeitsabhängiger Zusammenhang. Für offenes Gelände gilt mit $\sigma_u^2 = 6u_*^2$

In [137] wird folgende Formulierung, ähnlich dem Spektrum nach Kaimal mit anderen Vorfaktoren vorgeschlagen:

$$\frac{fS_u(z, f)}{u_*^2} = \frac{200n_z}{(1 + 50n_z)^{\frac{5}{3}}} \quad (3.52)$$

Eine detaillierte Diskussion weiterer Ansätze ist in [137] wiedergegeben. Darin enthalten sind auch die jeweiligen Gültigkeiten und Einschränkungen. In [5] wird gezeigt, wie sich die Kurven der Böenspektren in unterschiedlichen Geländerauigkeiten und Höhen entwickeln.

Abbildung 3.7 (links) zeigt Verläufe der Leistungsspektren der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente aufgetragen über der dimensionslosen Frequenz. Hier wurde für $z_0 = 0,3$ die Beziehung $\sigma_u^2 = 3,24u_*^2$, für die Höhe $z = 50 \text{ m}$, für das integrale Längenmass $L_{ux} = 180 \text{ m}$ und für mittlere Geschwindigkeit $\bar{u} = 32 \text{ m/s}$ eingesetzt.

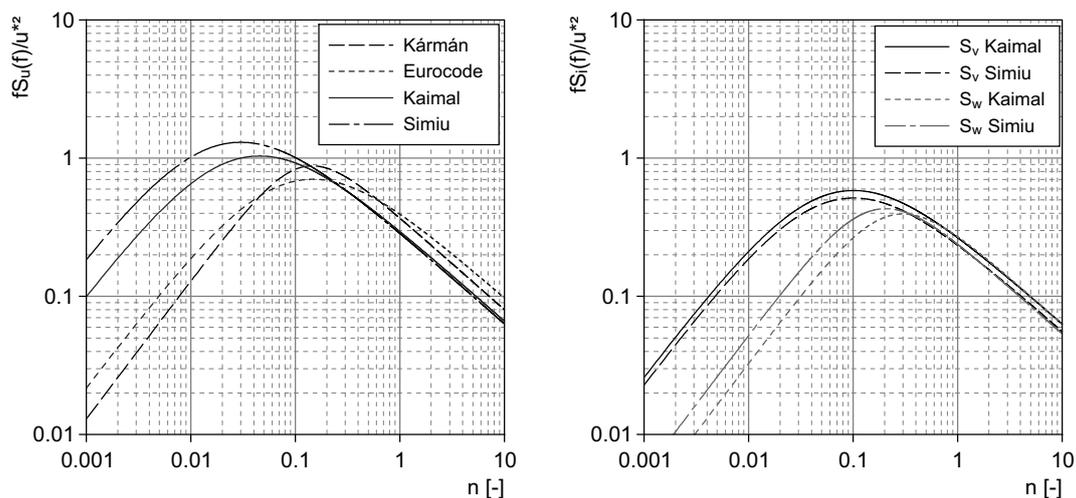


Abbildung 3.7: Normierte Böenspektren der Turbulenzkomponente u (links) und v, w (rechts)

Bisher wurden Spektren für den Prozess der longitudinalen Geschwindigkeitsfluktuationen behandelt. Ähnliche mathematische Formulierungen existieren auch für die laterale und

vertikale Geschwindigkeitskomponente. Ansätze nach Kaimal lauten:

$$\frac{fS_v(z, f)}{u_*^2} = \frac{17n}{(1 + 9.5n)^{\frac{5}{3}}} \quad (3.53)$$

$$\frac{fS_w(z, f)}{u_*^2} = \frac{2.1n}{1 + 5.3n^{\frac{5}{3}}} \quad (3.54)$$

Ansätze aus [137] lauten:

$$\frac{fS_v(z, f)}{u_*^2} = \frac{15n}{(1 + 9.5n)^{\frac{5}{3}}} \quad (3.55)$$

$$\frac{fS_w(z, f)}{u_*^2} = \frac{3.36n}{1 + 10n^{\frac{5}{3}}} \quad (3.56)$$

Abbildung (rechts) zeigt die spektralen Verläufe der lateralen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente, die nach Gleichungen 3.53 bis 3.56 berechnet sind.

Um allgemein eine räumliche Abhängigkeit von Geschwindigkeitsschwankungen zwischen zwei Punkten i und j einer einzigen Komponente mit dem Abstand r in Abhängigkeit der Frequenz f zu beschreiben, bedient man sich wie in vorangehendem Kapitel beschrieben, der Kohärenzfunktion aus 3.37. Hochfrequente Anteile der Windturbulenz stammen von kleinen Turbulenzelementen, infolgedessen ist deren statistische Abhängigkeit nur für geringe Abstände hoch. Große Turbulenzelemente im niederfrequenten Bereich sind auch über größere Entfernungen noch statistisch korreliert.

$$\gamma_{u_i u_j}^2(r, f) = \frac{|S_{u_i u_j}(r, f)|^2}{S_u(z_i, f)S_u(z_j, f)} = \frac{(Co_{u_i u_j}(r, f))^2 + (Q_{u_i u_j}(r, f))^2}{S_u(z_i, f)S_u(z_j, f)} \quad (3.57)$$

Für homogene Turbulenz verschwindet das Quadspektrum, für atmosphärische Turbulenz ist der Quotient aus Quadspektrum und Cospektrum verschwindend gering, sodass für Ingenieuranwendungen das Quadspektrum vernachlässigt werden kann [137]. Davenport schlug 1962 folgenden exponentiellen Ansatz für die Kohärenzfunktion auf rein empirischer Basis vor, die die Abhängigkeit in einer Ebene senkrecht zur Windrichtung behandelt:

$$\gamma_{u_i u_j}(r, f) = e^{-\hat{f}} \quad (3.58)$$

$$\hat{f} = \frac{f[C_z^2(z_i - z_j)^2 + C_y^2(y_i - y_j)^2]^{\frac{1}{2}}}{\frac{1}{2}[\bar{u}(z_i) + \bar{u}(z_j)]} \quad (3.59)$$

Darin bezeichnen $u_i u_j$ die Fluktuationen u an den Punkten i und j , C_y und C_z die sogenannten Abklingkoeffizienten, die experimentell bestimmt werden. Weiterhin sind Koordinaten der Punkte i und j in y_i, y_j und z_i, z_j festzulegen. Nach [137] zeigen Messungen im 1:1 Test, dass die Abklingkoeffizienten für Geländeoberflächen höherer Rauigkeit größer sind als für Oberflächen geringerer Rauigkeit. Weitere Abhängigkeitsparameter sind die Windgeschwindigkeit und die Höhe z . Typische Werte sind $C_y = 10$ und $C_z = 10$ [37]. In [26] wird festgestellt, dass eine vollständige Beschreibung der Kohärenz aufgrund der stark streuenden Angaben von gemessenen Abklingfaktoren verschiedenster Autoren unmöglich ist. Grund dafür ist, dass die Schätzung der Kohärenzfunktion mit großen statistischen Unsicherheiten belegt ist und Gleichung 3.58 eine starke Vereinfachung darstellt.

Weiterhin stammen die Messungen aus unterschiedlichen Topographien und unterschiedlichen Höhen. Außerdem hat die numerische Nachbehandlung der Messdaten einen erheblichen Einfluss auf die Ergebnisse. Verbesserte Ansätze, auf die hier nicht weiter eingegangen wird, die vorhandene Unstimmigkeiten des Ansatzes von Davenport korrigieren, sind in [37] dokumentiert. Durch Vernachlässigung des Quadspektrums lässt sich das Kreuzspektrum $S_{u_i u_j}(r, f)$ mittels des exponentiellen Ansatzes der Kohärenzfunktion folgendermaßen berechnen:

$$S_{u_i u_j}(r, f) = [S_u(z_i, f)]^{\frac{1}{2}} [S_u(z_j, f)]^{\frac{1}{2}} e^{-f} \quad (3.60)$$

Es bleibt festzustellen, dass die beschriebenen Böenspektren abhängig von gewissen Parametern eine invariante, grundsätzlich dem Wind anhaftende Eigenschaft darstellen. Somit gelten die Funktionen nur für die Windbelastung aus freier Anströmung, das heißt für isoliert stehende Gebäude. Im Vergleich zu den dargestellten mathematischen Ansätzen, weisen gemessene Spektren starke Streuung auf, die mithilfe geeigneter Verfahren geglättet werden müssen [128].

Die Spektren verlieren – wie Windprofile auch – ihre Gültigkeit bei besonderen lokalen Gegebenheiten. Vor allem in den innerstädtischen Bereichen führen gebäudeinduzierte Turbulenzen zu Änderungen der Energieverteilung in der spektralen Dichtefunktion der Geschwindigkeitsschwankungen. Beispielsweise entstehen hohe Energiegehalte durch Wirbelablösungen an den Bauwerkskanten von Nachbargebäuden. Gegebenenfalls sind daher spezielle Messungen durchzuführen, um modifizierte Böenspektren zu ermitteln. Bei Windkanalexperimenten wird aus diesem Grund immer die unmittelbare Umgebungsbebauung im Experiment selbst abgebildet, um lokale Änderungen der Turbulenzstruktur zu berücksichtigen.

FAZIT

Für die Erfassung realistischer Tragwerksantworten windbelasteter Konstruktionen ist die Kenntnis grundlegender Eigenschaften der atmosphärischen Grenzschichtströmung von Bedeutung. Grund hierfür ist, dass das aerodynamische Verhalten von Bauwerken durch die turbulente Anströmung geprägt ist und Tragwerke durch zeitabhängige Windfluktuationen bestimmter Größenordnung und Dauer belastet werden. Aus diesem Grund wurden in diesem Kapitel wesentlichen Grundlagen atmosphärischer Grenzschichtströmungen dargestellt. Es wurde gezeigt, dass Windlasten durch die Existenz der spektralen Lücke in einen quasi-stationären Anteil und einen instationären Anteil aufgeteilt werden können.

Für die Analyse von Membrantragwerken ist die genaue Kenntnis des instationären Anteils, also des mikrometeorologischen Bereichs des Van-der-Hoven-Spektrums von großer Bedeutung, da dynamische Windeinwirkung zu Schwingungserscheinung führen kann. Räumliche sowie zeitliche Ausdehnungen der Wirbelstrukturen und deren Energiegehalt sind die wesentlichen Charakteristika, die zur Erfassung kurzzeitiger Windlasten notwendig sind. Es wurden Analysemethoden zur statistischen Beschreibung der regellosen Turbulenzstruktur eingeführt und charakteristische Eigenschaften realer Windturbulenz anhand der Intensitäten, charakteristischen Längenmaßen und Böenspektren wiedergegeben. Die möglichst realitätsnahe Erfassung der turbulenten Windeigenschaften führt, wie im folgenden Kapitel gezeigt wird, in eine numerische Modellierung natürlicher, atmosphärischer Turbulenzen.

Diese dienen als Eingangsrandbedingungen für das ganzheitliche Analysewerkzeug der numerischen Fluid-Struktur-Interaktionssimulation.

Kapitel 4

Analyse windbelasteter Membrantragwerke

Windbeanspruchungen bilden für Membrantragwerke aufgrund ihres geringen Eigengewichts die bemessungsmaßgebende Belastung. Membrantragwerke verhalten sich je nach Vorspannzustand, Krümmung, Geometrie und konstruktiver Ausbildung statisch oder dynamisch. Ein besonderes Augenmerk ist auf die Tatsache zu legen, dass die Formenvielfalt von Membrantragwerken eine systematische Erfassung von aerodynamischen Druckbeiwerten nicht möglich macht. Somit stellt die Ermittlung aerodynamischer Beiwerte mithilfe experimenteller Windkanaluntersuchungen einen wichtigen Baustein bei der Analyse leichter Flächentragwerke dar. Vor diesem Hintergrund werden in diesem Kapitel Modelle dargestellt mit deren Hilfe sich Tragwerksantworten leichter Flächentragwerke ermitteln lassen. Aufbauend auf Ansätzen zur Ermittlung statischer Tragwerksantworten werden Verfahren diskutiert und bewertet, die die Erfassung dynamischer Tragwerksantworten ermöglichen. Im Anschluss daran wird das Modell der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation im Zusammenhang mit dem numerischen Windkanal eingeführt. Mithilfe dieses Ansatzes ist es prinzipiell möglich, das gekoppelte Berechnungsproblem schwingungsfähiger Tragwerke in natürlicher Windströmung zu lösen. Es wird gezeigt, dass das vorgestellte Modell für den Fall dynamischer Tragwerksantworten leichter hochelastischer Flächentragwerke hinsichtlich der Berücksichtigung der physikalischen Effekte, ein ideales Werkzeug darstellt. Die für dieses Konzept notwendige Modellierung natürlicher Windrandbedingungen wird identifiziert und in Kapitel 5 theoretisch sowie anhand von Simulationsbeispielen eingehend behandelt.

4.1 Übersicht über die Modelle

Ingenieurmodelle, mit der Zielvorgabe Antworten windbelasteter Tragwerke zu erfassen, müssen einerseits die Ermittlung der windinduzierten Lasten auf Bauwerke und andererseits die damit verbundene Berechnung der Tragwerksantworten beinhalten. Die Modelle gliedern sich folgendermaßen:

1. Statisches Berechnungsmodell

2. Dynamisches Berechnungsmodell ohne Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur
3. Modell der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation

Das *statische Berechnungsmodell* beinhaltet die Berechnung der Tragwerksantwort basierend auf statischen Ersatzlasten, die zeitlich konstant sind und die die Wirkung der wahren Lasten durch eine bestimmte räumliche Verteilung und Größe erzeugen. Es ist insbesondere bei quasi-statischer Reaktion geeignet. Bei den anderen beiden Ansätzen erfolgen die Modellierung der Windbeanspruchung sowie die Berechnung der Tragwerksreaktionen im Zeitbereich. Ein großer Vorteil dieser Methoden im Gegensatz zu Spektralverfahren, deren Grundlage die Transformation der Schwingungsdifferentialgleichung aus dem Zeitbereich in den Frequenzbereich ist, ist die Möglichkeit nichtlineare Strukturmechanik direkt berücksichtigen zu können.

1982 formulierte Davenport erstmals Komponenten aus der Meteorologie, der Aerodynamik, der Strukturmechanik und -dynamik, die bei der Ermittlung von windbelasteten Tragwerksantworten Eingang finden und skizzierte sie innerhalb der sogenannten „wind loading chain“ [115]. Die grundlegenden Aspekte, die auf der Beanspruchungsseite zu berücksichtigen sind, sind großskalige windklimatische Verhältnisse, die sich in einer Referenzwindgeschwindigkeit für den gegebenen Standort widerspiegeln, und der mikrometeorologische Bereich des Spektrums, der je nach Oberflächenrauigkeit zu kurzwelligen Böenbelastungen führt. Schließlich führen Bauwerksform bzw. -geometrie zu aerodynamischen, bauwerksinduzierten Belastungen.

Ideale Ansätze zur Ermittlung von Windbeanspruchungen für Bauwerke werden in [27] definiert und in Abbildung 4.1, dargestellt. Das Vorhandensein der spektralen Lücke im Van-



Abbildung 4.1: Konzept zur Erfassung von Windbeanspruchungen für Bauwerke

der-Hoven-Spektrum ermöglicht die getrennte Erfassung von windklimatischen Aspekten und der atmosphärischen Grenzschicht bzw. den Einflüssen des Bauwerks. Für die Bestimmung statischer Tragwerksreaktionen ist die gemeinsame Erfassung von bauwerksinduzierten und böeninduzierten Lasten mithilfe von Windkanalversuchen und geeigneter Auswerteverfahren Stand der Technik [27]. Ein Zusammenwirken von Windströmung und Gebäudeumströmung wird anhand der überlappenden Ellipsen verdeutlicht. Vereinfachte Ansätze, bei denen Einflüsse des Bauwerks und der Grenzschichtströmung getrennt voneinander betrachtet werden, wie im an späterer Stelle aufgeführten Nennböenkonzept, werden ebenfalls in der Praxis angewendet.

Es sind jedoch die großen Verformungen von leichten Flächentragwerken unter Windbeanspruchung in Verbindung mit möglichen dynamischen Effekten jeglicher Art, die dem

Ingenieur erhebliche Schwierigkeiten bereiten, mit den gängigen Analysemethoden Tragwerksantworten realitätsnah vorhersagen zu können. In [27] wird festgestellt, dass existierende Berechnungsmodelle für dynamische Strukturantworten nicht alle physikalischen Aspekte der Windströmung und des Tragwerks in idealer Art und Weise berücksichtigen. Einzig der Bau von Prototypen schafft eine Möglichkeit zur Prognose des aerodynamischen Verhaltens windbelasteter Tragstrukturen. Zur Lösung dieses Problems wird der Ansatz der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation, eingegliedert in den numerischen Windkanal, zur Ermittlung dynamischer Tragwerksantworten leichter Flächentragwerke eingeführt.

Ausgehend vom Ansatz zur Ermittlung der Windbeanspruchungen aus Abbildung 4.1 werden die dargestellten Berechnungsmodelle für den Einsatz zur Ermittlung des Tragverhaltens speziell für leichte Flächentragwerke ausgearbeitet.

4.2 Statisches Berechnungsmodell

Wie bereits erläutert besteht die Windlast aus einer statischen Grundlast, resultierend aus dem zeitlichen Mittelwert der Windgeschwindigkeit, überlagert mit einem schwankenden Lastanteil aus Turbulenz. Diese turbulente Windbeanspruchung tritt über ein breites Frequenzband verteilt auf. Die Reaktion des Tragwerks ist statisch auf die Grundlast, quasi-statisch auf die niederfrequenten und resonant auf die höherfrequenten Lastanteile. Eine wesentliche Schwierigkeit bei der Abbildung der böeninduzierten Lasten ist die Erfassung der wirklichkeitsnahen Wirkung auf das Tragwerk [109]. In der Ingenieurspraxis werden aufgrund der einfachen Handhabung Lastschwankungen und ihre Wirkung auf Tragwerke in Form von statischen Ersatzlasten erfasst.

Die Windlasten werden, wie durch den Pfeil angedeutet auf ein Strukturmodell aufgebracht und anschließend die Tragwerksantwort bestimmt. Für leichte Flächentragwerke werden Windlasten meist durch Windkanalversuche ermittelt.

Wie in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt ist, wird die Erfassung der Windlast um die Berechnung der Strukturantwort erweitert.

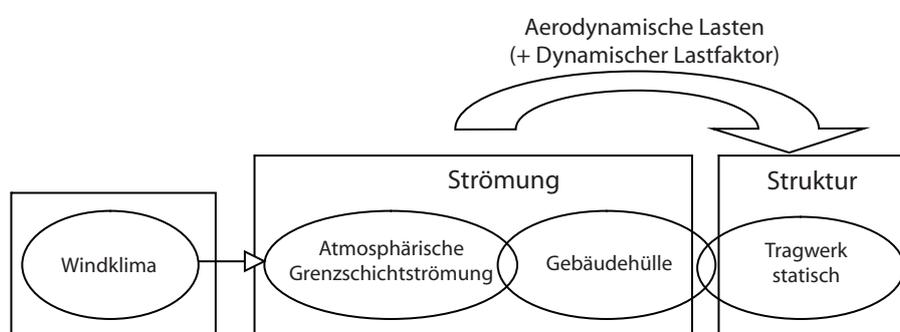


Abbildung 4.2: Statisches Berechnungskonzept

Die einzelne rechteckige Umrandung der Bereiche „Strömung“ und „Struktur“ soll die getrennte Erfassung im Modell veranschaulichen. Das Bauwerk wurde getrennt in Gebäudehülle und Tragwerk, wobei die überlappenden Ellipsen die physikalische Wechselwirkung beider Teile verdeutlichen. Die Trennung innerhalb des Gebäudes in die Bereiche Hülle und Tragwerk besteht in der Realität bei Membrantragwerken nicht, da die Membran sowohl lastabtragendes Element als auch Gebäudehülle zugleich ist. Allerdings wurde aus Gründen der Klarheit innerhalb der Berechnungsmodelle auf die Trennung zurückgegriffen. Der Begriff Gebäudehülle umfasst dabei den Bereich der Lasten, das Tragwerk den Bereich der Reaktion.

4.2.1 Windkanalversuche

Die Ermittlung der Windlasten auf Bauwerke erfolgt durch Windkanalversuche. Die aerodynamischen Beiwerte, die für Standardformen konventioneller Bauwerke oder Tragwerksteile in Normen zu finden sind, stammen aus solchen Versuchen. Im Gegensatz dazu existieren für die freien Formen der Membrantragwerke nahezu keine Literaturangaben zu aerodynamischen Beiwerten, sodass die Durchführung von Windkanalversuchen in vielen Fällen unausweichlich ist. Eine Ausnahme bildet die Veröffentlichung [146]. Dort sind Druckbeiwerte für einzeln stehende, einfache nach unten hin geschlossene Vierpunktsegel, konisch verlaufende Hochpunktstrukturen sowie nach unten offene Hochpunktstrukturen angegeben. Außerdem werden Druckbeiwerte von einfachen Stadiondächern dargestellt.

4.2.1.1 Modellgesetze: Ähnlichkeit der Windlasten

Windbelastungen auf Bauwerke werden auf empirischem Wege, in der Gebäudeaerodynamik in der Regel aufgrund von Modellversuchen ermittelt. Es werden geometrisch ähnliche Modelle realer Objekte in eine den natürlichen Verhältnissen nachgebildete Strömung eingebaut und vermessen. Da die Bedingungen im Experiment mehr oder weniger den natürlichen Verhältnissen nachgebildet werden und außerdem die Versuchsverfahren unterschiedlich sind, sind die Ergebnisse häufig sehr unterschiedlich und müssen mit einer gewissen Vorsicht angewandt werden [159]. Aus diesem Grund hat unter anderem die Windtechnologische Gesellschaft (WTG) 1994 ein Merkblatt veröffentlicht, die den Aufbau und die Durchführung von Windkanaluntersuchungen regelt und als „Windkanalrichtlinie“ der Standardisierung von Windkanalversuchen dient [46], [111]. Die Übertragung der Ergebnisse aus physikalischer Modellierung im Windkanal auf die Natur und die Gewährleistung der Ähnlichkeit der Windlasten kann nur unter Einhaltung verschiedener Modellgesetze erfolgen.

Da in dieser Arbeit die numerische Modellierung naturähnlicher Windverhältnisse ausführlich behandelt wird, werden im folgenden die im physikalischen Versuch für die Einhaltung der Ähnlichkeitsparameter in der Anströmung über homogenem Gelände notwendigen Modellgesetze detailliert dargestellt [46], [56]: Die Ähnlichkeit der zeitlich gemittelten Windprofile in Natur und Modell ist dann gewährleistet, wenn bezüglich der Profile nach

dem Potenzansatz aus Gleichung 3.9 gilt:

$$\alpha_{Modell} = \alpha_{Natur} \quad (4.1)$$

Bei Verwendung des logarithmischen Gesetzes für das Profil der mittleren Windgeschwindigkeit muss das Verhältnis der Rauigkeitshöhen dem Modellmaßstab entsprechen:

$$\frac{z_{0,Modell}}{z_{0,Natur}} = \text{Modellmastab} \quad (4.2)$$

Bezüglich der Turbulenz wird die Ähnlichkeit der Turbulenzintensitäten in Natur und Modellmaßstab gefordert:

$$\left(I(z) \right)_{Modell} = \left(I(z) \right)_{Natur} \quad (4.3)$$

Außerdem ist die räumliche Struktur der Turbulenz maßstäblich abzubilden. Dies wird mit L_{ref} als Referenzlänge durch die Ähnlichkeit der integralen Längenmaße ausgedrückt:

$$\left(\frac{L_{ux}(z)}{L_{ref}} \right)_{Modell} = \left(\frac{L_{ux}(z)}{L_{ref}} \right)_{Natur} \quad (4.4)$$

Weiterhin müssen die Turbulenzspektren in Natur und Modell, aufgetragen über die dimensionslose Frequenz $n = f \frac{L_{ux}}{\bar{u}(z)}$, zu annähernd kongruenten Bildern führen:

$$\left(\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} \right)_{Modell} = \left(\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} \right)_{Natur} \quad (4.5)$$

Die Windkanalrichtlinie fordert weiterhin, dass die vertikale Verteilung der longitudinalen Geschwindigkeitskorrelationen in Modell und Natur übereinstimmen sollten, da die räumliche Struktur der Geschwindigkeitskorrelationen bei großen Strukturen einen merklichen Einfluss auf die dynamischen Lasten haben kann. Außerdem müssen die Geschwindigkeitschwankungen in longitudinaler und lateraler Richtung wie in der Natur korreliert sein. Nach Gleichung 3.18 muss gelten:

$$\rho_{uv} \simeq 0, \rho_{uw} \simeq -0,2 \quad (4.6)$$

Die Sicherstellung, dass eine vollturbulente reynoldszahlunabhängige Prandtl-Schicht im Windkanal modelliert wird erfolgt über die sogenannte Rauigkeitsreynoldszahl, die folgendermaßen definiert ist:

$$(Re_R)_{Modell} = \frac{u_* z_{0,Modell}}{\nu} > 5 \quad (4.7)$$

Darin ist ν die kinematische Zähigkeit der Luft.

Ein weiterer Ähnlichkeitsparameter, der die naturähnliche Umströmung von Bauwerken beschreibt, ist die sogenannte Reynoldszahlähnlichkeit. Die Impuls- und Reibungskräfte in Natur und im Modell stehen im gleichen Verhältnis zueinander, wenn gilt:

$$Re = \left(\frac{\bar{u}L}{\nu} \right)_{Modell} = \left(\frac{\bar{u}L}{\nu} \right)_{Natur} \quad (4.8)$$

Darin ist L die charakteristische Bauwerksabmessung für den betrachteten Strömungsvorgang. Bei üblichen Modellmaßstäben von 1:100 bis 1:500 und bei gleichbleibendem Strömungsmedium in Natur und Modell ist dies nicht realisierbar, da sich im Versuch Geschwindigkeiten ergäben, die um das 100 – 500-fache der Naturgeschwindigkeit betragen müssten.

Da bei scharfkantigen Körpern Ablöseanten eindeutig fixiert sind, kann die Umströmung als Reynoldszahl-unabhängig betrachtet werden, falls ihr Wert von 10000 im Modell nicht unterschritten wird [111]. Bei runden Körpern wird versucht, die Lage der Ablösepunkte im Modell durch Veränderungen der Oberflächenrauigkeit anzupassen.

4.2.1.2 Simulation des natürlichen Windes in Grenzschichtwindkanälen

Abbildung 4.3 zeigt den typischen Aufbau eines Grenzschichtwindkanals (hier Grenzschichtwindkanal des Laboratorium für Gebäudeaerodynamik, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe).

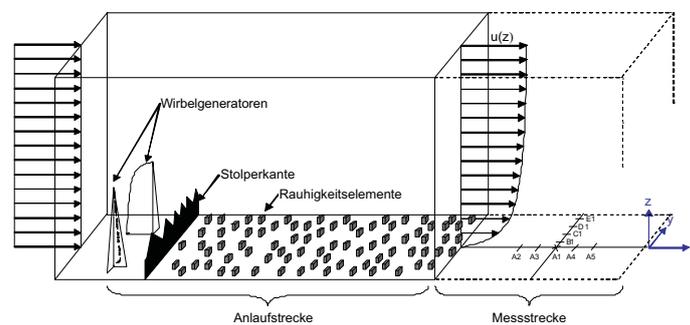


Abbildung 4.3: Aufbau eines Windkanals , aus [56]

Die Teststrecke unterteilt sich grundsätzlich in eine Anlaufstrecke über die sich die Grenzschicht entwickelt und in eine Messstrecke, in welcher die modellierte Grenzschicht einen Gleichgewichtszustand erreicht. Die Anordnung von Wirbelgeneratoren am Einlass dienen dazu, das Geschwindigkeits- und Turbulenzprofil zu Beginn der Anlaufstrecke vorzustrukturieren. Damit wird die Anlaufstrecke im Vergleich zu einer Grenzschichterzeugung nur über die Rauigkeitselemente verkürzt. Die Rauigkeitselemente selbst haben starken Einfluss auf die Form des Geschwindigkeitsprofils. Mit der Anordnung einer Stolperkante wird Einfluss auf die Grenzschichtdicke und das integrale Längenmaß genommen. Dieser Versuchsaufbau beschränkt sich auf die physikalische Simulation der Prandtl-Schicht mit neutraler Schichtung.

4.2.1.3 Messung der aerodynamischen Beiwerte

Sind die in Kapitel 4.2.1.1 beschriebenen Ähnlichkeitskriterien in der An- und Umströmung eingehalten, so können die im Windkanal ermittelten normierten Größen wie aerodynamische Beiwerte vom Modell auf die Natur übertragen werden. Zur Messung von Winddrücken und Ermittlung von Druckbeiwerten werden starre Modelle benutzt, bei denen lediglich die Körperform im geometrischen Maßstab nachgebildet wird. Bei Membrantragwerken, die von beiden Seiten umströmt werden, besteht die Schwierigkeit im Modellbau

darin, Druckmessdosen auf der Oberseite und Unterseite so zu realisieren, dass die Messungen gleichzeitig an beiden Seiten durchgeführt werden können. Die Umsetzung in der Praxis erfolgt häufig durch die Verletzung der geometrischen Ähnlichkeit zwischen Modell und Konstruktion. Grund dafür ist, dass die Membran zweischalig, mit innenliegenden Druckmessschläuchen ausgebildet wird. Damit erhält die Membran im Modellmaßstab Dicken von mehreren Millimetern, was in Natur je nach Modellmaßstab von mehreren Dezimetern bis Metern entspricht. Abbildung 4.4 zeigt den Windkanalversuch von Membranschirmen, durchgeführt am Laboratorium für Gebäudeaerodynamik, Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe.

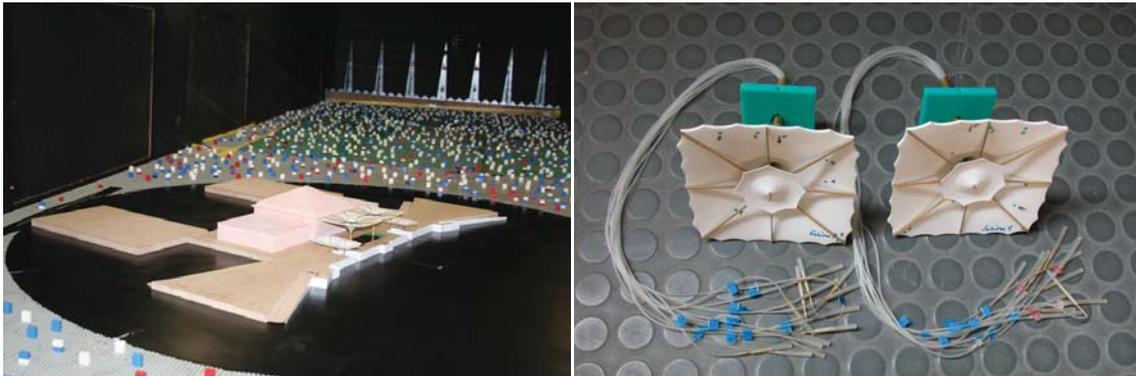


Abbildung 4.4: Windkanalmodell 29m-Schirme, KAIA Jeddah, Saudi Arabia. Architekturbüro Rasch + Bradatsch 2008, Laboratorium für Gebäudeaerodynamik Universität Karlsruhe

4.2.1.4 Modellgesetze: Ähnlichkeit der Strukturreaktion

Statische und dynamische Schnittgrößen und Verformungen infolge turbulenter Windbelastung können experimentell anhand von geometrisch und elastisch-dynamisch ähnlich nachgebildeten Modellen untersucht werden. Bei bestimmten Gebäudetypen wie beispielsweise Stabtragwerken kann die sogenannte selektive mechanische Modellierung verwendet werden, solange die dominierenden Schwingungsformen bekannt sind. Dabei werden nur die relevanten Schwingungsformen durch Anpassung der Steifigkeits-, Dämpfungs- und Masseverteilung im Modell abgebildet. Der Nachteil besteht darin, dass mit steigendem Vereinfachungsgrad die Schwingungsformen in Modell und Natur abweichen. Bei weitgespannten Brücken werden sogenannte Abschnittsmodelle verwendet, da es sich hierbei um einen Sonderfall der Untersuchung von zweidimensionalen Bauwerksumströmungen handelt.

Membranen hoher Vorspannung, steifer Randausbildung und großer Krümmungsradien können als steife Elemente abgebildet werden. Bei zu erwartender großer Membranverformung ist die Abbildung der elastisch-dynamischen Ähnlichkeit von Bedeutung.

Die Arbeiten [39], [68], [77], [96] und [149] befassen sich mit der Einhaltung verschiedener Ähnlichkeitsparameter der Struktur und der Strömung als Grundlage für aeroelastische Modellierung von Membrantragwerken im Experiment. Kaiser formuliert in [71] ein Satz

von Ähnlichkeitskennzahlen und teilt sie in die Bereiche Strömung, Struktur und die Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur ein. Die Modellgesetze, die sich auf die Statik und Dynamik beziehen, werden an dieser Stelle kurz erläutert. Andere Formulierungen der Modellgesetze mit der gleichen mathematischen Aussage existieren bei den oben genannten Autoren.

Die Verhältnisse der Membransteifigkeiten bzw. -spannungen in Kett- und Schussrichtung kennzeichnen den Zustand der Membran und sollten daher ähnlich in Natur und Modell abgebildet werden:

$$\left(\frac{k_k}{k_s}\right)_{Modell} = \left(\frac{k_k}{k_s}\right)_{Natur} \quad (4.9)$$

$$\left(\frac{\sigma_k}{\sigma_s}\right)_{Modell} = \left(\frac{\sigma_k}{\sigma_s}\right)_{Natur} \quad (4.10)$$

Hierbei berechnet sich die Steifigkeit in Kettrichtung k_k aus der Spannung σ_k in Kettrichtung σ_k multipliziert mit der Dicke d . Für die Schussrichtung gilt das gleiche. Die Forderung nach geometrischer Ähnlichkeit bedingt die Ähnlichkeit der Dehnungen im Modell und in der Natur.

Bei dynamisch beanspruchten Membrantragwerken spielt weiterhin die Strukturdämpfung als auch die Aerodynamische Dämpfung eine wichtige Rolle. Die Ähnlichkeit zwischen Modell und Natur wird in Form des logarithmischen Dämpfungsdekrementes als dimensionslose Größe direkt gefordert:

$$(\delta)_{Modell} = (\delta)_{Natur} \quad (4.11)$$

Für die Kopplung mit der Strömung können weitere Modellgesetze aufgestellt werden, die Steifigkeiten der Membran (k_M) und der Seile (k_S) auf den Staudruck q beziehen:

$$\left(\frac{k_M}{qb}\right)_{Modell} = \left(\frac{k_M}{qb}\right)_{Natur} \quad (4.12)$$

$$\left(\frac{k_S}{qb^2}\right)_{Modell} = \left(\frac{k_S}{qb^2}\right)_{Natur} \quad (4.13)$$

$$\left(\frac{\sigma_M}{qb}\right)_{Modell} = \left(\frac{\sigma_M}{qb}\right)_{Natur} \quad (4.14)$$

$$\left(\frac{\sigma_S}{qb^2}\right)_{Modell} = \left(\frac{\sigma_S}{qb^2}\right)_{Natur} \quad (4.15)$$

Darin ist b als Referenzlänge enthalten.

Die letzten Beziehungen setzen die Flächenmasse der Membran m_M bzw. die Seilmasse pro Länge m_S in Beziehung zum Staudruck. Dabei ist g die Erdbeschleunigung und b eine Referenzlänge:

$$\left(\frac{m_M g}{q}\right)_{Modell} = \left(\frac{m_M g}{q}\right)_{Natur} \quad (4.16)$$

$$\left(\frac{m_S g}{qb}\right)_{Modell} = \left(\frac{m_S g}{qb}\right)_{Natur} \quad (4.17)$$

Die Einhaltung aller oben aufgeführten Ähnlichkeitsparameter ist für sehr leichte hochflexible Membranstrukturen mit ihrem hochgradig nichtlinearen Materialverhalten unter Windlast nicht möglich [71]. Dennoch können je nach gestelltem Problem Vereinfachungen getroffen werden, sodass noch aussagekräftige Schlussfolgerungen möglich sind [77], [149].

Dazu gehören beispielsweise die Vernachlässigung der elastischen Ähnlichkeitsbedingungen aus Gleichungen 4.9 und 4.10 bei Membrantragwerken im Raffvorgang, bei denen elastische Längenänderungen vernachlässigt werden können. Tryggvason zeigt in [149] anhand dreier Beispiele, dass die geometrische Steifigkeit für vorgespannte Membrankonstruktionen die elastische Steifigkeit dominiert und somit Fehler in der Einhaltung der elastischen Ähnlichkeitsbedingungen toleriert werden können. Die besondere Schwierigkeit die Ähnlichkeit der Strukturreaktion zu erreichen besteht darin, dass sowohl Materialeigenschaften als auch das statische System mit in Betracht gezogen werden muss [115].

4.2.1.5 Messung der Strukturantwort

Messungen von resultierenden Schnittgrößen aus elastischen Modellen sind auf direktem Wege nur schwer möglich. Daher werden Verformungen gemessen, mit deren Hilfe auf Kraft und Spannungszustände rückgeschlossen werden können. Meist bedient man sich jedoch der Messung von Bauwerksreaktionen an den Auflagern wie beispielsweise Abspannseilen. Bei bewegungsinduzierten Schwingungen ist die Kenntnis von kritischen Geschwindigkeiten, bei denen bestimmte aeroelastische Phänomene eintreten, und Aussagen über die Strukturantwort wie maximale Schwingweiten erforderlich. Beispielsweise wurde die aerodynamische Dämpfung eines Stadionsdachs in Abhängigkeit der Windgeschwindigkeit am Modell untersucht [8]. Es bleibt festzustellen, dass eine ganzheitliche Erfassung aller Kraft und Verformungsgrößen eines Membrantragwerks nicht über elastische Windkanalmodelle möglich ist. Durch Vereinfachungen lassen sich aber Aussagen über die Strukturantwort einzelner Teile, die für die statische und dynamische Analyse von Bedeutung sind, machen. Besonders bei komplexeren Membrantragwerken in Verbindung mit Stab- und Balkenelementen muss auf das Zusammenspiel von Windkanalexperimenten mit numerischen Methoden oder auf rein numerische Methoden zurückgegriffen werden.

4.2.2 Membrantragwerke mit statischem Tragverhalten

Membrantragwerke, die durch hohe Vorspanngrade, große Krümmungsradien und starrer Randausbildung sehr steif sind, erhalten ihren größten Belastungszustand im Augenblick größter Windlast. Ihr Tragverhalten ist statisch, sie sind nicht schwingungsanfällig. Laut DIN 1055-4 gelten Bauwerke als nicht schwingungsanfällig gegenüber der Böenwirkung, wenn die Verformungen unter Windeinwirkungen durch Böenresonanz um nicht mehr als 10 % vergrößert werden. Als Folge lässt sich die Wirkung böeninduzierter Lasten auf das Tragwerk mit dem statischen Berechnungskonzept zutreffend erfassen.

Da es sich bei Membrantragwerken um flächige Gebilde handelt und es somit nicht nur auf die Höhe der Beanspruchung sondern auch auf die flächenhafte Verteilung ankommt, werden Windlasten hier üblicherweise in folgender Form angegeben:

$$w = qc_p \quad (4.18)$$

Darin ist $q = \frac{1}{2}\rho(v(z))^2$ der Staudruck in $[kN/m^2]$ mit der Windgeschwindigkeit v und der Dichte der Luft ρ . Die Windgeschwindigkeit basiert auf einer Extremwertstatistik des Windklimas.

Der Faktor c_p bezeichnet den aerodynamischen Druckbeiwert, mithilfe dessen der dynamische Druck der Strömung in Druckkräfte auf Tragwerke transformiert wird. Er kann sowohl lokal fluktuierende Lasteinflüsse aus der Böigkeit des Windes als auch aus Wirbelablösungen am Bauwerk selbst oder der Umgebungsbebauung enthalten. Je nach Ansatz werden Böeneffekte entweder im Staudruck oder aber in den Druckbeiwerten berücksichtigt. Die Druckbeiwerte werden meist in Windkanalversuchen ermittelt.

Zur Ermittlung der maßgebenden Windlasten mittels experimenteller Versuche stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung, die sich durch die Qualität der Abbildung realer Windbelastung von Bauwerken und die damit einhergehende Komplexität der Verfahren unterscheiden.

4.2.2.1 Nennböenkonzept

Die erste Möglichkeit Windbelastungen auf Bauwerke aus Experimenten zu bestimmen, bietet das sogenannte Nennböenkonzept. Es entspricht dem Konzept der einhüllenden Böengeschwindigkeit, das unter anderem in der Deutschen Windlastnorm eingesetzt wird, falls die quasi-statische Bauwerksreaktion überwiegt [109]. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, dass zeitgleich alle Punkte der Bauwerksoberfläche mit einem voll korrelierten Böenstaudruck belastet werden. Diese Annahme ist nur dann gültig, wenn die Turbulenzballen im Vergleich zur Bauwerksabmessung so groß sind, dass sie die gesamte Lasteinzugsfläche gleichzeitig einhüllen können. Das Konzept setzt voraus, dass das Tragwerk auf die schwankenden Windlasten so reagiert, als wären sie durch quasi-statische Lasten hervorgerufen worden [5]. Das Konzept wird auch als quasi-stationäres Modell der Windlastermittlung bezeichnet, weil man davon ausgeht, dass die Druckschwankungen ausschließlich den Schwankungen des Geschwindigkeitsdruckes folgen.

Wie aus Naturmessungen und Windkanalversuchen hervorgeht, tritt die Böenlast vor allem bei größeren Gebäuden nicht gleichzeitig an allen Oberflächenpunkten auf. Die Korrelation der Druckbeiwerte nimmt mit zunehmender Größe der Lasteinzugsfläche ab [109]. Die gleichwertige Ersatzlast wird durch die stärker räumlich gemittelte Böenlast geringer. Durch den Zusammenhang zwischen Böendauer und Wirbelgröße kommt der Böendauer damit eine besondere Bedeutung zu [110]. Umgesetzt wird dieses Konzept durch die Verwendung der Böengeschwindigkeit $u_{be}(z)$ und eines zeitlich gemittelten Druckbeiwertes \bar{c}_p in Gleichung 4.18.

Bei genauer Betrachtung stellt man fest, dass bei diesem Konzept die atmosphärische Grenzschicht getrennt vom Bauwerk betrachtet wird, da fluktuierende Beanspruchungen durch Strömungsablösung am Gebäude selbst nicht erfasst werden. Turbulenzbedingte Lastfluktuationen werden nur aufgrund der Turbulenz in der Anströmung und der damit bedingten Erhöhung der mittleren Geschwindigkeit erfasst. Das Nennböenkonzept stellt gegenüber der Realität eine sehr starke Vereinfachung dar. Das Modell stimmt mit der Wirklichkeit gut überein, in Gebieten der Bauwerksfläche bei denen die Strömung anliegt. Es versagt in Gebieten abgelöster Turbulenz und versagt bei sehr kleinen zeitlich gemittelten Druckbeiwerten. Sehr kleine mittlere Lastbeiwerte führen nicht zwangsläufig zu kleinen Windlasten, da Lastfluktuationen dennoch bemessungsrelevant sein können [151]. Dieser Nachteil führt zum verbesserten Ansatz der Windlastermittlung durch die Spitzenfaktormethode.

4.2.2.2 Spitzenfaktormethode

Hierbei handelt es sich um einen Ansatz, der die Einflüsse aus Bauwerk und Windturbulenz realitätsnah berücksichtigt. Die Nachteile des Nennböenkonzepts werden vermieden, wenn die Spitzendrücke als Ersatzlast berücksichtigt werden. Im Windkanal werden sowohl die zeitlich gemittelten Druckbeiwerte als auch ihre Schwankungswerte gemessen. Die Synthese der Windgeschwindigkeit und der Druckbeiwerte zur Windlast w erfolgt nach folgender Gleichung:

$$w = \frac{1}{2} \rho (\bar{u}(z))^2 (\bar{c}_p \pm g c'_p) \quad (4.19)$$

Darin ist c'_p die Standardabweichung des fluktuierenden Druckbeiwertes c_p und g der sogenannte Spitzenfaktor. Im Unterschied zum Nennböenkonzept wird hier der zeitlich gemittelte Wert der Windgeschwindigkeit $\bar{u}(z)$ eingesetzt. Für den Spitzenfaktor wird in der Regel ein Wert zwischen 3 und 4 gewählt. Besonders in Bereichen abgelöster Strömung kann der Wert allerdings auf 6 bis 7 ansteigen [151]. Für einen Gauß'schen Prozess hat der Spitzenfaktor eine Größenordnung von 3–5 [28].

Das additive Glied berücksichtigt Lastfluktuationen, die sowohl aus der Turbulenz der Anströmung als auch aus Strömungsablösungen an Bauwerken entstehen, sowohl in negativer als auch positiver Richtung. Damit bietet dieses Konzept realistischere Lastgrößen als das Nennböenkonzept. Die Druckspitzen wirken nicht gleichzeitig und können nur für lokale Lasten unmittelbar angesetzt werden. Entwurfslasten gewinnt man mithilfe der Identifikation der ungünstigsten Lastverteilung aus den tatsächlich beobachteten Momentanverteilungen im Zeitbereich [111]. Die maßgebenden Extremwerte der Spitzendrücke werden mithilfe einer statistischen Analyse bestimmt, wobei der Spitzenwert des Druckbeiwertes keinen Maximalwert, sondern einen statistisch definierten Extremwert darstellt, der mit einer vorab definierten Wahrscheinlichkeit nicht überschritten werden darf.

4.2.3 Membrantragwerke mit dynamischen Tragverhalten

Flexible Tragwerke reagieren auf Windgeschwindigkeitsschwankungen mit Schwingungen. Sie schwingen über die zur maximalen Windgeschwindigkeit gehörenden statischen Reaktion hinaus. Dieser Effekt, auch als Resonanzüberhöhung der Reaktion bezeichnet, kann bei weitgespannten, leichten Konstruktionen mit geringer Dämpfung und kleiner Eigenfrequenz eintreten [110]. Weitgespannte Membrantragwerke mit geringer Krümmung und geringen Vorspanngraden gehören zu dieser Klasse. Daher müssen bei diesen Tragwerken Resonanzüberhöhungen für die Dimensionierung berücksichtigt werden.

Die Schwingungserscheinungen infolge von Böen werden als statische Ersatzlast inklusive eines Lastfaktors, auch als dynamischer Beiwert bezeichnet, approximiert (siehe Gleichung 4.20). Die dynamischen Beiwerte können sowohl die turbulenten Eigenschaften des Windes als auch die Schwingungsreaktionen des betrachteten Systems enthalten. Es besteht beispielsweise die Möglichkeit, die quasi-statischen Ersatzlasten mit einem dynamischen Faktor zu vergrößern, der die Resonanzeffekte aufgrund der speziellen dynamischen Eigenschaften des Tragwerks auf die Verformung oder Schnittgröße erfasst.

$$w = q_{Böe} c_p (DLF) \quad (4.20)$$

Dieser Ansatz ist bei Membrantragwerken besonders geeignet, da es auf die flächenhafte Verteilung der Druckbelastungen ankommt, welche mit Windkanaluntersuchungen zuverlässig bestimmt werden kann. Der Ansatz nach Gleichung 4.20 wurde beispielsweise bei der Dimensionierung von wandelbaren Schirmen angewandt [98]. Die Druckbeiwerte wurden durch Windkanaluntersuchungen bestimmt. Die Ermittlung des dynamischen Lastfaktors erfolgte näherungsweise auf Basis von dynamischen Struktursimulationen im Zeitbereich eines elastischen Schirmmodells. Dabei wurde die Systemantwort aus einer Beanspruchung durch pulsierende Druckdifferenzen mit unterschiedlichen Frequenzen berechnet und mit der quasi-statischen Antwort verglichen. Die so ermittelten frequenzabhängigen dynamischen Lastfaktoren lagen je nach Anregefrequenz im Bereich zwischen ca. 1,1 und 2,0 [33]. In [110] ist ein weiteres Praxisbeispiel aufgeführt, bei dem die flächigen Windlasten auf das Dach der Bayarena in Leverkusen aufgeprägt wurden. Zusätzlich berücksichtigt ein Dynamischer Lastfaktor von 1,12 Resonanzüberhöhungen. Es besteht bei dieser Methode in Zusammenhang mit flächigen Tragwerken prinzipiell die Schwierigkeit, den dynamischen Lastfaktor zu bestimmen. Daher muss er für die Dimensionierung konservativ angenommen werden. Es ist außerdem festzustellen, dass Effekte aus aerodynamischer Dämpfung hier nicht erfasst werden.

Gleichwertig zu 4.20 kann auch eine Ersatzlast ermittelt werden, indem die statische Grundlast mit einem Böenreaktionsfaktor vergrößert wird.

$$w = G\bar{w} \quad (4.21)$$

Das Konzept des Böenreaktionsfaktors, das speziell für Stabtragwerke in der Norm geregelt ist, beruht auf dem Spektralverfahren, das ab 1960 von Davenport für hohe Gebäude entwickelt wurde. Es dient dazu, dynamische Bauwerksreaktionen schwingungsanfälliger Tragwerke unter böeninduzierten Windlasten abzuschätzen. Aufgrund seiner Bedeutung im Windingenieurwesen und der Tatsache, dass es als Grundlage vieler Windlastnormen dient, wird es an dieser Stelle kurz diskutiert, obwohl es für Tragwerke mit nichtlinearem Tragverhalten nur sehr begrenzt einsetzbar ist. Detaillierte Informationen zum Spektralverfahren nach Davenport sind beispielsweise in [118] und [65] nachzulesen. Es handelt sich dabei um ein stochastisches Konzept, da Beanspruchungen aus turbulenter Windströmung deterministisch nicht zu erfassen sind. Auf Basis der Zufallsschwingtheorie werden der Zufallscharakter der Einwirkungen und der Tragwerksantworten mithilfe statistischer Betrachtungen berücksichtigt.

Ausgangspunkt dieses Verfahrens ist das Böenspektrum der Windturbulenz. Die aerodynamische Umsetzung der Windgeschwindigkeiten am Bauwerk in eine Kraft wird durch die sogenannte aerodynamische Vergrößerungsfunktion oder aerodynamische Admittanz ausgedrückt. Die frequenzabhängige aerodynamische Admittanzfunktion beschreibt die Berücksichtigung des Flächeneffektes im Frequenzbereich. Sie erfasst die Größe der einwirkenden Böenballen und ist unter anderem abhängig von der Geometrie des umströmten Bauwerks und der stochastischen Windstruktur [65], [110].

Die Umsetzung der Kraft in die dynamische Bauwerksantwort erfolgt durch die mechanische Übertragungsfunktion, die das Verhalten eines dynamischen Systems beschreibt. Die mechanische Übertragungsfunktion berücksichtigt die mechanischen Eigenschaften des

Systems. Die Varianz σ_x^2 der zufälligen Systemantwort berechnet sich über das Integral der Antwortspektraldichte. Mithilfe der Standardabweichung σ_x der Systemantwort und eines gewählten Spitzenwertes g kann dann einen Extremwert der Systemantwort, der mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit nicht überschritten wird, berechnet werden. Dazu wird die statische Wirkung der Systemantwort \bar{x} infolge des 10 Minuten Mittels der Windgeschwindigkeit mit der Schwankungsgröße überlagert:

$$x_{max} = \bar{x} + g\sigma_x = \bar{x}\left(1 + g\frac{\sigma_x}{\bar{x}}\right) = G\bar{x} \quad (4.22)$$

Unter der Annahme linearen Tragverhaltens kann der Böenreaktionsfaktor G zur Formulierung einer statischen Ersatzlast nach Gleichung 4.21 verwendet werden. Dieser Böenreaktionsfaktor erfasst sowohl die dynamische Resonanzüberhöhung des Tragwerks als auch die räumliche Mittelung der Erregung durch die Windturbulenz über die Größe der Lasteinzugsfläche. Das von Davenport ursprünglich eingeführte Spektralverfahren gilt für einfache Baukörper bei denen Windeinwirkungen in Form von Windkräften berücksichtigt werden können. Es bildet die Grundlage vieler Windlastnormen, da die Transformation in den Frequenzbereich die Erfassung der stochastischen Eigenschaften der Erregerspektren möglich macht und außerdem die Behandlung der Schwingungsdifferentialgleichung vereinfacht.

Membrantragwerke zeichnen sich durch ein sehr komplexes Tragverhalten aus, das sich durch die hohe Nichtlinearität der verwendeten Materialien und des Systemverhaltens ergibt. Aus diesem Grund ist die Anwendung des Spektralverfahrens nur sehr begrenzt möglich. Darüber hinaus kommt es bei diesen weitgespannten räumlich gekrümmten Strukturen auf die flächenhafte Verteilung der Drücke, und nicht auf bereits integrierte Windkräfte an, sodass das ursprüngliche Verfahren nicht angewendet werden kann. Ähnlich einfache Zusammenhänge zwischen Windkraft und Windgeschwindigkeit sind zwischen Turbulenz und Drücken nicht realistisch, sodass die stochastischen Parameter der Drücke mithilfe von Windkanaluntersuchungen bestimmt werden müssen [118]. Damit ist das Verfahren für Freiformen nicht standardisierbar [128].

Weiterhin ist anzumerken, dass das Turbulenzspektrum $S_u(f)$ seine Verteilung durch Interferenzeffekte, also durch Strömungsablösungen an der Umgebungsbebauung ändert. Diese Effekte können mithilfe von Windkanaluntersuchungen ermittelt werden. Als letzter Punkt sei an dieser Stelle zu nennen, dass hohe aerodynamische Dämpfungsgrade nicht ausreichend erfasst sind [119].

4.3 Dynamisches Berechnungsmodell

Membrantragwerke mit geringer Vorspannung und großen Krümmungsradien können unter bestimmten Umständen zu Schwingungen angeregt werden. Infolgedessen müssen bei der Dimensionierung Resonanzüberhöhungen auf die Schnittgrößen und Verformungen berücksichtigt werden. In bestimmten Fällen erfassen Berechnungsmodelle mithilfe von statischen Ersatzlasten die Windbeanspruchungen und Bauwerksreaktionen sehr ungenau. Dies trifft beispielsweise dann zu, wenn Dämpfungseffekte die Resonanzüberhöhung stark verringern. Für diese Fälle steht ein dynamisches Berechnungsmodell im Zeitbereich zur Verfügung, das in diesem Kapitel diskutiert wird. Abbildung 4.5 zeigt schematisch den Berech-

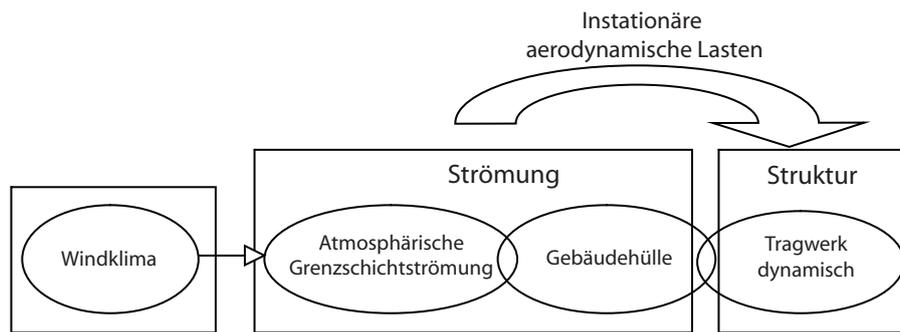


Abbildung 4.5: Dynamisches Berechnungskonzept

nungsablauf. Im Unterschied zum statischen Berechnungsmodell werden Windbeanspruchungen nicht als statische Ersatzlasten erfasst, sondern direkt als instationäre Belastungen in eine dynamische Tragwerksanalyse übergeben. Das Modell beschreibt die Wirklichkeit dann ausreichend, wenn Tragwerksdeformationen so klein sind, dass sich der Strömungszustand nicht maßgeblich ändert. Die extreme Tragwerksreaktion wird durch Integration der Schwingungsdifferentialgleichung berechnet. Hierzu stehen explizite und implizite Methoden zur Zeitintegration zur Verfügung.

4.3.1 Vorgehensweise

Eingangswerte für das dynamische Rechenmodell sind zeitabhängige Druckfelder auf dem Tragwerk. Diese können mithilfe von Windkanalmessungen mit simulierter Windturbulenz durch gleichzeitige Messung der Oberflächendrücke an mehreren Punkten bestimmt werden. Bei dieser Vorgehensweise wird innerhalb der Windkanalversuche die Korrelationsstruktur der Druckfelder erfasst. Äquivalente Informationen können auch in numerischen Strömungssimulationen ermittelt werden, auf die im nächsten Kapitel detailliert eingegangen wird. Im Anschluss daran werden die Lastzeitreihen in eine dynamische Struktursimulation übergeben und die Zeitreihen der Tragwerksantwort berechnet. Die Auswertung der Zeitreihen der Tragwerksantwort kann durch statistische Extremwertanalysen erfolgen. So können Maximas der Tragwerksreaktion festgelegt werden, die mit einer bestimmten festgelegten Wahrscheinlichkeit nicht überschritten werden dürfen.

Wie in Kapitel 4.2.1 diskutiert, werden Windkanaluntersuchungen an skalierten Modellen durchgeführt. Dies hat zur Folge, dass das Zeitmaß im Windkanal im Vergleich zur Natur verkürzt wird. Vorteil ist, dass eine große Anzahl von Stürmen simuliert werden kann. Die Skalierung der Geometrie und der Geschwindigkeit zwischen Natur und Experiment wirkt sich ebenfalls auf die Abtastrate der Druckmessungen aus. Diese muss so hoch gewählt werden, dass die Zeitreihen der Druckfelder soweit zeitlich aufgelöst sind, um Anregungen im Bereich der maßgebenden Bauwerkseigenfrequenzen zu ermöglichen. Je nach vorhandenen Skalierungsfaktoren führt dies unter Umständen an technische Grenzen des Messsystems [14].

4.3.2 Anwendungsbeispiele

Anwendung finden dynamische Strukturanalysen im Zeitbereich vor allem bei weitgespannten Brücken, Turmbauwerken und Stadiondächern. Die Ermittlung von Lastgrößen im Zeitbereich wird dabei auf unterschiedlichste Art und Weise durchgeführt. Bei der Tragwerksanalyse des Olympiastadions Karaiskaki (Pyräus, Griechenland) wurden Druckfelder mithilfe von experimentellen Windkanaluntersuchungen bestimmt [14]. Eine etwas modifizierte Art der Erzeugung der Druckfelder wurde bei der dynamischen Zeitbereichsanalyse des Olympiastadions Rom durchgeführt [15]. Dabei wurden die spektralen Dichtefunktionen und die Kreuzspektren der fluktuierenden Druckwerte in Druckzeitreihen unter Verwendung der Taylor-Hypothese zurückgerechnet. In [81] wird die Methode benutzt, um das nichtlineare Tragverhalten eines Rahmentragwerks einer Halle unter Windbelastung zu berechnen und mit quasi-statischen Berechnungsansätzen zu vergleichen. Die Belastungszeitreihen werden aus Windkanalversuchen gewonnen. In einem weiteren Beispiel ist die Zeitbereichssimulation an einem Membranschirm aus [131] zu nennen. Die Zeitreihen der korrelierten Winddrücke wurden durch eine numerische Strömungssimulation ermittelt. Die Besonderheit hierbei bestand in der experimentellen Ermittlung der Strukturdämpfung verschiedener Membranmaterialien und deren Implementierung in der Strukturanalyse.

Bei weitgespannten Hänge- oder Schrägseilbrücken werden ebenfalls dynamische Simulationsansätze im Zeitbereich angewendet. Basis der Analyse bilden meist experimentelle Windkanalversuchen an Abschnittsmodellen zur Identifikation der aerodynamischen Eigenschaften des Brückenquerschnitts. Es wird von zweidimensionalen Erregermechanismen ausgegangen, was eine Approximation der in Wirklichkeit vorhandenen dreidimensionalen Strömungszustände darstellt und bei Brücken mit ihrer linienhaften Struktur zulässig ist. Die dort gewonnene aerodynamische Übertragung wird dann mit künstlich generierten Windzeitreihen zur Berücksichtigung der Bögigkeit kombiniert, und es wird eine dynamische Analyse im Zeitbereich durchgeführt. Mithilfe dieser Methode ist die Simulation bewegungsinduzierter Schwingungen unter Berücksichtigung der Bögigkeit des Windes möglich. Ablöseerscheinungen aus Nachbarbebauung können bei Brücken im Allgemeinen vernachlässigt werden. Aus diesem Grund ist es hier ausreichend, die Turbulenzspektren des natürlichen Windes mithilfe geeigneter Verfahren in den Zeitbereich zu überführen. Die kombinierte Analyseverfahren berücksichtigt relative Geschwindigkeiten zwischen Bauwerk und Wind sowie Änderungen der Windkraftbeiwerte durch Querschnittsverdrehungen.

Bei dieser Methode wird die Auswirkung der Strukturdeformation auf das Druckfeld am Tragwerk berücksichtigt, nicht jedoch auf das Geschwindigkeitsfeld. Es handelt sich also um eine Approximation der Wechselwirkung zwischen Strömung und Struktur. Die dynamischen Berechnungsmethoden ermöglichen die Berücksichtigung des nichtlinearen Last- und Tragverhaltens sowie einer komplexen Massen- und Steifigkeitsbelegung bei Brückenbauwerken. Die nichtlineare Tragwerksantwort wird wirklichkeitsnah erfasst und damit Tragfähigkeitsreserven besser genutzt. So können unnötig hohe Sicherheitsniveaus gängiger Bemessungsverfahren reduziert und eine wirtschaftlichere Auslegung durchgeführt werden. Für detaillierte Informationen sei auf die Literaturstellen [42], [64], [73], [137] und [157] verwiesen.

Der Vorteil des dynamischen Berechnungsmodells ist, dass es besonders für nichtlineares Tragverhalten und somit für Membrantragwerke geeignet ist. Weiterhin kann die Auswirkung von Erregerkräften aus Ablöseerscheinungen an Umgebungsbebauung oder durch Böenballen untersucht werden. Die Ermittlung von Tragwerksantworten ist allerdings mit einem großen Aufwand verbunden, der allenfalls für Sonderbauwerke gerechtfertigt erscheint. Ein weiterer Vorteil ist, dass die dämpfende Wirkung der Membranmaterialien berücksichtigt werden kann. Die Erfassung aerodynamischer Dämpfung innerhalb der dynamischen Strukturanalyse ist nur sehr begrenzt möglich. Wechselwirkungen zwischen den Strukturbewegungen mit mehreren Freiheitsgraden und dreidimensionaler Bauwerksumströmung, die zu aeroelastischen Instabilitäten und damit zur Zerstörung des Tragwerks führen können, werden in diesem Modell nicht berücksichtigt. Eine vollständige Kopplung der Strukturantwort mit der Strömung ist im Modell nicht enthalten ist.

4.4 Numerische Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation

Abbildung 4.6 verdeutlicht schematisch die Zusammenhänge windbelasteter Konstruktionen, bei denen große Tragwerksverformungen auftreten. Beanspruchungen aus der Strukturumströmung verursachen große Deformationen, die wiederum das Geschwindigkeits- und Druckfeld der Strömung beeinflussen. Infolgedessen ändert sich die Beanspruchung auf das Tragwerk und führt zu einer anderen Strukturantwort. Es liegt eine starke Kopplung der beiden physikalischen Felder, der Struktur- und Strömungsmechanik vor.

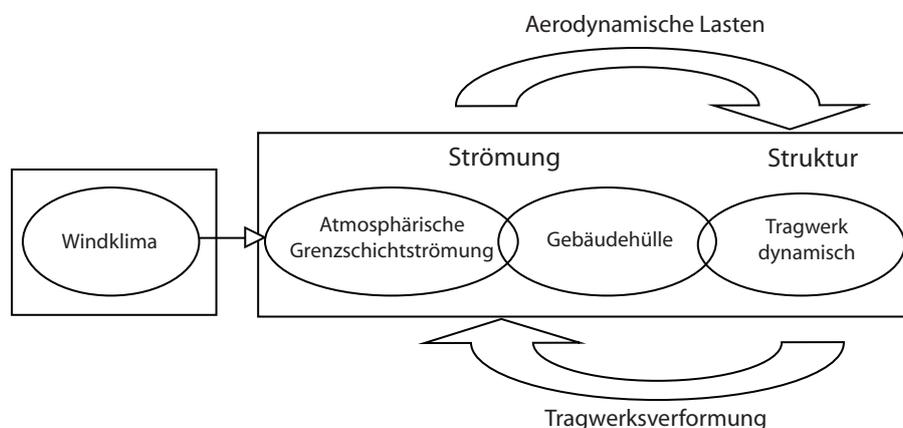


Abbildung 4.6: Konzept der Fluid- Struktur-Wechselwirkungssimulation

Im Gegensatz zu den ersten beiden Berechnungsmodellen ist in diesem Modell die Trennung zwischen Tragwerk und Gebäudehülle, dargestellt durch die rechteckige Umrandung, aufgehoben. Vielmehr besteht die Besonderheit darin, dass sowohl Windbeanspruchungen als auch Tragwerksreaktionen innerhalb eines Berechnungsmodells methodisch erfasst werden und so der Physik des gestellten Problems Rechnung getragen wird.

Wie in Abschnitt 4.2.1.4 dargestellt ist die Analyse dynamischer Tragwerksantworten windbelasteter Membrantragwerke mithilfe experimenteller Methoden nur in Einzelfällen durch



Abbildung 4.7: 26m-Schirme, Medina Saudi Arabien, Architekturbüro Rasch + Bradatsch 2008

vereinfachende Annahmen möglich. Es existieren somit außerhalb des Baus von Prototypen keine geeigneten Analysemethoden, die alle maßgebenden physikalischen Aspekte beinhalten [27]. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit ein vollständig numerisches Simulationswerkzeug zur Erfassung der aerodynamischen und aeroelastischen Phänomene windbelasteter freigeformter Membrantragwerke in atmosphärischer Grenzschichtströmung eingeführt. Dieser Ansatz ist insbesondere dann geeignet, wenn Membrankonstruktionen aufgrund ihrer Konstruktionsweise der Gefahr aeroelastischer Instabilitäten ausgesetzt sind und die dynamische Strukturantwort durch Dämpfungseffekte der mitschwingenden Luftmasse maßgebend beeinflusst wird. Ein Beispiel hierfür ist die Dimensionierung von großen Schirmkonstruktionen des Architekturbüro Rasch + Bradatsch wie in Abbildung 4.7 gezeigt.

4.4.1 Simulationskonzept

Der in dieser Arbeit verfolgte ganzheitliche Ansatz besteht darin, eine Simulationsumgebung zu schaffen mit der alle Aspekte windbelasteter Tragwerke untersucht werden können. Dazu wird die Strömungsumgebung in einem numerischen Strömungsmodell, dem numerischen Windkanal abgebildet. Innerhalb dieser Umgebung befindet sich das Bauwerk, das sowohl mit seiner Gebäudehülle als aerodynamisches Hindernis der direkten Windbeanspruchung ausgesetzt ist, als auch mit seinem Tragwerk, das als numerisches Strukturmodell abgebildet wird (siehe Abbildung 4.8).

Im Falle von mechanisch vorgespannten textilen Konstruktionen hat die textile Hülle sowohl aerodynamische als auch mechanische Funktionen zu erfüllen. Beide Umgebungen werden im Zeitbereich abgebildet. Somit ist sowohl die realitätsnahe Abbildung nichtlinearen Tragverhaltens, was besonders im Falle von textilen Tragwerken äußerst wichtig ist, als auch die stochastische Windanregung möglich. Innerhalb dieser Simulationsumgebung werden sowohl die unbekanntenen Größen der Strömung (Geschwindigkeit und Druck) als auch die der Struktur (Kräfte und Verformungen) berechnet. Wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird, ist es mithilfe dieses Simulationswerkzeugs möglich, sowohl die spezifischen Eigenschaften der Anströmung entsprechend gegebener Geländesituation zu variieren als

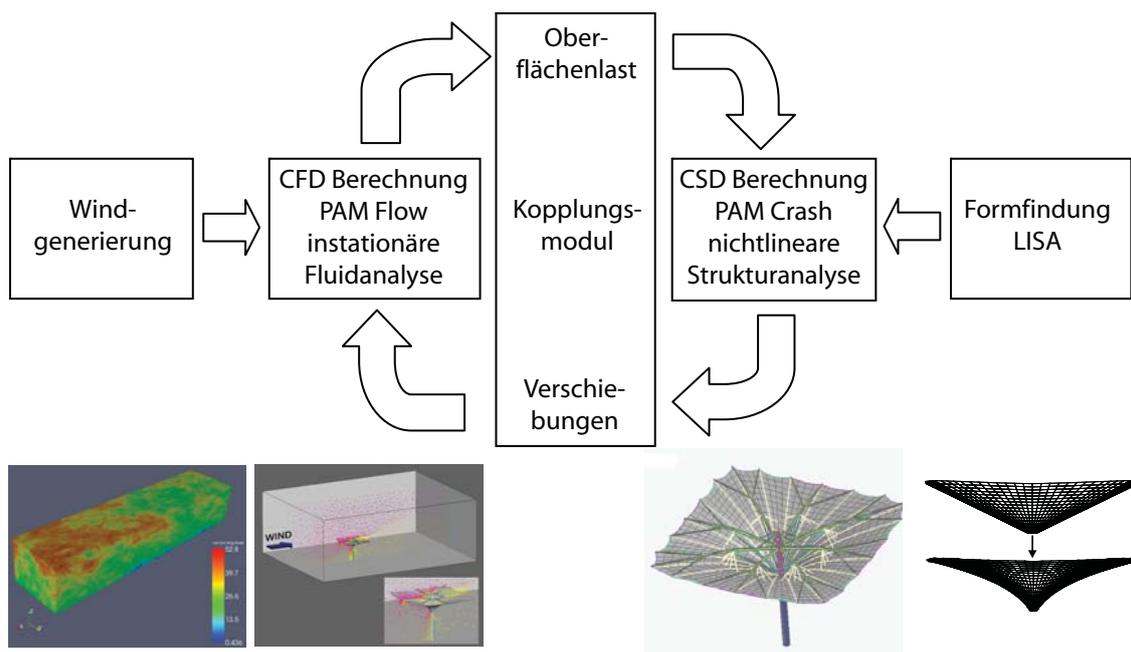


Abbildung 4.8: Simulationsumgebung inklusive Software

auch die der Gebäudeumströmung zu erfassen. Darüber hinaus können Umgebungsbebauungen als geometrische Hindernisse und ihre aerodynamischen Effekte dargestellt werden.

4.4.1.1 Windrandbedingungen

Wie die bisherigen Erläuterungen zeigen, ist für die Ermittlung realitätsnaher Tragwerksantworten windbelasteter Strukturen die räumliche und zeitliche Erfassung atmosphärischer Turbulenzen zwingend notwendig. Aus diesem Grund müssen zeitlich und räumlich korrelierte Windfelder als Eingangsrandbedingungen in das Strömungsgebiet vorgegeben werden. Im Allgemeinen können diese Datensätze aufgrund der begrenzten Messmöglichkeiten und der Fülle an Informationen aus experimentellen Messungen für verschiedene Oberflächenrauigkeiten nicht bestimmt werden. Aus diesem Grund konzentriert sich diese Arbeit auf die Entwicklung und Umsetzung von Methoden zur künstlichen Erzeugung von Wind-einströmbedingungen für numerische Strömungssimulationen (siehe Abbildung 4.8, links 'Windgenerierung'). Die Modellierung dieser Randbedingungen für die dargestellte Simulationsumgebung, deren Implementierung in eine numerische Strömungssimulationssoftware und die Anwendung für die Simulation der Umströmung eines 29 m Membranschirms ist ein Kernpunkt dieser Forschungsarbeit und wird detailliert in den Kapiteln 5 und 6 behandelt (siehe Abbildung 4.8, 'Windgenerierung' + 'CFD Berechnung').

4.4.1.2 Kopplung von Strömung und Struktur

Die Untersuchung von elastischen Strukturen, umströmt von viskosen Fluiden, gehört zu der Klasse der Mehrfeldprobleme, bei denen unterschiedliche physikalischer Felder in Wechselwirkung miteinander stehen. Bei der hier behandelten Problematik wird davon ausgegangen, dass eine starke Kopplung zwischen den Feldern der Strömungsmechanik und Strukturmechanik vorliegt. Dies führt dazu, dass eine Behandlung der einzelnen Teilprobleme unabhängig voneinander die Wirklichkeit nur näherungsweise abbilden würde. Infolge der unterschiedlichen physikalischen Fragestellungen bei Mehrfeldproblemen sind häufig verschiedene Aspekte bei der numerischen Modellierung und der Entwicklung von geeigneten Lösungsstrategien zu beachten.

Allgemein erfolgt bei den hier betrachteten oberflächengekoppelten Problemen der Informationsaustausch auf einer gemeinsamen Oberfläche von zwei aneinander grenzenden Feldern, dem sogenannten Interface. Die einzelnen Felder sind über Kopplungsbedingungen verknüpft, die Interaktion geschieht über entsprechende Randbedingungen. Im Gegensatz dazu belegen bei volumengekoppelten Mehrfeldsystemen verschiedene physikalische Felder dasselbe räumliche Gebiet. Der Informationsaustausch findet im gemeinsamen Gebiet statt. Ein Beispiel für ein volumengekoppeltes System ist die Strömung in porösen Medien, bei denen sich Form und Eigenschaften der porösen Medien infolge der Durchströmung ändern. Zur numerischen Lösung des hier behandelten Mehrfeldproblems stehen im Wesentlichen zwei unterschiedliche Ansätze zur Verfügung:

- Der *monolithische* oder *simultane* Lösungsansatz, bei dem sämtliche physikalischen und algorithmischen Felder als rechnerische Einheit innerhalb eines Ansatzes formuliert und gelöst werden. Innerhalb dieses Ansatzes werden sämtliche Interaktionseffekte zwischen den abhängigen Gleichungen direkt berücksichtigt [104].
- Die *partitionierte* Lösungsansatz, bei dem die einzelnen Teilfelder unabhängig voneinander modelliert und numerisch gelöst werden. Die Interaktionseffekte werden über Kopplungsterme am gemeinsamen Interface zwischen den einzelnen Bereichen sichergestellt. Die einzelnen Felder werden separat über zwei Rechenprogramme simuliert. Die notwendige Kommunikation der einzelnen Teilfelder erfolgt über Methoden der Vorhersage (Prädiktor), Substituierungs- und Synchronisationstechniken [154].

Vorteile der monolithischen Herangehensweise sind eine hohe Konvergenzgeschwindigkeit und numerische Stabilität bei der Lösung des gekoppelten Gesamtsystems [154]. Der wesentliche Nachteil monolithischer Verfahren ist, dass unterschiedliche charakteristische Eigenschaften der Teilprobleme (Zeitskala, Nichtlinearität) nicht berücksichtigt werden können [17]. Außerdem ist die Komplexität des monolithischen Gleichungssystems im Vergleich zu den Teilproblemen deutlich höher.

Das hier behandelte Problem der windbelasteten textilen Tragwerke zeichnet sich durch die Behandlung nichtlinearer Strukturmechanik und turbulenter Strömungszustände aus. Die Vorteile der partitionierten Herangehensweise gegenüber der monolithischen überwiegen bei dem hier bearbeiteten komplexen Problem [154]. Die partitionierte Behandlung erlaubt

es Modellierungs-, Diskretisierungs- und Lösungsverfahren für jedes einzelne Feld unabhängig einzusetzen, die speziell für die jeweiligen Anforderungen der Teilfelder optimal angepasst sind. Der mit diesem Ansatz verbundene modulare Aufbau der Softwareumgebung ermöglicht es, bereits bestehende auch kommerzielle Softwarebausteine, die für das entsprechende Teilfeld entwickelt, getestet und optimiert wurden, zu verwenden. Die Aufspaltung des Gesamtproblems reduziert die Größe der zu lösenden Gleichungssysteme und erleichtert die Berechnung größerer gekoppelter Systeme, da sich der numerische Lösungs- und Speicheraufwand reduziert. Eine Parallelisierung ist direkt möglich, weil jedes Teilproblem auf unterschiedlichen Prozessoren gelöst werden kann. Nachteil der partitionierten Herangehensweise ist, dass sich die numerischen Eigenschaften der Teilfelder hinsichtlich der Stabilität und Genauigkeit nicht automatisch auf das gesamte Mehrfeldproblem übertragen lassen. Somit ist ein Auftreten von Stabilitäts- und Genauigkeitsproblemen möglich, das durch geeignete Verfahrensansätze vermieden werden kann. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass partitionierte Lösungsansätze ein leistungsfähiges und flexibles Werkzeug zur Simulation gekoppelter Fragestellungen sind. Für detaillierte Informationen zur numerischen Behandlung der Fluid-Struktur-Kopplung sei auf die Literaturstellen [53], [63], [104] und [154] hingewiesen.

Im Folgenden werden die wesentlichen Grundlagen der einzelnen Softwareumgebungen der Strömungsmechanik und Strukturmechanik und der Kopplung dargestellt.

4.4.2 Softwareumgebung

Die Berechnung dynamischer Tragwerksantworten windumströmter leichter, hochelastischer, textiler Tragwerke zeichnet sich durch eine enorme Komplexität aus. Auf der Fluidseite sind turbulente Strömungen hoher Reynoldszahlen, auf der Strukturseite geometrisch nichtlineare, stationäre und instationäre Deformationszustände von dünnen Flächentragwerken mit komplexen Freiformen zu berechnen. Das bedeutet, dass schon die Berechnung der einzelnen physikalischen Felder äußerst komplex ist und keine Vereinfachungen zulässt. Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Arbeit auf den partitionierten, kommerziellen Lösungsansatz der PAM Softwareumgebung der Firma ESI Group, Paris, zurückgegriffen. Die einzelnen Berechnungsmodule sind in Abbildung 4.8 dargestellt.

- Formfindung
Textile Tragwerke weisen im Vergleich zu konventionellen Bauwerken ein spezielles Tragverhalten auf, das im Wesentlichen durch die Festlegung der steifigkeitsgebenden Vorspannung und Krümmungsverhältnisse geprägt ist. Die Definition dieser Randbedingungen wirkt sich unter Windbeanspruchung auf das Tragverhalten aus. Aus diesem Grund ist die numerische Formfindung in den numerischen Berechnungsprozess zu integrieren. Detaillierte Angaben zur Theorie und Vorgehensweise sind in [154] nachzulesen. In dieser Arbeit wird die Formfindung mithilfe der Software LISA, einem impliziten Finite-Elemente-Programm durchgeführt. Es wurde 1972 von E. Haug speziell für die statische und dynamische Analyse von Membrantragwerken entwickelt [33], [57], [58], [61].

- **Numerische Strömungssimulation**
Im Bereich der numerischen Strömungssimulation („Computational Fluid Dynamics (CFD)“) kommt das kommerzielle dreidimensionale Simulationsprogramm PAM-Flow (ESI Group), in dieser Arbeit zur Behandlung inkompressibler Strömungen, zum Einsatz. Die räumliche Diskretisierung erfolgt basierend auf der Finite-Elemente-Methode auf unstrukturierten Tetraedernetzen. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt in expliziter Art und Weise. Zur Modellierung turbulenter Strömungen ist unter anderem der Large Eddy Ansatz implementiert; für die Kopplung mit einer Struktursimulation ist die Berechnung auf bewegten Netzen (ALE-Beschreibung) möglich. Die Anpassung großer Strukturdeformationen an das Strömungsnetz erfolgt durch automatische Netzgenerierungsalgorithmen [1], [87], [89]. Verwendung findet die Software unter anderem bei der numerischen Simulation von aerodynamischen Problemstellungen der Automobil- und Luft- und Raumfahrtindustrie.
- **Numerische Strukturmechanik**
Im Bereich der numerischen Strukturmechanik („Computational Structural Dynamics (CSD)“) wird die kommerzielle Software PAM-Crash verwendet. Sie basiert auf einer expliziten, dreidimensionalen Finite-Elemente-Formulierung und ist für die Ermittlung nichtlinearer transienter Tragwerksantworten entwickelt worden. In dieser Arbeit werden Membranelemente, Seil- und Balkenelemente verwendet [2], [89]. Verwendung findet die Software PAM-Crash unter anderem bei der numerischen Simulation von Crashtests im Bereich der Automobilindustrie.
- **Fluid-Struktur-Kopplung**
Die Kopplung der CFD und CSD Codes für die Fluid-Struktur-Interaktionsberechnung wird über einen partitionierten Ansatz explizit gelöst. Die zur Kopplung zu transferierenden Daten existieren auf unterschiedlichen Netzen der einzelnen Teilfelder. Die Nachbarschaftsbeziehungen werden durch „Nearest Neighbour“ oder Octree-basierte Algorithmen ermittelt. Die Übertragung der physikalischen Informationen von einem Netz zum anderen erfolgt durch geeignete Interpolationsverfahren [33], [89].

Im Folgenden werden die wesentlichen Grundlagen der verwendeten Softwareumgebungen der Strömungsmechanik und Strukturmechanik und der Kopplung dargestellt. Es wird gezeigt, dass die in dieser Arbeit verwendete Simulationsumgebung prinzipiell für die Behandlung gekoppelter Probleme aus nichtlinearer Strukturmechanik und der Simulation dreidimensionaler turbulenter Strömungen hoher Reynoldszahlen geeignet ist.

4.4.3 Numerische Strömungsmechanik

Für die behandelte Umströmung von leichten Tragwerken in turbulenter Windströmung ist ein komplexes Fluidmodell erforderlich. Es muss in der Lage sein, dreidimensionale instationäre Strömungen vollständig unter Einfluss von Turbulenzeffekten abzubilden. Die problembeschreibenden Grundgleichungen sind die Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Strömungen.

4.4.3.1 Grundgleichungen

Die physikalische Beschreibung der Strömung viskoser Fluide basiert auf der Annahme, dass Fluide als Kontinuum aufgefasst werden können [139]. Folglich können die Erhaltungssätze der Kontinuumsmechanik zur Herleitung der physikalischen Grundgleichungen angewandt werden. In der Strömungsmechanik wird dabei im Vergleich zur Strukturmechanik, bei der die Lagrange Darstellung bevorzugt wird, auf die Euler'sche Darstellung zurückgegriffen. Dabei werden Feldgrößen, das heißt physikalische Eigenschaften des Raumes eingeführt. Ein Beobachter sitzt an einem festen Raumpunkt und misst die physikalischen Eigenschaften des vorbeiströmenden Mediums an einzelnen Punkten. Vorteil der Anwendung der Euler'schen Darstellung in der Strömungsmechanik ist, dass Bewegung großer Mengen durch die Betrachtung einzelner Kontrollvolumina einfach beschrieben werden können. Die Grundlage für die Berechnung von inkompressiblen Strömungen bilden die Erhaltungssätze für Masse und Impuls. Die Unbekannten sind die Strömungsgrößen der Geschwindigkeitskomponenten u_i sowie der Druck p .

Mit den in Kapitel 2.2.1 genannten Ähnlichkeitsparametern und der Annahme isothermer Strömungen lässt sich das System der Navier-Stokes-Gleichungen in die Gleichungen für inkompressible, isotherme (Viskosität konstant) Strömungen hoher Reynoldszahlen vereinfachen. Volumenkräfte werden bei Luftströmungen aufgrund ihres geringen Einflusses vernachlässigt. Andere vereinfachte Gleichungssysteme sind beispielweise die Euler-Gleichungen (Vernachlässigung viskoser Terme) oder die Stokes-Gleichungen (Vernachlässigung von Trägheitskräften). Bei den sogenannten Grenzschichtgleichungen, die von Ludwig Prandtl 1904 eingeführt wurden, wird von einer großen, aber endlichen Reynoldszahl ausgegangen ($Re \gg 1$).

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.23)$$

oder

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.24)$$

Impulsgleichungen

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + u_i \frac{\partial (u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (4.25)$$

Darin enthalten sind mit τ_{ij} die konstitutiven Beziehungen. Sie beschreiben den stoffspezifischen Zusammenhang zwischen den Spannungen τ_{ij} und den Verformungsraten für inkompressible Strömungen und werden aus Versuchen gewonnen.

$$\tau_{ij} = -\nu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (4.26)$$

oder

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \cdot \mathbf{u} = -\nabla p + \nu \nabla (\mathbf{u} \nabla + \nabla \mathbf{u}) \quad (4.27)$$

In diesen Gleichungen ist u_i bzw. \mathbf{u} der Geschwindigkeitsvektor und p der durch die Dichte dividierte Druck und ν die kinematische Viskosität. Die Herleitung obiger Gleichungen kann beispielsweise in [3], [19] und [44] nachgelesen werden. Es ergeben sich vier Gleichungen für die Unbekannte Druck und die Geschwindigkeitskomponenten in den drei Raumrichtungen. Es handelt sich um ein gekoppeltes System nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen.

4.4.3.2 Randbedingungen

Zur Lösung dieses partiellen Differentialgleichungssystems sind entsprechende Rand- und Anfangsbedingungen vorzugeben. Anfangsbedingungen sind Variablenwerte zum Zeitpunkt t_0 , also das Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0$ auf dem gesamten Strömungsgebiet. Das Anfangsgeschwindigkeitsfeld muss auf Grund der Inkompressibilität divergenzfrei sein, um die Kontinuitätsgleichung zu erfüllen. Randbedingungen definieren die Lösung an den Begrenzungsflächen des Strömungsgebietes für $t > t_0$.

- **Einströmrandbedingung**
Üblicherweise wird die Geschwindigkeitsverteilung über der Einströmfläche vorgegeben. Im Falle der hier behandelten Aufgabenstellung werden instationäre Geschwindigkeitsprofile mit turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen unterschiedlicher Approximationsstufen für natürliche Windströmungen modelliert und am Einströmrand einer numerischen Strömungssimulation (siehe folgendes Kapitel) aufgeprägt. Als einfachstes Modell dient das stationäre Profil der mittleren Windgeschwindigkeit über der Höhe z . Je nach Turbulenzmodellierung sind entsprechende Werte für die Turbulenzgrößen zu spezifizieren.
- **Ausflussrandbedingung**
Die Definition der Ausflussrandbedingung entsteht aus der Notwendigkeit ein „unbegrenzt“ Strömungsgebiet für die numerische Strömungssimulation zu begrenzen. Sie stellt eine besondere Schwierigkeit dar, da die Werte der Strömungsgrößen am Austritt a priori nicht bekannt sind. Es müssen vereinfachende Annahmen für die Strömungsgrößen getroffen werden, die sicherstellen, dass die Strömungssituation stromaufwärts nicht beeinflusst wird. Als Randbedingungen kommen sowohl Geschwindigkeits- als auch Druckrandbedingungen in Frage. Der Druck erscheint in den Navier-Stokes-Gleichungen nur in Gradientenform. Damit wird die bei der Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen das Druckfeld nur bis auf eine Konstante bestimmt. Ist die Entfernung des umströmten Hindernisses weit genug vom Ausströmrand entfernt, so kann beispielsweise eine konstante Druckrandbedingung und freie Geschwindigkeitsrandbedingung (Null-Gradientenbedingung) definiert werden. Diese Randbedingung wird hauptsächlich am Ausflussrand, aber auch an den seitlichen und oberen Begrenzungsflächen des Strömungskanals verwendet. Bei instationären wirbelbehafteten Strömungsphänomenen, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, führt die Festlegung des Druckes dazu, dass große Wirbel, die naturgemäß keine konstante Druckverteilung aufweisen, durch die Druckrandbedingung verändert werden

und somit den Rand nicht störungsfrei passieren. Der Einfluss auf die Strömungssituation stromaufwärts ist dann gering, wenn eine Vergrößerung der Netzweite zum Ausströmrand hin zu einer Dämpfung der Störwellen und damit Verringerung der Wirbeleffekte führt.

- Wandrandbedingungen

Haft- oder „noslip“ Randbedingung

Diese Randbedingung bedeutet, dass die Fluidteilchen an einem festen Rand haften. Sowohl die Tangentiale Komponente der Geschwindigkeit als auch die Normalkomponente (bei undurchlässigen Wänden) sind am Rand gleich Null. Bei bewegten Rändern ist die Geschwindigkeit der wandnächsten Fluidpartikel gleich der Geschwindigkeit des Randes.

Gleit- oder „slip“ Randbedingung

Die Fluidpartikel gleiten entlang des Randes, durchdringen ihn aber nicht. Die Tangentialkomponente des Geschwindigkeitsfeldes ist frei. Diese Randbedingung wird beispielsweise an der oberen und seitlichen Begrenzung des numerischen Windkanals eingesetzt. Dadurch hat das eigentlich unendlich ausgedehnte Strömungsgebiet möglichst wenig Einfluss auf das umströmte Bauwerk. Bei bewegten Rändern wird die Normalkomponente der Wandgeschwindigkeit auf die randnächsten Fluidteilchen übertragen.

- Symmetrierandbedingungen

Bei symmetrischen Strömungsproblemen kann diese Randbedingung dazu verwendet werden, um das Strömungsgebiet zu verkleinern. Vorhandene Symmetrien des Strömungsproblems werden als Randbedingungen angesetzt. Die Normalkomponente der Geschwindigkeit sowie Schubspannungen an der Symmetrieebene sind gleich Null. Da die Umströmung windbelasteter Bauwerke im Allgemeinen ein unsymmetrisches dreidimensionales Problem darstellt, bildet die Anwendung dieser Randbedingungen die Realität im Allgemeinen nicht ab.

4.4.3.3 Raum- & Zeitdiskretisierung

Die Lösung der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichung für komplexe Problemstellungen aus der Gebäudeaerodynamik erfordert die Anwendung numerischer Methoden, da analytische Lösungen nicht existieren. Dazu steht in der numerischen Strömungsmechanik eine Anzahl von unterschiedlichen Verfahren zur Verfügung. Die am weitesten verbreiteten Verfahren sind die Finite-Differenzen-Methode (FDM), die Finite-Volumen-Methode (FVM) und die Finite-Elemente-Methode (FEM). Alle diese Verfahren haben den Lösungsansatz, das System partieller Differentialgleichungen mittels der Diskretisierung und der zugehörigen Gittererzeugung in ein System algebraischer Gleichungen zu überführen. Dieses algebraische Gleichungssystem kann dann mithilfe geeigneter numerischer Algorithmen rechnergestützt und nur an diskreten Punkten des Strömungsgebietes für die Strömungsvariablen gelöst werden.

Die FEM stellt bei der Lösung strukturmechanischer Aufgabenstellungen das populärste Diskretisierungsverfahren dar, wohingegen im Bereich der numerischen Strömungssimula-

tion vor allem Finite-Differenzen-Verfahren und Finite-Volumen-Verfahren weiter verbreitet sind als die Finite-Elemente-Methode. Im Rahmen dieser Arbeit wird die kommerzielle CFD-Software PAM-Flow zur Strömungsberechnung verwendet. Innerhalb dieses Codes erfolgt die räumliche Diskretisierung des Strömungsgebiets mithilfe der Finite-Elemente-Methode. Der größte Vorteil der Finite-Elemente-Methode im Vergleich zu anderen Verfahren besteht darin, dass sie bei komplexen Geometrien, wie das Beispiel der Umströmung von komplizierten dreidimensionalen Strukturen, bestehend aus freigeformten Membranen und Stahlgestänge (Abbildung 4.7) zeigt, besonders geeignet ist. Die räumliche Diskretisierung in PAM-Flow erfolgt aufgrund der hohen geometrischen Flexibilität, der einfachen Gittergenerierung und der Möglichkeit lokaler Verfeinerung mittels unstrukturierter Tetraederelementen. Detaillierte Informationen zur numerischen Strömungssimulation mittels Finite-Differenzen oder Finite-Volumenverfahren sind beispielsweise in [3], [19] und [44] nachzulesen.

Besondere Schwierigkeiten bei der Lösung der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen treten auf, da für den Druck keine eigene Bestimmungsgleichung existiert. Ist der Druckgradient bekannt, so kann aus der Impulsgleichung 4.27 direkt das Geschwindigkeitsfeld berechnet werden. Dieses erfüllt allerdings in der Regel nicht die Kontinuitätsgleichung 4.24, welche eine Zusatzbedingung darstellt.

Es existieren prinzipiell zwei unterschiedliche Verfahren zur Lösung der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen. Es werden Ansätze verfolgt, die entweder das Gesamtsystem aus Kontinuitäts- und Impulsgleichungen zusammen lösen oder das Gesamtproblem in einzelne Teilprobleme aufspalten. Die beiden Ansätze werden als gekoppelte bzw. entkoppelte Lösungsverfahren bezeichnet.

Das in dieser Arbeit verwendete Lösungsverfahren der zeitabhängigen Navier-Stokes-Gleichungen gehört zu den sogenannten Projektionsverfahren, auch als Geschwindigkeitskorrektur-Verfahren bezeichnet. Es handelt sich dabei um ein entkoppeltes Lösungsverfahren, bei dem das Geschwindigkeitsfeld aus der Impulsgleichung mit den aktuellen Strömungsvariablen ohne Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung berechnet wird. In einem zweiten Schritt wird die Poisson-Gleichung zur Bestimmung des Druckfeldes für den neuen Zeitschritt gelöst. Anschließend wird die Geschwindigkeit mit dem Druckfeld aus dem vorherigen Schritt korrigiert. Geschwindigkeiten in der Impulsgleichung werden explizit in der Zeit, der Druck implizit gelöst. Ist die Impulsgleichung räumlich diskretisiert, verbleibt eine gewöhnliche Differentialgleichung in der Zeit, die mithilfe von Zeitintegrationsverfahren gelöst wird.

Der prinzipielle Ablauf der implementierten Projektionsmethode unter Anwendung einer expliziten Zeitintegration für die Impulsgleichung sieht folgendermaßen aus [22]:

- Prädiktor Schritt: $\mathbf{u}^n \rightarrow \mathbf{u}^*$

Im ersten Schritt (Prädiktor) erfolgt die Lösung der Impulsgleichungen und die Erzeugung eines intermediären Geschwindigkeitsfeldes ohne die Berücksichtigung der Massenerhaltung aus Gleichung 4.24. Das bedeutet, dass das berechnete Geschwindigkeitsfeld die Kontinuitätsgleichung nicht automatisch erfüllt.

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + (\mathbf{u}^n \nabla) \cdot \mathbf{u}^n + \nabla p^n - \nu \nabla^2 (\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n) = \nu \nabla^2 \mathbf{u}^n \quad (4.28)$$

Darin ist \mathbf{u}^n das Geschwindigkeitsfeld und p^n das Druckfeld zum aktuellen Zeitpunkt und \mathbf{u}^* das geschätzte Geschwindigkeitsfeld. Weiterhin ist die zeitliche Änderung Δt und n der Index für den Zeitschritt.

- Druck-Korrektur: $p^n \rightarrow p^{n+1}$

In einem zweiten Schritt wird das Druckfeld mithilfe der Poisson-Gleichung für den neuen Zeitschritt $n + 1$ ermittelt:

$$\nabla^2 (p^{n+1} - p^n) = \frac{1}{\Delta t} \nabla \mathbf{u}^* \quad (4.29)$$

- Geschwindigkeitskorrektur: $\mathbf{u}^n \rightarrow \mathbf{u}^{n+1}$

Im dritten Schritt wird mithilfe des Druckfeldes aus dem vorherigen Schritt das intermediäre Geschwindigkeitsfeld korrigiert, sodass es eingesetzt in die Kontinuitätsgleichung die Massenerhaltung erfüllt. Das Geschwindigkeitsfeld zum Zeitpunkt $n + 1$ berechnet sich zu:

$$\mathbf{u}^{n+1} = \mathbf{u}^* - \Delta t \nabla (p^{n+1} - p^n) \quad (4.30)$$

Um die voll gekoppelten Gleichungen aus Impuls und Kontinuität zu erfüllen, müssen diese Schritte in einem iterativen Vorgehen wiederholt durchgeführt werden. Nähere Details zum eingesetzten Lösungsverfahren in PAM-Flow sind in [1], [22] und [97] zu finden.

Die Gleichungen 4.28 bis 4.30 müssen räumlich diskretisiert werden. Die Grundidee der Finite-Elemente-Methode besteht darin, dass die problembeschreibende Differentialgleichung nicht in ihrer starken Form gelöst, sondern in eine schwache Form überführt wird. Dies bedeutet, dass das Residuum der Gleichungen nicht gleich Null, sondern im Integral über das gesamte Lösungsgebiet verschwinden soll. Die Methode der Gewichteten Residuen ergibt sich durch eine Gewichtung des Residuums mit einer Wichtungs- oder Testfunktion. Für Gleichung 4.28 ergibt sich:

$$\int_{\Omega} W^i \left[\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + (\mathbf{u}^n \nabla) \mathbf{u}^n + \nabla p^n - \nu \nabla^2 (\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n) \right] d\Omega = \int_{\Omega} W^i [\nu \nabla^2 \mathbf{u}^n] d\Omega \quad (4.31)$$

Darin enthalten sind W^i als Testfunktion mit $i = 1, 2, \dots, N$, mit der Anzahl der Knoten N . Eine Näherungslösung ergibt sich dadurch, dass die unendlich vielen Unbekannten \mathbf{u} bzw. p durch endlich viele \mathbf{u}_i und p_i ersetzt werden und der Verlauf dazwischen durch die folgende Ansatzfunktionen für die Unbekannten der Geschwindigkeit und des Druckes approximiert wird.

$$\mathbf{u} \approx \tilde{\mathbf{u}} = N^j \mathbf{u}_j \quad (4.32)$$

$$p \approx \tilde{p} = N^j p_j \quad (4.33)$$

Die Tilde kennzeichnet die Ansatzfunktionen des diskreten Problems. Werden die W^i gleich gewählt wie die N^i spricht man vom „Galerkin“-Verfahren, wie in Gleichung 4.34 der Finite-Elemente-Formulierung des Impulses dargestellt. Sind die Funktionen, mit denen das Residuum getestet wird, verschieden von den Funktionen, die die Felder approximieren, so spricht man von einem sogenannten Petrov-Galerkin-Verfahren [152].

$$\int_{\Omega} N^i \left[\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + (\mathbf{u}^n \nabla) \mathbf{u}^n + \nabla p^n - \nu \nabla^2 (\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n) \right] d\Omega = \int_{\Omega} N^i [\nu \nabla^2 \mathbf{u}^n] d\Omega \quad (4.34)$$

Die partielle Integration der Gleichung 4.34 liefert ein Gleichungssystem gewöhnlicher Differentialgleichungen bestehend aus einer Massenmatrix, einer Konvektivitätsmatrix, einer Druckgradientenmatrix, einer Matrix der viskosen Terme und den Unbekannten des Druckes und der Geschwindigkeit. Gleichung 4.29 muss ebenfalls diskretisiert werden. Die exakte Herleitung des vollständigen Gleichungssystems der Finite-Elemente-Formulierung der inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen kann beispielsweise in [22] oder [24] nachgelesen werden. Für ausführliche Darstellungen zu den mathematischen und strömungsmechanischen Aspekten der Methode der Finiten Elemente wird auf [24], [25], [35], [55], [158] und [152] verwiesen. Die Diskretisierung mittels der Standard-Galerkin-Verfahren führt auf numerischen Schwierigkeiten. In [152] schildert Wall ausführlich, dass sich aus der räumlichen Diskretisierung mithilfe des Standard-Galerkin-Verfahren Probleme mit künstlichen Oszillationen im Geschwindigkeits- und Druckfeld ergeben. Aus diesem Grund ist es erforderlich geeignete Stabilisierungsverfahren zu verwenden, auf die hier nicht weiter eingegangen wird.

Der Ausdruck explizit bezieht sich auf das Zeitintegrationsverfahren, das zur Lösung der räumlich diskretisierten gewöhnlichen Differentialgleichung verwendet wird. Explizit bedeutet, dass ausschließlich Werte der 'alten' Zeitebene verwendet werden, um die Variablen der neuen Zeitebene zu berechnen. Bei impliziten Methoden werden hingegen Werte der neuen Zeitebene zur Berechnung der Variablen der neuen Zeitebene benötigt, was dazu führt, dass ein Gleichungssystem gelöst werden muss.

Der größte Nachteil expliziter Zeitintegrationsverfahren besteht darin, dass Genauigkeits- und Stabilitätsanforderungen mit der Zeitschrittweite verbunden sind. Dadurch ist der Berechnungsaufwand für lange physikalische Zeiten (in der Gebäudeaerodynamik typischerweise 10 Minuten), sehr hoch. Die zulässige Zeitschrittweite wird durch die Stabilitätsbedingung der Courant-Friedrichs-Levy-Zahl (CFL) beschränkt:

$$CFL = \frac{\delta t U_{Elem}}{h} \quad (4.35)$$

Die CFL-Bedingung gibt eine Beziehung zwischen dem Zeitschritt δt , der Elementgröße h und der maximalen Geschwindigkeit U_{Elem} innerhalb des Elements an. Mit anderen Worten muss der Zeitschritt kleiner sein als die Zeit, die für maßgebliche Vorgänge im Strömungsgebiet verantwortlich ist. Die maßgeblichen Vorgänge, die von der Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden, sind advektive Strömungsvorgänge, also die Bewegung eines Fluidpartikels von einem Element zum nächsten. Ist die Strömungsgeschwindigkeit in einer atmosphärischen Grenzschichtströmung, also ca. 20 m/s und die kleinste Elementgröße in der Größenordnung von 0,1m, so ist bei einer CFL-Bedingung von $CFL \approx 0,5$ die maximale Zeitschrittweite ca. 0,0025 s. Somit ist die Berechnung von ca. 240 000 Zeitschritten notwendig, um eine Zeitdauer von 10 Minuten zu simulieren. Bei einer Elementgröße von 1 m ergibt sich ein Zeitschritt $\delta t = 0,025s$ und 24 000 Zeitschritte. Bei turbulenten Strömungen bedingt die Auflösung der kleinsten Turbulenzelemente die Zeitschrittweite. Vernachlässigt man die Tatsache, dass eine Vergrößerung der Elementanzahl auch meist mit örtlicher Netzverfeinerung verbunden ist, dann steht bei expliziten Methoden die Rechenzeit näherungsweise linear mit der Anzahl der Elemente in Verbindung.

Aus dieser Darstellung wird deutlich, dass für Problemstellungen aus der Ingenieurspraxis, die meist den Einsatz von mehreren Millionen Elementen erfordern, auf entsprechende

parallele Rechenverfahren nicht verzichtet werden kann. Im Gegensatz zu expliziten Zeitintegrationsverfahren erlauben implizite Verfahren, die in dieser Arbeit nicht zum Einsatz kommen, deutlich größere Zeitschrittweiten. Bei physikalischen Vorgängen, die sehr langsam ablaufen, sind implizite Verfahren häufig effizienter. Allerdings steht dem ein erhöhter numerischer Aufwand (CPU-Zeit und Speicherplatz) pro Zeitschritt gegenüber.

In dieser Arbeit werden die Navier-Stokes-Gleichungen für inkompressible Fluide in einer Kombination mit einer Grobstruktursimulation für die Turbulenzmodellierung, wie an späterer Stelle noch erläutert wird, verwendet. Das verwendete explizite Zeitintegrationsverfahren ist von erster Ordnung Genauigkeit und das räumliche Diskretisierungsverfahren von zweiter Ordnung Genauigkeit [40].

4.4.3.4 Numerische Simulation turbulenter Strömungen

Die in Kapitel 3 dargestellten physikalischen Grundlagen des natürlichen Windes zeigen, dass es sich dabei um turbulente Strömungen großer Reynoldszahlen und damit einen großen Skalenbereichs handelt. Bauwerke, die atmosphärischer Strömung ausgesetzt sind, werden neben der stationären Windlast durch instationäre Geschwindigkeitsschwankungen hervorgerufen durch Turbulenzballen unterschiedlicher Größenordnung belastet. Darüber hinaus entstehen bei der Umströmung von Bauwerken durch Wirbelablösungen an Ecken und Kanten der Baukörper turbulente Nachlaufgebiete, die ebenfalls die Beanspruchung des Tragwerks stark beeinflussen.

Die Navier-Stokes-Gleichungen beschreiben turbulente Strömungen vollständig. Damit ist prinzipiell die direkte numerische Simulation turbulenter Strömungen möglich. Der Ansatz das Strömungsproblem mithilfe der diskretisierten Navier-Stokes-Gleichungen zu lösen, wobei selbst die kleinsten Längen und Zeitskalen durch das Rechengitter aufgelöst werden, wird als 'Direkte Numerische Simulation' (DNS) bezeichnet. Das Verhältnis der kleinsten Längenskalen (Kolmogorov-Länge), bei denen die Energiedissipation stattfindet, zu den größten Längenskalen der Wirbelelemente, die stark problemabhängig sind, wird durch Gleichung 3.10 beschrieben. In [18] schätzt Breuer den numerischen Aufwand in erforderlichen Rechenoperationen N_{OP} für eine DNS-Berechnung einer turbulenten Strömung mit allen relevanten Skalen ab:

$$N_{OP} \approx Re^3 \quad (4.36)$$

Da atmosphärische Grenzschichtströmungen Reynoldszahlen bis zu 10^9 aufweisen können, wird deutlich, dass die Navier-Stokes-Gleichungen für große Reynoldszahlen bis auf absehbare Zeit für Ingenieurprobleme nicht direkt zu lösen sind. Die DNS liefert beim Einsatz geeigneter numerischer Verfahren und ausreichend feiner Gitter praktisch exakte Ergebnisse [18]. Einsatzgebiete für die DNS sind Grundlagenforschung bei kleinen Reynoldszahlen, die unter anderem zum verbesserten Verständnis der Physik turbulenter Strömungen dienen. Infolge der Problematik praxisrelevante Probleme turbulenter Strömungssituationen zu untersuchen, entstanden neben der Direkten Numerischen Simulation weitere Simulationsansätze:

RANS-Ansatz

Der RANS-Ansatz beruht auf einer statistischen Betrachtungsweise einer turbulenten Strö-

mung. Die Momentanwerte der Schwankungsgrößen p und \mathbf{u} werden in einen zeitlichen Mittelwert und einen Schwankungsanteil zerlegt und in die Navier-Stokes-Gleichungen eingesetzt. Bei einer zeitlichen Mittelung der Gleichungen erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes Equations, RANS). Sie unterscheiden sich formal von den Navier-Stokes-Gleichungen nur durch unbekannte Zusatzglieder, die in Form des Reynold'schen Spannungstensors $\tau_{ij}^{RANS} = \overline{u_i u_j}$ zusammengefasst werden können [18]. Die Variablen des Geschwindigkeitsfeldes und des Druckes stellen statistisch gemittelte Größen dar. Der Reynold'sche Spannungsterm beschreibt die Wirkung der turbulenten Schwankungen auf das gemittelte Strömungsfeld. Mit dem Reynold'schen Spannungsterm τ_{ij}^{RANS} stehen aus Symmetriegründen sechs Unbekannte mehr als Bestimmungsgleichungen zur Verfügung, was dazu führt, dass das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen ist. In diesem Zusammenhang wird vom Schließungsproblem der Turbulenz gesprochen. Vorteil der Erhaltungsgleichungen für mittlere Größen ist, dass sie mit vertretbarem numerischem Aufwand gelöst werden können.

Ziel der Turbulenzmodellierung ist es, das Gleichungssystem durch Verwendung empirischer oder halb-empirischer Informationen zu schließen. Dazu ist es notwendig mathematische Beziehungen bereitzustellen, die das Verhalten der Turbulenz approximieren. Das Kriterium für die Klassifizierung von Turbulenzmodellen bildet in der Regel die Anzahl der zusätzlich zu den Reynold'schen Gleichungen gelösten partiellen Differentialgleichungen. Man unterscheidet in Nullgleichungs-Modelle, bei denen das Gleichungssystem mithilfe algebraischer Beziehungen geschlossen wird. Eingleichungs- und Zweigleichungs-Modelle, verwenden zur Schließung des Gleichungssystems zusätzliche partielle Differentialgleichungen. Weiterführende Informationen sind beispielsweise in [18] zu finden. Der Kernpunkt des RANS-Ansatz ist, dass das gesamte Spektrum durch die Modellierung der Turbulenz abgedeckt wird [18].

RANS-Ansätze zur Simulation turbulenter Strömungen bieten sich insbesondere bei technischen Anwendungen an, bei denen nicht detaillierte Kenntnisse turbulenter Strömung, also Momentanwerte, von Interesse sind, sondern integrale Größen wie Auftriebs- oder Widerstandswerte. Der Einfluss der Turbulenz auf die integralen Werte ist dabei nicht vernachlässigbar und führte auf die Grundidee des Verfahrens, dessen theoretischen Zugang Osborne Reynolds im 19. Jahrhundert lieferte.

LES-Ansatz

Sind bei strömungsmechanischen Problemstellungen neben den zeitlich gemittelten, integralen Größen auch Momentanwerte von Interesse, so ist der RANS-Ansatz ungeeignet. Grund dafür ist, dass das Zeitintervall für die Mittelwertbildung das charakteristische Zeitmaß der Schwankungsbewegung überschreitet und somit Momentanwerte herausgefiltert werden. Neben der Direkten Numerischen Simulation existiert eine weitere Alternative als zeitaufgelöstes Verfahren zur Simulation turbulenter Strömungen: die Large Eddy Simulation (LES) oder auch Grobstruktursimulation. Die Beschränkung der DNS auf nur sehr kleine und damit praxisferne Probleme entfällt bei dem LES-Ansatz. Dort werden die größeren Wirbelstrukturen (turbulente Grobstruktur) in ihrer räumlichen und zeitlichen Entwicklung durch die Lösung der zugehörigen Erhaltungsgleichungen direkt berechnet. Die kleinen Skalen des turbulenten Strömungsfeldes (turbulente Feinstruktur) werden durch ein Modell approximiert (siehe Abbildung 4.9, links). Durch diese Vorgehensweise wird eine Modellie-

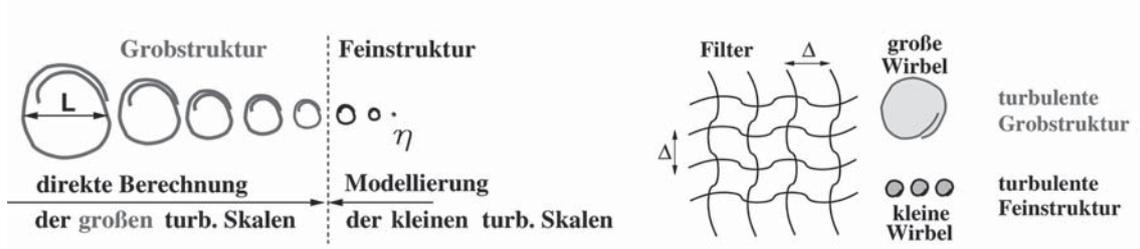


Abbildung 4.9: Large Eddy Simulation, aus [19]

rung der großen, energiereichen, stark anisotropen und inhomogenen Turbulenzelemente, für die nur schwer ein allgemeingültiges Modell gefunden werden kann, vermieden. Stattdessen werden die universelleren charakteristischen Eigenschaften der kleinskaligen Turbulenzelemente, die nahezu homogen, isotrop, kurzlebig und dissipativ sind, modelliert [19], [49]. Der Ausgangspunkt für die LES ist also die Trennung in große und kleine Skalen (Grob- und Feinstruktur).

Es existieren verschiedene Ansätze in der Literatur, aus den Navier-Stokes-Gleichungen die Grundgleichungen der LES abzuleiten. Abbildung 4.9, rechts, veranschaulicht den im Folgenden verwendeten Filterungsansatz, bei dem die Erhaltungsgleichungen über ein begrenztes räumliches Gebiet gemittelt werden:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad p_i = \bar{p}_i + p'_i \quad (4.37)$$

Der Momentanwert von Geschwindigkeit und Druck setzt sich aus dem Grobstrukturwert \bar{u}_i, \bar{p}_i (GS=„grid scale“) und dem Feinstrukturwert u'_i, p'_i (SGS=„subgrid scale“) zusammen.

Damit lauten die Grundgleichungen der LES [129]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}^{mol}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_i} \quad (4.39)$$

Der Tensor für den molekülbedingten Impulstransport ergibt sich zu:

$$\bar{\tau}_{ij}^{mol} = -2\nu \bar{S}_{ij} \quad \text{mit} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] \quad (4.40)$$

mit dem Deformationstensor \bar{S}_{ij} , gebildet aus den Grobstruktur-Geschwindigkeiten.

Der sogenannte Feinstruktur-Spannungstensor τ_{ij}^{SGS} stellt den Beitrag der nicht aufgelösten Bewegung in den Gleichungen der aufgelösten Strukturen dar. Analog zum RANS-Ansatz entsteht auch beim LES-Ansatz wiederum ein Schließungsproblem, das durch die Einführung von halb-empirischen Modellansätzen gelöst wird. Diese Modellansätze können wiederum nach der Anzahl der zusätzlich zu lösenden partiellen Differentialgleichungen klassifiziert werden. Der Reynold'sche Spannungstensor τ_{ij}^{RANS} beschreibt den turbulenzbedingten Impulstransport durch alle im Strömungsfeld vorherrschenden Schwankungsbewegungen. Der Feinstruktur-Spannungstensor τ_{ij}^{SGS} beschränkt sich auf die Wirkung der kleinskaligen Turbulenz und deren Einfluss auf das Grobstrukturfeld [18].

Im Folgenden wird das in dieser Arbeit verwendete Feinstrukturmodell (Nullgleichungsmodell) nach Smagorinsky dargestellt. Es wird keine zusätzliche Differentialgleichung, sondern eine algebraische Beziehung eingesetzt. Der Feinstruktur-Spannungstensor wird folgendermaßen aufgespalten:

$$\tau_{ij}^{SGS} = \underbrace{\tau_{ij}}_{\text{anisotrop}} + \underbrace{\frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk}^{SGS}}_{\text{isotrop}} \quad (4.41)$$

Die Spur des Tensors, die den isotropen Anteil beschreibt, wird zum gefilterten Druck \bar{p} hinzuaddiert, während der anisotrope Anteil zu modellieren ist. Die algebraische Beziehung wird in der Form eines Wirbelviskositätsansatzes zur Bestimmung des unbekanntes Spannungstensors angesetzt:

$$\tau_{ij} = -2\nu_T\bar{S}_{ij} \quad \text{mit} \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left[\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right] \quad (4.42)$$

Hierbei wird ähnlich der molekularen Viskosität ν eine turbulente Viskosität ν_T eingesetzt. Die Proportionalitätskonstante ν_T ist in diesem Fall kein Stoffbeiwert, sondern abhängig von der Turbulenzstruktur. Sie kann somit in Raum und Zeit variieren. Aus Dimensionsgründen wird angenommen, dass $\nu_T[m^2/s]$ das Produkt eines charakteristischen Längenmaßes L_c und einer charakteristischen Geschwindigkeit U_c der Feinstruktur ist. Die charakteristische Länge wird durch die Filterweite Δ und der Smagorinsky Konstanten C_s ausgedrückt $L_c = C_s\Delta$, während für die charakteristische Geschwindigkeit $U_c = L_c|\bar{S}_{ij}|$ gewählt wird. Die Filterweite Δ wird im Allgemeinen durch die Maschenweite des Gitters ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) festgelegt.

Damit ergibt sich mit $|\bar{S}_{ij}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$

$$\nu_T = (C_s\Delta)^2|\bar{S}_{ij}| \quad (4.43)$$

und somit ergibt sich der anisotrope Teil des SGS-Spannungstensors zu:

$$\tau_{ij} = -2(C_s\Delta)^2|\bar{S}_{ij}|\bar{S}_{ij} \quad (4.44)$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen turbulenter Scherströmungen wird aufgrund von Erfahrungswerten bei der Umströmung von Gebäuden ein Wert von $C_s = 0,11$ eingesetzt. Problematisch bei diesem Modell ist die Tatsache, dass eine einzige Konstante für unterschiedliche Bereiche eines Strömungsgebietes definiert werden muss. Der Vorteil des Ansatzes ist seine Einfachheit, da nur eine variable Viskosität eingesetzt werden muss. Außerdem ist das Modell sehr robust, sodass numerische Schwierigkeiten bei stark verzerrten Gittern und komplexen Strömungen selten auftreten. Nachteil ist, dass Fluktuationen in unterschiedliche Richtungen von anisotropen turbulenten Strömungen gleichermaßen gedämpft werden. Weiterhin besteht eine gewisse Unsicherheit bei der Wahl der Konstanten, die oft für jede Strömung anders gewählt wird. Die Eigenschaft des Smagorinsky Modells, rein dissipativ zu sein, steht im Gegensatz zu den meisten Strömungen, wo lokal und momentan ein Energietransport von feinen zu den groben Skalen auftreten kann.

Neben dem Smagorinsky Feinstrukturmodell, das heute bei LES-Berechnungen am häufigsten verwendet wird, existieren weitere Modelle, die beispielsweise in [18], [49], [129]

beschrieben sind. Dort sind auch detaillierte Informationen zu LES-Ansätzen für turbulente Strömungen zu finden. Neben den klassischen Ansätzen wie RANS oder LES existieren eine große Anzahl an Mischformen, auf die in diesem Zusammenhang nicht weiter eingegangen wird. Informationen zu Mischformen sind beispielsweise in [140] wiedergegeben. Informationen zu Simulationsansätzen im Ingenieurwesen sind in [47], [90] und [150] zu finden, Informationen zu RANS-Ansätzen beispielsweise in [31].

Die Wahl geeigneter Randbedingungen stellt bei LES-Simulationen eine fundamentale Notwendigkeit dar. Über die in Abschnitt 4.4.3.2 dargestellten Zusammenhänge hinaus kommen den Randbedingungen an festen Wänden eine besondere Bedeutung zu.

Für voll ausgebildete turbulente Grenzschichten lässt sich aus statistischen Betrachtungen eine universelle Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe ableiten. Der wandnahe Bereich lässt sich in die viskose Unterschicht („viscose sub-layer“), die Übergangsschicht („buffer-layer“) und den voll turbulenten Bereich unterteilen. Innerhalb der sogenannten viskosen Unterschicht ($0 < y^+ < 5$), in der viskose Effekte dominant sind, variiert die Geschwindigkeit linear mit dem Wandabstand. Für den voll-turbulenten wandnahen Bereich ($30 < y^+ < 500$), der sich durch turbulenzbedingten Impulstransport auszeichnet, kann eine logarithmische Geschwindigkeitsverteilung hergeleitet werden [19], [49]. Der dimensionslose Wandabstand bestimmt sich zu $y^+ = \frac{y u_*}{\nu}$ mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* .

Wie bereits diskutiert, sinkt die Größe der dominierenden Wirbel in der Nähe von festen Wänden. Diese Wirbel bestimmen das Verhalten der wandnahen Strömung. Da auch in turbulenten Strömungen die no-slip Randbedingungen ihre Gültigkeit behalten, kann das Verhalten der wandnahen Strömung prinzipiell durch eine hohe Auflösung des Rechengitters abgebildet werden („wall resolved LES“). Um eine hohe Netzdichte im gesamten Strömungsgebiet zu vermeiden, wird in diesen Fällen das Netz in Richtung der Wände verfeinert („boundary layer mesh“). Es ist erforderlich den steilen Geschwindigkeitsgradienten bis hinunter zur viskosen Unterschicht in alle Richtungen numerisch aufzulösen, um die kleinsten Skalen aufzulösen und somit die Randbedingung korrekt abzubilden [19]. Dies führt besonders bei hohen Reynoldszahlen zu sehr feinen Rechengittern in Wandnähe und zusammen mit expliziten Rechenverfahren zu kleinen Zeitschrittweiten und damit großen Rechenaufwand. Aus diesem Grund werden für praxisrelevante Strömungen sogenannte Wandmodelle verwendet, mit dem Ziel die Strömung direkt an der Wand zu modellieren um somit die Auswirkung auf weiter entfernte Teile innerhalb des Strömungsgebietes korrekt abzubilden. Mithilfe von Wandmodellen, die eine Beziehung zwischen der Wand Schubspannung und dem Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe beschreiben, ist es möglich den ersten Gitterpunkt in den logarithmischen Teil des wandnahen Geschwindigkeitsprofils zu setzen. Wandmodellierung im Rahmen von LES-Ansätzen ist deutlich komplexer als die Feinstruktur-Modellierung im Gebietsinneren und ist ein weitgehend ungelöstes Problem und Ziel heutiger Forschungsbemühungen [19], [49]. Es existieren in der Praxis für LES-Simulationen unterschiedliche Wandfunktionen. Beispiele sind die Wandfunktion von Schumann, die Wandfunktion nach Werner und Wengle, etc. [49].

Turbulenzmodellierung im Computational Wind Engineering

Wie bereits diskutiert, muss bei Problemstellungen der Ingenieurspraxis auf Strategien zu-

rückgegriffen werden, Turbulenzeffekte auf die Strömung vollständig oder teilweise zu modellieren. Dazu wurden zahlreiche Ansätze in der Praxis entwickelt. Es sei anzumerken, dass noch kein universelles Turbulenzmodell gefunden wurde, welches alle Strömungstypen gleichermaßen gut wiedergibt [19]. Die Schwierigkeit für den Anwender besteht darin, ein für den jeweiligen Anwendungsfall geeignetes Modell zu identifizieren. Dies erfordert gute Kenntnis über Stärken und Schwächen des Modellierungsansatzes für eine bestimmte Problemstellung. Die Wahl eines geeigneten Turbulenzansatzes richtet sich nach der Art der gesuchten Informationen (Momentan- oder Mittelwerte), der Güte der Vorhersage, der Genauigkeit und dem Rechenaufwand.

Auf RANS-Ansätzen beruhende Modelle sind in vielen kommerziellen Programmpaketen verfügbar. Allerdings liefern sie für die meisten komplexen Problemstellungen der Ermittlung von Windbelastungen auf Bauwerke, besonders in turbulenten Rezirkulationszonen meist nur unzureichende Ergebnisse [54], [79]. Der entscheidende Vorteil ist allerdings, dass Berechnungen mit einem vertretbaren numerischen Aufwand durchgeführt werden können und somit im Entwurfsprozess für Parameterstudien Hilfestellung leisten kann.

Im Gegensatz zu RANS-Ansätzen führen LES-Simulationen auch bei schwierigen Strömungssituationen zu sehr guten Ergebnissen [106]. Die Ermittlung von Windlasten im Bereich der Gebäudeaerodynamik erfordert zwingend die Analyse instationärer Lastzustände. Daher ist man bei der Verwendung numerischer Strömungssimulationen auf zeitaufgelöste Verfahren wie den LES-Ansatz angewiesen, sodass die Vorhersage von momentanen Spitzenlasten möglich ist [144]. Solche Ergebnisse können mit RANS-Ansätzen nicht erzielt werden.

Ein Vergleich verschiedener LES-Ansätze in [106] kommt zu dem Schluss, dass dynamische LES-Modelle die besten Ergebnisse erzielen. Nachteilig wirkt sich bei LES-Simulationen der numerische Aufwand aus, sodass die Anwendung bei Windumströmungen von Gebäuden mit realen Reynoldszahlen zwingend den Einsatz von parallelen Rechenverfahren erfordert. Grobstruktursimulationen sind besonders bei komplexen Strömungen mit großskaligen Strömungsstrukturen wie atmosphärischen Grenzschichtströmungen geeignet [22]. Weitere Informationen zur Untersuchung unterschiedlicher Turbulenzmodelle im Computational Wind Engineering sind beispielsweise in [38], [54], [79], [106], [141], [144] und [148] und der dort referenzierten Literaturstellen zu finden.

4.4.3.5 Strömung auf zeitveränderlichen Gebieten

Eine Besonderheit der Behandlung der Fluide bei der numerischen Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation ergibt sich aus der Tatsache, dass sich die Ränder des Fluidgebietes aufgrund der Strukturbewegung zeitlich ändern. Wie bereits dargestellt werden Strömungen klassischerweise in einer Euler'schen oder räumlichen Formulierung, bei der der Beobachter fest an einem Raumpunkt innerhalb eines fixen Kontrollvolumens sitzt, modelliert. Im Gegensatz erfolgt die Diskretisierung der strömungsmechanischen Transportgleichungen auf zeitveränderlichen Gebieten in einer gemischten Euler-/Lagrange-Formulierung ('Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) Formulation'). Dabei werden die

Vorteile der Lagrange'schen Betrachtungsweise, also der einfachen Beschreibung von Gebietsrändern (bewegliche Ränder, freie Oberflächen) durch das Haften am Materiepunkt und der Euler'schen Betrachtungsweise kombiniert. Der Vorteil des Lagrange'schen Ansatzes ist, dass durch die Fixierung auf einen festen Raumpunkt keine Schwierigkeiten entstehen, große Deformationen zu beschreiben. Dies stellt den Nachteil der Euler'schen Betrachtungsweise dar.

Der prinzipielle Gedanke der ALE-Formulierung besteht darin, ein eigenes beliebig bewegtes Referenzsystem zu definieren, das sich mit einer beliebigen Geschwindigkeit bewegt. Der Beobachter bewegt sich also weder fix mit dem Materiepunkt noch haftet er fest an einem Raumpunkt, sondern er kann sich beliebig – 'arbitrary' – bewegen [152]. Die Netze, die die Rolle des Beobachters übernehmen, verhalten sich im Gebiet eher wie eine Euler'sche Formulierung und an den Rändern wie eine Lagrange'sche Formulierung. Die ALE-Formulierung führt bei den Navier-Stokes-Gleichungen durch die Gittergeschwindigkeit zu einer Änderung des konvektiven Terms. Er wird mit einer relativen Geschwindigkeit als Differenz aus Materialgeschwindigkeit und Netzgeschwindigkeit formuliert. An festen Rändern verschwindet die Gittergeschwindigkeit, an bewegten Rändern entspricht sie durch den randangepassten Verlauf des Rechengitters der Randgeschwindigkeit. Die Lagrange und Euler'sche Betrachtungsweisen sind also als Sonderfälle der ALE-Formulierung enthalten.

Die Formulierung von Strömungsvorgängen auf bewegten Rechennetzen ist mit einer speziellen Einschränkung der Gitterbewegung verbunden, die auch als „Space Conservation Law“ bezeichnet wird. Dies sind Bedingungen an das Zusammenspiel aus Integration des Strömungsfeldes, der Ermittlung der Netzposition und Geschwindigkeit [104]. Diese müssen eingehalten werden, um die Mindestanforderung, dass das numerische Lösungsverfahren einen gleichförmigen Strömungszustand auch auf bewegten Netzen erhalten muss, erfüllen.

In Zusammenhang mit der Formulierung von Erhaltungsgleichungen auf bewegten Netzen ist auf die Qualität des ALE-Rechengitters zu achten. Die Strukturbewegung innerhalb einer FSI-Berechnung gibt die neue Randgeometrie vor. Infolgedessen muss das Rechennetz im ALE-Strömungsgebiet aktualisiert werden, was unter Umständen zu starken Elementverzerrungen und veränderten Netzcharakteristika beispielsweise von Grenzschichtnetzen führen kann. Die Aufgabe besteht in diesen Fällen darin, das Strömungsgebiet neu zu vernetzen. Dazu bieten sich in kommerziellen Softwarepaketen so genannten „Remeshing“ Optionen an. Nachteil der Neuvernetzung des Strömungsgebietes ist der notwendige Rechenaufwand und der damit verbundene Transferfehler beim Übertrag der Variablen von einem Netz auf das andere. Daher sollten diese Optionen so lange wie möglich vermieden werden. Im Falle von windumströmten Membrantragwerken sind sie aufgrund der großen Membrandeformationen unvermeidbar.

Für detaillierte Informationen und Herleitungen der ALE-basierten Grundgleichungen sei auf die Literaturstellen [35], [53], [152] verwiesen.

4.4.4 Numerische Strukturmechanik

Die Haupttragglieder textiler Tragwerke sind die Membranelemente, Rand-, Grat- und Kehlseile. In einigen Fällen wird die Membran linienförmig an biegesteife Elemente angeschlossen. In diesem Abschnitt werden die für die Problemstellung notwendigen Grundlagen der mechanischen Modellierung von Membranen kurz skizziert. Für Seilelemente sind analoge Betrachtungen gültig, aufgrund der eindimensionalen Charakteristik vereinfachen sich die Formulierungen. Detaillierte Informationen zu diesem Thema sind beispielsweise in [62], [61] und [154] nachzulesen.

4.4.4.1 Differentialgeometrie

Bei Membrantragwerken handelt es sich um dreidimensionale frei geformte Flächentragwerke, deren Verhältnis von Dicke h zu den anderen charakteristischen Parametern sehr klein ist. Zur Beschreibung der Geometrie von Membranstrukturen im dreidimensionalen Raum und deren mechanische Eigenschaften wird auf Methoden der Differentialgeometrie zurückgegriffen. Dazu wird die Geometrie von Membrantragwerken durch die Mittelfläche im Raum mithilfe krummliniger Koordinaten (θ^1, θ^2) , den gauß'schen Flächenparametern beschrieben. Sie bilden ein körperfestes Koordinatensystem, sodass jeder Punkt der Membranfläche während des Deformationsvorgangs durch das zugehörige gauß'sche Parameterpaar identifizierbar ist.

4.4.4.2 Modellwahl

Membranen tragen äußere Lasten ausschließlich über Spannungen tangential zur Mittelfläche ab. Somit werden keine inneren Widerstände aus Biegeeffekten oder Querschub aktiviert. Infolge dieser speziellen Charakteristik verformen sich Membranen unter transversalen Beanspruchungen sehr stark, aktivieren ausschließlich Zugspannungen, bis ein Gleichgewichtszustand mit den äußeren Beanspruchungen eingetreten ist. Aus diesem Grund muss eine vollständig geometrisch nichtlineare Formulierung verwendet werden, um das mechanische Verhalten von Membranen ausreichend genau zu beschreiben. Weiterhin sind alle Spannungs- und Verzerrungskomponenten bezüglich der Dickenrichtung in der Modellannahme der Membrantheorie konstant. Außerdem wird die Dicke während des Deformationsprozesses als konstant angenommen.

Zur Beschreibung der Bewegung der Membranstruktur im Raum wird eine Lagrange-Formulierung (materielle oder referenzbezogene Betrachtungsweise) verwendet. Der Beobachter bewegt sich dabei mit dem Materiepunkt auf der Mittelfläche mit und misst zu jedem Zeitpunkt die Lage des Materiepunktes im Raum und dessen momentane Eigenschaften, d.h. die sogenannte Momentankonfiguration der Mittelfläche. Die deformierte Momentankonfiguration wird durch Bezug auf eine Referenzkonfiguration beschrieben. In der hier verwendeten totalen Lagrange-Formulierung wird als Referenzkonfiguration die undeformierte Ausgangslage zur Zeit $t = t_0$ gewählt.

4.4.4.3 Kinematik

Das Verschiebungsfeld $\mathbf{d}(\theta^1, \theta^2)$ der Punkte auf der Membranfläche ergibt sich als Differenzvektorfeld zwischen der Momentan- und der Referenzkonfiguration. Als Verzerrungsmaß wird der sogenannte Green-Lagrange-Verzerrungstensor gewählt. Er ist ein symmetrischer, von Starrkörperanteilen befreiter Tensor 2. Stufe und definiert sich über die Differenz der Quadrate der Linienelemente der Momentankonfiguration ds und Referenzkonfiguration dS . Der Green-Lagrange-Verzerrungstensor liefert eine vollständige Beschreibung des Deformationsvorganges und ist somit auch für große Verzerrungen geeignet.

4.4.4.4 Konstitutive Beziehungen

Das in Kapitel 2.1.4 aufgezeigte Verhalten technischer Membranen zeigt die Schwierigkeit, ein exaktes physikalisches Materialgesetz zu entwickeln, das es ermöglicht, alle Effekte detailliert vorauszusagen. In der Ingenieurspraxis haben sich aus diesem Grund phänomenologische Werkstoffmodelle etabliert, die aus dem Spannungs-Dehnungsverhalten des gesamten Verbundwerkstoffes ein homogenisiertes Werkstoffgesetz ableiten. Daher werden klassische Werkstoffmodelle für den ebenen Spannungszustand, im speziellen das von Münsch und Reinhard [103] vorgeschlagene Werkstoffmodell auf Basis genäherter elastischer Materialparameter, verwendet. Diese Parameter sind durch Monoaxial- und Biaxialversuche zu bestimmen. Das Werkstoffmodell geht von einem orthotropen, homogenen, linear elastischen Ansatz mit vier Materialparametern aus. Dieser Ansatz ist ausreichend, um das Membranmaterial mit praktischer Genauigkeit zu beschreiben, solange die nichtlinearen bleibenden Dehnungen durch Vorreck- und Vorspannvorgänge eliminiert wurden. Es wird in weiterer Folge von der Annahme ausgegangen, dass kleine Verzerrungen auftreten und sich nur elastische Deformationen einstellen.

Die Spannungen in Abhängigkeit der Dehnungen sind für ein kartesisches Koordinatensystem, ausgerichtet an den Materialhauptachsen, wie folgt:

$$\begin{bmatrix} \sigma_k \\ \sigma_s \\ \sigma_{ks} \end{bmatrix} = \frac{1}{1 - \mu_{ks}\mu_{sk}} \begin{bmatrix} E_k & \mu_{ks}E_k & 0 \\ \mu_{sk}E_s & E_s & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1 - \mu_{ks}\mu_{sk}}{G} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_k \\ \varepsilon_s \\ \gamma_{ks} \end{bmatrix} \quad (4.45)$$

mit der Symmetriebedingung

$$\frac{\mu_{ks}}{\mu_{sk}} = \frac{E_s}{E_k} \quad (4.46)$$

Darin bedeuten E_k bzw. E_s der E-Modul in Kett- und Schußrichtung, μ_{ks} die Querdehnzahl für Dehnung in Kettrichtung infolge Zug in Schussrichtung, μ_{sk} die Querdehnzahl für Dehnung in Schussrichtung infolge Zug in Kettrichtung. ε_k steht für die Dehnung in Kett-richtung und ε_s für die Dehnung in Schussrichtung. Die Winkeländerung zwischen Kett- und Schussrichtung wird mit γ_{ks} beschrieben. σ_k , σ_s sind die Spannungen in Kett- bzw. Schussrichtung. Dieses Modell ist für die Strukturanalyse von Membrantragwerken ausreichend und wird in der Praxis häufig verwendet. Effekte wie viskose Deformationen bei Langzeitbelastungen, Nichtlinearitäten der Mikrostruktur (Fasern, Garne) können mit dem Materialgesetz nicht erfasst werden.

4.4.4.5 Diskretisierung der Struktur

Die Membran wird mithilfe von räumlichen, vierknotigen Membranelementen diskretisiert. Abbildung 4.10 zeigt die Mittelfläche eines typischen Elements in der Referenz- und der Momentankonfiguration. Die Verschiebungsgrößen der vier Eckknoten beinhalten insgesamt

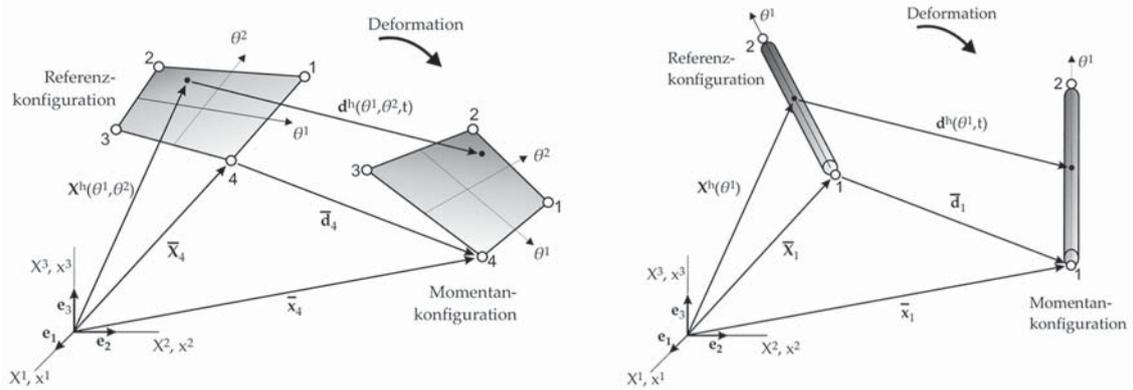


Abbildung 4.10: Konfiguration eines Membran- und Seilelements, aus [154]

12 Freiheitsgrade in Bezug auf das globale kartesische Koordinatensystem. Die Elementgeometrie ist eindeutig durch die globalen Koordinaten der vier Knoten definiert. Ein Punkt auf der Mittelfläche ist durch das konvektive oder materialgebundene Koordinatensystem $\theta^\lambda, \lambda = 1, 2$ beschrieben. Die Werte θ^λ betragen auf dem Elementrand ± 1 . Die globalen Koordinaten x_i und die globalen Verschiebungsgrößen u_i des Punktes P werden aus den Knotenwerten der vier Eckpunkte interpoliert, wobei die Interpolationsfunktionen in lokalen Koordinaten aufgestellt werden. Die diskretisierte Position des Membranelements in der Referenz- und Momentankonfiguration ist:

$$\mathbf{X}(\theta^1, \theta^2) = \sum_{i=1}^{n_{nod}} N_i(\theta^1, \theta^2) \mathbf{X}_i \quad (4.47)$$

$$\mathbf{x}(\theta^1, \theta^2) = \sum_{i=1}^{n_{nod}} N_i(\theta^1, \theta^2) \mathbf{x}_i \quad (4.48)$$

Die Ansatzfunktionen der bilinearen Interpolation lauten:

$$N_1(\theta^1, \theta^2) = \frac{1}{4}(1 + \theta^1)(1 + \theta^2) \quad (4.49)$$

$$N_2(\theta^1, \theta^2) = \frac{1}{4}(1 - \theta^1)(1 + \theta^2) \quad (4.50)$$

$$N_3(\theta^1, \theta^2) = \frac{1}{4}(1 - \theta^1)(1 - \theta^2) \quad (4.51)$$

$$N_4(\theta^1, \theta^2) = \frac{1}{4}(1 + \theta^1)(1 - \theta^2) \quad (4.52)$$

Es wird eine isoparametrische Finite-Elemente-Diskretisierung angewendet, somit ergibt sich das diskretisierte Verschiebungsfeld, das ebenso wie die Geometrie interpoliert wird zu:

$$\mathbf{d}(\theta^1, \theta^2) = \mathbf{x}(\theta^1, \theta^2) - \mathbf{X}(\theta^1, \theta^2) = \sum_{i=1}^{n_{nod}} N_i(\theta^1, \theta^2) \mathbf{d}_i \quad (4.53)$$

Haben die virtuellen Verschiebungsgrößen die gleichen Interpolationsfunktionen wie die Feldgrößen, spricht man vom Standard-Galerkin-Verfahren:

$$\delta \mathbf{d}(\theta^1, \theta^2) = \sum_{i=1}^{n_{nod}} N_i(\theta^1, \theta^2) \delta \mathbf{d}_i \quad (4.54)$$

Mithilfe des Einheits-Verschiebungs-Gesetzes lassen sich die äquivalenten Knotenkräfte für das Membranelement herleiten. Die äquivalenten Knotenkräfte aufgrund der inneren Spannungsverteilung lauten

$$P_I^{int} = \int_A \delta \mathbf{E}_I^T \cdot \mathbf{S} \, dA \quad (4.55)$$

Hierin bezeichnen P_I^{int} die äquivalente Knotenkraft in Richtung des Freiheitsgrades I , $\delta \mathbf{E}^T$ die Variation des Green-Lagrange-Verzerrungstensors infolge einer Einheitsverschiebung in Richtung des Freiheitsgrades I und \mathbf{S} den symmetrischen Piola-Kichhoff-Spannungstensor. Die äquivalenten Knotenkräfte für äußere Lasten, hier Volumenlasten $\bar{\mathbf{p}}$ und der Randbelastung $\bar{\mathbf{t}}$ über dem Elementrand dS , lauten:

$$P_I^{ext} = \int_A \delta \mathbf{d}_I^T \cdot \bar{\mathbf{p}} \, dA + \int_S \delta \mathbf{d}_I^T \cdot \bar{\mathbf{t}} \, dS \quad (4.56)$$

Wird das Membrantragwerk elementweise durch eine finite Anzahl von diskreten Membranelementen durch Knotenwerte und Interpolationsfunktionen approximiert und werden die Elementbeziehungen im Assemblierungsprozess zusammengebaut, ergibt sich das diskretisierte Gleichgewichtssystem.

Bei der Berechnung pfadabhängiger nichtlinearer Zustände oder zeitabhängiger Phänomene wie sie in dieser Arbeit behandelt werden, wird eine inkrementelle oder schrittweise Lösung ausgeführt. Die Kraftinkremente berechnen sich aus den Gleichgewichtsbedingungen zu Beginn eines Zeitschritts t^n und zum Ende eines Zeitschritts $t^n + \Delta t$ [4].

$$\Delta \mathbf{R}^{ext} = \mathbf{R}^{ext}(t^n + \Delta t) - \mathbf{R}^{ext}(t^n) \quad (4.57)$$

$$\Delta \mathbf{R}^{int} = \mathbf{R}^{int}(t^n + \Delta t) - \mathbf{R}^{int}(t^n) \quad (4.58)$$

Hierin ist \mathbf{R}^{ext} der Vektor der Knotenkräfte der $ndof$ Freiheitsgrade hervorgerufen durch äußere Lasten im deformierten Zustand und \mathbf{R}^{int} der Vektor der Knotenkräfte hervorgerufen durch innere Spannungen im deformierten Zustand. Innerhalb \mathbf{R}^{int} sind nichtlineare Effekte, verursacht durch große Verschiebungen (geometrische Nichtlinearitäten) und durch materielle Nichtlinearitäten, berücksichtigt. Innerhalb \mathbf{R}^{ext} werden Nichtlinearitäten durch Geometrieänderungen in der Belastungssituation eingeschlossen.

Die linearisierten Kraftinkremente des Vektors der inneren Kräfte $\mathbf{R}^{int}(t)$ zu Beginn eines Zeitschritts t^n erhält man durch eine Taylorreihenentwicklung und der Verwendung des ersten Glieds mit

$$\Delta \mathbf{R}^{int}(t^n) \approx \frac{\partial \mathbf{R}^{int}}{\partial \mathbf{d}}(t^n) \Delta \mathbf{d} = \mathbf{K}(t^n) \Delta \mathbf{d} \quad (4.59)$$

Die linearisierte Steifigkeitsmatrix wird durch \mathbf{K} repräsentiert. Ändern sich die einwirkenden Lasten mit der Zeit, so ändern sich auch die Verschiebungen ebenfalls mit der Zeit. Bei schnellen Laständerungen im Vergleich zu den Eigenfrequenzen des Systems müssen Trägheitskräfte berücksichtigt werden. Mithilfe des d'Alembertschen Prinzips können Element-Trägheitskräfte als Teil der Volumenkräfte $\bar{\mathbf{p}}$ einbezogen werden. Unter der Annahme, dass die Elementbeschleunigungen $\ddot{\mathbf{d}}$ auf die gleiche Weise wie die Verschiebungen approximiert werden, ergibt sich die linearisierte Bewegungsgleichung des Anfangs-Randwertproblems der Elastodynamik gemäß [4] zu:

$$\mathbf{M} \Delta \ddot{\mathbf{d}} + \mathbf{D}(t^n) \Delta \dot{\mathbf{d}} + \mathbf{K}(t^n) \Delta \mathbf{d} = \Delta \mathbf{R}^{ext}(t^n) \quad (4.60)$$

Diese Gleichung ist außerdem zur Berücksichtigung um eine eventuell vorhandene Systemdämpfung um einen Dämpfungsterm erweitert. Es handelt sich um eine semi-diskrete Bewegungsgleichung, da sie räumlich bezüglich der finiten Elemente diskretisiert und eine gewöhnliche Differentialgleichung in der Zeit ist. Die Massenmatrix \mathbf{M} , die Dämpfungsmatrix \mathbf{D} und die tangentielle Steifigkeitsmatrix \mathbf{K} repräsentieren somit die diskretisierten Systemeigenschaften zum betrachteten Zeitpunkt. Der Vektor der zeitabhängigen, äußeren auf die Struktur einwirkenden Kräfte enthält keine Trägheitskräfte mehr. Innerhalb einer Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation beinhaltet er die vom Fluid hervorgerufene Dämpfung der Strukturbewegung, die nicht in der Dämpfungsmatrix \mathbf{D} enthalten ist. Die Geschwindigkeit und die Beschleunigung der Struktur wird durch $\dot{\mathbf{d}}$ und $\ddot{\mathbf{d}}$ dargestellt. Bei dynamischen Berechnungen müssen Anfangsrandbedingungen für Lage und Geschwindigkeit der Struktur zum Zeitpunkt t_0 vorgegeben werden. Als Randbedingungen kommen Verschiebungs- oder Spannungsrandbedingungen in Betracht.

4.4.4.6 Zeitintegration

Generell sind zwei Vorgehen zur Lösung der semidiskreten zeitabhängigen Bewegungsgleichungen möglich, explizite und implizite Zeitintegrationsverfahren. Die in der Strömungsmechanik beschriebenen Vor- und Nachteile expliziter und impliziter Verfahren können analog auf die Strukturmechanik übertragen werden. Explizite Methoden werden in der Strukturdynamik vornehmlich bei stark nichtlinearen dynamischen Problemen mit hauptsächlich hochfrequenten Anteilen der Strukturantwort verwendet. Dieses Verfahren eignet sich speziell dann, wenn es während des Deformationsvorgangs zu Kontakt unterschiedlicher Teile kommen kann. Zu dieser Problemklasse zählen beispielsweise Crashtests, Explosions- oder Stoßphänomene.

Um die Herangehensweise mit expliziten Zeitintegrationsverfahren exemplarisch zu demonstrieren, wird im Folgenden das explizite Verfahren für den geometrisch linearen Fall erläutert. Dabei ist die Übertragung der charakteristischen Eigenschaften der Methode auf

den nichtlinearen Fall möglich. Für konstante Zeitschrittlängen wird das Simulationsintervall in äquidistante Zeitschritte mit der Zeitschrittweite $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ zerlegt. Für die diskreten Zeitpunkte gilt $t^n = t^0 + n\Delta t$ werden die Verschiebungen \mathbf{d} , Geschwindigkeiten $\dot{\mathbf{d}}$ und Beschleunigungen $\ddot{\mathbf{d}}$ definiert. Die mithilfe der Finite-Elemente-Methode räumlich diskretisierte Form wird zum Zeitpunkt t_n ausgewertet [9]:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{d}}(t^n) = \mathbf{R}^{ext}(t^n) - \left(\mathbf{K}\mathbf{d}(t^n) + \mathbf{D}\dot{\mathbf{d}}(t^n) \right) \quad (4.61)$$

Werden die Terme der zeitlichen Ableitungen mittels der zentralen Differenzenmethode diskretisiert, gilt für das Beschleunigungsfeld folgende Gleichung:

$$\ddot{\mathbf{d}}(t^n) = \frac{1}{\Delta t^2} \left(\mathbf{d}(t^{n-1}) - 2\mathbf{d}(t^n) + \mathbf{d}(t^{n+1}) \right) \quad (4.62)$$

und für das Geschwindigkeitsfeld folgende Gleichung gilt:

$$\dot{\mathbf{d}}(t^n) = \frac{1}{2\Delta t} \left(-\mathbf{d}(t^{n-1}) + \mathbf{d}(t^{n+1}) \right) \quad (4.63)$$

Werden die Beziehungen in Gleichung 4.61 eingesetzt, ergibt sich das zu lösende Gleichungssystem für den linearen Fall:

$$\left(\frac{1}{\Delta t^2} \mathbf{M} + \frac{1}{2\Delta t} \mathbf{D} \right) \mathbf{d}(t^{n+1}) = \mathbf{R}^{ext}(t^n) - \left(\mathbf{K} - \frac{2}{\Delta t^2} \mathbf{M} \right) \mathbf{d}(t^n) - \left(\frac{1}{\Delta t^2} \mathbf{M} - \frac{1}{2\Delta t} \mathbf{D} \right) \mathbf{d}(t^{n-1}) \quad (4.64)$$

Diese Gleichung, die auf der Anwendung von Gleichgewichtsbedingungen zur Zeit t basiert, kann nach $\mathbf{d}(t^{n+1})$ aufgelöst werden. Diese Methode ist besonders effizient, wenn jede Zeitschrittlösung wirkungsvoll durchgeführt werden kann [9]. Dies ist besonders dann der Fall, wenn eine konzentrierte Massenmatrix vorliegt und die geschwindigkeitsabhängige Dämpfung vernachlässigt werden kann. Ist die Massenmatrix diagonal, kann das Gleichungssystem (4.60) ohne Faktorenerlegung der Koeffizientenmatrix gelöst werden [9]. Detaillierte Informationen können beispielsweise in [9] nachgelesen werden. Dies macht den Hauptvorteil expliziter Verfahren aus. Nachteil des Verfahrens ist, dass es nur bedingt stabil ist, was unter Umständen dazu führt, dass sehr kleine Zeitschritte gewählt werden müssen. Bei Simulationen mit großen physikalischen Zeitdauern erfordert dies sehr lange Rechenzeiten. Die typischen Zeitschrittgrößen impliziter Verfahren sind etwa um den Faktor von 100 bis 1000 größer als bei expliziten Methoden.

4.4.4.7 Numerische Formfindung von Membrantragwerken

Im Vergleich zu konventionellen Tragwerken muss bei Membrantragwerken aufgrund ihres speziellen Tragverhaltens die Vorgehensweise der Strukturanalyse um die Ermittlung der bereits mit Spannungen behafteten Ausgangsgeometrie, der Formfindung, erweitert werden. Die Strukturanalyse unter äußeren Belastungszuständen erfolgt über die Gleichgewichtskonfiguration mit den dort herrschenden Spannungen, die die Referenzkonfiguration im anschließenden Berechnungsprozess darstellt. Die starke Wechselwirkung zwischen der Strukturgeometrie mit deren eingepprägten Spannungsverhältnissen und der Lastabtragung fordert die gemeinsame Bearbeitung der Strukturanalyse unter äußeren Einwirkungen und der Formfindung. Weiterführende Informationen zu diesem Thema sowie eine detaillierte Vorgehensweise zur numerischen Formfindung von Membrantragwerken sind in [11], [12], [59], [61], [62], [155] und [154] zu finden.

4.4.5 Kopplungsstrategie

Die in dieser Arbeit verwendete partitionierte Herangehensweise zur Lösung des gekoppelten Mehrfeldproblems sollte zur selben Lösung führen wie die simultane Berechnung des monolithischen, unpartitionierten Gesamtsystems. Um dies zu gewährleisten, müssen die grundlegenden kinetischen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie auch am Kopplungsrand erfüllt sein. Es müssen zwei grundsätzliche Kopplungsbedingungen, nämlich die kinematische und die dynamische Kopplungsbedingung, eingehalten werden.

Die kinematische Kontinuitätsbedingung fordert, dass die kinematischen Größen der Verschiebungen, Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der wandnächsten Partikel beider Partitionen am Interface zu jeder Zeit gleich groß sein müssen. Anschaulich bedeutet dies, dass die Strömung die Struktur nicht durchdringt beziehungsweise dass kein Auseinanderklaffen zwischen Fluidgebiet und Struktur erfolgt. Die dynamischen Kopplungsbedingungen fordern die Erhaltung des dynamischen Gleichgewichts aller Kräfte am Interface (externe Lasten, innere bzw. Druck- und viskose Kräfte, Trägheitskräfte). Beispielsweise muss sich die Strukturbelastung am Interface aus den Druckkräften und den viskosen Kräften aus der Strömung am Interface ergeben.

Die Erfüllung der Einhaltung der beschriebenen Kopplungsbedingungen kann durch unterschiedliche Kopplungsstrategien erfolgen. Sie lassen sich in zwei grundlegende Verfahrensklassen aufteilen:

- einfach gestaffelte, schwach koppelnde, explizite Verfahren („staggered/explicit coupling/loose coupling schemes“)
- iterativ gestaffelte, stark koppelnde, implizite Verfahren („iterative staggered/implicit coupling/strong coupling schemes“)

Im folgenden wird das in ESI's PAM Softwareumgebung verwendete, einfach gestaffelte Verfahren zur Kopplung von Struktur und Fluid erläutert. Grundsätzlich wird bei diesen Kopplungsalgorithmen keine Iteration über die Teilgebiete ausgeführt, die einzelnen Gebiete werden getrennt voneinander und meist sequentiell gelöst. Dabei wird zuerst ein Teilproblem mit den Kopplungsgrößen aus dem vorherigem Zeitschritt gelöst und anschließend werden die aus der Berechnung erhaltenen Informationen auf das andere Feld übertragen, das mit diesen Informationen in der Zeit voranschreitet. Dies bedeutet aber auch, dass die jeweiligen Kopplungsbedingungen zu einem bestimmten Zeitpunkt nicht exakt erfüllt werden. Wird der gegenseitige Datenaustausch zu Beginn eines Zeitschritts gewählt, kann die Berechnung der Teilprobleme parallel erfolgen. Wird dabei in beiden Teilgebieten das identische Zeitintervall für die Zeitintegration verwendet, entspricht dies einem synchronen Verfahren. Ist die Zeitintegration dagegen versetzt, spricht man von einem asynchronen Verfahren [104].

Bei der zwischen PAM-Flow und PAM-Crash implementierten Methode handelt es sich um ein sequentielles, asynchrones Verfahren mit Subcycling-Ansatz. Diese Methode erlaubt, dass beide Teilfelder unterschiedliche Zeitschrittweiten verwenden. In einer einfachen Variante wird dabei der größte Einzelfeldzeitschritt als 'Master'-Zeitschritt gesetzt. Das andere

Teilfeld wird in einer entsprechenden Anzahl von Zwischenschritten, den sogenannten 'sub-cycles', gelöst, bis der Zeitschritt den 'Master'-Zeitschritt erreicht. Bei Verzicht auf solche Subcycling-Ansätze müsste der kleinste Einzelfeldzeitschritt für beide Teilfelder verwendet werden, was unter Umständen extrem rechenzeitintensiv wäre. Informationen werden in jedem Masterzeitschritt zwischen den einzelnen Feldern ausgetauscht. Die detaillierte Vorgehensweise ist in [23], [72] und [89] nachzulesen. Abbildung 4.11 zeigt schematisch das

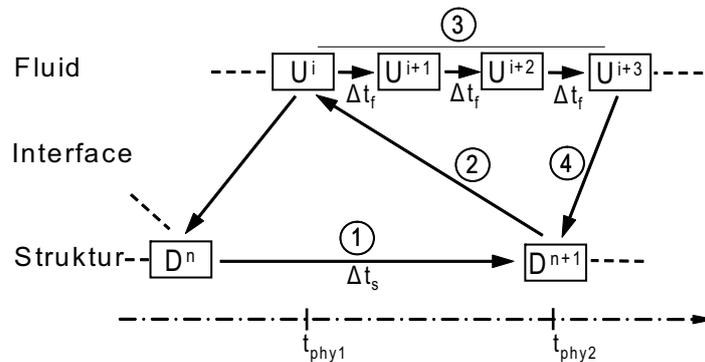


Abbildung 4.11: Einfach gestaffeltes Verfahren mit 'Subcycling'-Ansatz

in der PAM-Softwareumgebung verwendete Verfahren der Fluid-Struktur-Kopplung für den Fall, dass der größere Einzelfeld-Zeitschritt auf der Struktureseite liegt und die Grenze der physikalischen Zeit vorgibt. Unter der Voraussetzung, dass zum Zeitpunkt t_{phy1} das Geschwindigkeits- und Druckfeld des Fluids sowie der Bewegungszustand der Struktur bekannt sind, schreitet der Strukturlöser einen Schritt in der Zeit mit seinem Strukturzeitschritt Δt_s voran und berechnet den Bewegungszustand und damit die Strukturverschiebung zu einer neuen physikalischen Zeit t_{phy2} , die über derjenigen des Fluidlösers liegt. Nach erfolgter Netzanpassung aufgrund der neuen Strukturgeometrie berechnet der Strömungslöser die Variablen des Strömungsfeldes mithilfe einer entsprechenden Anzahl von Zwischenschritten Δt_f ('subcycles'). Wird die physikalische Zeit durch die CFD-Zeitschritte überschritten, so werden die auf den Strukturrand einwirkenden Belastungen ermittelt und als Kopplungskräfte auf die Strukturpartition übertragen.

Einfach gestaffelte Lösungsverfahren erfüllen die kinematische Kontinuitätsforderung nicht. Wie aus obigem Beispiel ersichtlich ist, stimmt das neue Verschiebungsfeld aus der Strukturlösung im Zeitschritt $t_{physical}$ nicht mit der Interfaceposition des Strömungslösers überein. Ein Teilgebiet hat nur die Kopplungsinformationen zu Beginn eines Zeitschritts für die Zeitintegration zur Verfügung. Im Gegensatz dazu ist die Forderung nach dynamischer Kontinuität stets erfüllt, da die auf die Struktur übertragene Belastung zur Zeit t_{n+1} einen Gleichgewichtszustand mit der Struktur bildet.

In [104] wird festgestellt, dass einfach gestaffelte, partitionierte Lösungsverfahren in der Regel aufgrund der nicht exakt erfüllten Kontinuitätsbedingungen zu einer Reduktion der Genauigkeit und zu einer Verschlechterung der Stabilitätseigenschaften des Gesamtverfahrens im Vergleich mit den in den Teilfeldern eingesetzten Zeitintegrationsverfahren führen. Ein weiterer Nachteil, der in Zusammenhang mit partitionierten Lösungsansätzen von

Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulationen mit inkompressiblen Fluiden und sehr leichten Strukturen genannt werden muss, ist der sogenannte „Artificial Added Mass“ Effekt [152], [104]. Er ergibt sich aus der Verletzung der kinematischen Kontinuität und führt zu einer signifikanten Verschlechterung der Stabilitätseigenschaften der einfach gestaffelten Lösungsverfahren. Dies führt zu einem Auftreten einer schwachen Instabilität in der numerischen Lösung, die nicht durch eine Verkleinerung der Zeitschrittweite günstig beeinflusst werden kann.

Bei der industriellen Anwendung der partitionierten Kopplungsstrategie für die Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation leichter Flächentragwerke unter Windlast mithilfe der PAM-Software Umgebung sind solche Probleme allerdings noch nicht beobachtet worden. In [152] wird von Problemen bei der Anwendung gekoppelter Verfahren für numerische Simulation von Blutströmungen berichtet. Der Informationstransfer zwischen dem Struktur- und Strömungsfeld erfolgt über das sogenannte Interface. Die Verwendung unterschiedlicher Softwareumgebungen für beide physikalischen Felder geht meist auch mit unterschiedlichen Diskretisierungen einher („Non-matching grids“). Infolgedessen sind die Lage der Knoten, als auch die Ansatzfunktionen auf beiden Seiten der Kopplungsoberfläche unterschiedlich. Der Informationstransfer von einem Netz zum anderen wird meist mittels geeigneten Interpolationsverfahren gelöst.

Weiterführende Informationen zur numerischen Behandlung der Kopplung zwischen Fluid und Struktur sind in [60], [104], [152] und [154] und den dort angegebenen Literaturstellen nachzulesen.

FAZIT

In diesem Kapitel wurden Berechnungsmethoden aus der Ingenieurspraxis aufbereitet, um Tragwerksantworten leichter Flächentragwerke unter Windbeanspruchung zu ermitteln. Es wurde die Bedeutung von experimentellen Windkanalversuchen zur Ermittlung der einwirkenden Windbelastung auf leichte Membrantragwerke aufgrund ihrer Formenvielfalt und mangelnder Datenlage für Druckbeiwerte hervorgehoben. Es wurde gezeigt, dass Belastungszustände mithilfe von Windkanalexperimenten unter der Voraussetzung quasistatischer Tragwerksreaktion (starke Krümmung, hohe Vorspanngrade) wirklichkeitsnah abgebildet werden können. Darauf aufbauend führt das statische Berechnungsmodell zu realistischen Tragwerksreaktionen

Im Gegensatz dazu stellt die Berechnung dynamischer Tragwerksantworten leichter elastischer Membrantragwerke besondere Schwierigkeiten dar. Dies hängt auf der Strukturseite insbesondere mit der vorhandenen geometrischen sowie materiellen Nichtlinearität textiler Flächentragwerke sowie der großen Formenvielfalt zusammen. Im Bereich der Ermittlung der Belastungszustände stoßen aeroelastische Windkanalversuche an die Grenzen. In einzelnen Fällen können sie Grenzwindgeschwindigkeiten liefern, bei denen aerodynamische Instabilitäten auftreten oder Aussagen über Eigenformen machen. In Normansätzen werden dynamische Tragwerksantworten durch statische Ersatzlasten, erhöht durch einen Böenreaktionsfaktor, ermittelt. Diese Ansätze können bei Membrantragwerken meist nicht oder nur mit Unsicherheiten angesetzt werden. Eine intermediäre Lösung bietet die dynamische Struktursimulation auf Basis zeitabhängiger Druckfelder, die im Windkanal ermittelt wurden. Die Schwierigkeit besteht hierbei, die aerodynamische Dämpfung innerhalb eines

reinen dynamischen Strukturansatzes abzubilden. Weiterhin können mithilfe dieser Methode nur böenerregte Schwingungserscheinungen identifiziert werden.

Es wurde festgestellt, dass bei schwingungsanfälligen Membrantragwerken übliche Berechnungsmethoden nicht wirklichkeitsnahe Tragwerksantworten sowie Belastungszustände liefern können. Daher wurde ein vollständig numerischer Ansatz, die Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation, erweitert um den numerischen Windkanal vorgestellt. Dieses Simulationswerkzeug enthält sowohl die Formfindung als auch die Strukturanalyse, die gekoppelt mit der Strömungssimulation durchgeführt wird.

Der vollständig partitionierte Ansatz zur Kopplung der Struktur und der Strömung stellt sich für die Aufgabenstellung als sinnvolles Konzept heraus. Die numerische Behandlung von windbelasteten Strukturen erfordert die Modellierung der zeitlichen Einwirkung atmosphärischer Turbulenzen auf das Bauwerk modelliert. Innerhalb der Strömungssimulation kann auf die zeitlich aufgelöste Berechnung turbulenter Schwankungen in der Gebäudeaerodynamik, speziell bei dynamischen Problemen nicht verzichtet werden. Die Grobstruktursimulation bietet hierfür einen passenden Modellierungsansatz.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass das numerische Simulationswerkzeug die physikalischen Effekte windumströmter leichter Flächentragwerke weitestgehend berücksichtigt. Zur Vervollständigung dieses Simulationswerkzeugs ist die numerische Modellierung atmosphärischer Turbulenzen als Eingangsrandbedingung für die numerische Strömungssimulation äußerst wichtig. Daher wurde auch ein besonderes Augenmerk auf die Erzeugung von atmosphärischen Turbulenzen im Experiment gelegt. Dieser Teil wird im nächsten Kapitel ausführlich behandelt und Lösungskonzepte erarbeitet.

Kapitel 5

Modellierung atmosphärischer Turbulenzen

Membrantragwerke verformen sich im Vergleich zu konventionellen, biegesteifen Tragwerken aufgrund ihres speziellen Tragverhaltens unter äußeren einwirkenden Lasten sehr stark. Dieses Verhalten kann dann unter bestimmten Umständen zu dynamischen Amplifikationen in atmosphärischer Grenzschichtströmung führen, wenn sie geringe Krümmungsradien aufweisen oder schwach vorgespannt sind. Im vorigen Kapitel wurden Berechnungsmethoden dargestellt, die die Analyse der Strukturantwort leichter Flächentragwerke unter Windbelastung erlauben. Dabei wurde festgestellt, dass mithilfe gängiger Berechnungsmethoden oftmals nur sehr grobe Abschätzungen über das Auftreten von dynamischen Amplifikationen gemacht werden können. Die Berücksichtigung aller einwirkenden physikalischen Gegebenheiten bereitet hierbei Schwierigkeiten. Aufbauend auf dieser Erkenntnis wurde ein vollständig numerisches Konzept, die Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation vorgestellt. Dabei wurde die in Kapitel 3 dargestellte turbulente Struktur des Windes, die maßgeblich für die zeitlich aufgelöste als auch stationäre Belastungssituation verantwortlich ist, als fehlendes Glied in der Simulationskette identifiziert.

In diesem Kapitel werden Ingenieurmodelle zur Erzeugung von turbulenten Windfeldern im Hinblick auf das angestrebte Simulationskonzept untersucht und durch die Implementierung an eine numerische Grobstruktursimulation als Einströmdatensatz getestet. Es wird ein Verfahren entwickelt, wie eine natürliche turbulente Windströmung mit einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit in einer numerischen Strömungsumgebung realisiert werden kann. Ziel dabei ist es eine natürliche turbulente Windumgebung innerhalb dieser Strömungsumgebung so zu modellieren, dass das dort ebenfalls implementierte Interface zur Kopplung der Wechselwirkung zwischen dem Fluid und der Struktur wirklichkeitsnahe Belastungszustände aus der natürlichen Windströmung erfährt. Es werden verschiedene Ansätze untersucht, wie räumlich und zeitlich aufgelöste Windfelder modelliert werden können und darüber hinaus wird deren Anwendbarkeit im Hinblick auf ein numerisches Strömungsfeld getestet. Die erarbeiteten Methoden werden durch Beispielrechnungen erläutert. Eine vergleichende Analyse der numerisch modellierten Windfelder mit Ergebnissen aus Feldmessungen, bezogen aus Literaturstellen, demonstriert die Anwendbarkeit der Ansätze und legt ihre Stärken und Schwächen dar.

5.1 Problemstellung

Abbildung 5.1 zeigt einen experimentellen Windkanalversuch einer typischen Außenströmung aus dem Bereich der Gebäudeaerodynamik. Daraus wird ersichtlich, dass es sich



Abbildung 5.1: Windkanalexperiment am Laboratorium für Gebäudeaerodynamik, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe

bei der Untersuchung von Bauwerksumströmungen im Allgemeinen um sehr große physikalische Gebiete handelt. Besonders erfordert die Erzeugung einer Grenzschichtströmung durch Rauigkeitselemente und anderer Einbauten (im hinteren Teil der Abbildung) eine Anlaufstrecke stromaufwärts des zu untersuchenden Gebäudes, die die Querschnittsbreite sowie Höhe um ein Vielfaches übersteigt. Ein solches Problem kann mithilfe einer numerischen Strömungssimulation heutzutage in seiner Gesamtheit kaum erfasst werden, sodass ein sinnvolles Teilgebiet durch die Wahl künstlicher Schnitte bestimmt werden muss.

Die Lage dieser künstlichen Schnitte sollte dabei im Hinblick auf eine hinreichend genaue Bestimmung aller relevanten Größen festgelegt werden. Außerdem sollte eine effiziente Bearbeitung des Problems durch eine geeignete Abgrenzung des Gebietes möglich sein. Bei der Untersuchung der Umströmung eines Gebäudes und der Ermittlung der Druckverteilungen ist man hauptsächlich an den Strömungsverhältnissen in der Nähe des Bauwerks und nicht am entfernten Nachlauf interessiert. Eine besondere Anforderung der numerischen Gebäudeaerodynamik besteht im Vergleich zur Umströmung eines Automobils häufig, sodass innerhalb einer städtischen Umgebungsbebauung Nachbargebäude, die einen Einfluss auf den Umströmungszustand des zu untersuchenden Bauwerks haben, eingeschlossen werden müssen.

Nach der Festlegung der Lage der künstlichen Schnitte, müssen, wie in Kapitel 4.4.3.2 bereits dargestellt, geeignete Randbedingungen auf diesen Grenzen vorgeschrieben werden.

Die Festlegung der Randbedingungen am Einströmrand, also die Bereitstellung von Einströmdaten in Form von Dirichlet-Randbedingungen, ist für laminare Strömungen als Vorgabe eines zeitlich unveränderlichen Geschwindigkeits- und Druckfeldes sehr einfach möglich. Bei RANS-Berechnungen turbulenter Strömungen reichen ebenfalls zeitlich konstante Eingangsdaten aus. Neben dem Mittelwert der Geschwindigkeit müssen dort zusätzlich Informationen über die Turbulenz, wie beispielsweise den Verlauf der turbulenten kinetischen

Energie über die Höhe und die Dissipationsrate angegeben werden. Im Vergleich dazu, ist die Vorgabe von Einströmdaten für Grobstruktursimulationen, die die turbulente Windströmung adäquat beschreiben wesentlich komplexer. Da bei einer LES-Simulation ein Teil des Spektrums explizit berechnet wird, wird eine realistische Beschreibung der instationären, wirbelbehafteten Strömung am Einströmrand gefordert [18]. In diesem Zusammenhang ist es also notwendig, für jeden Gitterpunkt der Einströmebene zeitlich aufgelöste Angaben über die turbulenten Fluktuationen der numerischen Strömungssimulation zur Verfügung zu stellen. Selbst mit hochauflösenden, modernen Messverfahren gelingt es nicht, derartig umfangreiche Daten, also das komplette Strömungsfeld pro Zeitschritt, beispielsweise aus Windkanalexperimenten zu extrahieren. Da im Versuch sehr einfach statistische Größen ermittelt werden können, müssen spezielle numerische Verfahren eingesetzt werden, mit deren Hilfe zeitlich aufgelöste Daten auf Basis statistischer Kenngrößen bereitgestellt werden können.

Einströmdaten wirken sich nicht nur unmittelbar auf die Umgebung des Randes aus, sondern sie werden von der Strömung in das Strömungsgebiet transportiert. Im Vergleich zu Ausstrombedingungen, die aus physikalischen Gründen meist weniger kritisch für das Simulationsergebnis sind, können Einströmbedingungen einen erheblichen Einfluss auf das Simulationsergebnis haben und müssen daher besonders sorgfältig ausgewählt und eingesetzt werden.

Ziel ist es, ein Ingenieurmodell für ein Windfeld zu entwickeln, das zeitlich und räumlich aufgelöste Einströmdaten für eine numerische Strömungssimulation liefert. Dieses Windfeld soll die für die Berechnung statischer und dynamischer Tragwerksantworten notwendigen physikalischen Eigenschaften, mit einer dem Bauwesen angemessenen Modellgenauigkeit, repräsentieren. Eine ausführliche Darstellung und Entwicklung dieser Verfahren erfolgt im weiteren Verlauf dieses Kapitels.

5.2 Anforderungen und Klassifikation der Lösungsverfahren

Die Aufgabe besteht also darin, ähnlich wie in Grenzschichtwindkanälen, ein Modell für die natürliche Windströmung zu entwickeln, um in einer Tragwerksberechnung zuverlässige Auslegungsdaten für die Tragkonstruktion zu gewinnen. Die Ähnlichkeit der Windlasten, die in Kapitel 4.2.1.1 beschrieben ist, wird dadurch erreicht, dass in der numerischen Simulation synthetische Fluktuationen am Einströmrand aufgeprägt werden, die in den wichtigsten Charakteristiken dem natürlichen Wind entsprechen. Dazu gehören neben Einpunktstatistiken, wie der mittleren Windgeschwindigkeit und der Turbulenzintensität, die charakteristischen zeitlichen und räumlichen Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen der atmosphärischen Grenzschichtströmung, die beispielsweise die integralen Längenmaße und die spektrale Dichteverteilungen beinhalten. Darüber hinaus sollten physikalisch sinnvolle Daten zur Verfügung gestellt werden. Mit anderen Worten sollten die Erhaltungsgleichungen für Kontinuität und Impuls erfüllt sein, sodass Dämpfungseffekte durch die angewendeten numerischen Verfahren gering gehalten werden können. Eine weitere Anforderung stellt der Rechenzeitaufwand für die Erzeugung der Daten dar. Die Zielvorgabe der Einhaltung der wichtigsten Charakteristiken der natürlichen Windströmung kann

meist nur durch ein iteratives Vorgehen, durch Auswertung der Daten und Anpassung der Eingangsparameter erfolgen. Dies führt zu der Anforderung nach leichter Steuerung der kennzeichnenden Parameter. Sind die Daten einmal generiert, können sie unter gewissen Voraussetzungen wie beispielsweise einer bestimmten Oberflächenrauigkeit und Größe des Rechengebiets für verschiedene Problemstellungen verwendet werden.

Für die Tragwerksanalyse im Zeitbereich mithilfe der numerischen FSI-Methode muss die Windgeschwindigkeit einer atmosphärischen Grenzschichtströmung am Einströmrand des Berechnungsgebietes vorliegen. Die Erzeugung dieser Daten kann prinzipiell durch zwei unterschiedliche Lösungsansätze erfolgen:

- Numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen in einer separaten Hilfssimulation
- Künstliche Generierung synthetischer Turbulenz

Für beide Lösungsansätze existieren je nach Anforderungen unterschiedliche Varianten. Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden kurz dargestellt, bevor im weiteren Teil dieses Kapitels auf Methoden zur künstlichen Erzeugung von Einströmdaten detailliert eingegangen und Ergebnisse aus der numerischen Umsetzung aufgezeigt werden.

Die deterministische Berechnung erfolgt mithilfe einer numerischen Strömungssimulation, der sogenannten *Hilfssimulation*, aus dieser Daten extrahiert und der eigentlichen Hauptsimulation am Einströmrand aufgeprägt werden. Die Umsetzung dieser Technik kann unterschiedlich erfolgen. Eine Übersicht verschiedener Implementierung von Einströmbedingungen sowie Informationen mit Beispielen sind in [49] und [129] zu finden.

Am einfachsten erfolgt die Vorgabe der Daten, wenn die Hilfs- und Hauptsimulation die gleiche räumliche Auflösung im auszutauschenden Querschnitt und den gleichen Zeitschritt verwenden. Dann können die Daten direkt von einer Simulation in die andere übernommen werden. Da dies in vielen Fällen aufgrund unterschiedlicher Diskretisierungen praktisch nicht zu realisieren ist, muss bei der Übergabe eine Interpolation in Ort und Zeit erfolgen. Dies kann zu zusätzlicher Glättung führen. Wird die Hilfssimulation getrennt von der eigentlichen Hauptsimulation in einem Preprocessing-Schritt durchgeführt, so müssen die Daten zusätzlich in Dateien verwaltet und von der Hauptsimulation eingelesen werden. Eine Alternative zur Zwischenspeicherung bietet die gleichzeitige Durchführung von Hilfs- und Hauptsimulation, bei der dann Einlesen und die Fileverwaltung entfallen. Zweckmäßigerweise sollte kein Informationstransfer von der Haupt- auf die Hilfssimulation erfolgen, sodass keine Störungseinflüsse übertragen werden können.

Angewandt wird diese Methode für die Berechnung windumströmter Gebäude beispielsweise in [112], [113], [92] und [147]. Dort werden in Hilfssimulationen turbulente Wandgrenzschichten ohne Druckgradient erzeugt, die sich über glatten und rauen Oberflächen entwickeln und in Strömungsrichtung anwachsen. Durchgeführt wird diese Simulation dadurch, dass periodische Randbedingungen um einen Reskalierungsalgorithmus erweitert wurden (siehe Abbildung 5.2). Die Tatsache, dass sich turbulente Wandgrenzschichten in Strömungsrichtung mit bekannter Gesetzmäßigkeit entwickeln, erlaubt es über Ähnlichkeitsgesetze Ein- und Austrittsebene in Beziehung zu setzen. Damit werden Mittelwert und

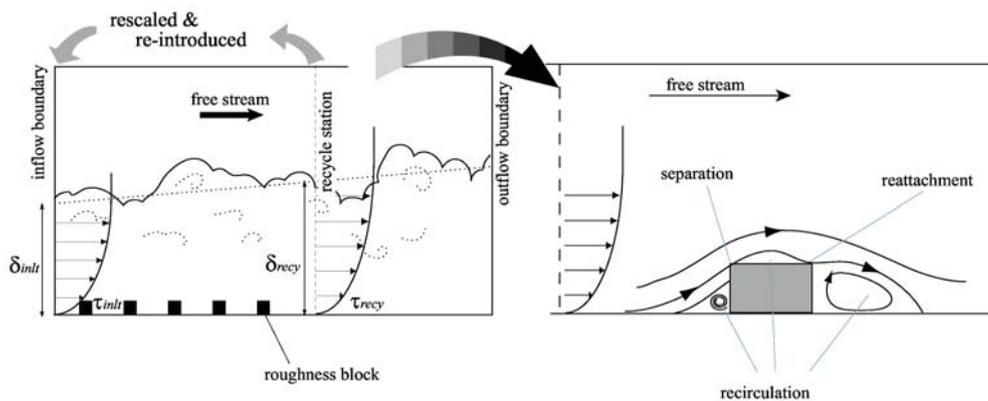


Abbildung 5.2: Generierung von Einströmdaten mithilfe einer Hilfssimulation, aus [112]

Fluktuationen der Strömungsgrößen am Austrittsrand extrahiert, geeignet reskaliert und am Einströmrand als Eintrittsignal aufgeprägt. Detaillierte Informationen zu diesem Gebiet sind in [129] und [92] zu finden.

Eine Möglichkeit zur Erzeugung turbulenter Einströmbedingungen, die in [93] für die Untersuchung der Umströmung einer Halbkugel in turbulenter Grenzschicht angewendet wird, ist die Erzeugung einer Grenzschicht durch eine Grobstruktursimulation eines Windkanalexperimentes. In dieser Arbeit wurden zur Erzeugung der Turbulenz im Experiment Wirbelgeneratoren mit nachfolgender glatter Oberfläche eingesetzt und in der numerischen Berechnung ebenfalls abgebildet. Windgrenzschichten hingegen werden, wie in Kapitel 4.2.1.2 beschrieben, maßgeblich durch die Bodenrauigkeit beeinflusst, welche im atmosphärischen Grenzschichtwindkanal ebenfalls modelliert wird (siehe Abbildung 5.1). Eine numerische Modellierung der gesamten Bodenrauigkeit eines Windkanalaufbaus mithilfe einer CFD-Berechnung ist allerdings sehr rechenintensiv.

Als Alternative zur deterministischen Berechnung kann eine *künstliche Erzeugung* von turbulenten Einströmdaten erfolgen. Es wird hierbei von synthetischer Turbulenz gesprochen, da in diesem Fall die Navier-Stokes-Gleichungen nicht numerisch gelöst werden [49]. Ausgehend von statistischen Beschreibungen turbulenter Windströmungen wird versucht unter Zuhilfenahme von Zufallszahlen möglichst realistische synthetische Windturbulenz zu erzeugen. Infolge der gewählten Grundlage statistischer Kenngrößen der Windströmung geht jedoch die deterministische Information verloren. Ausgangspunkt der Methode ist dabei die Zerlegung des instationären Strömungsfeldes in einen zeitlich konstanten Mittelwert und eine Schwankungsgröße. Das Profil der mittleren Strömung wird, wie in Kapitel 3.2.4 beschrieben, entweder auf Basis von Normen oder statistisch analysierten Daten aus Naturmessungen für spezielle Standorte festgelegt und mit Fluktuationen vervollständigt. Diesen stochastischen Ansätzen ist gemein, dass Einströmdaten als zufällige Realisationen eines stochastischen Prozesses als Beschreibung eines turbulenten Windfelds, aufgefasst werden. Ein Großteil der statistischen Informationen einer turbulenten Strömung sind prinzipiell in dem Korrelationstensor $\mathbf{R}_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{r})$ enthalten. In den verschiedenen Ansätzen werden je nach Grad der statistischen Beschreibung ein Teil der Informationen des Korrelationsten-

sors verwendet, um ausgehend von Zufallszahlen realitätsnahe, synthetische Turbulenz zu erzeugen. Zu den verwendeten statistischen Größen gehören beispielsweise Einpunktstatistiken, Reynoldsspannungen und Energiespektren. Die einfachste Methode bietet die Verwendung von Zufallszahlen, wie beispielsweise Gauß'sche Zufallszahlen oder auch weißes Rauschen, die in Standard-Programmbibliotheken zur Verfügung stehen. Dabei kann nur die Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponente definiert werden. Da bei dieser Methode räumliche und zeitliche Korrelationen nicht eingehalten werden, repräsentiert sie somit nicht die Physik natürlicher Windströmungen und sie ist folglich die Schlechteste. Darüber hinaus enthalten die Zeitreihen ausschließlich hochfrequente Anteile, die von den numerischen Verfahren, insbesondere bei groben Gittern, stark gedämpft werden [18]. Eine Übersicht über die Vielzahl an Methoden und detaillierte Informationen zur künstlichen Erzeugung von Einströmdaten, auch für Anwendungen außerhalb der Generierung von natürlichen Windbedingungen, ist in [18], [43], [49], [75] und [129] nachzulesen.

Das Verfahren der Hilfssimulation beinhaltet durch die Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen die Einhaltung der Erhaltungsgleichungen. Im Vergleich hierzu ist bei der Anwendung von synthetischen Einströmdaten bei der Lösung von inkompressiblen Strömungen die Einhaltung der Divergenzfreiheit zu empfehlen [18]. Dies führt dazu, dass sich ausgehend von der synthetischen Turbulenz der Einströmbedingungen eine 'modellkonsistente' Turbulenz in der Grobstruktursimulation schneller ausbilden kann. Ein statistisch stationärer Zustand stellt sich eher ein. Das Konvergenzverhalten der numerischen Lösung verbessert sich deutlich [80].

Der größte Vorteil der Methode der durch eine Hilfssimulation erzeugten Daten ist, dass durch das numerische Lösungsverfahren bereits eine Approximation der Navier-Stokes-Gleichung, also das Einströmsignal bereits implizit in Grobstruktur und Feinstrukturanteil zerlegt wird. Es handelt sich somit um die Erzeugung 'modellkonsistenter' Turbulenz und ein Einschwingbereich am Einströmrand ist nahezu nicht vorhanden [18]. Demgegenüber steht der Nachteil des erhöhten Rechenaufwands für die gesamte Aufgabenstellung, der meist vergleichbar mit der eigentlichen Simulation windumströmter Gebäude ist [43], [147]. Darüber hinaus wirkt sich die schlechte Regulierbarkeit der Einströmbedingungen nachteilig aus. Aus Naturmessungen oder Normangaben stammende Informationen über Mittelwerte oder Standardabweichungen der Geschwindigkeitsschwankungen sowie spektrale Energiedichteverteilungen können nicht einfach vorgegeben werden. Damit lassen sich nur sehr schwer Norm-Windbedingungen bereitstellen und außerdem wird der direkte Vergleich mit experimentell bestimmten Ergebnissen erschwert. Sind allerdings die Daten einer Geländerauigkeit erzeugt, können sie gespeichert und in einer Winddatenbank für ähnliche Aufgabenstellungen zur Verfügung gestellt werden.

Nachteil der synthetischen Erzeugung von Einströmdaten ist, dass Amplituden der spektralen Komponenten in ihrer Größe richtig wiedergegeben werden können, Phaseninformation der spektralen Komponenten aber zufällig erzeugt werden müssen [147]. Somit handelt es sich also um unphysikalische, synthetische Turbulenz, jedoch mit festgelegten statistischen Eigenschaften. Die größte Schwierigkeit besteht also darin, physikalisch sinnvolle Zeitreihen der Geschwindigkeitsschwankungen zu erzielen, damit die aufgeprägten Einströmdaten innerhalb des Strömungsgebietes so gut wie möglich transportiert und nicht durch das

numerische Verfahren gedämpft werden. Dies gelingt prinzipiell durch eine möglichst weitgehende Ausschöpfung der statistischen Informationen des Korrelationstensors zur Erzeugung der Schwankungsanteile. Dadurch wird eine physikalisch korrekte turbulente Strömung durch die erzeugte synthetische Turbulenz so gut wie möglich approximiert. Ausgehend von der am Rand aufgeprägten synthetischen Turbulenz bildet sich eine physikalisch korrekte Strömung, also eine echte Approximation der Navier-Stokes-Gleichungen schneller aus je höher die Qualität der Einströmdaten ist. Dazu gehört auch die Einhaltung der Divergenzfreiheit für die Lösung inkompressibler Strömungen.

Der große Vorteil der künstlichen Erzeugung synthetischer Turbulenz besteht darin, die aus Naturmessungen für verschiedene Standorte zur Verfügung stehenden statistischen Informationen zu nutzen. Auf dieser Basis können dann die wichtigsten Eigenschaften turbulenter Windströmungen reproduziert werden. Beispielsweise existieren in der Praxis eine Vielzahl analytischer Näherungsfunktionen für gemessene Turbulenzspektren, die Basis für internationale Windlastnormen bilden und besonders für Analysen des dynamischen Antwortverhaltens äußerst wichtig sind. Damit ist die Methode, die für die in Kapitel 4.4.1 beschriebene Simulationsumgebung eingesetzt werden soll, äußerst flexibel und damit aus Ingenieurssicht für die Ermittlung von realistischen Tragwerksantworten von großem Vorteil. Wie im nächsten Kapitel noch ausführlich dargestellt wird, ist es möglich für einen gewissen Standort auf Grundlage von experimentell bestimmten Messreihen ein dort vorgefundenes Windfeld in seinen wichtigsten statistischen Eigenschaften zu erzeugen. Außerdem ist der Rechenaufwand im Vergleich zur deterministischen Berechnung deutlich geringer.

Aus diesen Gründen wird im Rahmen dieser Arbeit der künstlichen Erzeugung synthetischer Turbulenz der Vorzug gegeben. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die angewendeten Verfahren nach ihrer Eignung im Hinblick auf die Anwendung für das angestrebte Simulationskonzept nach folgenden Kriterien analysiert:

- Einhaltung der mikrometeorologischen Eigenschaften des Windes in einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit. Dazu gehören:
 - Die Mittelwerte der einzelnen Prozesse sind gleich der vorgegebenen mittleren Windgeschwindigkeit, die Turbulenzintensität sollte der in der Natur beobachteten Intensität entsprechen
 - Die räumliche und zeitliche Korrelation sollte der in der Natur beobachteten Korrelationsstruktur entsprechen
 - Die Autospektren der Zeitreihen sollten möglichst gut mit realen Autospektren übereinstimmen
- Einfache Regulierbarkeit, Erzeugung turbulenter Windfelder für verschiedene Oberflächenrauigkeiten
- Vertretbarer Rechenaufwand für große Einströmebenen
- Erzeugung physikalisch sinnvoller Zeitreihen im Hinblick auf numerische Strömungssimulationen (Divergenzfreiheit)

Ergebnisse werden anhand verschiedener Beispielrechnungen aufgezeigt und die jeweiligen Vor- und Nachteile der untersuchten Methoden dargestellt.

5.3 Implementierung der Windrandbedingung in die numerische Strömungssimulation

Wie bereits diskutiert, ist es notwendig, für jeden Gitterpunkt der Einströmebene Angaben über die zeitlich aufgelösten turbulenten Fluktuationen der numerischen Strömungssimulation zur Verfügung zu stellen. Zu diesem Zweck wurde in dieser Arbeit eine Vorgehensweise entwickelt, die folgende Schritte vorsieht und in Abbildung 5.3 grafisch dargestellt ist:

1. Generierung der instationären Einströmbedingungen in einer separaten Windsimulations-Umgebung auf einem festen kartesischen „Wind“-netz
2. Zwischenspeicherung der Simulationsdaten in einzelne Dateien
3. Einlesen der Winddaten aus einzelnen Dateien
4. Räumliche- und zeitliche Interpolierten der Daten und Übergabe auf CFD-Netz

Der erste Schritt beinhaltet die künstliche Erzeugung synthetischer Windturbulenz. Dazu wird in dieser Arbeit die Methode der Autoregressiven Prozesse (AR-Prozesse) und das Verfahren der Wellenüberlagerung mithilfe der inversen Fourier-Transformation angewendet. Auf Basis des Reynold'schen Ansatzes werden die Schwankungsgrößen der Windgeschwindigkeit an kartesischen Gitterpunkten P_i, P_j (siehe Abbildung 5.3, oben) generiert und zu einem zeitlich gemittelten Windgeschwindigkeitsprofil hinzuaddiert. Die so erhaltenen Einströmdaten werden in einzelnen Dateien zwischengespeichert.

Die räumliche Diskretisierung der Hauptsimulation erfolgt mithilfe eines unstrukturierten Tetraedernetzes, das innerhalb der FSI-Simulation durch die starke Gitterverzerrung des numerischen Strömungsgebietes infolge sich stark verformender Oberflächen von Zeit zu Zeit neu vernetzt werden muss. Da aus den genannten Gründen die räumliche Auflösung in der austauschenden Ebene in beiden Simulationen nicht übereinstimmt und die Zeitschrittweiten ebenfalls differieren, wurde in dieser Arbeit ein Interpolations- und Übergabeinterface entwickelt. Dessen Aufgabe besteht darin, die mithilfe eines separaten Simulationsprogramms auf einem festen kartesischen Gitter generierten instationären Einströmbedingungen räumlich und zeitlich auf ein unstrukturiertes, zeitabhängiges CFD-Netz zu interpolieren. Als räumliches Verfahren wurde das bikubische Interpolationsverfahren aus [120] implementiert, in der Zeit wird entweder linear oder alternativ mithilfe kubischer Splines interpoliert. Die gewählte Vorgehensweise zur Implementierung der Windrandbedingungen führt dazu, große Datenmengen zwischenzuspeichern und verwalten zu müssen. Alternativ zur Zwischenspeicherung der Daten würde sich beim Einsatz von Parallelrechnern die Lösung anbieten, beide Simulationen simultan durchzuführen und die Daten direkt auszutauschen [18]. Da allerdings die mehrmalige Verwendung der Einströmdaten auf diese Weise entfallen würde und sich dies im Arbeitsprozess durch den erhöhten Simulationsaufwand ungünstig auswirken würde, wird dieser Ansatz in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

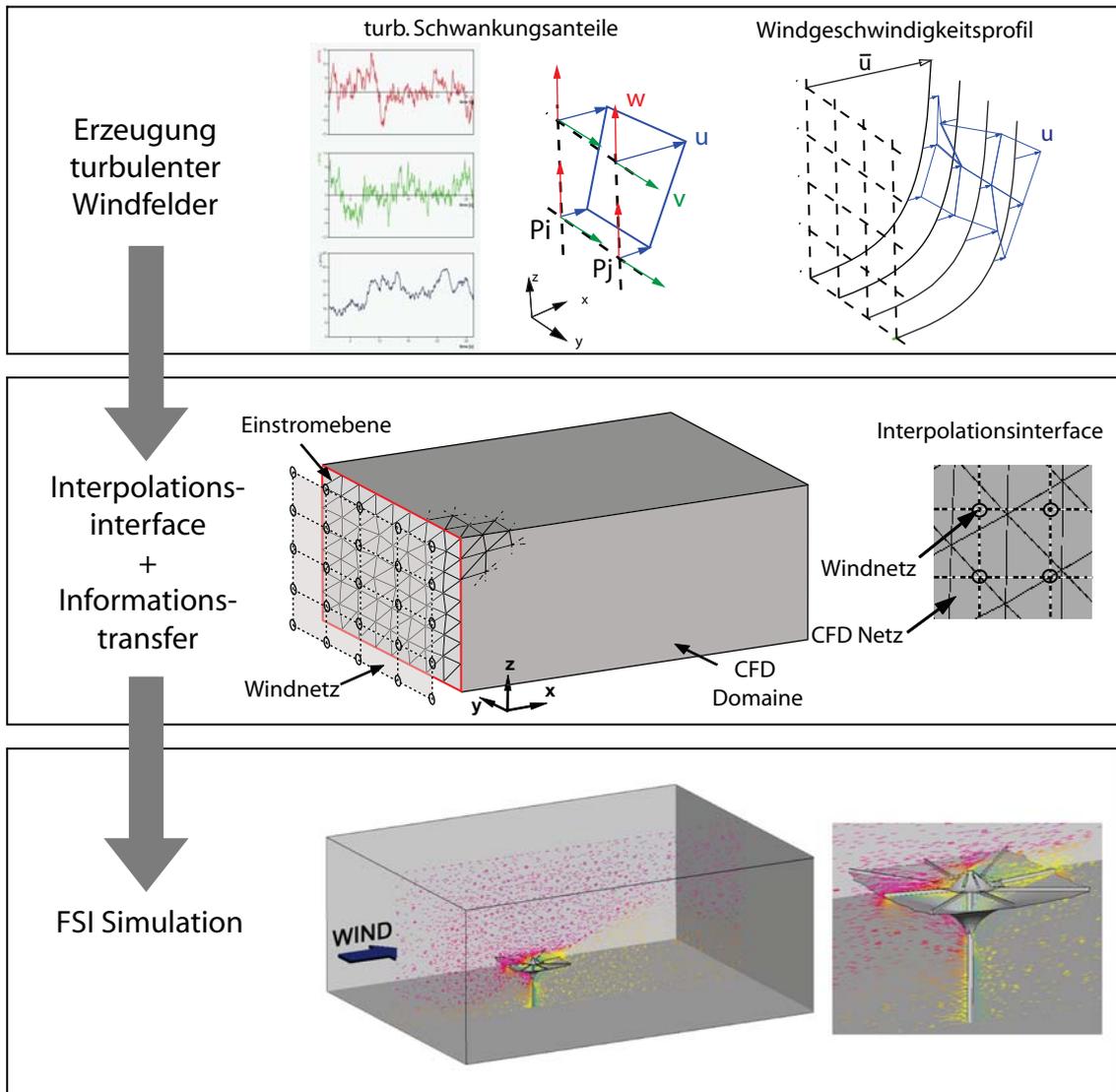


Abbildung 5.3: Implementierung der Windrandbedingungen in das numerische Simulationskonzept

5.4 Numerische Generierung synthetischer Windturbulenz

Die Windgeschwindigkeit stellt grundsätzlich einen instationären stochastischen Prozess, das heißt einen zeitabhängigen Zufallsprozess dar [37], [50]. In diesem Zusammenhang versteht man unter einem Prozess das zeitlich veränderliche Verhalten einer Variablen. Im Gegensatz zu einem deterministischen Prozess, bei dem der Wert der Variablen für jeden Zeitpunkt durch eine eindeutige Funktion gegeben ist, lässt sich bei einem stochastischen Prozess aus der Kenntnis des Prozesses für ein vergangenes Zeitintervall nicht auf einen zukünftigen Zeitpunkt schließen [157]. Instationär bedeutet, dass sich die Windstärke und Böentätigkeit zeitlich ändern. Einzelne Realisationen begrenzter Dauer des Gesamtprozesses der Windgeschwindigkeit werden durch Messungen bestimmt. Die durch die zeitliche Abtastung gewonnenen, diskreten Zeitreihen werden zur Ermittlung statistischer Kenngrößen

ßen verwendet, die die Eigenschaften des Gesamtprozesses beschreiben (siehe Kapitel 3.3.6). In der Tragwerksanalyse wird die Windgeschwindigkeit allgemein als *stationärer* stochastischer Prozess aufgefasst, da nur relativ kurze Zeitintervalle von Bedeutung sind, und die durch diese Annahme entstehenden Fehler vernachlässigbar sind [37]. Stationär bedeutet, dass die statistischen Parameter nicht vom Zeitpunkt der Stichprobe, sondern nur von ihrer Länge abhängen. Zusätzlich wird angenommen, dass der Prozess ergodisch ist. Eine Realisierung steht somit stellvertretend für den gesamten Prozess. Damit können statistische Kenngrößen für das Ensemble der Realisierungen stellvertretend für den gesamten Prozess aus einer Realisierung durch Mittelung über ein Zeitintervall gewonnen werden. Die Schwankungsanteile der Windgeschwindigkeit u, v, w stellen stationäre, mittelwertfreie stochastische Prozesse dar. Zu den statistischen Kenngrößen, die den Gesamtprozess charakterisieren, zählen im Zeitbereich die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und ihre statistischen Momente wie Mittelwert, Standardabweichung sowie die räumliche und zeitliche Korrelationsfunktion [142]. Im Frequenzbereich sind das Leistungsspektrum des Einzelprozesses und das Kreuzspektrum zweier unterschiedlicher Prozesse zu nennen.

Eine spezielle Klasse stochastischer Prozesse sind die Gauß'schen Prozesse. Sie sind dadurch gekennzeichnet, dass ihre Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion eine Normalverteilung ist, die vollständig durch den Mittelwert und ihre Standardabweichung beschrieben wird. Wie in Kapitel 3.3.6.2 erläutert, weist die Windgeschwindigkeit näherungsweise Gauß'sche Eigenschaften auf. In dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass die Verteilung der Turbulenzkomponenten u, v, w einer Gaußverteilung genügt. Eine wichtige Eigenschaft Gauß'scher Prozesse besteht darin, dass ein linearer Filter einen Gauß'schen Eingangsprozess wiederum in einen Gauß'schen Ausgangsprozess transformiert, während bei einer nichtlinearen Filterfunktion die Gauß'schen Eigenschaften verloren gehen [157].

Ein völlig regelloser in sich unkorrelierter Prozess wird als Weißes Rauschen bezeichnet. Im Zeitbereich ist es dadurch gekennzeichnet, dass die Autokorrelationsfunktion als Dirac'sche Delta-Funktion gegeben ist und im Frequenzbereich einen konstanten Wert S_0 annimmt [157]. Ideales Weißes Rauschen kann im numerischen Verfahren nicht realisiert werden. Somit beschränkt man sich auf bandbegrenzttes Weißes Rauschen, für das gilt:

$$S(f) = \frac{\sigma^2}{2f_{max}} \quad \text{für} \quad -f_{max} \leq f \leq f_{max}, \quad \text{sonst} \quad S(f) = 0 \quad (5.1)$$

Gauß'sches Weißes Rauschen besitzt zusätzlich die Eigenschaften, dass der Mittelwert $\mu = 0$ und die Standardabweichung $\sigma = 1$ betragen. Bandbegrenzttes Gauß'sches Weißes Rauschen wird durch die Erzeugung einheits-normalverteilter Zufallszahlen generiert.

Mithilfe der Reynolds-Zerlegung wird die Windgeschwindigkeit als Vektorgröße $U(x,t)$ aufgespalten in einen zeitinvarianten Mittelwert und einen Schwankungsanteil, wie in Gleichung 3.1 dargestellt. Durch die Reynolds-Zerlegung beschränkt sich die Generierung der Zeitreihen allein auf den Schwankungsanteil der Windgeschwindigkeit. Ein sehr vereinfachtes Modell für die Windgeschwindigkeitsschwankungen würde sich ergeben, wenn man jeden Punkt des Windfeldes einzeln, das bedeutet ohne jede Beziehung zu seinen Nachbarn, als univariate Zufallsvariable betrachten würde. Wie allerdings in Kapitel 3.3.6 dargestellt ist, sind räumliche Beziehungen in atmosphärischer Windturbulenz vorhanden. Anstelle

von einzelnen Prozessen treten daher multivariate Zufallsfelder auf, die zur Repräsentation atmosphärischer Turbulenz generiert werden müssen. Werden die Abhängigkeiten zwischen mehreren Variablen modelliert und untersucht, so bezeichnet man diese stochastischen Prozesse als multivariate stochastische Prozesse [142].

Ziel der numerischen Generierung synthetischer Windturbulenz ist, einzelne Realisationen des stationären, ergodischen Gauß'schen stochastischen Prozesses der Schwankungsanteile der Windgeschwindigkeit zu erhalten. Folgende Verfahren, die die statistischen Charakteristiken atmosphärischer Windströmung geeignet repräsentieren können, stehen zur Verfügung [26], [127]:

1. Verfahren, die weißes Rauschen mit linearen, autorekursiven Filtern anpassen (AR-, ARMA-Modelle)
2. Verfahren, die harmonische Wellen überlagern
3. Verfahren auf Basis einer Datenkomposition mittels Wavelets

Eine Übersicht über die Verfahren und deren Vor- und Nachteile wird beispielsweise in [67], [64], [117], [127] und [157] gegeben.

Heutige Verfahren der Wellenüberlagerung gehen auf die grundlegende Arbeit von Shinzuka und Jan zurück [136]. Die Grundidee dieses Verfahrens besteht darin, dass jede beschränkte und stetige Funktion als Fourierreihe darstellbar ist. Die Turbulenzkomponente der Windgeschwindigkeit wird also als Summe von Cosinus-Schwingungen mit stochastisch verteilten Phasenwinkeln ausgedrückt. Demgegenüber stehen Verfahren, die die Synthese von Windzeitreihen durch die Verwendung von autoregressiven Modellen entwickeln. Diese Methode wurde von Iwatani (1982) und Maeda und Makino (1981) in das Windingenieurwesen eingeführt [64]. Weiterentwicklungen sind beispielsweise in [85], [100] vorgenommen worden. Weiterführende Informationen zu AR- und ARMA-Methoden sind in [7], [99], [130] und [100] zu finden.

Im Folgenden wird die Methode der Autoregressiven Prozesse und die Methode der Wellenüberlagerung für die Generierung von Windgeschwindigkeitszeitreihen im Hinblick auf die Anwendbarkeit als Einströmdaten für eine numerische Strömungssimulation anhand von Beispielen untersucht und weiterentwickelt.

5.4.1 Generierung von Windzeitreihen mithilfe autoregressiver Prozesse

Eine vollständige Beschreibung des Windfeldes erfordert Informationen über die statistische Bindung der Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Orten. Die folgende Spektraldichtematrix der Größe $3n \times 3n$ definiert ein Windfeld mit n Knoten im Frequenzbereich vollständig [26]:

$$\mathbf{S}(f) = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_u(f) & \mathbf{S}_{uv}(f) & \mathbf{S}_{uw}(f) \\ \mathbf{S}_{vu}(f) & \mathbf{S}_v(f) & \mathbf{S}_{vw}(f) \\ \mathbf{S}_{wu}(f) & \mathbf{S}_{wv}(f) & \mathbf{S}_w(f) \end{bmatrix} \quad (5.2)$$

Diese Matrix enthält prinzipiell alle notwendigen Informationen, um die physikalischen Bedingungen turbulenter Windströmung zu berücksichtigen. Wie in Kapitel 3.3.6.4 diskutiert, ist die laterale mit der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente in guter Näherung unkorreliert. Diese Prozesse können als unabhängig angesehen werden. Allerdings ist der Korrelationskoeffizient der vertikalen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponente in atmosphärischen Grenzschichtströmungen negativ korreliert, und somit können diese Prozesse streng genommen nicht unabhängig voneinander betrachtet werden. In vielen Anwendungen, vor allem für linienförmige vertikale Bauwerke wie Türme oder Hochhäuser wird auf eine Berücksichtigung der statistischen Abhängigkeiten näherungsweise verzichtet [26]. Dies ist dadurch begründet, dass der vertikale Schwankungsanteil bei vertikal ausgehenden Bauwerken ohne Bedeutung ist. Wird die Höhenabhängigkeit der Turbulenzspektren näherungsweise vernachlässigt, geht man also von isotroper Turbulenz aus, so können alle drei Turbulenzkomponenten u, v, w als statistisch unabhängig voneinander betrachtet werden. Somit reduziert sich die Spektraldichte-Matrix $\mathbf{S}(f)$ von $3n \times 3n$ auf $3 \times (n \times n)$ Einträge.

Zur Bestimmung der Spektraldichte-Matrix $\mathbf{S}_{kl}(f)$ für zwei Punkte i und j im Windfeld mit $k = l = u, v, w$ müssen neben den Autoleistungsspektren $S_{k_i l_i}(f)$ auf der Hauptdiagonalen die Kreuzleistungsspektren $S_{k_i l_j}(f)$ auf der Nebendiagonalen bekannt sein. Die Ermittlung der Unbekannten erfolgt über die in Kapitel 3.3.6.7 beschriebenen Zusammenhänge. Damit erhält man folgende Spektraldichte-Matrix:

$$\mathbf{S}_{kl}(f) = \begin{bmatrix} S_{k_1 l_1}(f) & S_{k_1 l_2}(f) & \cdots & S_{k_1 l_n}(f) \\ S_{k_2 l_1}(f) & S_{k_2 l_2}(f) & \cdots & S_{k_2 l_n}(f) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{k_n l_1}(f) & S_{k_n l_2}(f) & \cdots & S_{k_n l_n}(f) \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

Die Kreuzleistungsdichtespektren $S_{k_i l_j}(f)$ sind prinzipiell immer komplex, wobei gilt, dass $S_{k_i l_j}(f)$ und $S_{k_j l_i}(f)$ konjugiert komplexe Paare sind. Wie bereits diskutiert, ist das Quadspektrum der komplexen Kreuzleistungsdichtespektren $S_{k_i l_j}(f)$ bei atmosphärischer Turbulenz vernachlässigbar, somit sind die Kreuzleistungsspektren reellwertig und es gilt $S_{k_i l_j}(f) = S_{k_j l_i}(f)$. Ist $k = l$, so wird aus Gründen der Übersichtlichkeit auf den zweiten Index in der Spektraldichte-Matrix in Gleichung 5.2 verzichtet. Unter Berücksichtigung der Korrelation vertikaler und longitudinaler Turbulenzkomponente erhält man folgende Spektraldichte-Matrix:

$$\mathbf{S}_{uw}(f) = \begin{bmatrix} S_{u_1 w_1}(f) & S_{u_1 w_2}(f) & \cdots & S_{u_1 w_n}(f) \\ S_{u_2 w_1}(f) & S_{u_2 w_2}(f) & \cdots & S_{u_2 w_n}(f) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{u_n w_1}(f) & S_{u_n w_2}(f) & \cdots & S_{u_n w_n}(f) \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

Die Grundidee der Generierung multivariater Zufallsfelder mithilfe autoregressiver Prozesse besteht darin, sowohl zurückliegende Prozesse als auch Weißes Rauschen mit geeigneten linearen Filtern zu belegen und somit Stichproben des Gesamtprozesses zu erzeugen. Dazu wird eine Abhängigkeit der Windprozesse zum aktuellen Zeitpunkt t und den Werten in p

zurückliegenden Zeitpunkten („time-lags“) postuliert [157]:

$$u_i(t) = \sum_{k=1}^p \sum_{j=1}^n \Phi_{ij}(k) u_j(t - k\Delta t) + N_i(t) \quad (5.5)$$

Hierin wird der Windgeschwindigkeitsvektor zum aktuellen Zeitpunkt $u_i(t)$ als Linearkombination zurückliegender Prozesse u_j mit Koeffizienten $\Phi_{ij}(k)$ und einem additiven Zufallsanteil, dem „Random shock“ $N_i(t)$, ausgedrückt.

Wird jede Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors getrennt betrachtet, ist n die Anzahl der Gitterpunkte bzw. die Anzahl der Prozesse und damit folgt $\mathbf{u}(t) = [u_1(t), \dots, u_n(t)]^T$. Es sind $\Phi(k) = [\Phi_{ij}(1), \dots, \Phi_{ij}(p)]$ p ($n \times n$) Matrizen und $\mathbf{N}(t) = [N_1(t), \dots, N_n(t)]^T$ n Werte zu jedem Zeitpunkt t . Die autoregressive Matrix spiegelt das zeitliche Gedächtnis des Prozesses wieder. Die Filterordnung p beschreibt die Länge des Gedächtnisses. Die Windprozesse des k -ten time-lags sind $u_j(t - k\Delta t)$. Weiterhin ist mit $\mathbf{N}(t)$ ein räumlich korreliertes Feld von Prozessen Weißen Rauschens enthalten, welches eine räumliche Korrelationsstruktur aufweist, sonst aber einen zeitlich völlig regellosen, rein stochastischen Anteil darstellt. Der stochastische Prozess setzt sich also aus zwei Termen, einem deterministischen Anteil sowie einem stochastischen Anteil zusammen. Er wird mit AR(p)-Prozess bezeichnet.

Ziel ist es die unbekannt Filtereigenschaften $\Phi(k)$ und $\mathbf{N}(t)$ so zu bestimmen, dass die generierte Stichprobe die gewünschten statistischen Eigenschaften des Windgeschwindigkeitsprozesses erfüllt. Zu diesem Zweck wird Gleichung 5.5 mit $u_m(t - l\Delta t)$, $l \geq 0$, rechtsmultipliziert und anschließend der zeitliche Erwartungswert gebildet [16]:

$$u_i(t)u_m(t - l\Delta t) = \sum_{k=1}^p \sum_{j=1}^n \Phi_{ij}(k) u_j(t - k\Delta t)u_m(t - l\Delta t) + N_i(t)u_m(t - l\Delta t) \quad (5.6)$$

Integration beider Seiten und Mittelwertbildung über das Zeitintervall T liefert mit 3.19 und 3.24 einen Zusammenhang zwischen den Kovarianzen der Prozesse.

$$R_{im}^u(-l\Delta t) = \sum_{k=1}^p \sum_{j=1}^n \Phi_{ij}(k) R_{jm}^u((k-l)\Delta t) + R_{im}^N(-l\Delta t) \quad (5.7)$$

Für $l \neq 0$ verschwindet die Kovarianzmatrix R_{im}^N aufgrund der zeitlichen Unkorreliertheit des Weißen Rauschens. Somit ergeben sich die sogenannten Yule-Walker-Gleichungen:

$$\text{für } l = 1, \dots, p : \quad \sum_{k=1}^p \sum_{j=1}^n \Phi_{ij}(k) R_{jm}^u((k-l)\Delta t) = R_{im}^u(-l\Delta t) \quad (5.8)$$

$$\text{für } l = 0 : \quad R_{im}^N(0) = R_{im}^u(0) - \sum_{k=1}^p \sum_{j=1}^n \Phi_{ij}(k) R_{jm}^u(k\Delta t) \quad (5.9)$$

Mithilfe dieser Gleichungen können die p autoregressiven Matrizen sowie die Kovarianzmatrix des Weißen Rauschens eindeutig bestimmt werden. Die Bestimmung der Kovarianzmatrizen $\mathbf{R}^u(-l\Delta t) = [\mathbf{R}^u(0), \dots, \mathbf{R}^u(-p\Delta t)]$ der Windprozesse in Gleichung 5.8 erfolgt

über das Fourier-Transformationspaar der Kovarianzen mit den Spektren aus Gleichung 3.31 und 3.32 und 3.35. Hierbei werden die spektralen Eigenschaften, die beispielsweise aus Messdaten vorliegen können, aus dem Frequenzbereich in den Zeitbereich transformiert. Die Kohärenzfunktion beschreibt die Korrelationseigenschaften innerhalb einer Ebene quer zur Anströmung, abhängig von den Abständen der Gitterpunkte untereinander. Einen Abstand in Strömungsrichtung lässt sich über die Taylor-Hypothese knüpfen. Dies ist aber für die hier gestellte Aufgabenstellung nicht erforderlich. Näheres hierzu siehe auch beispielsweise [127]. Mit der Beziehung $\mathbf{R}^u(\Delta t) = \mathbf{R}^u(-\Delta t)^T$, die infolge der vorausgesetzten Stationarität der Signale gültig ist, lässt sich das symmetrische Hypersystem aus Gleichung 5.8 folgendermaßen darstellen:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{R}^u(0) & \mathbf{R}^u(\Delta t)^T & \cdots & \mathbf{R}^u((p-1)\Delta t)^T \\ \mathbf{R}^u(\Delta t) & \mathbf{R}^u(0) & \cdots & \mathbf{R}^u((p-2)\Delta t)^T \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{R}^u((p-1)\Delta t) & \mathbf{R}^u((p-2)\Delta t) & \cdots & \mathbf{R}^u(0) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi(1)^T \\ \Phi(2)^T \\ \vdots \\ \Phi(p)^T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}^u(\Delta t) \\ \mathbf{R}^u(2\Delta t) \\ \vdots \\ \mathbf{R}^u(p\Delta t) \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

Zur effizienten Lösung dieses Gleichungssystems wird in [67] für die speziellen Matrixeigenschaften eine Pseudo-Gauß-Seidel-Elimination vorgeschlagen, die sowohl Speicherplatz als auch CPU-Zeit auf ein Minimum reduziert. Weitere Informationen zur Lösungsstrategie für Gleichung ist beispielsweise in [127] nachzulesen.

Sind die p autoregressiven Matrizen ermittelt, kann die Kovarianzmatrix des Weißen Rauschens $\mathbf{R}^N(0)$ durch Auswertung von Gleichung 5.9 bestimmt werden.

Der Vektor des räumlich korrelierten Feldes Weißen Rauschens $\mathbf{N}(t)$ aus Gleichung 5.5 mit der bestimmten Korrelation der Randomshocks $\mathbf{R}^N(0)$ kann durch folgende Linearkombination ermittelt werden [67]:

$$\mathbf{N}(t) = \mathbf{L}\mathbf{n}(t) \quad (5.11)$$

mit $\mathbf{n}(t) = [n^1(t), \dots, n^n(t)]^T$ als n unabhängige unkorrelierte Einzelprozesse Gauß'schen Weißen Rauschens mit einem verschwindenden Mittelwert und der Varianz von 1, wobei \mathbf{L} eine untere Dreiecksmatrix ist. Es kann gezeigt werden, dass sich \mathbf{L} aus der Cholesky Zerlegung der Kovarianzmatrix $\mathbf{R}^N(0)$ ergibt:

$$\mathbf{R}^N(0) = \mathbf{L}\mathbf{L}^T \quad (5.12)$$

Für die Cholesky-Zerlegung wird die positive Definitheit von \mathbf{R}^N gefordert. In [157] wird angegeben, dass ein AR(p)-Prozess nicht notwendigerweise stationär ist. Unterschreitet das time-lag Δt für ein gegebenes Problem eine Mindestgröße, welche von den physikalischen Eigenschaften des Prozesses abhängt, wird der zu modellierende Prozess instationär und der Filter instabil [157]. An dieser Stelle wird angemerkt, dass verschiedene durchgeführte Beispiele größerer Felder zeigten, dass selbst eine deutliche Verringerung der time-lags das Auftreten von Filterinstabilitäten nicht verhindern konnte. Für Einzelprozesse werden in [157] Stabilitätskriterien angegeben. Weiterführende Untersuchungen zur Stabilität eines AR-Prozesses wird in [99] diskutiert und Stabilitätskriterien angegeben.

Eine Erweiterung der AR(p)-Prozesse stellen die sogenannten ARMA-(p,q)-Prozesse (autoregressive, moving average) dar [85], , [100], [130]. Dabei werden AR-Modelle mit ange-

schlossenem, gleitendem Mittel überlagert, sodass der Gesamtfilter durch einen Moving-Average-Filter erweitert wird. Dieser Filter muss zusätzlich identifiziert werden. Die Handhabung gestaltet sich unter Umständen schwierig, da zwei Filterordnungen unabhängig voneinander gewählt werden müssen. Aus diesem Grund wurden ARMA-Prozesse in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt.

5.4.1.1 Das Programmpaket GENWTH

In dieser Arbeit wurde das von Prof. Zahlten (Bergische Universität Wuppertal) zur Verfügung gestellte Programmpaket GENWTH [157] zur Generierung von Windgeschwindigkeitszeitreihen verwendet. Die so ermittelten Zeitreihen wurden einer numerischen Strömungssimulation am Einströmrand aufgeprägt und die statistischen Eigenschaften an unterschiedlichen Positionen im Strömungsgebiet analysiert und ausgewertet.

Die Umsetzung der Generierungsalgorithmen der Software GENWTH ist Inhalt einer Reihe von Forschungsarbeiten unterschiedlicher Institute. Dazu gehören A. Iannuzzi (Polytechnic of Central London), Borri (Dipartimento di Ingegneria Civile der Universität Florenz), Borri, Zahlten, Lou, Höffer (Institut für Statik und Dynamik der Ruhr-Universität Bochum).

In der ursprünglichen Form des Programmpaketes enthält die Spektraldichte-Matrix $\mathbf{S}(f)$ $3 \times (n \times n)$ Einträge. Im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit wurde das Modell mit der Kreuzkorrelation der vertikalen und longitudinalen Geschwindigkeit erweitert (Kap. 5.4.1.2). Als Grundlage für die verwendeten Kreuzspektren sowie der Kohärenz dienen die in [101] und [102] angegebenen analytischen Formeln. In der vorliegenden Arbeit wurde die Spektraldichte-Matrix $\mathbf{S}(f)$ mit einer Größe von $3n \times 3n$ implementiert. An dieser Stelle wird angemerkt, dass es aus Gründen der numerischen Effizienz sinnvoll ist, die Zeitreihen an den n Gitterpunkten der lateralen Komponente getrennt zu berechnen, da sich somit die Größe der Matrizen und damit der Hauptspeicherbedarf und die CPU-Zeit reduziert.

5.4.1.2 Simulation eines Testbeispiels

Im Folgenden wird anhand der Simulation eines Testbeispiels die Anwendbarkeit des Verfahrens der autoregressiven Prozesse zur Erzeugung von Einströmdaten für das Simulationskonzept analysiert und bewertet. Zu diesem Zweck wird ein Testfall einer reinen CFD-Simulation erzeugt, bei der die numerisch generierten Einströmdaten am Einströmrand nach der Vorgehensweise aus Abbildung 5.3 aufgeprägt werden. Dieser Testfall wurde so gewählt, dass die angesetzten Parameter wie die Größe des Berechnungsgebietes, die gewählten Netzdichten und die simulierte Echtzeit einem Beispiel aus der Ingenieurspraxis folgen. Dieses Beispiel beinhaltet außerdem eine Schirmstruktur zur Bestimmung dessen Lastsituation in turbulenter Windströmung. Da allerdings hier das Hauptaugenmerk auf der Erzeugung der Einströmdaten mittels autoregressiver Prozesse liegt, wird auf die Ergebnisse der Schirmbelastung nicht detailliert eingegangen, sondern an späterer Stelle ausführlich behandelt. Im weiteren Verlauf werden ausgewählte Ergebnisse dargestellt und kritisch bewertet.

Berechnungsgebiet

Abbildung 5.4 zeigt das für die Strömungssimulation definierte quaderförmige Berechnungsgebiet, das mit ca. 300 000 unstrukturierten Tetraederelementen diskretisiert ist. In der Mitte des Strömungsgebiets sind Auswertungspunkte für einen Postprocessing-Vorgang festgelegt, an denen Zeitreihen zur statistischen Auswertung der Windgeschwindigkeiten erzeugt werden.

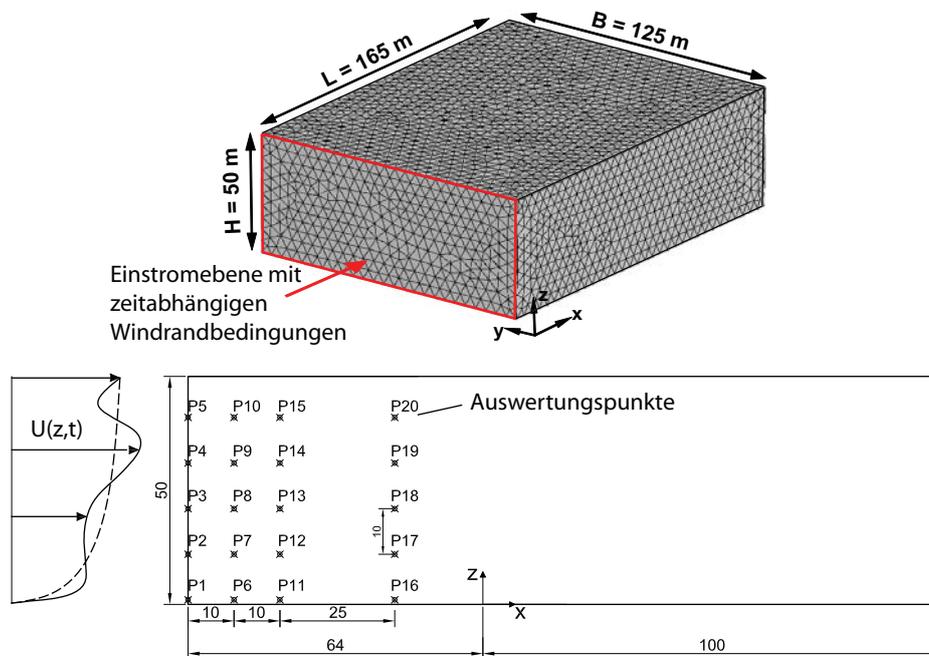


Abbildung 5.4: Berechnungsgebiet und CFD-Netz (oben) mit Auswertungspunkten (unten)

Generierung von Windeinströmdaten

Die für diesen Testfall erzeugten Windzeitreihen wurden auf Basis der in Tabelle 5.1 aufgeführten Eingabedaten für den autoregressiven Prozess generiert. Die Schwankungsanteile der drei Turbulenzkomponenten wurden einzeln in 3 unterschiedlichen Berechnungsgängen unabhängig voneinander erzeugt. Außerdem wird die Höhenabhängigkeit der Turbulenzspektrern vernachlässigt, sodass von isotroper Turbulenz ausgegangen wird. Die Erzeu-

Turbulenzkomponente	u	v	w
Standardabweichung σ_i	7,7	3,85	3,85
Integrales Längenmass L_x^i [m]	100	50	30
Autospektren $S_i(f)$	v. Kármán siehe Gl. 3.49	v. Kármán aus [26]	Panofsky aus [65]
Kohärenzfunktion	Davenport siehe Gl. 3.58	Davenport siehe Gl. 3.58	Davenport siehe Gl. 3.58
Abklingfaktoren $C_y = C_z$	10	10	10

Tabelle 5.1: Eingabedaten für Turbulenzkomponenten

gung von Windfeldern mithilfe von AR-Prozessen erfordert die Festlegung des time-lags Δt , einer oberen Eckfrequenz für die Integration des Frequenzspektrums mithilfe der Wiener-Khintchine-Transformation sowie der Anzahl der Stützstellen im Frequenzbereich. Mit der Länge der simulierten physikalischen Zeit werden die Anzahl der Zeitschritte und die untere Eckfrequenz festgelegt. Durch diese Festlegungen werden eine Reihe von Zwangsbedingungen erschaffen, die abhängig vom physikalischen Problem angepasst werden müssen.

Zahlten untersucht in seiner Arbeit unter anderem den Einfluss der Filterordnung. Er zeigt, dass sich das berechnete Spektrum dem Zielspektrum mit steigender Filterordnung annähert und gibt für eine korrekte Abbildung einen Mindestwert von 20 an. Angaben zum Einfluss der Integrationsgrenzen, des Integrationsrasters im Frequenzbereich und des Zeitinkrements sind in [157] nachzulesen. Tabelle 5.2 gibt die in diesem Testbeispiel verwendeten Eingabewerte an.

Für die Auswertung von statistischen Kenngrößen ist die Länge der Messperioden entscheidend. Da für Grobstruktursimulationen die notwendigen CPU-Anforderungen im Allgemeinen sehr hoch sind, muss die simulierte Echtzeit so gering wie möglich gehalten werden. Die Energielücke im Turbulenzspektrum hat zur Folge, dass endliche Messperioden Messergebnisse hinsichtlich der Mittelwertbildung relativ wenig verfälschen. In [159] wird angegeben, dass bei einer Mittelungsdauer zwischen 5 und 10 Minuten oder 1 h kein wesentlicher Unterschied besteht (siehe Abbildung 5.5).

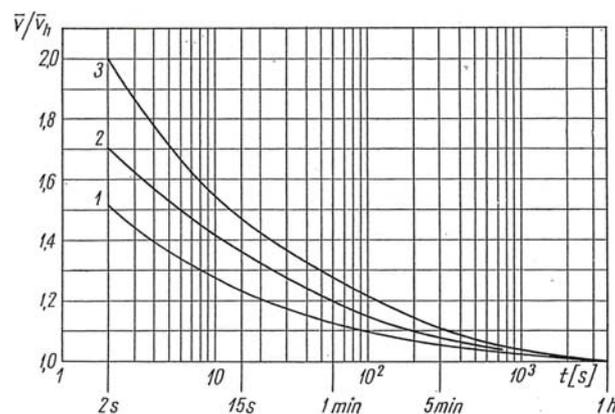


Abbildung 5.5: Verhältnis zwischen der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} mit $t < 1h$ und der mittleren Stundengeschwindigkeit \bar{v}_h , 1...landwirtsch. Gelände, 2...bewaldet, 3...städtisches Gelände, aus [159]

Ruscheweyh gibt in [128] als günstigste Zeit für Messperioden bei Naturmessungen 30 Minuten, bei Spektralmessungen mindestens 20 Minuten an. In dieser Arbeit wird die simulierte, physikalische Zeit von 10 Minuten angesetzt. Damit wird einerseits der im Windingenieurwesen üblicheren Mittelungszeiten Rechnung getragen, andererseits der dafür notwendigen Rechenaufwand soweit wie möglich reduziert. Behrens gibt in [10] an, dass zwischen 0,005 Hz und 1 Hz etwa 95 % der Energie des Erregerprozesses Wind liegt. Mit der Mittelungszeit von 10 Minuten liegt die untere Eckfrequenz mit 0,00167 Hz noch außerhalb dieses Bereiches.

Kriterien für das gewählte Frequenzband sind bei Simulationen, die die Tragwerksdynamik einschließen, dass der Frequenzabstand ausreichend klein sein sollte, um den Bereich nahe der Eigenfrequenzen des Tragwerks ausreichend genau zu approximieren [26]. Außerdem müssen untere und obere Eckfrequenz so gewählt werden, dass auch die maßgebenden Eigenformen des Tragwerks in diesem Frequenzband liegen.

Filterordnung p	50
Zeitschritt	0,05s
Simulationszeit	10 Min
Untere Eckfrequenz f_u	0,00167 Hz
Obere Eckfrequenz f_o	10 Hz
Gitterweite Windfeld	$\Delta y = \Delta z = 5m$
Gitterpunkte Windfeld	429

Tabelle 5.2: Eingabedaten für AR-Prozess

Abbildung 5.6 links, zeigt beispielhaft die Generierung von räumlichen und zeitlichen Windgeschwindigkeitsfluktuationen mithilfe des beschriebenen AR-Prozesses $U(z, t)$.

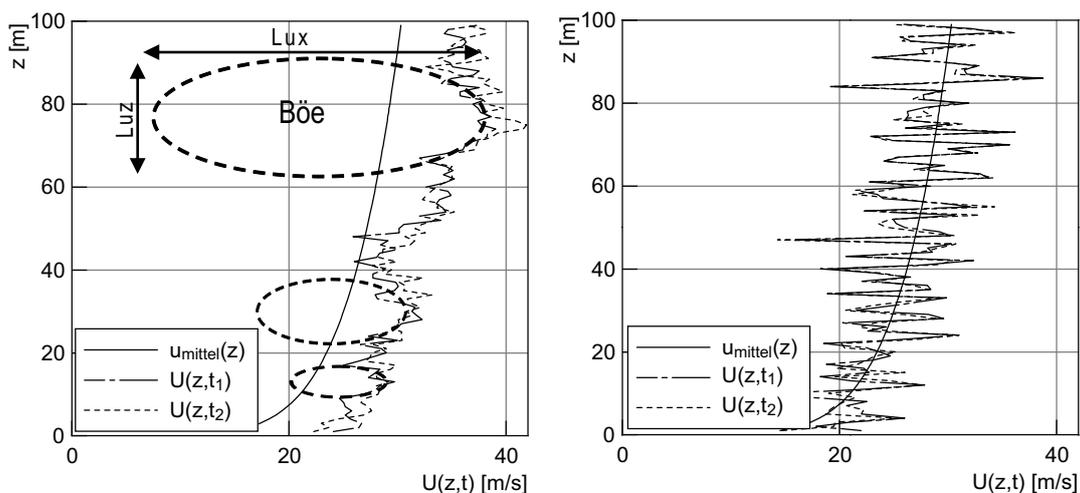


Abbildung 5.6: Windgeschwindigkeitsprofile zum Zeitpunkt t_1 und t_2 , erzeugt mithilfe des AR-Prozesses (links) und der Monte-Carlo-Methode (rechts) nach [116]

Im Vergleich dazu ist auf der rechten Seite die Erzeugung von Windgeschwindigkeitsfluktuationen mithilfe der Monte-Carlo-Methode dargestellt, die durch Löhner und Camelli in die CFD-Software PAM-Flow implementiert wurde [88]. Unter Verwendung von Gauß'schem Weißen Rauschen ist es möglich – für jeden Gitterpunkt einzeln – Geschwindigkeitsfluktuationen zu erzeugen, die zusätzlich eine zeitliche Korrelation der Schwankungen berücksichtigen [116]. Dabei kann der RMS-Wert der Fluktuationen eingestellt werden. In Abbildung 5.6 links wurde außerdem der Versuch unternommen, Windböen zu skizzieren, die eine räumliche Ausdehnung in x - und z -Richtung verdeutlichen sollen. Auf der

rechten Seite in Abbildung 5.6 sind sie nicht vorhanden. Somit wird hier die Physik des Windgeschehens nicht richtig wiedergegeben.

Ergebnisse der Windfeldgenerierung

Vor der Anwendung des generierten Windfeldes in der CFD-Simulation wurde zunächst deren Qualität überprüft. Dazu wurden die statistischen Kenngrößen der berechneten Daten mit den Vorgabewerten verglichen. In Abbildung 5.7 sind exemplarisch für einen Punkt der Einströmebene die drei Geschwindigkeitskomponenten sowie eine Gegenüberstellung des vorgegebenen Zielspektrum und die der diskreten Autoleistungsspektren aufgezeigt. Das diskrete Spektrum schwankt um das Zielspektrum, wobei die Übereinstimmung insgesamt als gut zu bezeichnen ist. Die diskreten Spektren der generierten Zeitverläufe sind durch die in Anhang B beschriebene Methode ermittelt worden. Interpretiert man die Zeitachse mithilfe der Taylor-Hypothese als Ortsachse so lässt sich feststellen, dass das erzeugte nun räumliche Windfeld im Allgemeinen nicht divergenzfrei ist. Grund dafür ist, dass diese Forderung bei der Erzeugung von Einströmdaten mithilfe autoregressiver Prozesse in dieser Arbeit nicht berücksichtigt wird.

Numerische CFD-Simulation

Das Testbeispiel wurde mit der beschriebenen CFD-Software PAM-Flow als transiente Simulation berechnet. Die Modellierung der Turbulenzen erfolgte mit einem LES-Ansatz mit einem Smagorinsky-Modell (Smagorinsky Konstante $C_s = 0,11$) unter Verwendung einer Wandfunktion zur Auflösung des Kanalbodens. Am Ausströmrand wurden statische Druckrandbedingungen mit einem Referenzdruck von 0 Pa verwendet. Die Wände und Oberseite des numerischen Strömungskanals werden mit „slip“ Randbedingungen belegt. Der wandnächste Datenpunkt hat einen maximalen dimensionslosen Wandabstand von $y^+ \approx 300$ und liegt damit im voll turbulenten Bereich des logarithmischen Bereichs der wandnahen Grenzschicht, sodass die Verwendung eines Wandgesetzes zulässig ist. Die zuvor numerisch erzeugten Zeitreihen der Geschwindigkeitsfluktuationen wurden additiv zu einem mittleren Windprofil mit der in Tabelle 5.3 aufgeführten Charakteristik hinzugefügt und am Einströmrand aufgeprägt.

Referenzgeschwindigkeit $u_{ref}(z_{ref})$ [m/s]	Referenzhöhe z_{ref} [m]	Exponent α [-]
25,9	16,0	0,22

Tabelle 5.3: Eingabedaten für das mittlere Geschwindigkeitsprofil

Für Dichte und Viskosität galten die Stoffwerte von Luft bei 20°C. Somit beträgt die Reynoldszahl unter Zuhilfenahme der Kanalhöhe als Referenz-Längenmaß ca. $Re = 7 \cdot 10^6$

Als numerisches Lösungsverfahren wurde der in PAM-Flow implementierte, für inkompressible Strömungen zur Verfügung stehende Roe-Löser verwendet [1]. Als Zeitintegrationsschema ist das explizite Vorwärts-Euler-Verfahren von erster Ordnung Genauigkeit gewählt. Die Zeitschrittweite beträgt bei einer gewählten CFL-Bedingung von 0,3 ca. $0,2 \cdot 10^{-2}$ Sekunden und wird automatisch vom Löser gewählt. Die Genauigkeit des gesamten numerischen Lösungsverfahrens ist von 2. Ordnung [40]. Der Druck wird implizit mithilfe eines Druck-Korrektur-Verfahrens berechnet.

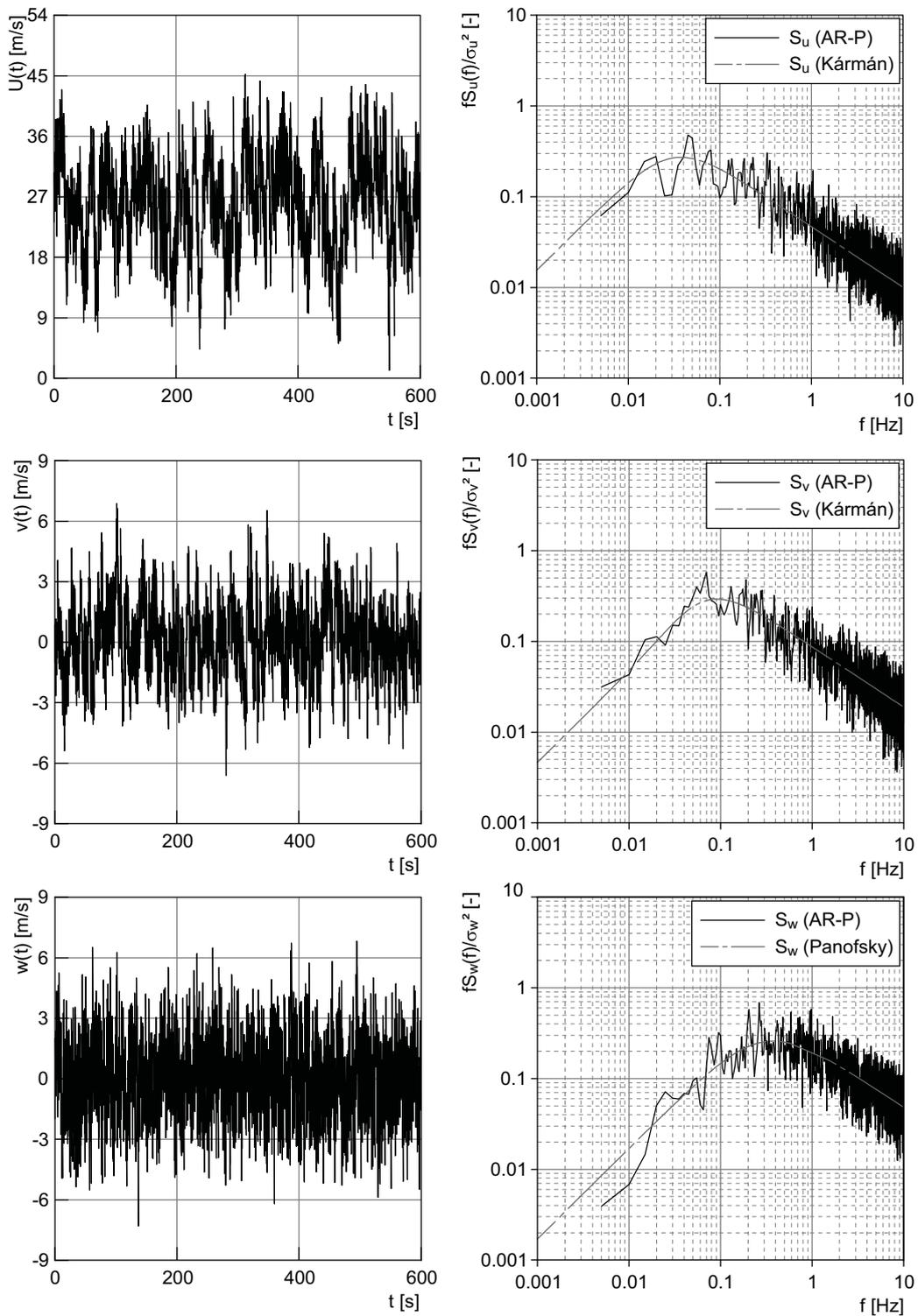


Abbildung 5.7: Zeitreihen der generierten Geschwindigkeitskomponenten (links), Vergleich der generierten Autoleistungsspektren mit Zielspektren (rechts) als Ergebnis des numerisch generierten Windfeldes

Ausgewählte Ergebnisse der CFD-Simulation

In Abbildung 5.8 sind exemplarisch, aus einer Vielzahl von statistischen Auswertungen, Ergebnisse dargestellt, die für die Charakterisierung von Windbelastungen in der Bauwerksaerodynamik von Bedeutung sind. Es zeigt auf der linken Seite, den Verlauf der Turbulenzintensität der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente über der Höhe z . Die zeitliche Mittelung wurde über ca. 270 000 Zeitschritte bei 10 Minuten simulierter physikalischer Zeit durchgeführt, wobei die Anfangsphase der Strömungssimulation, die zur Einstellung der Strömung notwendig ist, nicht berücksichtigt wurde.

Der Verlauf der Turbulenzintensitäten, ausgewertet an den Punkten P16-P20 (45 m stromabwärts), ist dem Verlauf aus der Deutschen Windlastnorm DIN 1055-4:2005-03 für die Rauigkeitswert $z_0 = 0,3$ gegenübergestellt. Abbildung 5.8 zeigt auf der rechten Seite integrale Längenmaße L_u^x der Windböen, die an den Auswertungspunkten P16- P20 aus der Autokovarianz der longitudinalen Turbulenzkomponente und der mittleren Windgeschwindigkeit $\bar{u}(z)$ der jeweiligen Ordinatenwerte ermittelt wurden. Im Vergleich dazu sind die integralen Längenmaße aus Gleichung 3.28 für unterschiedliche Geländerauigkeiten dargestellt.

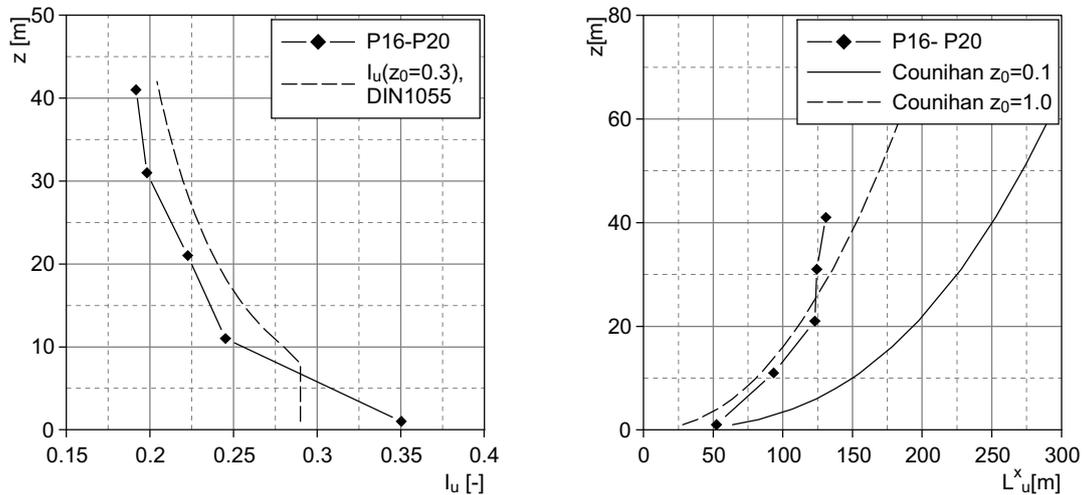


Abbildung 5.8: Turbulenzintensität (links) und integrale Längenmaße L_u^x (rechts) als Ergebnis der CFD-Simulation

Abbildung 5.9, links, zeigt, ausgehend von isotroper Turbulenz am Einströmrand, die Entwicklung einer durch den Reibungseinfluss des Bodens geprägten Strömung hin zur Grenzschicht. Dies wird dadurch ersichtlich, dass der Korrelationskoeffizient ρ_{uw} ausgehend $\rho_{uw} = 0$ (Vorgabewert am Einströmrand) für isotrope Turbulenz stromabwärts negative Werte annimmt. Bestätigt wird dies durch Messungen in der Natur und im Windkanal, die negative Werte für die Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} in Strömungslängs- und Querrichtung zeigen [111].

Im rechten Diagramm der Abbildung 5.9 ist der Verlauf des Druckes und der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente in Punkt P18 über der Zeit aufgetragen. Als Ergebnis der inkompressiblen Strömungssimulation lassen sich – im Vergleich zur niederfrequenten Geschwindigkeitsfluktuationen – hochfrequente Druckoszillationen mit hohen Ampli-

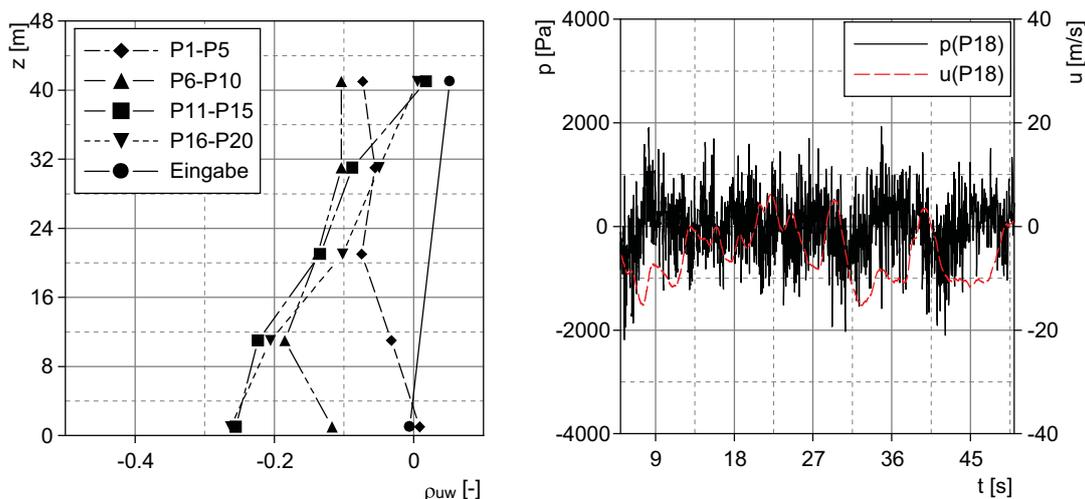


Abbildung 5.9: Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (links), Druck- und Geschwindigkeitsverlauf am Punkt P18 über der Zeit t (rechts) als Ergebnis der CFD-Simulation

tuden beobachten. Sie schwanken zwischen Spitzenwerten von -2000 Pa und $+2000$ Pa ($-2,0\text{kN}/\text{m}^2$ und $2,0\text{kN}/\text{m}^2$) und übersteigen damit den reinen Geschwindigkeitsdruck um den Faktor 20.

5.4.1.3 Diskussion der Ergebnisse

Es lässt sich feststellen, dass die numerische Simulation von Windzeitreihen mithilfe der autoregressiven Prozesse bei geeigneter Wahl der beschriebenen Eingabeparameter zu Windfeldern führt, die eine gute Übereinstimmung mit den Zielvorgaben liefern. Bestätigt wird dies beispielsweise in [127] und [157]. Die Vorgabe der Kohärenzfunktion, der Autoleistungsspektren sowie der dort enthaltenen Parameter ermöglichen es, die generierten Zeitreihen sehr einfach für gewählte Randbedingungen anzupassen und zu regulieren. Folglich können turbulente Windfelder für Anwendungen aus dem Bauwesen mit ausreichender Genauigkeit abgebildet werden. Die Methode der autoregressiven Prozesse und ihre Erweiterung mit gleitenden Mittelwerten wird heutzutage zur Generierung von Windfeldern für Zeitbereichssimulationen meist von Brücken oder Türmen angewendet. Beispiele hierfür sind in [82] oder [101] nachzulesen.

Bei der direkten Anwendung der generierten Zeitreihen in eine Struktursimulation, beispielsweise bei linienförmigen Bauwerken, ist die zur Berechnung notwendige Anzahl von Gitterpunkten relativ gering. Im Vergleich hierzu muss für eine CFD-Simulation die gesamte Einströmebene in einer ausreichend feinen Auflösung mit zeitlichen Einströmsignalen ausgestattet werden. Franke beschreibt in [47] und [48] Mindestanforderungen für die Größe von Berechnungsgebieten für numerische Strömungssimulationen in Abhängigkeit der maximalen Bauwerkshöhe H_{max} eines Gebäudeensembles. Bei einer empfohlenen Breite des Einströmebene von ca. $10H_{max}$ und einer Höhe von ca. $6H_{max}$ liegt die Anzahl der

Gitterpunkte in einer Größenordnung von 250 ($H_{max} = 10m, \Delta y = \Delta z = 5m$) bis 1000 ($H_{max} = 20m, \Delta y = \Delta z = 5m$).

Die dargestellten integralen Längenmaße und die Turbulenzintensität, berechnet mithilfe der numerischen CFD-Simulation, zeigen, dass Vorgaben aus Naturmessungen oder Normen sehr gut künstlich erzeugt werden können. Anhand des Verlaufs des Korrelationskoeffizienten in longitudinaler Richtung wird ersichtlich, dass die Vorgabe isotroper Turbulenz am Einströmrand eine lange Anlaufstrecke benötigt, damit sich ein näherungsweise horizontal homogener Zustand der turbulenten Grenzschichtströmung einstellen kann. Mit dem Ziel, den Realitätsgrad des Einströmsignals zu erhöhen, um die Anlaufstrecke so kurz wie möglich zu halten und damit den Rechenaufwand der Grobstruktursimulation zu minimieren, wurde das Programmpaket GENWTH mit den Kreuzspektren der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponente erweitert. Damit steigen die Einträge der größten Kovarianzmatrix von $n \times n$ auf $2n \times 2n$ an und damit auch die notwendige Rechenzeit und der Speicherbedarf. Hierfür wurde für die Ermittlung des Kreuzleistungsspektrums unter Vernachlässigung des Quadspektrums folgende Formel herangezogen [101], [102]:

$$\frac{Co_{uw}(f)}{u_*^2} = \frac{-14n_z}{(1 + 9.6n_z)^{2.4}} \quad (5.13)$$

Mit folgender Kohärenzfunktion, die in [101] anhand von Windkanalversuchen verifiziert wurde, lässt sich der räumliche Zusammenhang der Kreuzleistungsspektren herstellen:

$$\gamma_{u_i w_j}(r, f) = \frac{1}{2} \frac{Co_{uw}(f)^2}{S_u(f)S_w(f)} \left[\gamma_{u_i u_j}(r, f) + \gamma_{w_i w_j}(r, f) \right] \quad (5.14)$$

In [101] wird die Bedeutung der Berücksichtigung der Kreuzkorrelation der Geschwindigkeitskomponente bei der numerischen Zeitbereichssimulation von großen Brückenbauwerken dargestellt. Es wird gezeigt, dass unter ihrer Berücksichtigung Ergebnisse aus numerischen und experimentellen Untersuchungen sehr gut übereinstimmen. Für eine bestimmte Konstruktionsform sollte daher auf die korrekte Simulation der Kreuzkorrelation der Komponenten geachtet werden.

Als Ergebnis des erweiterten Ansatzes stellt sich der Korrelationskoeffizient mit einem Wert von $\rho_{uw} \simeq -0,4$ ein. Auf eine genaue Untersuchung des Verlaufs des Kreuzkorrelationskoeffizienten im Strömungsgebiet wird an dieser Stelle verzichtet, stattdessen wird diese Untersuchung innerhalb der im folgenden Kapitel behandelten Methode der Wellenüberlagerung durchgeführt.

Die hohe Anzahl der benötigten Gitterpunkte für die Simulation im Zusammenhang mit der Erweiterung der Spektraldichte-Matrix durch die vertikale Schwankungskomponente führt dazu, dass der Rechenaufwand zur Erzeugung des Windfeldes mit der vorgestellten Methode sehr hoch ist. Untersuchungen zur Rechenzeit und Speicherplatzbedarf wurden beispielsweise in [157] und [127] durchgeführt. Prinzipiell lässt sich feststellen, dass die Rechenzeit etwa quadratisch mit der Problemgröße anwächst und dass der Speicherbedarf der ARMA-Methoden wegen der notwendigen Invertierung der Systemmatrizen sehr groß ist. Optimierungsmöglichkeiten bieten sich durch den Ersatz der Wiener-Khintchine-Integration für die Ermittlung der Kovarianzmatrizen aus den Kreuzspektraldichten durch

Operation	Speicherplatzbedarf	Anz. d. Rechenop.
1. Berechnung der Kovarianzmatrix \mathbf{R}^u		$\sim (np)^2$
2. Identifikation der Koeffizienten Φ	$(np)^2$ speziell $2(p+2)n^2$ aus [157]	$\sim (np)^2$ je nach Gl.löser
3. Synthese der AR-Prozesse u_i		$\sim (np)^2$

Tabelle 5.4: Ablaufschema für AR-Prozess mit der Anzahl der Knotenpunkte n

einen FFT-Algorithmus. Tabelle 5.4 gibt eine Zusammenfassung der Operationen und eine Übersicht über den Speicherplatzbedarf und die Anzahl der Rechenoperationen.

In [26] wird festgestellt, dass bei falscher Wahl der Filterordnung oder zu kleinem Zeitinkrement die Methode zudem instabil werden kann. Diese Beobachtung bestätigte sich ebenfalls in verschiedenen durchgeführten Beispielen. Es zeigte sich, dass in Fällen instabiler Filter, die Simulation außerdem sehr sensibel auf Änderungen der anderen Eingabeparameter reagiert. Einen Rückschluss auf mögliche Ursachen ließ sich aus den Beispielen nicht herleiten. Kriterien zur Instabilität von AR-Prozessen kann in [99] nachgelesen werden. Untersuchungen hierzu werden innerhalb dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Diese Eigenschaft erweist sich bei Beispielen, die mit großem Rechenaufwand verbunden sind, für die einfache Handhabbarkeit der Methode als besonders nachteilig. Außerdem wird damit der große Vorteil der einfachen Einstellmöglichkeit der Windfelder auf spezifische Geländerauigkeiten relativiert.

Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, können Strömungen mit geringen Machzahlen als inkompressibel angesehen werden. Aus diesem Grund spiegeln künstlich generierte, synthetische Windfelder, die die Einhaltung der Kontinuitätsgleichung vernachlässigen, nicht die Physik natürlicher Windströmung wieder. Die Vernachlässigung der Divergenzfreiheit der Einströmdaten führt zu hochfrequenten Druckspitzen hoher Amplituden. Die Ursache hierfür liegt hauptsächlich in dem verwendeten numerischen Verfahren für inkompressible Strömungssimulationen. Grund für die Oszillationen ist, dass der Druck im Druck-Korrekturverfahren als Parameter aus einer geeigneten Druckgleichung bestimmt und solange iteriert wird, bis die Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes erreicht ist. Es lässt sich feststellen, dass die Druckfluktuationen in einer reinen CFD-Berechnung zu einem deutlich erhöhten Rechenaufwand führen, da sie die numerische Lösung der Gleichungen sehr erschweren. Bei einer Fluid-Struktur-Interaktionssimulation mit einem inkompressiblen Ansatz auf der Fluid Seite hingegen sind generell große Probleme der numerischen Lösung zu erwarten. Grund dafür ist, dass Druckstöße ohne Zeitverzögerung große Belastungen induzieren. Es wird davon ausgegangen, dass besonders bei FSI-Simulationen mit leichten Flächentragwerken mit ihrer geringen Trägheit diese Schwierigkeiten besonders ausgeprägt sind.

Zusammenfassend kann man feststellen, dass sich vor allem die fehlende Divergenzfreiheit des synthetischen Windfeldes im Hinblick auf die FSI-Simulation sowie mögliche Filterinstabilitäten nachteilig auswirken. Hinzu kommt, dass der große Rechenaufwand speziell

unter Berücksichtigung der Korrelation der Geschwindigkeitskomponenten die Anwendbarkeit der AR-Methode zur Erzeugung der Windfelder stark einschränkt.

Ein großes Anwendungsgebiet bleibt hingegen für die bereits in der Praxis durchgeführten Struktursimulationen im Zeitbereich sowie in begrenztem Maße für die Erzeugung von Einströmdaten für eine reine CFD-Berechnung. Dort können sich die gutmütigen Eigenschaften der einfachen Regulierbarkeit sowie der einfachen Handhabbarkeit voll entfalten. Für das in dieser Arbeit angestrebte Simulationskonzept hingegen ist die Untersuchung alternativer Methoden aufgrund der genannten Probleme zur Generierung turbulenter Windfelder notwendig.

5.4.2 Generierung von Windzeitreihen mithilfe der Fourier-Transformation

Als Alternative zu dem diskutierten Verfahren des autorekursiven Filters lassen sich Signale mit einem bestimmten Energiespektrum und darüber hinaus mit einer spezifischen Kohärenz mithilfe der Überlagerung harmonischer Wellen erzeugen. Dies gelingt dadurch, dass man im Frequenzbereich beginnend, Amplitude und Phase so einstellt, dass die berechneten Signale nach einer inversen Fourier-Transformation die gewünschten statistischen Eigenschaften besitzen. Allgemein lässt sich dieses Verfahren in zwei Gruppen klassifizieren. Die erste Gruppe basiert auf der Spektraldichte-Matrix aus Gleichung 5.2 im Frequenzbereich zur Beschreibung des dreidimensionalen Windfeldes. Die zweite Gruppe bezieht die Dreidimensionalität der Turbulenz in die Methode der Wellenüberlagerung durch die Einführung von Spektralensoren im Wellenzahlbereich ein.

In diesem Kapitel wird die Methode zur künstlichen Erzeugung synthetischer Windfelder, basierend auf beiden Gruppen erläutert. Die Anwendbarkeit der zweiten Gruppe für das angestrebte Simulationskonzept wird aufgrund spezieller Vorteile anhand eines Testbeispiels gezeigt.

5.4.2.1 Wellenüberlagerung auf Basis der Spektraldichte-Matrix

Ausgehend von der Spektraldichte-Matrix $\mathbf{S}(f)$ aus Gleichung 5.2 bzw. Gleichung 5.3 ergeben sich die n korrelierte Zeitverläufe der Windgeschwindigkeiten $\mathbf{u}(t)$ aus dem Verfahren nach Shinozuka zu [136]:

$$u_j(t) = 2\sqrt{\Delta f} \sum_{m=1}^j \sum_{k=1}^N H_{jm}(f_k) \cos(2\pi f_k t + \Phi_{mk}) \quad (5.15)$$

Zur Erzeugung der Windfluktuationen werden N Kosinus Funktionen je eine pro Frequenzschritt mit vorgegebenen Spektralordinaten überlagert. In Gleichung 5.15 enthalten sind die diskreten zentralen Frequenzen f_k , $k=1, \dots, N$, der Frequenzintervalle Δf zwischen f_k und f_{k+1} . $\mathbf{H}(f_k)$ ist mit $k = 1, \dots, N$ eine untere Dreiecksmatrix mit den Einträgen H_{jm} , die aus der Spektraldichte-Matrix über eine Cholesky-Zerlegung gewonnen werden kann. Es gilt [34]:

$$\mathbf{S}(f) = \mathbf{H}(f)\mathbf{H}^*(f)^T \quad (5.16)$$

Wird die Spektraldichte-Matrix reell angesetzt, so gilt für die Cholesky-Zerlegung mit $Re(\mathbf{S}(f)) = \mathbf{H}(f)\mathbf{H}(f)^T$ mit $\mathbf{H}(f)$ als untere Dreiecksmatrix mit reellen Einträgen. Der Phasenwinkel Φ_{mk} des m -ten Teilprozesses mit der Frequenz f_n ist eine gleichverteilte Zufallszahl zwischen 0 und 2π .

Weiterentwicklungen der Methode sind unter anderem in [34] [134] [135] und [156] angegeben. Angewendet wird die Methode beispielsweise in [82] und [156] für die Analyse der Tragfähigkeit von Türmen und Brücken. Für detaillierte Informationen zu den notwendigen Eigenschaften der Spektraldichte-Matrix und deren Konditionierung, damit die Cholesky-Zerlegung gelingt, wird auf [26] verwiesen.

Der große Vorteil dieser Methode, wie auch der AR-Methode besteht darin, dass die Eingabeparameter der Spektraldichte-Matrix, relativ einfach aus Messungen in Windströmungen ermittelt und diese als Zieldaten vorgegeben werden. Diesem Vorteil steht auch hier der Nachteil gegenüber, dass die Forderung nach der Divergenzfreiheit des generierten Windfeldes nicht in die Prozedur eingebracht werden kann [80]. Aus diesem Grund wenden die Autoren in [80] nach der Erzeugung der Einströmdaten für eine LES-Simulation eine zusätzlichen Operation („divergence-free operation“) an, die die Divergenz des generierten Windfeldes reduziert.

5.4.2.2 Wellenüberlagerung auf Basis des Spektraltensors

In dieser Arbeit hingegen kommt ein Algorithmus, vorgestellt von J. Mann in [95], als Spezialfall des allgemeinen Verfahrens von Shinozuka und Jan zur Anwendung. Darin gelingt es Spektraltensoren als Fourier-Transformierte des räumlichen Kovarianztensors (siehe Gleichung 3.38), zur dreidimensionalen Beschreibung der atmosphärischen Grenzschichtströmung einzuführen. Unter ihrer Verwendung wird dann das Geschwindigkeitsfeld $\mathbf{u}(\mathbf{x})$ mithilfe einer diskreten Fourier-Reihenentwicklung simuliert. Auf dieser Basis ist es möglich, die Forderung der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes direkt in den Generierungsalgorithmus zu implementieren, was für die in dieser Arbeit geplante Anwendung von großem Vorteil ist.

Das im Folgenden beschriebene Verfahren wurde von J. Mann entwickelt. Detaillierte Informationen zu den Grundlagen der Methode sowie zu Weiterentwicklungen sind in [91], [94] und [95] und nachzulesen. Die folgenden Herleitungen und Formeln sind ebenfalls diesen Veröffentlichungen zu entnehmen, daher wird auf eine Angabe der Referenz im Folgenden verzichtet. Die beschriebene Methode kommt in dieser Arbeit für die Erzeugung von Einströmdaten zur Anwendung, ihre Anwendbarkeit für das Simulationskonzept wird am Ende dieses Kapitels anhand einer Testsimulation aufgezeigt.

Da die Wellenüberlagerung in diesem Verfahren im Wellenzahlbereich und nicht im Frequenzbereich stattfindet, wird wie in Abbildung 5.10 dargestellt, ein dreidimensionales räumliches Gebiet gleichmäßig in diskrete Punkte aufgeteilt. Es umfasst $N_1 \times N_2 \times N_3$ Gitterpunkte und hat die Seitenlängen L_i mit $i = 1, 2, 3$. Die Gitterweite beträgt $\Delta L_i = L_i / N_i$.

Aus diesem räumlichen, zeitlich eingefrorenen Turbulenzfeld werden dann die zeitabhängigen Einströmdaten unter Zuhilfenahme der Taylor-Hypothese generiert, indem man mit

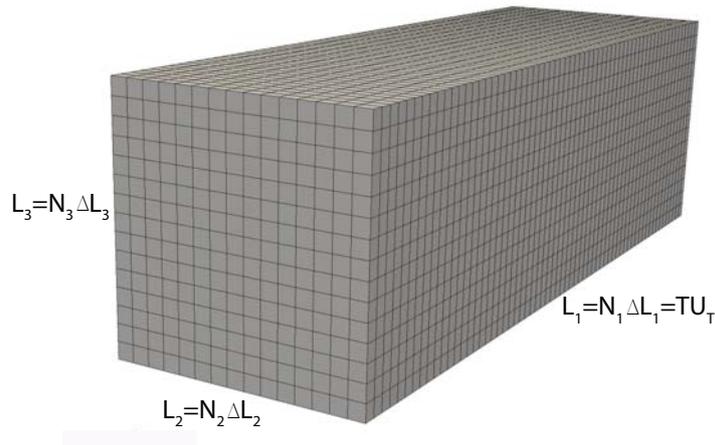


Abbildung 5.10: Räumliches Feld zur Berechnung der Windgeschwindigkeiten an den Gitterpunkten

einer definierten mittleren Geschwindigkeit \bar{u}_T durch das räumliche Feld schreitet. Auf diese Weise wird die Ortsachse als Zeitachse und Wellenzahlen als Frequenzen interpretiert. Der in der numerischen Strömungssimulation eingesetzte Zeitschritt variiert in dem eingesetzten expliziten Zeitintegrationsverfahren, sodass eine Interpolation zwischen der Zeitschrittweite der Einströmdaten $\Delta t = \Delta L_1 / \bar{u}_T$ notwendig wird. Grundlage für dieses Verfahren ist die Gültigkeit der Taylor-Hypothese, die, wie bereits diskutiert, in atmosphärischer Grenzschichtströmung vorausgesetzt werden kann.

Der Geschwindigkeitsvektor wird an jedem dieser Punkte mithilfe einer inversen dreidimensionalen Fast-Fourier-Transformation berechnet:

$$u_i(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} C_{ij}(\mathbf{k}) n_j(\mathbf{k}) \quad (5.17)$$

Darin enthalten sind die i -te Komponente des Geschwindigkeitsvektors $\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}(x, y, z) = [u_1(x, y, z), u_2(x, y, z), u_3(x, y, z)]^T = [u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z)]^T$. Die Koordinaten der räumlichen Gitterpunkte erhält man über $x_l = N_l \Delta L_l$ mit $l = 1, \dots, 3$. Dabei ist N_l die Anzahl der Gitterpunkte der l -ten Komponente des Vektors \mathbf{x} . Das Symbol $\sum_{\mathbf{k}}$ beschreibt die Summe über alle Wellenzahlvektoren $\mathbf{k} = [k_1, k_2, k_3]^T$ mit den Komponenten $k_i = m 2\pi / L_i$ mit $i = 1, 2, 3$ wobei m ganzzahlige Werte mit $m = -N_i/2, \dots, N_i/2$ annimmt. $n_j(\mathbf{k})$ sind komplexe Gauß'sche Zufallszahlen mit einer Varianz von 1 und einem Mittelwert von 0.

Für die erfolgreiche Simulation eines Geschwindigkeitsfeldes atmosphärischer Windfluktuationen ist außerdem die Kenntnis der Koeffizientenmatrix $\mathbf{C}_{\mathbf{k}}$ notwendig, die sich durch die Dekomposition eines für Grenzschichtturbulenz geeigneten Spektraltensors bestimmen lässt.

Simulation isotroper Turbulenzfelder

Ausgangspunkt hierfür ist der Karman-Tensor für isotrope Turbulenz als Fourier-

Transformierte des Korrelationstensors aus Gleichung 3.38 [45], [32],[95]:

$$\Phi_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{E(k)}{4\pi k^4} (\delta_{ij}k^2 - k_i k_j) = \frac{E(k)}{4\pi k^4} \begin{bmatrix} k^2 - k_1^2 & -k_1 k_2 & -k_1 k_3 \\ -k_1 k_2 & k^2 - k_2^2 & -k_2 k_3 \\ -k_1 k_3 & -k_2 k_3 & k^2 - k_3^2 \end{bmatrix} \quad (5.18)$$

Er stellt die dreidimensionale spektrale Dichte eines inkompressiblen, isotropen Turbulenzfeldes dar, das nur von einer skalaren Funktion mit einer skalaren Veränderlichen k , dem dreidimensionalen Spektrum $E(k)$, abhängt [45]:

$$E(k) = \alpha \epsilon^{2/3} L^{5/3} \frac{L^4 k^4}{(1 + L^2 k^2)^{17/6}} \quad (5.19)$$

Darin enthalten sind mit $k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}$ die Größe des Wellenzahlvektors \mathbf{k} , L ein charakteristisches Längenmaß der Turbulenz, α die Kolmogorov-Konstante und ϵ die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie der Einheit [m^2/s^3]. Die Bedingungen der Inkompressibilität des Geschwindigkeitsfeldes reduziert die Abhängigkeit des dreidimensionalen Spektrums auf eine skalare Funktion, die die gesamte Information des Feldes enthält [132]. Durch die Inkompressibilität werden radiale und transversale Korrelationsfunktionen und hiermit auch die Einträge im Spektraltensor gekoppelt. Bewegen sich Fluidelemente gegeneinander, müssen gleichzeitig Bewegungen senkrecht dazu stattfinden, damit das Medium nicht verdichtet wird [132]. Genauere Informationen hierzu können beispielsweise in [32] und [132] nachgelesen werden.

Die Ermittlung der Koeffizienten C_{ij} erfolgt über die Dekomposition (engl. „Square root factorization“) des Spektraltensors

$$A_{ik}^* A_{jk} = \Phi_{ij} \quad (5.20)$$

und wird mithilfe folgender Gleichung bestimmt:

$$C_{ij}(\mathbf{k}) = (\Delta k_1 \Delta k_2 \Delta k_3)^{\frac{1}{2}} A_{ij}(\mathbf{k}) \quad (5.21)$$

Darin enthalten ist $\Delta k_l = 2\pi/L_l$ mit $l = 1, \dots, 3$.

Für den isotropen Fall gilt für die Matrix \mathbf{A} mit $\mathbf{k} = [k_1, k_2, k_3]^T$:

$$A_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{\sqrt{E(k)}}{\sqrt{4\pi k^2}} \begin{bmatrix} 0 & k_3 & -k_2 \\ -k_3 & 0 & k_1 \\ k_2 & -k_1 & 0 \end{bmatrix} \quad (5.22)$$

Gleichung 5.17 lässt sich unter Anwendung von 5.22 und 5.21 und unter Anwendung eines dreidimensionalen FFT-Algorithmusses lösen. In der vorliegenden Arbeit wurde der FFT-Algorithmus der Firma Numerical Recipes eingesetzt [120]. Somit wird ein Geschwindigkeitsfeld isotroper Turbulenz simuliert. Dieses Feld zeichnet sich dadurch aus, dass die Varianzen der Schwankungskomponenten gleich sind $\sigma_u^2 = \sigma_v^2 = \sigma_w^2$, sowie die Korrelationskoeffizienten aus Gleichung 3.18 ρ_{ij} mit $i \neq j$ verschwinden.

Simulation anisotroper Turbulenzfelder

Die bis hier dargestellten Erläuterungen der Methode beziehen sich auf den Fall isotroper

Turbulenz. Auf dieser Basis entwickelt J. Mann in [94] einen Spektraltensor (den sogenannten „Sheared Spectral Tensor“) für Turbulenz über homogenem, flachen Gelände, um den Realitätsgrad des Modells für atmosphärische Grenzschichtturbulenz zu erhöhen. Grund hierfür ist, dass Naturmessungen in Windströmungen negative Korrelationskoeffizienten der longitudinalen und vertikalen Komponente $\rho_{uw} < 0$ zeigen. Wie in Gleichungen 3.13 und 3.14 stellt sich ein Verhältnis der Varianzen $\sigma_u^2 > \sigma_v^2 > \sigma_w^2$ mit $\sigma_w^2/\sigma_u^2 \approx 0,25$ und $\sigma_v^2/\sigma_u^2 \approx 0,5 - 0,7$ ein. Eine sehr anschauliche Vorstellung seines Modells, wie in Abbildung 5.11 dargestellt, liefert die Streckung bzw. Stauchung einzelner Wirbelelemente sowie deren Richtungsänderung, hervorgerufen durch einen konstanten mittleren Geschwindigkeitsgradienten. Mathematisch bedeutet dies, dass sich die Einträge im Spektraltensor im Vergleich zum isotropen Fall ändern.

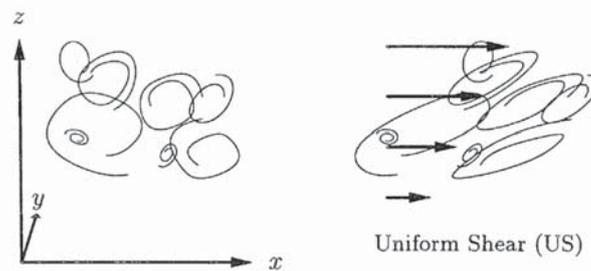


Abbildung 5.11: Skizze zur Veranschaulichung der Modellvorstellung des „Sheared spectral tensor“, Effekt der Windscherung auf Turbulenz (rechts), ausgehend vom isotropen Fall (links), aus [94]

Unter Anwendung der Rapid Distortion Theory, der Linearisierung der Navier-Stokes-Gleichungen, wird der Effekt eines konstanten mittleren Geschwindigkeitsgradienten dU/dz auf die anfangs isotrope Turbulenz bestimmt. Als Ergebnis erhält er eine Differentialgleichung für die zeitliche Entwicklung des Spektraltensors $\Phi_{ij}(\mathbf{k}, t)$ und des Wellenzahlvektors. Da die Wirbelelemente mit fortlaufender Zeit durch Mechanismen der Wirbelstreckung in immer kleinere Wirbel zerfallen, wird die Modellannahme ab einem bestimmten Zeitpunkt unrealistisch. Aus diesem Grund postuliert J. Mann einen stationären Zustand des Spektraltensors für Grenzschichtturbulenz. Dazu macht er sich das Konzept der „Eddy life times“, also der spezifischen Lebensdauern von Wirbelelementen im Entstehungsprozess von immer kleinskaligeren Elementen des Kaskadenprozesses einer turbulenten Strömung zu Nutze.

Der stationäre Zustand ist dann erreicht, wenn Turbulenzelemente mit Dimension $\simeq |k^{-1}|$ über eine Zeitspanne proportional zu ihrer Lebensdauer gestreckt wurden. Anschaulich bedeutet dies, dass kleine Wirbel mit geringen Lebensdauern kaum durch den Effekt der Scherströmung beeinflusst werden, wohingegen große Wirbelelemente mit langen Lebensdauern $\tau(k)$ gestreckt und dadurch anisotroper werden.

$$\Phi_{ij}(\mathbf{k}) \equiv \Phi_{ij}(\mathbf{k}, \tau(k)) \quad (5.23)$$

J. Mann gibt folgende Gleichung für die Lebensdauer der Wirbelelemente an, die Beobach-

tungen aus Naturmessungen sehr gut wiedergibt:

$$\tau(k) = \left(\frac{du}{dz} \right)^{-1} \frac{\Gamma}{(kL)^{2/3} \sqrt{{}_2F_1\left(\frac{1}{3}, \frac{17}{6}, \frac{4}{3}, -(kL)^{-2}\right)}} \quad (5.24)$$

Darin enthalten ist mit ${}_2F_1$ die Hypergeometrische Funktion [120] sowie ein Parameter Γ , den es zu bestimmen gilt. Im hohen Frequenzbereich oder für hohe Wellenzahlen $k \rightarrow \infty$ ist die Eddy lifetime proportional zu $k^{-2/3}$, währenddessen für $k \rightarrow 0$ die Eddy lifetime proportional zu k^{-1} ist. Anschließend führt er eine dimensionslose Lebensdauer der Wirbel-elemente $\beta(k)$ folgendermaßen ein:

$$\beta(k) \equiv \frac{du}{dz} \tau(k) \quad (5.25)$$

Mithilfe der beschriebenen Modellvorstellung gibt J. Mann einen Spektraltensor für den Fall atmosphärischer Grenzschichtturbulenz („Sheared spectral tensor“) an, der in der bereits faktorisierten Form nach Gleichung 5.20 folgendermaßen lautet:

$$A_{ij}(\mathbf{k}_0) = \frac{\sqrt{E(k_0)}}{\sqrt{4\pi k_0^2}} \begin{bmatrix} k_2 \zeta_1 & k_{30} - k_1 \zeta_1 & -k_2 \\ -k_{30} + k_2 \zeta_2 & -k_1 \zeta_2 & k_1 \\ k_2 \frac{k_0^2}{k^2} & -k_1 \frac{k_0^2}{k^2} & 0 \end{bmatrix} \quad (5.26)$$

Darin enthalten sind mit $\mathbf{k}_0 = [k_1, k_2, k_{30}]^T = [k_1, k_2, k_3 + \beta(k)k_1]^T$ und $k_0 = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_{30}^2}$ sowie folgende Parameter:

$$\zeta_1 = C_1 - \frac{k_2 C_2}{k_1} \quad \zeta_2 = \frac{k_2 C_1}{k_1} + C_2 \quad (5.27)$$

mit

$$C_1 = \frac{\beta k_1^2 (k_0^2 - 2k_{30}^2 + \beta k_1 k_{30})}{k^2 (k_1^2 + k_2^2)} \quad (5.28)$$

und

$$C_2 = \frac{k_2^2 k_0^2}{(k_1^2 + k_2^2)^{3/2}} \arctan \left[\frac{\beta k_1 (k_1^2 + k_2^2)^{1/2}}{k_0^2 - k_{30} k_1 \beta} \right] \quad (5.29)$$

Der in Gleichung 5.24 zusätzlich eingeführte Parameter Γ wird anhand von Experimenten ermittelt und stellt ein Maß für den Grad der Anisotropie der Turbulenz dar. Für $\Gamma = 0$ folgt für die dimensionlose Eddy lifetime $\beta(k) = 0$ und somit der Fall isotroper Turbulenz.

Da die physikalische Realität durch die Modellbildung sehr stark abstrahiert wird, wurde die Gültigkeit des „Sheared Spectral Tensor“ anhand von vier experimentellen Messungen kalibriert und überprüft. Darunter befanden sich jeweils zwei Messungen in Grenzschichtwindkanälen (Martin Jensen Grenzschichtwindkanal des Danish Maritime Institute und Windkanal für Brückenquerschnittsmodelle des Danish Maritime Institute) sowie zwei Naturmessungen („Great Belt Coherence Experiment“ und „Lammefjord Experiment“) zur Messung der Turbulenz über einer Wasseroberfläche und über horizontal homogenem Gelände. In diesen Experimenten wurden die Parameter Γ , L und $\alpha \epsilon^{2/3}$ anhand von Autoleistungsspektren bestimmt und mit deren Hilfe Kohärenzfunktionen aus dem Spektraltensor

ermittelt. Diese wurden dann den gemessenen Kohärenzfunktionen gegenübergestellt. Als Ergebnis zeigte sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment [94].

Detaillierte Informationen über die mathematischen Zusammenhänge zwischen eindimensionalen Spektren und Spektraltensor können beispielsweise in [145] oder [32] nachgelesen werden. Darüber hinaus wurden, wie Tabelle 5.5 zeigt, die Parameter des dreidimensionalen Spektraltensors an gängige Literaturspektren angepasst. J. Mann stellt in [95] darüber

	Γ	L	$\alpha \epsilon^{2/3}$
Kaimal	3,9	0,59z	$3,2 \frac{u_*^2}{z^{2/3}}$
Simiu Scanlan	3,6	0,79z	$2,8 \frac{u_*^2}{z^{2/3}}$

Tabelle 5.5: Anpassung des „Sheared Spektral Tensor“ an Literaturspektren

hinaus fest, dass der Vergleich von Kohärenzfunktionen aus der Literatur (Bsp. ESDU, Simiu Scanlan) mit Kohärenzfunktionen, ermittelt aus dem Spektraltensor, sehr gut übereinstimmt.

Weiterhin weist J. Mann auf Probleme bei der Diskretisierung unter der Verwendung von Gleichung 5.26 hin, falls eine Seitenlänge des Berechnungsgebietes L_l mit $l = 2, 3$ kleiner als das 8-fache des charakteristischen Längenmaßes der Turbulenz erreicht. Als Lösung für dieses Problem wird eine Modifikation der Dekomposition des Spektraltensors in [95] angegeben.

Die Fourier-Transformation zeichnet sich dadurch aus, periodische Felder zu erzeugen. Dieses Problem kann im angestrebten Simulationskonzept dadurch umgangen werden, dass Windfelddimensionen definiert werden, die die Größe des Berechnungsgebietes übersteigen. Als letzten Punkt führt J. Mann auf, dass die simulierten spektralen Dichtefunktionen in hohen Frequenzbereichen durch eine Mittelungsoperation über das Gittervolumen von $\Delta L_1 \Delta L_2 \Delta L_3$ gedämpft werden. Als Lösung gibt er eine Modifikation der Gleichung an, die in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt wird. Grund dafür ist, dass Geschwindigkeitsschwankungen in hohen Frequenzbereichen durch die Anwendung des Smagorinsky-Modells der Grobstruktursimulation gefiltert werden.

5.4.2.3 Simulation eines Testbeispiels

Im weiteren Teil dieser Arbeit wird die Funktionsfähigkeit der implementierten Methode der Wellenüberlagerung auf Basis des Spektraltensors nach J. Mann und überprüft und anhand einer Parameterstudie die Anwendbarkeit für das Simulationskonzept gezeigt. Dazu wurde, analog zu Kapitel 5.4.1.2, ein CFD-Testbeispiel definiert. An dessen Einströmrand werden Windgeschwindigkeitszeitreihen aufgeprägt, die sich durch variierende Parameter des Spektraltensors unterscheiden. Im Folgenden werden ausgewählte Ergebnisse der Parameterstudie dargestellt und bewertet.

Berechnungsgebiet

Die Größe des Berechnungsgebietes wurde für die nachfolgende Simulation eines Mem-

branschirms (siehe Kapitel 6) nach den Empfehlungen aus [48] angepasst. Die Anzahl unstrukturierter Tetraederelemente beträgt ca. 600 000. Das Berechnungsgebiet ist in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Strömungsgrenzschicht wurde für die Grobstruktursimulation

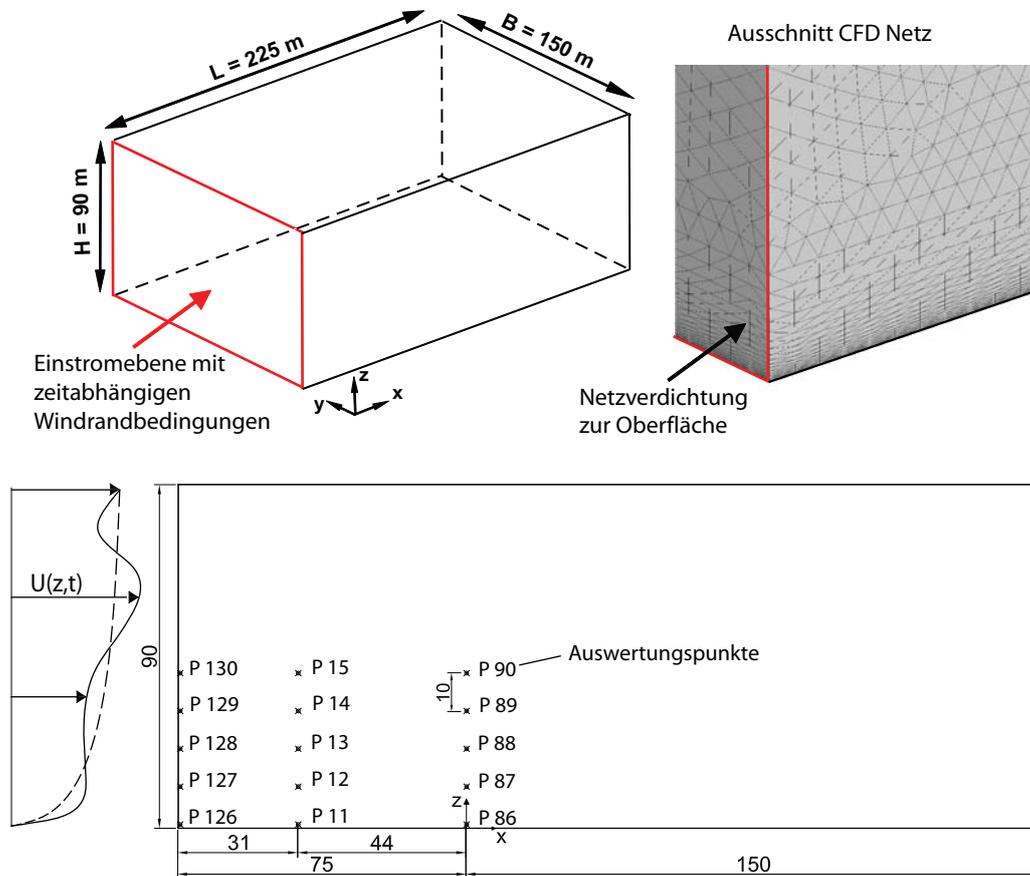


Abbildung 5.12: Berechnungsgebiet mit statistischen Auswertungspunkten (links oben, unten) und Vernetzung (rechts)

durch eine Verfeinerung des numerischen Gitters in Normalenrichtung z zum Kanalboden hin aufgelöst. Die Anzahl der Gitterpunkte in z -Richtung beträgt 97, die Netzdichte im Feld ist in x -, y - und z -Richtung konstant. Im Vergleich zum Simulationsbeispiel aus Kapitel 5.4.1.2 wurde ein Wandgesetz nicht verwendet.

Generierung von Windeinströmdaten

Die Schwankungsanteile aller drei Turbulenzkomponenten werden in einem einzigen Berechnungsgang erzeugt, wobei die Anpassung des Spektraltensors an die Autoleistungsspektren nach Kaimal erfolgte. Nach Tabelle 5.5 ergeben sich damit die Parameter zu $\Gamma = 3,9$, $L = 0,59z$ und $\alpha\epsilon^{2/3} = 3,2 \frac{u_*^2}{z^{2/3}}$, wobei Γ , z und u_* in der Parameterstudie variiert wurden.

Die Länge der simulierten Zeitdauer, in diesem Fall 10 Minuten, wird über die Dimension des räumlichen Windfelds und einer über die Höhe konstanten Geschwindigkeit \bar{u}_T für die Anwendung der Taylor-Hypothese definiert. Die Geschwindigkeit \bar{u}_T wurde in diesem

Beispiel durch eine räumliche Mittelung eines festgelegten mittleren Windgeschwindigkeitsprofils über die Höhe des Berechnungsgebietes bestimmt. Es wird darauf hingewiesen, dass die Auswirkung der Wahl der Geschwindigkeitsverteilung auf die Spektren in dieser Arbeit nicht weiter untersucht wird. Das Zeitinkrement $\Delta t = \Delta L_1 / \bar{u}_T$ mit $\Delta L_1 = L_1 / N_1$ wird durch die Wahl der Anzahl der Gitterpunkte N_1 und der Länge des Windfeldes in x -Richtung festgelegt und definiert außerdem die obere Eckfrequenz. Die untere Eckfrequenz ergibt sich wiederum nur durch die Zeitschrieblänge. Tabelle 5.6 gibt die in diesem Testbeispiel verwendeten Eingabewerte an.

Dimension Windfeld L_1, L_2, L_3	13350 m/ 1000 m/ 1000 m
Gitterpunkte N_1, N_2, N_3	4096, 256, 256
Gitterweite Windfeld $\Delta L_i / N_i$	3,2593 m/ 3,9063 m/ 3,9063 m
Geschwindigkeit \bar{u}_T	22,4500 m/s
Zeitschritt $\Delta t = \Delta L_1 / \bar{u}_T$	0,145179 s
Simulationszeit	10 Min
Untere Eckfrequenz f_u	0,00167 Hz
Obere Eckfrequenz $f_o = 1 / (2\Delta t)$	3,4296 Hz

Tabelle 5.6: Eingabedaten für dreidimensionale IFFT

Die Größe des Windfeldes wurde im Vergleich zum Berechnungsgebiet der numerischen CFD-Simulation auf die ca. 6-fache Größe in Spannweitenrichtung und ca. 10-fache Größe in vertikaler Richtung gewählt. Dadurch werden die beschriebenen Probleme der Periodizität bei der Generierung von Windfeldern mittels Wellenüberlagerungen weitestgehend verhindert. Weiterhin sind die Seitenlängen des Berechnungsgebietes größer als das 8-fache der charakteristischen Länge der Turbulenz, die sich mit $L = 0,59z$ und $z_{max} = 200$ m zu 118 m berechnet. Dies erlaubt die Verwendung von Gleichung 5.26.

Ergebnisse der Windfeldgenerierung

Die Visualisierung eines beispielhaften Turbulenzfeldes, generiert nach Gleichung 5.17, ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Gezeigt werden die Konturen der Momentangeschwindigkeit der Schwankungskomponente in Windrichtung in hintereinander liegenden Schnitten eines räumlichen Feldes.

Abbildung 5.14 zeigt generierte Autoleistungsdichtespektren, wobei hier die Höhe z für den Spektraltensor zu $z = 25$ m und die Schubspannungsgeschwindigkeit zu $u_* = 1,0$ m/s festgelegt wurden. Das generierte Spektrum schwankt um das Zielspektrum und folgt diesem über den gesamten Frequenzbereich. Die Beobachtung aus [95], dass die Spektren unter Verwendung von Gleichung 5.17 die vorgegebenen Zielspektren wiedergeben, kann hier bestätigt werden.

Die Tatsache, dass neben der Phase auch die Amplitude mit einer Normalverteilung beaufschlagt wird, führt dazu, dass für eine vergleichende Analyse der Berechnungsergebnisse der spektralen Verläufe und der Zielspektren, der Ensemble-Mittelwert der spektralen Verläufe mehrerer Realisationen gewählt werden muss. In Abbildung 5.14 sind die spektralen Verläufe einer einzelnen Realisation dargestellt. Der Vergleich des Ensemblemittels wird in

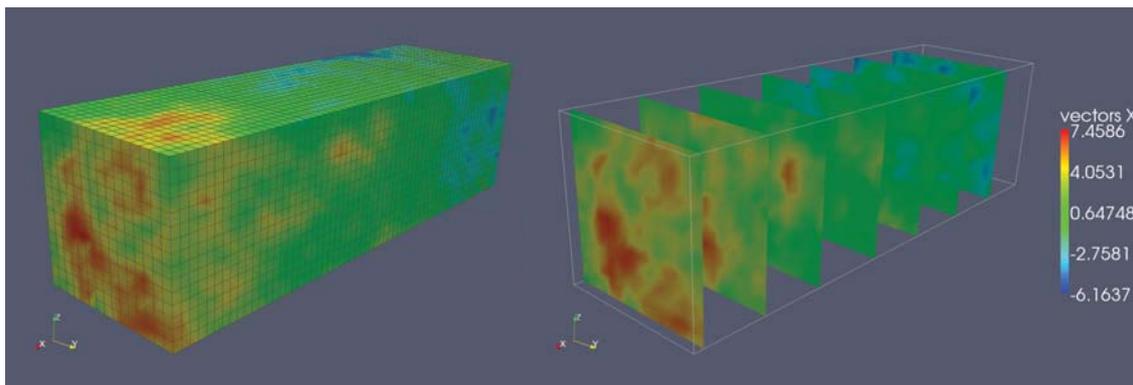


Abbildung 5.13: Visualisierung der Schwankungskomponente u in Windrichtung eines beispielhaften Windfeldes mit $16 \times 16 \times 64$ Punkten

Kapitel 6.4.4 durchgeführt. Das diskrete Spektrum wurde auch hier mithilfe der im Anhang beschriebenen Methode bestimmt.

Weitere Ergebnisse der Parameterstudie für fünf Windfelder sind in Tabelle 5.7 dargestellt. Die aufgeführten Werte wurden als Mittelwerte der Windgeschwindigkeitszeitreihen über das gesamte Windfeld mit der Anzahl an Gitterpunkten von $N_1 \times N_2 \times N_3$ bestimmt.

Windfeld	A	B	C	D	E
Turb.parameter $\Gamma[-]$	3,9	3,9	0	3,9	3,9
Höhe z für Spektraltensor $[m]$	100	25	100	200	10
Schubspannungsgeschw. $u_* [m/s]$	1,5	1,0	1,98	1,0	1,0
$\sigma_u^2 [m^2/s^2]$	28,865	15,871	21,426	12,570	14,887
$\sigma_v^2 [m^2/s^2]$	16,120	6,307	21,404	6,927	4,767
$\sigma_w^2 [m^2/s^2]$	11,521	4,037	22,168	5,580	3,081
$\sigma_v^2 / \sigma_u^2 [-]$	0,56	0,40	1,00	0,55	0,32
$\sigma_w^2 / \sigma_u^2 [-]$	0,40	0,25	1,03	0,44	0,21
$\rho_{uw} [-]$	-0,432	-0,433	0,0409	-0,266	-0,459
$\rho_{uv} [-]$	-0,00925	-0,00336	-0,00438	-0,04201	-0,00585
$\rho_{vw} [-]$	0,00719	-0,00579	-0,0074	0,03065	0,00348

Tabelle 5.7: Ergebnisse der Windfeldgenerierung mittels der dreidimensionalen IFFT

Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass sowohl die Charakteristik der Schwankungsbreiten der Turbulenzkomponenten $\sigma_u^2 > \sigma_v^2 > \sigma_w^2$, deren Verhältnisse zueinander sowie die Größe des Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} aus Natur- und Windkanalmessungen mithilfe der numerischen Wellenüberlagerung prinzipiell gut wiedergegeben werden können. Zum Vergleich der Werte aus Naturmessungen wird auf Kapitel 3.3.6.1 verwiesen.

Numerische CFD-Simulation

Die numerische CFD-Simulation erfolgte mit den gleichen physikalischen (Reynoldszahl) und numerischen Parametern (Randbedingungen, numerische Lösungsverfahren) wie das

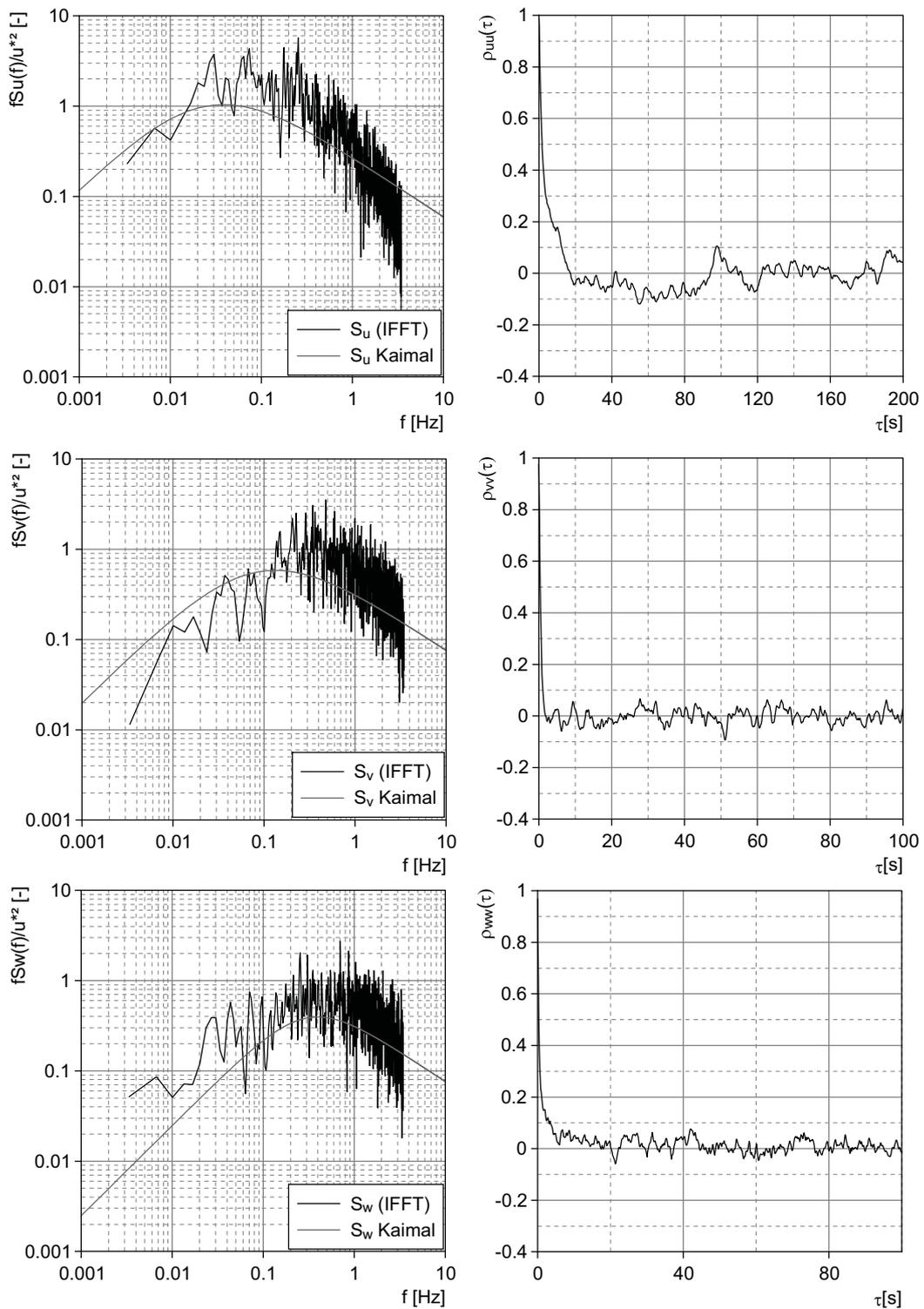


Abbildung 5.14: Vergleich generierter Windspektren mit den Zielspektren nach Kaimal (links), Normierte Autokovarianzfunktionen (rechts) für alle Geschwindigkeitskomponenten

Beispiel aus Kapitel 5.4.1.2. Die zuvor numerisch erzeugten Zeitreihen der Geschwindigkeitsfluktuationen wurden additiv zu einem mittleren Windprofil hinzugefügt und am Ein-

strömrand aufgeprägt. Dabei wurde eine Referenzgeschwindigkeit u_{ref} von 20 m/s in 10 m Höhe und ein Profilexponent α von 0,26 gewählt. Die Zeitschrittweite beträgt bei der verwendeten Gitterauflösung und der vorgegebenen Geschwindigkeit bei einer gewählten CFL-Bedingung von 0,25 ca. $0,13 \cdot 10^{-1}$ Sekunden.

Ergebnisse der CFD-Simulation

Im Folgenden sind ausgewählte Ergebnisse verschiedener CFD-Simulationen dargestellt, bei denen am Einströmrand die Windfelder aus Tabelle 5.7 aufgeprägt wurden. Die statistischen Kenngrößen wurden über ca. 45 000 Zeitschritte bei einer simulierten, physikalischen Zeit von 600 s ermittelt. Die Anfangsphase der Simulation wurde dabei nicht berücksichtigt. Abbildung 5.15 zeigt beispielhaft Momentanwerte der resultierenden Geschwindigkeit auf der Oberfläche des Strömungsgebietes, berechnet in der CFD-Simulation.

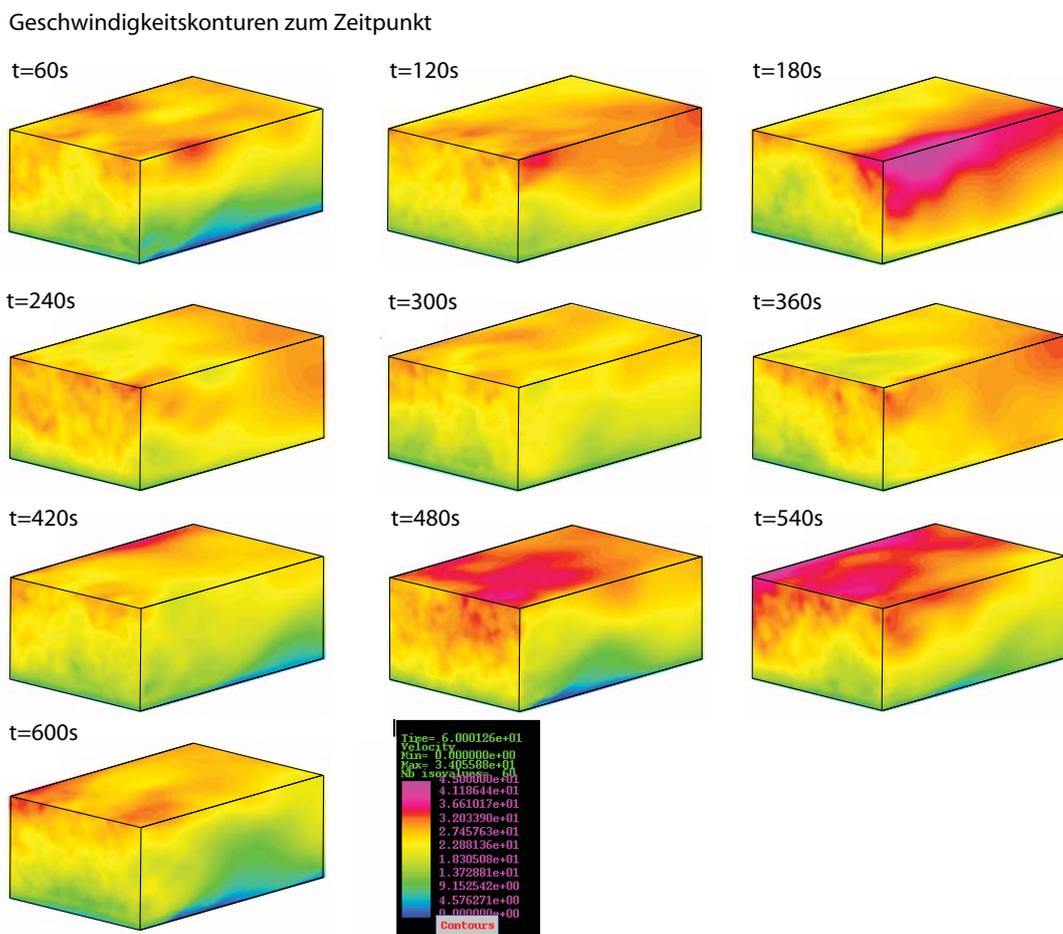


Abbildung 5.15: Geschwindigkeitskonturen auf Oberfläche des Strömungsgebietes, aus CFD-Simulation

In Abbildung 5.16 wird der Verlauf des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofils über der Höhe z sowie der Verlauf der Standardabweichung der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente am Einströmrand (P126–P130) und im Strömungsgebiet (P86–P90) dargestellt.

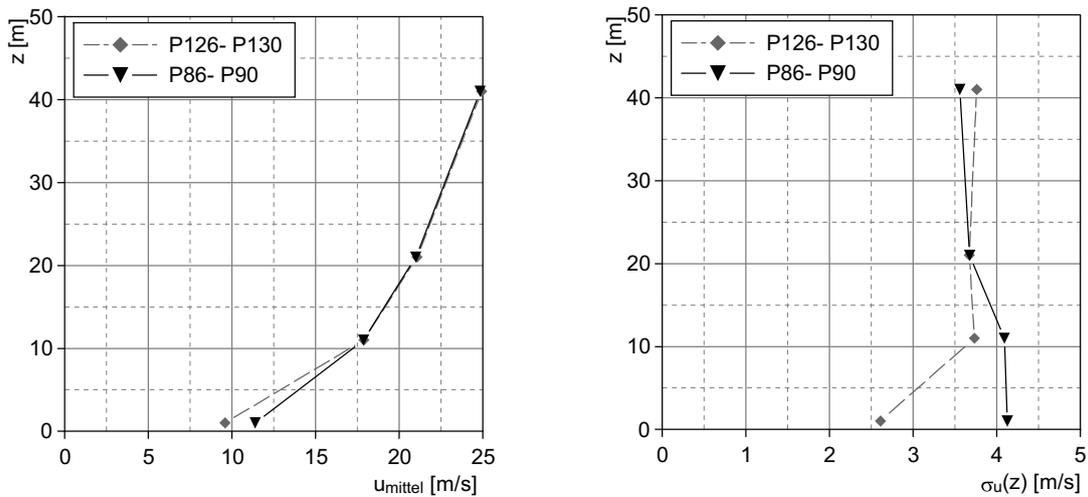


Abbildung 5.16: Zeitlich gemittelttes Profil (links), Standardabweichung der longitudinalen Turbulenzkomponente (rechts)

Abbildung 5.17 links zeigt den Verlauf des integralen Längenmaßes L_u^x über der Höhe z , ausgewertet an den Punkten P86–P90 im Strömungsgebiet für die Windfelder B und D im Vergleich zu der empirischen Formel nach Counihan. Auf der rechten Seite ist der zeitliche

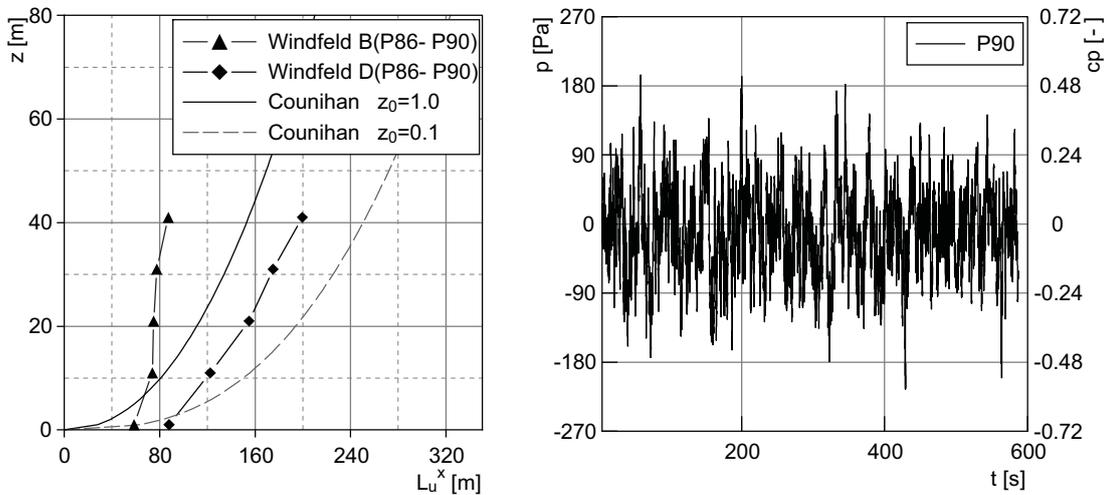


Abbildung 5.17: Integrale Längenmaße L_u^x (links), Zeitfunktion des Druckes am Punkt P90 (rechts)

Verlauf des Druckes p am Punkt P90 für das Windfeld B sowie die c_p -Wert Verteilung (mit $u_{\text{mittel}}(P90) = 24.85\text{m/s}$ und $\rho_{\text{Luft}} = 1.2\text{kg/m}^3$) aufgetragen. Die Amplitude der Druckfluktuationen liegt in der Größenordnung des Geschwindigkeitsdruckes und spiegelt somit die Physik der Strömungssituation wieder.

Der Verlauf des Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} ist in Abbildung 5.18 auf der linken Seite abgebildet, wobei hier die Verwendung des Windfelds B dargestellt ist. Die Auswertung

wurde in verschiedenen Entfernungen vom Einströmrand ausgeführt. Die Ergebnisse der

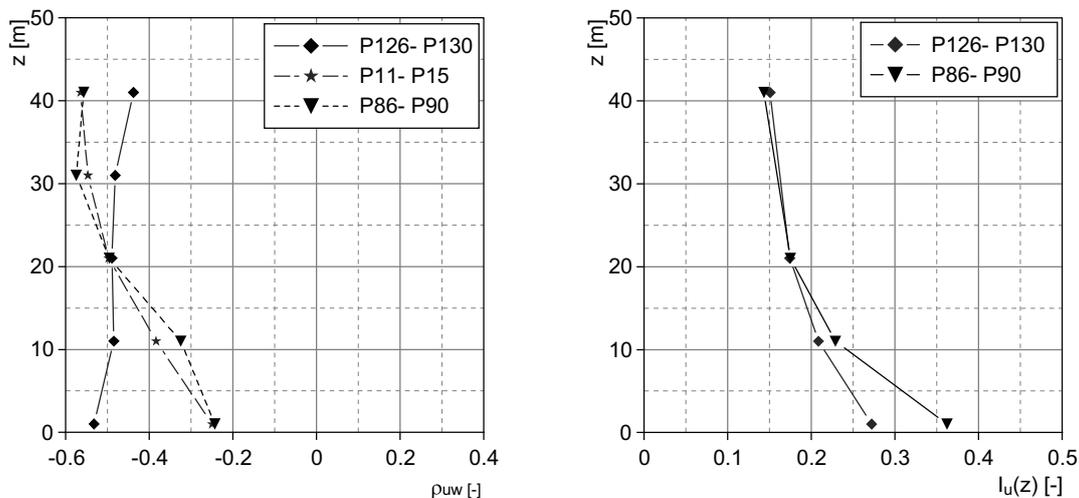


Abbildung 5.18: Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (links), Turbulenzintensität I_u (rechts) (Windfeld B)

Punkte P126–P130, die direkt am Einströmrand liegen, spiegeln die Werte des Windfeldes selbst wieder (siehe Tabelle 5.7). Im weiteren Verlauf des Strömungsgebietes in longitudinaler Richtung (P11–P15 bzw. P86–P90) nehmen die Werte in Höhen oberhalb 20 m zu, in Höhen unterhalb 20 m ab. Es lässt sich beobachten, dass die Werte an den Auswertungspunkten geringer als -0,2 bleiben. Auf der rechten Seite dieser Abbildung ist außerdem der Verlauf der Turbulenzintensität, ausgewertet an den Punkten P126–P130 und P86–P90, dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Turbulenzintensität weiter innerhalb des Strömungsgebietes zur Oberfläche hin zunimmt. Ursache hierfür ist die geringere Zunahme des mittleren Geschwindigkeitsprofils im bodennahen Bereich und die stärkere Zunahme der Fluktuationen der longitudinalen Schwankungskomponente. Die in der CFD-Simulation angesetzte Wandrauigkeit entspricht derjenigen einer hydraulisch glatten Wand. Aus diesem Grund ändert sich das Grenzschichtprofil, dessen Parameter u_{ref} , α , z_{ref} auf einem Normprofil einer atmosphärischen Windgrenzschicht basieren, zwangsläufig in x-Richtung. Weitere Untersuchungen hierzu werden im folgenden Kapitel durchgeführt.

Abbildung 5.19 zeigt links einen Vergleich des Autoleistungsspektrums der longitudinalen Schwankungskomponente, ausgewertet am erzeugten Windfeld B, vor der Eingabe in die numerische Strömungssimulation. Im Vergleich zu der spektralen Auswertung direkt an einem Gitterpunkt des Windfeldes (rot) ist der spektrale Verlauf nach der verwendeten räumlichen (bikubisch) und zeitlich linearen Interpolation (grün) dargestellt. Es wird ein leichtes Abknicken der Ordinatenwerte der interpolierten Kurve oberhalb von 1 Hz deutlich.

Auf der rechten Seite ist das Autoleistungsspektrum S_u , ausgewertet im Strömungsgebiet am Punkt P90, im Vergleich zum Zielspektrum nach Kaimal für 2 Simulationen mit unterschiedlichen Gitterweiten dargestellt. Die hier gezeigten Spektren wurden nicht durch Verfahren zur Ermittlung der Leistungsdichte geglättet und sind aus diesem Grunde sehr rau. Durch den Verzicht von 'glättenden' Auswertungsverfahren soll der Einfluss des numerischen Verfahrens auf die spektrale Dichteverteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen

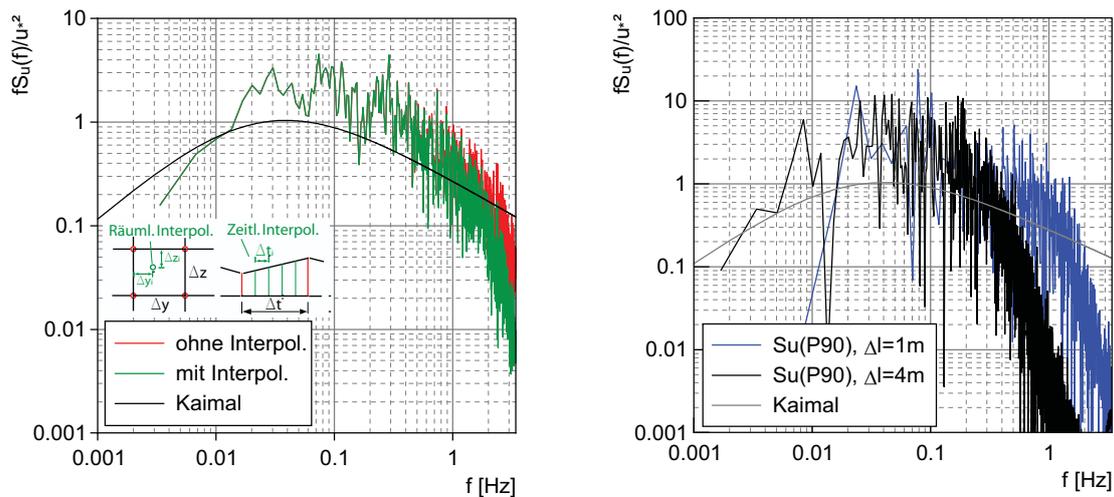


Abbildung 5.19: Autoleistungsspektrum S_u des Einströmwindfeldes (links), Autoleistungsspektrum S_u ausgewertet im CFD-Berechnungsgebiet (rechts) (Windfeld B)

nen deutlich gemacht werden. Für die Gitterweite Δl von 4 m folgt das diskrete Spektrum dem Zielspektrum im niedrigen Frequenzbereich bis ca. 0,5 Hz sehr gut. Oberhalb dieser Grenze tritt ein sehr starkes Abknicken der spektralen Kurve ein, sodass höherfrequente Schwankungen in der Strömungssimulation nicht mehr wiedergegeben werden können.

Der Vergleich der Autoleistungsspektren, gefiltert durch das numerische Verfahren der Grobstruktursimulation und durch das Interpolationsverfahren am Einströmrand wird in Abbildung 5.19 (links) gezeigt. Es wird deutlich, dass der Einfluss des Interpolationsverfahrens auf die Leistungsspektren im höheren Frequenzbereich durch die Dominanz des numerischen Verfahrens bei gegebener Gitterauflösung und Windfeld vernachlässigt werden kann.

Für die Gitterweite Δl von 1 m, was einer Reduktion der Netzgröße in der Anlaufstrecke auf ca. ein Viertel bedeutet, steigt die Elementanzahl von 600 000 auf 4,3 Millionen Elemente an. Die Auswertung des Leistungsspektrums S_u dieser Simulation am Punkt P90 zeigt, dass die kritische Grenzfrequenz von ca. 0,5 auf 2 Hz ansteigt (blau). Die untere Frequenzgrenze liegt in dieser Simulation bei 0,01 Hz, da die simulierte Zeit aufgrund der Elementanzahl auf ca. 2 Minuten reduziert wurde.

5.4.2.4 Diskussion der Ergebnisse

Anhand der Ergebnisse der Windfeldgenerierung lassen sich die Aussagen von J.Mann in [95] bestätigen. Es ist möglich Windfelder mithilfe der Methode der Wellenüberlagerung auf Basis von Spektraltensors für atmosphärische Windströmung zu erzeugen, die sehr gut mit den Zielvorgaben übereinstimmen. Dabei stellt die Bereitstellung zeitlich abhängiger Einströmdaten für eine numerische Strömungssimulation aus einem zeitlich eingefrorenen, räumlichen Windfeld unter Verwendung der Taylor-Hypothese keine größeren Schwierigkeiten dar. Die Verwendung des faktorisierten Spektraltensors aus Glei-

chung 5.26, der entscheidende Informationen atmosphärischer Turbulenz enthält, erlaubt die Erzeugung aller drei Turbulenzkomponenten und die Einhaltung deren Einpunkt- sowie Zweipunkt-Statistiken mit einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit. Der Vergleich der Kohärenzfunktionen mit Naturvorgaben wurde an dieser Stelle nicht durchgeführt. Stattdessen wird hierfür auf die Veröffentlichungen [94] hingewiesen, in der dieser Punkt ausführlich behandelt wird. Die Möglichkeit der analytischen Dekomposition des Spektraltensors nach Gleichung 5.20 in geschlossener Form bietet eine wesentliche Erleichterung im Generierungsprozess gegenüber der Methode aus Gleichung 5.15 auf Basis der Spektraldichte-Matrix. Grund dafür ist, dass für die Durchführung der Cholesky-Zerlegung die Spektraldichte-Matrix positiv definit sein muss, was durch eine entsprechende Konditionierung erreicht wird, jedoch zusätzlichen Aufwand bedeutet. Probleme, die in diesem Zusammenhang entstehen, sind in [26] dargestellt.

Die korrekte Erfassung der räumlichen und zeitlichen Korrelationsstruktur hat darüber hinaus zur Folge, dass die Divergenzfreiheit des Turbulenzfeldes eingehalten wird. Grund dafür ist, dass die Formulierung des Spektraltensors die Eigenschaft der Divergenzfreiheit enthält. Damit sind die Druckoszillationen in der inkompressiblen Strömungssimulation aus Abbildung 5.17 im Wesentlichen auf Geschwindigkeitsschwankungen und nicht auf das numerische Druck-Korrekturverfahren zurückzuführen. Diese verfahrensinherente Eigenschaft ist, gegenüber dem AR-Modell nach Gleichung 5.5 und der Wellenüberlagerung nach Gleichung 5.15, ein entscheidender Vorteil für das angestrebte Konzept der Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation.

Der Verlauf der integralen Längenmaße L_u^x aus Abbildung 5.17 zeigt, dass die Vergrößerung der Referenzhöhe z für den Spektraltensor mit der Vergrößerung der integralen Längenmaße einhergeht. Somit stehen der Methode zur einfachen Regulierung neben der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* als Parameter für den Energiegehalt der Schwankungskomponente die Höhe z für die Regulierung der Böengrößen zur Verfügung. Mit den Angaben aus Tabelle 5.5 sind Anpassungen für gängige Literaturspektren gegeben. Für spezielle Turbulenzspektren, die beispielsweise aus Naturmessungen für spezielle Situationen erhalten werden, muss die Anpassung wie in [94] beschrieben durchgeführt werden.

Die Größe der mithilfe dieser Methode generierten Windfelder ist von der Größe des zur Verfügung stehenden Speicherplatzes abhängig. Sollen Windfelder generiert werden, die den Hauptspeicherplatz überschreiten, so können beispielsweise FFT-Algorithmen verwendet werden, die auf externe Speichermedien zurückgreifen. Solche Ansätze, wie beispielsweise [120], wurden ebenfalls in dieser Arbeit getestet. Der Rechenaufwand zur Erzeugung der räumlichen Windfelder aller drei Turbulenzkomponenten ist durch die Verwendung des Fast-Fourier-Transformationsalgorithmus aus [120] selbst für sehr große Einströmebenen gering. Von Nachteil erweist sich hierbei allerdings, dass die Anzahl der Gitterpunkte des Windfeldes für den FFT-Algorithmus eine Zweierpotenz sein muss. Die erläuterten Forderungen aus der Periodizität der Fourier-Transformation sowie das Verhältnis der Dimensionen des Längenmaßes L zur Windfeldgröße, wie in [94] beschrieben, stellen kein wesentliches Problem dar. Tabelle 5.8 gibt eine Übersicht über die notwendige Anzahl der Rechenoperationen und den Speicherplatz-Bedarf zur Berechnung einer Geschwindigkeitskomponente an.

Operation	Speicherplatzbedarf	Anz. d. Rechenop.
1. Berechnung der Koeffizienten C_{ij}	$N_1 \times N_2 \times N_3$	$\sim N_1 \times N_2 \times N_3$
2. Berechnung der Gauß'schen Zufallsz. n_j		
3. Durchführung d. inversen FFT u_i		$O(N \log_2 N)$ mit $N = N_1 \times N_2 \times N_3$

Tabelle 5.8: Ablaufschema für die Methode der Wellenüberlagerung auf Basis des Spektraltensors

Die Ergebnisse aus Abbildung 5.18 zeigen, dass sich über die Anlaufstrecke von 75 m in Strömungsrichtung noch kein statistisch stationärer Strömungszustand eingestellt hat und sich die Grenzschicht in einer Einschwingphase befindet. Der Grund dafür ist, dass die Einströmsignale eine künstliche, turbulente Grenzschicht darstellen, die unter Zuhilfenahme unterschiedlicher Modellannahmen generiert wurden. Einerseits stellt die Zerlegung des instationären Strömungsfeldes in einen zeitlich konstanten Mittelwert und eine Schwankungsgröße die erste Näherung der realen Strömungssituation dar. Das mittlere Geschwindigkeitsprofil wird dabei anhand von Naturmessungen oder Normen gewählt und ist für eine bestimmte Oberflächenrauigkeit gültig. Andererseits wird das Feld der Geschwindigkeitsschwankungen auf Basis von den beschriebenen Modellannahmen und der gewählten Diskretisierung erzeugt. Dieses künstliche Feld wird anschließend in der CFD-Simulation durch das numerische Verfahren in einen Grobstruktur- und Feinstrukturanteil unter der dort verwendeten Diskretisierung zerlegt. Für eine genauere Untersuchung der zur Einstellung eines statistisch stationären Strömungszustands notwendigen Anlaufstrecke wird auf Kapitel 6.4.2 verwiesen.

Das in Abbildung 5.19 (rechts) gezeigte Abknicken der Energie turbulenter Schwankungen im höheren Frequenzbereich ist direkt auf den Filterungsansatz der Grobstruktursimulation zurückzuführen. Dabei werden, wie aus dem spektralen Verlauf ersichtlich ist, die größeren Wirbelelemente, die dem niederen Frequenzbereich zuzuordnen sind, in ihrer räumlichen und zeitlichen Entwicklung durch Lösung der zugehörigen Erhaltungsgleichungen direkt berechnet. Somit werden die Energiegehalte entsprechend der Zielvorgabe nach Kaimal richtig wiedergegeben. Die kleinen Wirbelstrukturen des turbulenten Strömungsfeldes werden hier durch den Smagorinsky-Wirbelviskositätsansatz modelliert. In diesem Modellierungsansatz wird die Trennlinie zwischen Grob- und Feinstruktur durch die Filterweite, die der Gitterweite entspricht, und damit einhergehend die oben beschriebene Grenzfrequenz festgelegt. Dies wird durch die Simulation mit einem feineren Rechengitter deutlich, bei der die Grenzfrequenz von ca. 0,5 Hz auf 1,1 Hz angehoben werden kann. Für die Untersuchungen dynamischer Strukturantworten muss diese Grenzfrequenz wie auch die untere Grenzfrequenz so eingestellt werden, dass die maßgebenden Eigenformen des Tragwerks innerhalb der direkt berechneten Grobstruktur der Simulation liegen. Da etwa 95 % der Energie des Erregerprozesses Wind zwischen 0,005 Hz und 1 Hz liegen, ist in diesem Simulationsbeispiel ein Großteil des Erregerprozesses abgedeckt.

FAZIT

In diesem Kapitel wurde das Problem der Generierung von Einströmsignalen für das Simulationskonzept der numerischen Fluid-Struktur-Interaktionssimulation zur Berechnung

von Membrantragwerken unter Windbelastung dargestellt. Dabei ist es speziell bei der Verwendung von LES-Ansätzen für die Modellierung turbulenter Strömungen erforderlich, das zeitlich aufgelöste Windfeld an allen Gitterpunkten des Einströmrandes realistisch zu beschreiben. Da diese Daten aus Messungen nicht zur Verfügung gestellt werden können, ist die Entwicklung von numerischen Generierungsalgorithmen notwendig. Für die Berechnung dynamischer Tragwerksreaktionen muss das numerisch erzeugte Windfeld die Physik natürlicher Windströmung mit einer im Bauwesen angemessenen Modellgenauigkeit repräsentieren.

Für die in dieser Arbeit behandelte Problemstellung aus dem Bereich des Windingenieurwesens erweist sich die künstliche Erzeugung von Windgeschwindigkeitszeitreihen, ausgehend von statistischen Beschreibungen turbulenter Windströmungen, die beispielsweise aus Normen oder von Experimenten für unterschiedliche Oberflächenrauigkeiten entnommen werden können, als besonders sinnvoll. Es wurde eine Vorgehensweise für die Implementierung numerisch erzeugter Windrandbedingungen in die CFD-Softwareumgebung PAM-Flow entwickelt, die die räumliche und zeitliche Interpolation der Daten und die Übergabe an das numerische Berechnungsgitter regelt.

Auf der Grundlage eines definierten Anforderungskataloges wurde das Programm GENWTH zur Erzeugung von Windgeschwindigkeitszeitreihen, ergänzt mit der Kreuzspektraldichte der longitudinalen und vertikalen Turbulenzkomponenten, anhand eines Simulationsbeispiels getestet. Bei der Bewertung der Berechnungsergebnisse wurde festgestellt, dass die Kriterien der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes, der Rechenaufwand für eine große Anzahl von Gitterpunkten in Verbindung mit der Erzeugung einer möglichst realitätsnahen Korrelationsstruktur (alle drei Geschwindigkeitskomponenten werden benötigt) und der Stabilität des Verfahrens nicht zufriedenstellend erfüllt werden konnten.

Aus diesem Grund wurde anschließend in der vorliegenden Arbeit ein geeigneter Lösungsansatz entwickelt und umgesetzt. Es wird das Verfahren der Wellenüberlagerung mithilfe einer dreidimensionalen Fast-Fourier-Transformation auf Basis eines Spektraltensors für atmosphärische Turbulenz realisiert. Die hiermit generierten Einströmsignale wurden anschließend über ein Interface am Einströmrand an die Software PAM-Flow gekoppelt. Anhand einer Parameterstudie wurde die Anwendbarkeit dieses Lösungsansatzes für das verfolgte Ziel aufgezeigt. Er stellt sich vor allem im Hinblick auf die Divergenzfreiheit des erzeugten Turbulenzfeldes und die hiermit verbundenen geringen Druckoszillationen im Strömungsfeld vorteilhaft heraus. Darüber hinaus gelingt es mit diesem Ansatz die Korrelationsstruktur atmosphärischer Turbulenzen für große Windfelder aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit geringem Rechenaufwand zu modellieren. Das Verfahren ist außerdem immer stabil. Die Turbulenzstruktur des generierten Windfeldes kann über die Vorgabe der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* , der Anpassung des Spektraltensors an gängige Literaturspektren und über die Referenzhöhe z des Spektraltensors und die hiermit einhergehenden Böengrößen reguliert werden.

Mit der Programmierung eines Ingenieurmodells in Fortran zur Generierung räumlich und zeitlich aufgelöster Einströmsignale für eine numerische Strömungssimulation durch den

Autor der vorliegenden Arbeit steht nun ein Simulationswerkzeug zur Untersuchung des dynamischen Tragverhaltens windbelasteter, leichter Flächentragwerke zur Verfügung.

Kapitel 6

Numerische und experimentelle Untersuchung eines 29m-Schirms

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Problematik der Ermittlung der Strukturantworten leichter Flächentragwerke aus textilen Materialien, die dynamischen Windlasten ausgesetzt sind, diskutiert. In diesem Zusammenhang wurde die Fluid-Struktur-Interaktionssimulations-Methode als Analysewerkzeug vorgestellt, das prinzipiell alle auftretenden physikalischen Effekte abbildet. Darüber hinaus wurde das dafür notwendige Ingenieurmodell zur Generierung zeitlich und räumlich aufgelöster Windfelder realisiert. Weiterhin wurde durch Vergleiche von Simulationsergebnissen mit Literatur- bzw. Normangaben gezeigt, dass sich eine virtuelle Strömungsumgebung durch das Aufprägen numerisch generierter Windfelder am Eingangsrand einer LES-Simulation erzeugen lässt, die wesentliche statistische Charakteristika natürlicher Windströmung weitestgehend enthält.

Inhalt dieses Kapitels ist die Anwendung des gesamten numerischen Simulationskonzeptes, also der Windsimulation in Verbindung mit der FSI-Simulation. Die Besonderheit ist, dass ein natürliches, im Feldexperiment gemessenes Windfeld innerhalb einer CFD-Simulation erzeugt wird und die berechneten statistischen Kenngrößen mit den Naturmessungen verglichen werden. Zuletzt wird die Tragwerksantwort einer Schirmkonstruktion unter transienter Windbelastung mithilfe der FSI-Simulation berechnet.

6.1 Problemdefinition

Abbildung 6.1 zeigt einen Membranschirm mit einer Seitenlänge von 29 m, der im Jahre 2005 von dem Architekturbüro Rasch + Bradatsch und der Firma Liebherr entworfen und konstruiert wurde. Diese Schirmkonstruktion ist wandelbar. Die Membran kann durch das Fahren der Schirmarme, die alle an einem zentralen Hubrohr angeschlossen sind und welches über eine Spindel angetrieben wird, gerafft werden. Im geschlossenen Zustand verschwindet die Membran vollständig unter Abdeckungen aus glasfaserverstärktem Kunststoff („Claddings“), die auf der Oberseite der Stahlarme befestigt sind. Der Raffvorgang der Membran wird durch zusätzlich eingebaute Seile unterstützt. Vorgespannt wird die Membran durch das Auffahren der Arme. Im offenen Zustand erhält die Membran ihre antiklastisch gekrümmte Form durch einen zentralen Tiefpunkt und flexible Gurtränder, deren Endpunkte durch oberhalb der Membranfläche liegende Stahlarme nach außen gespannt

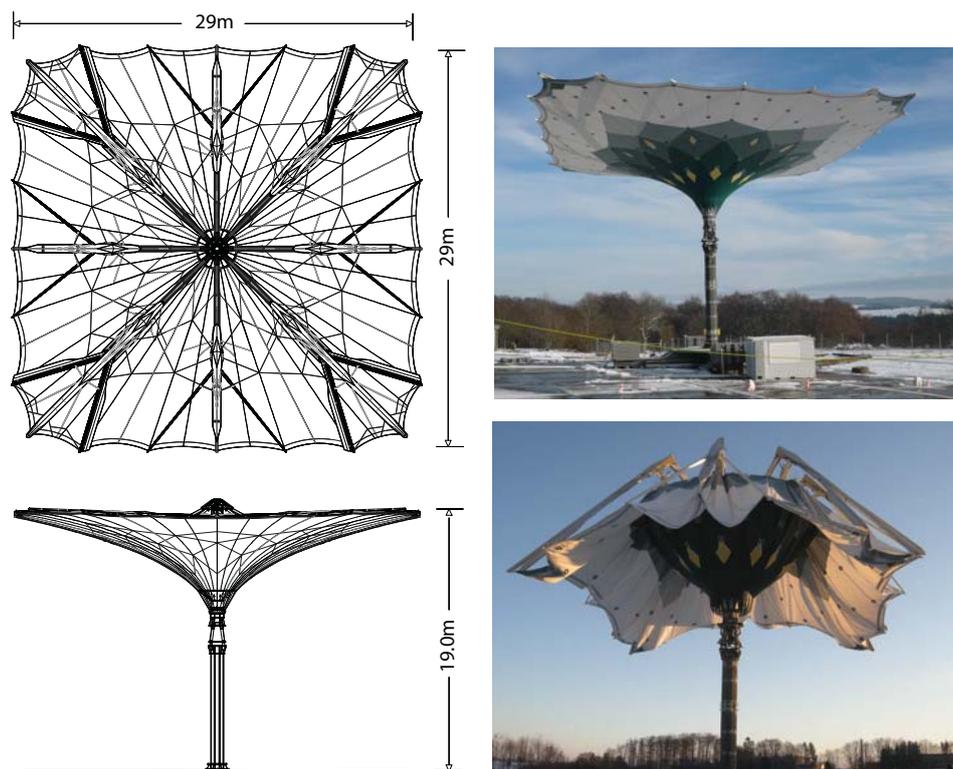


Abbildung 6.1: 29m-Membranschirm, Testgelände der Firma Liebherr in Münsingen 2008

werden. Die Membranform wird als Minimalfläche unter Einbezug der aufgenähten Gurte als Grate entwickelt. Es liegt ein isotroper Vorspannungszustand vor. Ausgelegt wurde diese Schirmkonstruktion für eine maximale Böenwindgeschwindigkeit von 40 m/s in einer Höhe von 20 m. Weitere technische Daten sind in Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Breite x Länge	29 m x 29 m
Höhe der Schirmkante	19 m
Überdachte Fläche	840 m ²
Membranmaterial	unbeschichtetes Teflontgewebe
Flächengewicht	700–950 g/m ²
Zugfestigkeit Kette, Schuss	80–100 kN/m
E-Modul d. Membran Kette, Schuss	850 kN/m
Vorspannung der Membran	1,2 kN/m
Vorspannung der Randgurte	5–11 kN
Vorspannung der Gratgurte	1–2 kN
Stahlgüte	S690
Stahlmasse	51 t

Tabelle 6.1: Technische Daten des 29m-Schirms

Großschirme dieser Art sind durch ihre Konstruktionsform besonders anfällig sowohl ge-

genüber quasi-statischer als auch dynamischer Anregung durch Windbeanspruchung. Die große Membranfläche wird durch die Windlasten beansprucht und leitet die Belastung über die Mittel-, Diagonal- und Passivarme an einen zentralen eingespannten Masten weiter, bis sie an einem einzelnen Fundament im Boden verankert werden. Die hohe Flexibilität dieser Konstruktionen führt einerseits zu hohen Verformungszuständen unter der statischen Grundlast und andererseits zu Resonanzüberhöhungen der Tragwerksantwort infolge der Schwankungskomponente der Windlast. Diese Resonanzüberhöhung wurde durch einen Dynamischen Lastfaktor im Sicherheitskonzept berücksichtigt. Besonders bei Schirmkonstruktionen größerer Dimensionen können die ausgeprägte Strukturverformung und die damit einhergehende Änderung der Strömungscharakteristik zu aeroelastischen Phänomenen führen. Außerdem ist ein Flattern der Ränder möglich. Die Windanfälligkeit im Raffvorgang wurde bereits in Kapitel 2.3.2.3 behandelt.

Wie in dieser Arbeit diskutiert, kann das dynamischen Tragverhalten dieser leichten, elastischen Konstruktionen unter Windbelastung mittels der gängigen Methoden der Ingenieurspraxis nur mit Näherungsansätzen, meist konservativ, bestimmt werden. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird die Anwendung des numerischen Konzeptes (4.4.1) anhand solcher Großschirme dargestellt.

Im Rahmen eines industriellen Projektes das durch die beteiligten Firmen Liebherr, Architekturbüro Rasch + Bradatsch und ESI France durchgeführt wird, soll die Validität des numerischen Simulationskonzeptes durch den Vergleich der Simulationsergebnisse mit Kraft- und Verformungsmessungen an einem 29m-Prototyp geprüft werden. Ziel dieses Projektes ist einen Schritt zur Validierung des numerischen Simulationskonzeptes zu unternehmen um die Methode als numerisches Auslegungsverfahren zur Berechnung von hochflexiblen, leichten Membranschirmen zu verwenden. Die Messungen am 29m-Prototyp dienen außerdem dazu, die Messmethodik zu überprüfen und für weitere Großversuche zu optimieren. Zu diesem Zweck wurde ein Versuchsaufbau auf dem Versuchsgelände der Firma Liebherr in Münsingen auf der Schwäbischen Alb realisiert, bei dem sowohl das aerodynamische Verhalten des 29m-Schirms unter atmosphärischer, turbulenter Windströmungen als auch das stromaufwärts liegende Windfeld simultan und zeitlich aufgelöst gemessen wurde. Das so experimentell bestimmte dynamische Verhalten des Schirmes wird dann mit Ergebnissen einer FSI-Simulation unter Verwendung eines numerisch generierten Windfeldes verglichen.

Der anwendungsbezogene Teil der vorliegenden Arbeit entstand im Rahmen dieses Industrieprojektes während der Tätigkeit im Architekturbüro Rasch + Bradatsch. Dazu gehören folgende, vom Autor durchgeführte Arbeiten:

- Planung und Konzeption des Messaufbaus
- Entwicklung des Messkonzeptes
- Auswertung der Messdaten aus den Naturmessungen
- Koordination der numerischen und experimentellen Versuche
- Generierung eines Windfeldes als Eingangsrandbedingung für die FSI-Simulation

Ein wesentlicher Aspekt dieses Industrieprojekt besteht darin, ein Windfeld als Eingangsrandbedingungen für die Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation zu erzeugen, das die zuvor ermittelten statistischen Eigenschaften für den Messstandort 'Liebherr-Testgelände Münsingen' mit einer ausreichenden Genauigkeit repräsentiert. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird detailliert auf die numerische Simulation der Windumgebung als Eingangsrandbedingung für die FSI-Simulation eingegangen. Es wird die Vorgehensweise erläutert und Ergebnisse präsentiert. Diese Randbedingungen werden der Firma ESI France zur Durchführung der FSI-Simulation zur Verfügung gestellt.

Der gesamte Problemkomplex der numerischen Simulation wird in die Teilbereiche Simulation der aerodynamischen Belastung und Simulation der Tragwerksantwort aufgeteilt und folgende Vorgehensweise gewählt:

1. In einer Voruntersuchung wird die Windfeldsimulation anhand von experimentellen Windkanaluntersuchungen, durchgeführt am Laboratorium für Gebäudeaerodynamik der Universität Karlsruhe, überprüft. Es werden die Parameter zur Windfeldgenerierung an die Strömungscharakteristik des Windkanals angepasst und anschließend zeitlich gemittelte Druckbeiwerte sowie die Schwankungsgrößen an einem völlig starren Schirmmodell aus der CFD-Rechnung mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.
2. Die statistische Auswertung des gemessenen Naturwindfeldes am Messort 'Liebherr-Testgelände Münsingen' wird zur Ermittlung der Vergleichswerte für die numerische Strömungssimulation durchgeführt.
3. Durchführung der Windfeldsimulation als reine CFD-Simulation. Hierbei wird einerseits die notwendige Anlaufstrecke für die Entwicklung einer näherungsweise statistisch stationären Grenzschichtströmung bestimmt. Andererseits werden die Windfeldparameter des Spektraltensormodells an die Naturmessungen angepasst. Anschließend erfolgt eine weitere Strömungssimulation unter Verwendung einer geometrisch rauen Oberfläche sowie des tatsächlichen Geländeprofiles. Hieraus soll die Auswirkung der Rauigkeit sowie der Topographie auf das Windfeld bestimmt werden.
4. Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation des 29m-Schirms unter Verwendung des zuvor erzeugten Windfeldes als Einströmrandbedingungen. Ergebnisse der Schnittgrößen sowie der Verformungen der numerischen Berechnung werden experimentellen Messungen an einem gebauten 29m-Prototyp gegenübergestellt.

6.2 CFD-Simulation im Vergleich mit dem Windkanalexperiment

In Abbildung 6.2 wird exemplarisch der zeitliche Verlauf der Druckdifferenz zwischen der Ober- und Unterseite ($\Delta p = p(P94) - p(P95)$) der Schirmmembran für zwei unterschiedliche Simulationen dargestellt. In der ersten Simulation wird am Einströmrand ein zeitlich konstantes Windprofil $\bar{u}(z)$ aufgeprägt. Die Auswertung der Druckschwankungen zeigt nur sehr geringe Amplituden, die hauptsächlich aus der Strömungsablösung an der Membrankante resultieren. In einer zweiten Simulation wird ein zeitlich und räumlich variierendes

turbulentes Windfeld $U(y, z, t)$ als Einströmsignal verwendet. Es wird deutlich, dass der Einfluss der an der Schirmkante abgelösten Strömung im Vergleich zur Belastung aus Wirbelelementen der Grenzschicht von untergeordneter Bedeutung für die Belastungssituation des Schirmes ist.

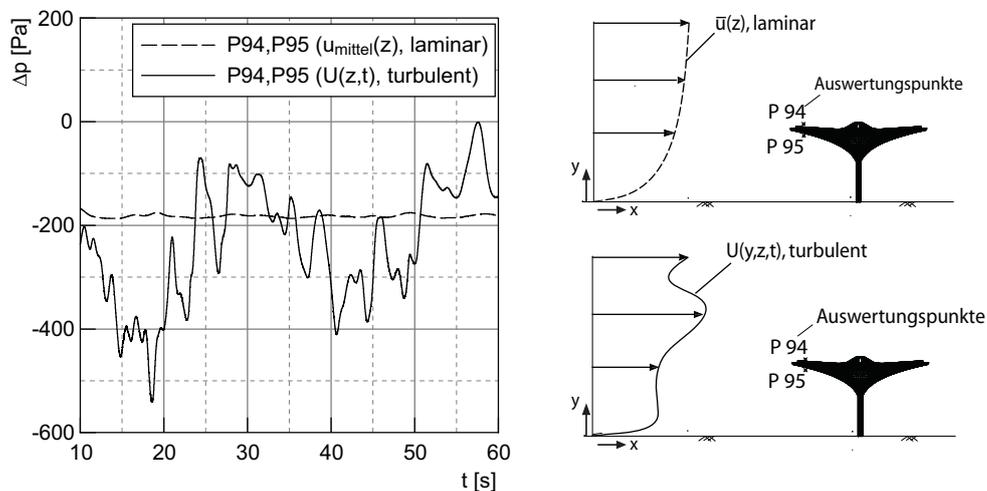


Abbildung 6.2: Zeitlicher Verlauf der Druckschwankungen Δp aus der Differenz der Drücke oberhalb und unterhalb der Membran

Ziel dieser Voruntersuchung ist es, an einem geometrisch anspruchsvollen Beispiel einer zweiseitig gekrümmte Membrankonstruktion zu prüfen, ob Druckschwankungen, die durch Windböen an der Schirmmembran erzeugt werden, in einer numerischen Strömungssimulation äquivalent reproduziert werden können. Die Modellparameter des Windfeldes am Einströmrand werden an die statistischen Eigenschaften der Windkanalgrenzschicht angepasst.

6.2.1 Windkanaluntersuchungen

Durchgeführt wurden die Windkanalversuche am Laboratorium für Gebäudeaerodynamik des Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe in einem Grenzschichtwindkanal mit dem Aufbau aus Abbildungen 4.3 und 6.3 (Querschnitt $2 \text{ m} \times 1 \text{ m}$). Das Windprofil dieser Untersuchung hatte einen Profilexponent von $\alpha = 0,26$, während die Turbulenzintensität in Bodennähe ca. 35 % betrug.

Das Schirmmodell, im Maßstab 1:226, bildet die doppelt gekrümmte Membranform ab. Die Druckmessungen erfolgen sowohl an der Oberseite als auch an der Unterseite der Membran. Realisiert wird dies durch eine doppelschalige Ausführung der Membran mit Messschläuchen, die innerhalb der beiden Membranschalen liegen. Die Schläuche werden zentral zum Mast geführt und von dort unterhalb der Bodenplatte an das Messsystem angeschlossen. Um eine ausreichend große Auflösung an Messpunkten auf der Membran zu erhalten, wurden zwei geometrisch identische Messschirme verwendet, die sich nur durch die Position

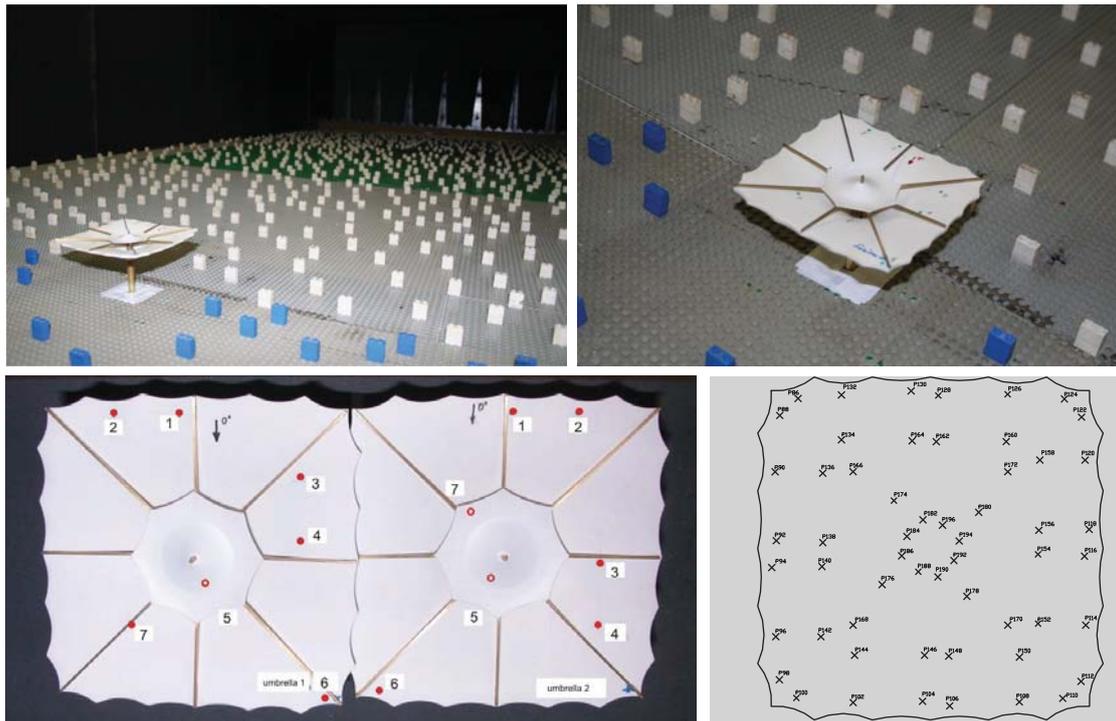


Abbildung 6.3: Windkanalexperiment eines 29m-Schirms am Laboratorium für Gebäude- und Umweltaerodynamik, Universität Karlsruhe

der Messpunkte unterscheiden. Es wurden jeweils 56 Messpositionen an Ober- und Unterseite der Membran angebracht (siehe Abbildung 6.3, unten). Dies wurde dadurch erreicht, dass Messschirm 1 mit sieben Messstellen 4-mal um 90° gedreht und einmal mit Messschirm 2 (ebenfalls sieben Messstellen) vertauscht wurde. Anschließend wurde Messschirm 2 wiederum 4-mal gedreht.

Die Auswertung der Druckmessungen erfolgte in statistischer Art und Weise. Zeitlich gemittelte Druckverteilungen sowie Standardabweichungen der Druckschwankungen wurden bestimmt. Die Messdauer im Windkanal je Punkt beträgt 1 Minute. Bei einem Verhältnis der Windgeschwindigkeiten zwischen Natur und Windkanal von $u_{WK}/\bar{u}_N = 5, 18/17, 33$ in 10 m Höhe und einem Längenverhältnis $L_N/L_{WK} = 226$ entspricht dies umgerechnet der Zeit in Naturmaßstab von

$$t_N = t_{WK} \frac{u_{WK} L_N}{u_N L_{WK}} = 67 \text{ Min} \quad (6.1)$$

6.2.2 CFD-Simulation

Abbildung 6.4 zeigt die Berechnungsumgebung sowie das Oberflächennetz der Schirmmembran für die Strömungssimulation. Verwendet wurden die in Kapitel 5.4.2.3 gewählten gleichen physikalischen und numerischen Parameter. Randbedingungen, Reynoldszahl, das numerische Lösungsverfahren sowie die Verfeinerung des Rechengitters in Normalenrichtung zum Boden hin, sind ebenfalls identisch. Hinzu kommt eine lokale Verfeinerung des

Tetraedergitters in einem Volumen um den Schirm, um die für die Bauwerksaerodynamik kennzeichnende ablösende Strömung und die damit einhergehenden turbulenten Nachlaufbereiche zu erfassen. Die Anzahl der Tetraederelemente beträgt ca. 1,3 Millionen. Die Zeitschrittweite beträgt ca. $0,2 \cdot 10^{-2}$ Sekunden bei der verwendeten Gitterauflösung, der vorgegebenen Geschwindigkeit sowie einer gewählten CFL-Bedingung von 0,25. Für diese

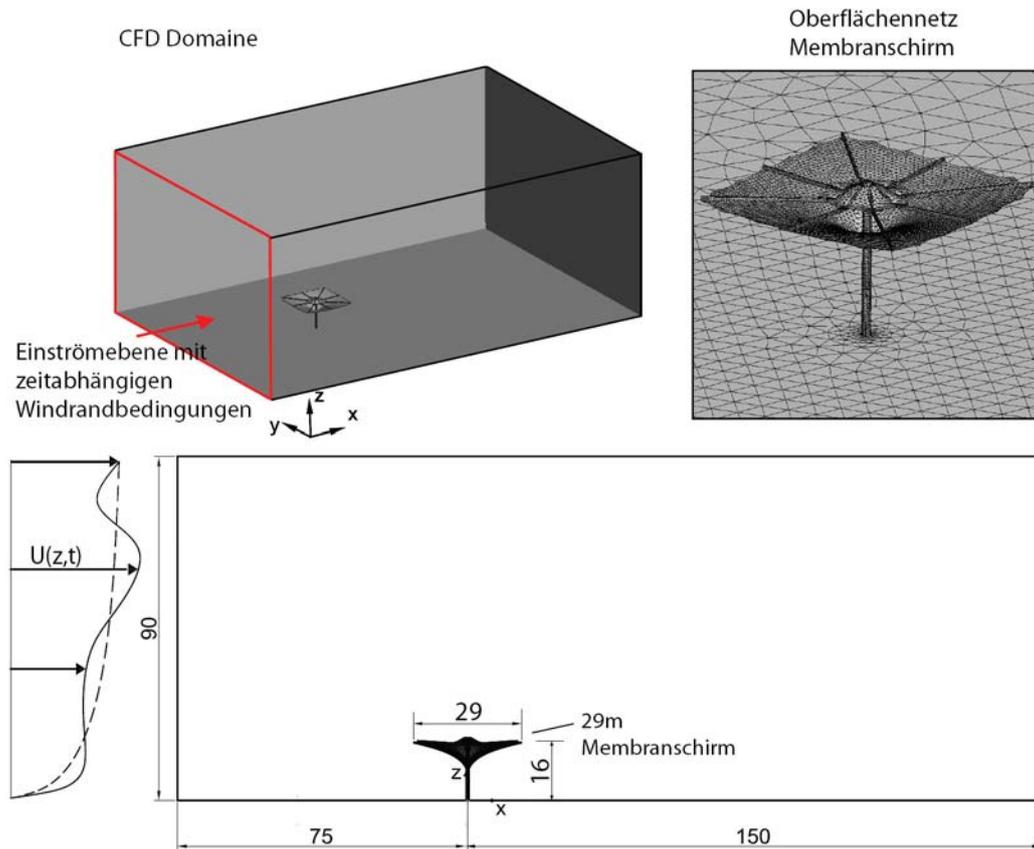


Abbildung 6.4: Strömungsgebiet und Oberflächengitter des Membranschirms

Voruntersuchung wurde eine Anlaufstrecke der Grenzschicht von ca. 80 % der Kanalhöhe gewählt. Wie bereits diskutiert, reicht diese Strecke nicht für die Ausbildung einer statistisch stationären Grenzschicht ausgehend von den Einströmbedingungen aus. Da es sich bei dieser Simulation um eine Voruntersuchung für die Fluid-Struktur-Interaktionssimulation handelt, wurde auf eine Vergrößerung der Anlaufstrecke an dieser Stelle verzichtet. An späterer Stelle wird detailliert auf dieses Phänomen eingegangen. Als Einströmsignale wurde das in Kapitel 5.4.2.3 aufgeführte Windfeld D aus Tabelle 5.7 gewählt, die Ermittlung der Grenzschichtparameter erfolgte mithilfe des Testbeispiels aus Kapitel 5.4.2.3.

6.2.3 Ergebnisse

Abbildung 6.5 zeigt beispielhaft Ergebnisse der Geschwindigkeits- und Druckverteilungen in einem Längsschnitt durch das Strömungsgebiet zu ausgewählten Zeitpunkten aus der

CFD-Simulation. Der Schnitt erfolgt in der Mitte des Gebietes durch den Schirm hindurch.

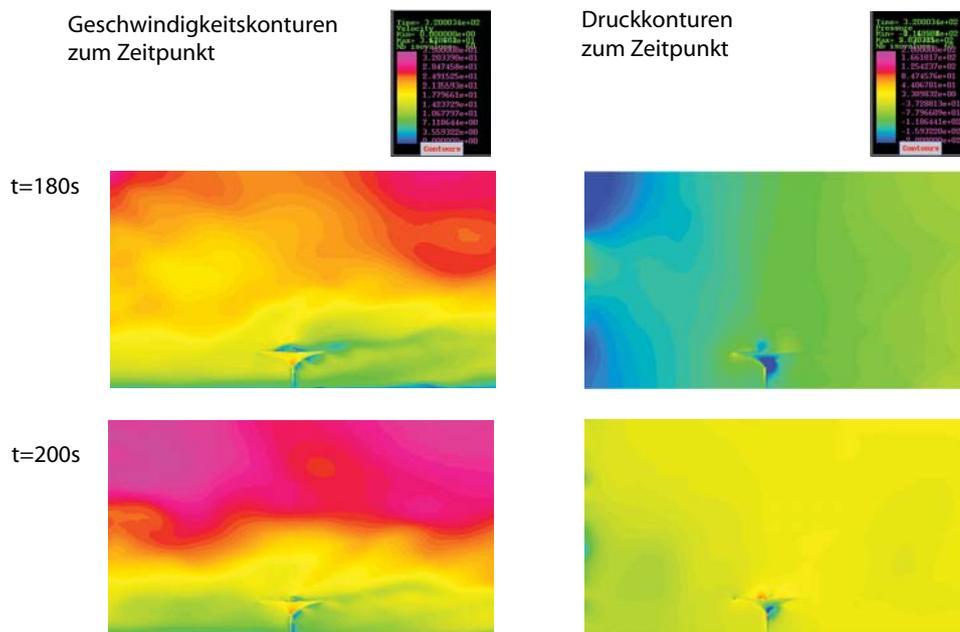


Abbildung 6.5: Geschwindigkeits- und Druckverteilung in einem Längsschnitt durch das Strömungsgebiet

Die statistischen Kenngrößen der Grenzschicht sowohl aus dem Windkanalexperiment als auch aus der numerischen Strömungssimulation werden in Abbildung 6.6 gegenübergestellt. Die Ermittlung der Kenngrößen erfolgte über ca. 300 000 Zeitschritten bei einer simulierten, physikalischen Zeit von 600 s. Die Anfangsphase der Simulation wurde dabei nicht berücksichtigt.

Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile wurden zunächst mit der Geschwindigkeit in $z=11$ m Höhe normiert. Es zeigt sich, dass der Verlauf des experimentellen und des berechneten Windprofils über die Höhe hinweg gut übereinstimmen. Das Profil der numerischen Berechnung ist im unteren Bereich völliger und nimmt in größeren Höhen schneller die ungestörte Windgeschwindigkeit des äußeren Bereichs an. Dies hängt damit zusammen, dass die Oberfläche in der numerischen Berechnung hydraulisch glatt ist. Das experimentelle Windprofil entspricht dem einer höheren Bodenrauigkeit, hervorgerufen durch die Rauigkeitselemente (siehe Abbildung 6.3). Der Verlauf der Turbulenzintensität der CFD-Simulation, siehe Abbildung 6.6 rechts, stimmt in der Höhe der Membranfläche (zwischen 9–16 m) gut mit den experimentellen Daten überein, wohingegen sie in Bodennähe etwas zurückfällt. Die Auswertung des Böenspektrums der CFD-Simulation (unten rechts) zeigt wiederum den bereits diskutierten Abfall im Frequenzbereich oberhalb von 0,1 Hz. Im unteren Bereich folgt der spektrale Verlauf dem Zielspektrum nach Kaimal. Das aus dem Windkanalversuch abgeleitete Spektrum folgt über den gesamten Frequenzbereich dem Zielspektrum nach Kaimal (siehe Abbildung 6.6, unten links).

Abbildung 6.7 zeigt die statistische Auswertung der Druckbeiwerte als Ergebnis des Windkanalversuchs (links) sowie der numerischen Strömungssimulation (rechts). In diesen Dar-

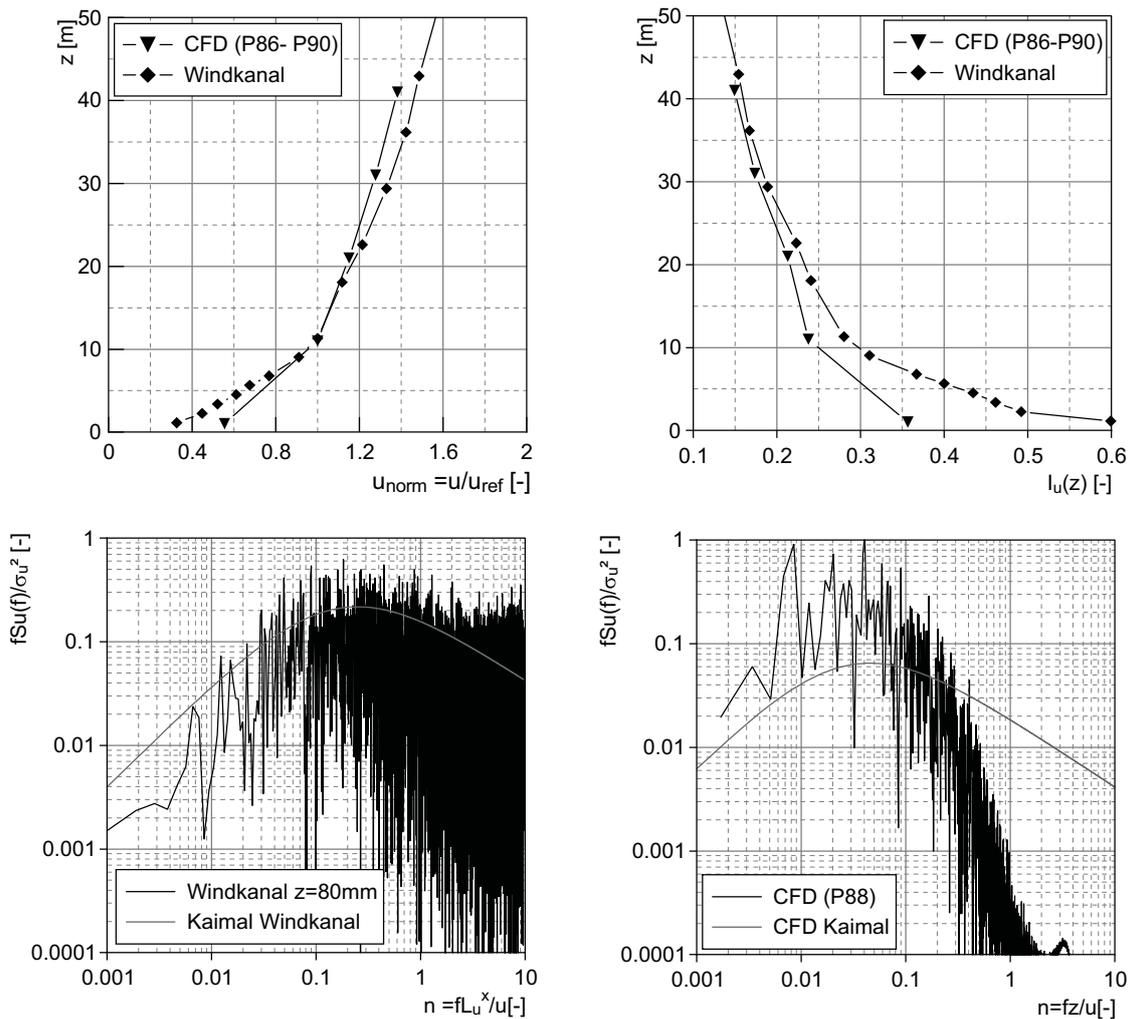


Abbildung 6.6: Statistische Auswertung der Windströmung: mittleres Geschwindigkeitsprofil (oben links), Turbulenzintensität (oben rechts), Leistungsspektren S_u aus CFD (unten rechts) und Windkanal (unten links)

stellungen trifft der Wind im Bild von oben auf den Schirm. Die c_p -Werte wurden als Differenz zwischen der Ober- und Unterseite der Membranoberfläche ermittelt, wobei die Geschwindigkeit in Höhe der Schirmkante zur Berechnung des Referenzstaudruckes in Experiment und Simulation verwendet wurde.

Um eine möglichst gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erzielen, erfolgte die Bestimmung der Druckbeiwerte der CFD-Simulation durch die Übertragung der Positionen der jeweils 56 diskreten Punkte des Messschirms oberhalb und unterhalb der Membran aus dem Windkanalversuch in das numerische Modell (siehe Abbildung 6.3 rechts unten). Die numerisch ermittelten Ergebnisse an den diskreten Auswertungspunkten wurden dann mit dem gleichen Interpolationsverfahren des Windkanalversuchs ausgewertet und die farbigen Konturplots erstellt.

Betrachtet man die zeitlich gemittelten Druckbeiwerte \bar{c}_p , so lässt sich feststellen, dass die

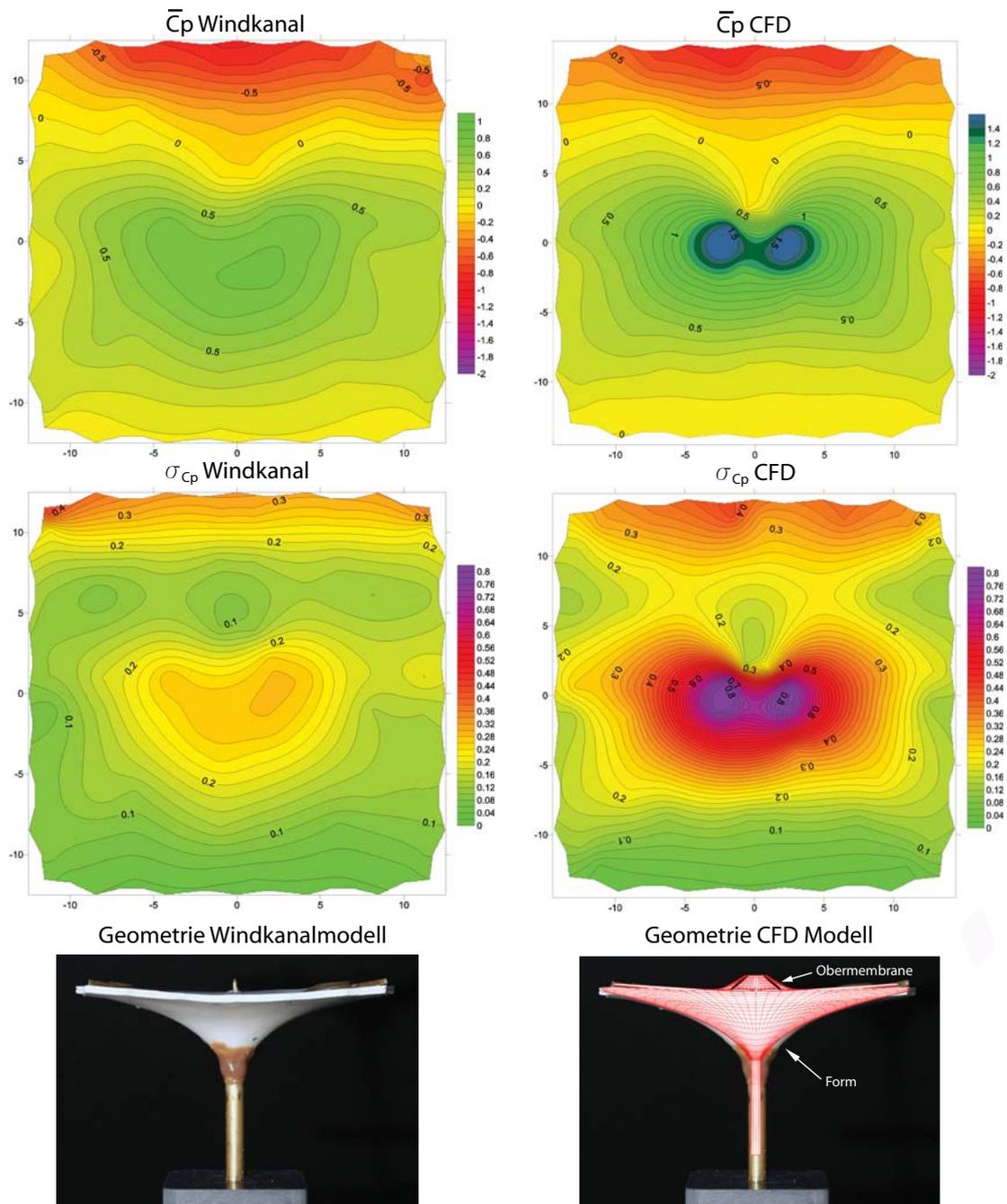


Abbildung 6.7: Druckverteilung der Membranfläche aus Numerik und Experiment (Wind von oben): zeitlicher Mittelwert \bar{c}_p (oben), Standardabweichung σ_{c_p} (mitte). Schirmgeometrie im Experiment unten links, im Vergleich mit CFD unten rechts

Grundlast auf der windzugewandten Seite aus Soglasten besteht, währenddessen sie auf der windabgewandten Seite nahezu verschwindet. Im Bereich des Kelches ist die mittlere Beanspruchung nach unten hin gerichtet. Negative Werte bedeuten in diesen Abbildungen Windsogbelastung, also abhebende Lasten, positive Werte Winddruckbelastung. Ein Vergleich der zeitlich gemittelten Druckbeiwerte beider Methoden zeigt eine sehr gute Über-

einstimmung der Ergebnisse in den äußeren Membranflächen. Im Bereich des Membran- kelchs hingegen (Winddruckbereich) überschreiten die numerischen Werte die Ergebnisse der Windkanalversuche um das Doppelte. Eine mit diesen Ergebnissen prognostizierte Tragwerksantwort einer statischen Berechnung würde zu nahezu gleichen Resultaten führen. Grund hierfür ist, dass die Belastungen im Kelchbereich aufgrund der geringen Flächenanteile von untergeordneter Bedeutung auf den Kräfteverlauf der Schirmkonstruktion sind.

Das Hauptaugenmerk dieser Voruntersuchung liegt in der Abbildung der Lastfluktuationen der Windturbulenz, wie sie beispielsweise für das Spitzenfaktorkonzept (siehe Kapitel 4.2.2.2), benötigt wird. Hierfür müssen die Schwankungswerte der Druckbeiwerte ausgewertet werden. Der Vergleich der Standardabweichung der Druckbeiwerte aus Numerik und Experiment zeigt ein den Mittelwerten ähnliches Verhalten. Die numerisch berechneten Schwankungswerte im äußeren Bereich der Fläche liegen nahe an den Messergebnissen. Im Kelchbereich hingegen überschreiten die Lastfluktuationen der CFD-Berechnung die Messergebnisse im Spitzenwert um das 1,5-fache. Für den Kraftzustand der Schirmkonstruktion sind auch hier die Werte im äußeren Bereich der Membranfläche maßgebend.

Eine mögliche Ursache für den Unterschied im Kelchbereich ist in Abbildung 6.7 unten, dargestellt. Bei diesem Versuch handelt es sich um ein Praxisbeispiel einer anspruchsvollen Geometrie einer doppelt gekrümmten Membran. Der Vergleich der Modelle aus Numerik und Experiment zeigt, dass die Geometrie des Windkanalmodells besonders im Kelchbereich von dem numerischen Modell stark abweicht. Der Mastdurchmesser des experimentellen Modells ist nicht maßstabsgetreu abgebildet, da ausreichend Platz für die Messschläuche eingeräumt werden musste. Weiterhin unterschieden sich die Krümmungsradien beider Modelle in der Ansicht. Außerdem kommt hinzu, dass die eine Obermembran, welche im numerischen Modell an der Mastspitze befestigt ist, im experimentellen Modell weiter unten innerhalb der Hauptmembran liegt (siehe auch Abbildung 6.3, unten links).

Zur Untersuchung der Auswirkung der Ergebnisse der Druckverteilung auf der Membranfläche wurde eine statische Berechnung der Schnittgrößen des Schirmgestänges mithilfe der Spitzenfaktormethode durchgeführt. Verwendet wurde dabei das Finite-Elemente-Software Sofistik, die Formfindung wurde mit LISA (ESI France) durchgeführt. Dabei wurden die Windlasten für die numerischen als auch der experimentellen Ergebnisse mithilfe von Gleichung 4.19 unter Verwendung eines Spitzenfaktors g von 3,5 ermittelt. Verwendet wurden die numerisch und experimentell ermittelten c_p -Wert-Verteilungen aus Abbildung 6.7. Die Schwankungsgrößen der Druckbeiwerte wurden dabei vorzeichengerecht auf den Mittelwert addiert. Die Referenzgeschwindigkeit in Höhe der Schirmkante beträgt $\bar{u} = 12\text{ m/s}$. Abbildung 6.8 zeigt den Verlauf der resultierenden Belastung auf der Membranfläche, Tabelle 6.2 die Schnittgrößen an den maßgebenden Positionen der Diagonalarme sowie des Mastfußes. Das Eigengewicht der Schirmkonstruktion findet in diesen Werten keine Berücksichtigung.

Weiterhin wurden außerdem die Schnittgrößen am Schirmgestänge mithilfe des Nennböenkonzeptes aus Kapitel 4.2.2.1 durchgeführt. Die Bemessungswindgeschwindigkeit hierfür beträgt $u_{B\ddot{o}e} = 18\text{ m/s}$. Als maßgebende Belastung wurden die zeitlich gemittelten Druckbeiwerte angesetzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Da in dieser Arbeit die

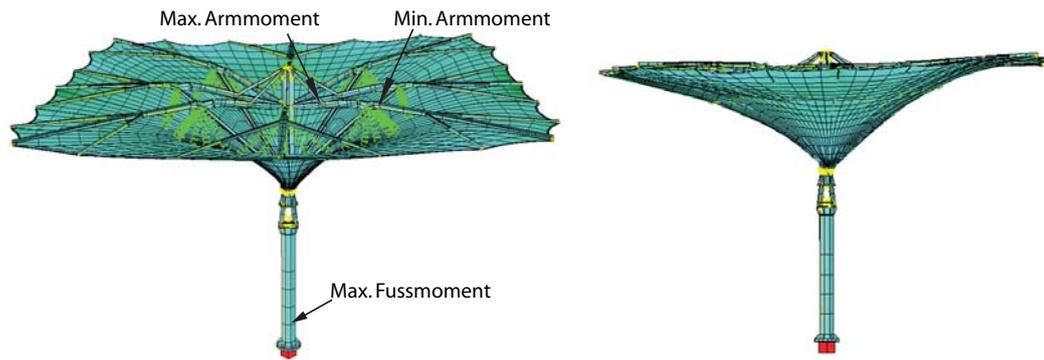


Abbildung 6.8: Statisches System des 29m-Schirms links, 3-fach überhöhte Verformungsfigur unter Windlast bei einer Bemessungswindgeschwindigkeit von 12 m/s (rechts)

Schnittgröße	CFD	Windkanal	Abweichung CFD/Windkanal
Summe der Vertikalkräfte [kN]	46,7	26,7	175 %
Max. Fußmoment [kNm]	465,3	419,5	111 %
Max. Diagonalarmmoment [kNm]	68,5	56	122 %
Min. Diagonalarmmoment [kNm]	-34,0	-27,1	125 %

Tabelle 6.2: Ergebnisse der statischen Schnittgrößenermittlung unter Verwendung der Spitzenfaktormethode

numerische Erzeugung der Windturbulenz behandelt wird, liegt beim Vergleich der Schnittgrößen das Hauptaugenmerk auf den fluktuierenden Druckbeiwerten. Diese werden bei der Verwendung des Nennböenkonzeptes in der Bemessungswindgeschwindigkeit und nicht in der Druckverteilung berücksichtigt.

Schnittgröße	CFD	Windkanal	Abweichung CFD/Windkanal
Summe der Vertikalkräfte [kN]	36,7	28,7	128 %
Max. Fußmoment [kNm]	345,3	402,1	116 %
Max. Diagonalarmmoment [kNm]	49,8	51,6	96 %
Min. Diagonalarmmoment [kNm]	-24,2	-25,0	97 %

Tabelle 6.3: Ergebnisse der statischen Schnittgrößenermittlung unter Verwendung des Nennböenkonzeptes

Als Ergebnis dieser Voruntersuchung kann festgestellt werden:

- Die Grenzschichtcharakteristik eines Windkanalexperiments konnte innerhalb einer numerischen Strömungssimulation weitestgehend reproduziert werden. Dies wurde durch die Auswertung am mittleren Windgeschwindigkeitsprofil und an der Turbulenzintensität deutlich. Die Turbulenzspektren weisen, in Abhängigkeit der Gitterfein-

heit, unter der Verwendung eines Smagorinsky-Feinstrukturmodells ein starkes Abklingen im höherfrequenten Bereich auf. Im niederfrequenten Bereich folgt das Turbulenzspektrum dem Zielspektrum nach Kaimal.

- Die niederfrequente schwankende Windbelastungen (bis ca. 0,3Hz) auf eine freistehende, starre Schirmkonstruktion, hervorgerufen durch atmosphärische Turbulenz, kann mit einer dem Bauwesen angemessenen Genauigkeit anhand der numerischen Simulationen ermittelt werden kann. Hierfür ist der Ansatz eines turbulenten Windfeldes als Einströmsignal in die CFD-Simulation erforderlich.
- Die statische Analyse mit der Spitzenfaktormethode zeigt, dass die wesentliche Strukturantwort des Schirms unter Verwendung der numerisch berechneten Schwankungswerte der Windlast prognostiziert werden kann. Dies wurde am Beispiel des Mastfußmomentes und der maximalen und minimalen Armmomente gezeigt. Die Schnittgrößen, ermittelt auf Basis des Experiments, liegen im Maximum um 25 % über den numerisch berechneten Werten.

Mögliche Ursachen für Unterschiede der Druckverteilung zwischen Numerik und Experiment sind:

- Einfluss der Mittelungsdauer. Der Unterschied zwischen einer Mittelungsdauer von 10 Minuten (CFD) zu 1 h (Windkanal), siehe Gleichung 6.1) entspricht einer Differenz der von ca. 7–8 % (siehe Abbildung 5.5)
- Auswirkung der unterschiedlichen Grenzschichtcharakteristik (Turbulenzintensität, mittleres Windprofil, spektrale Dichteverteilung). Anhand der experimentellen Ermittlung der Druckverteilung an einem Würfel in einem europäischen Ringversuch in unterschiedlichen Grenzschichtwindkanälen wurde der Einfluss dieser Parameter untersucht. Nähere Informationen hierzu sind beispielsweise in [124] und der dort aufgeführten Literatur beschrieben.
- Verletzung der geometrischen Ähnlichkeit durch die doppelschalige Ausführung der Membran im Windkanalmodell. Die Membrandicke im Modell von 4 mm entspricht umgerechnet einer Dicke in Natur von 90 cm.
- Numerisches Verfahren und Wahl des Grobstrukturmodells. Gitterauflösung und Wahl der Smagorinsky-Konstante
- Streuung der Messwerte im experimentellen Versuch
- Einfluss von Maßstabeffekten auf die Umströmung. Wie bereits diskutiert, ist die Reynoldszahlähnlichkeit im Modellversuch nicht zu gewährleisten. Somit können Ablösepunkte im runden Trichterbereich des Schirms sowie am Mast durch den Versuch ohne zusätzliche Maßnahmen nicht richtig vorhergesagt werden. Die CFD-Simulation erfolgte hingegen im Naturmaßstab. Dieser Einfluss könnte durch eine CFD-Simulation im Modellmaßstab ausgeschlossen werden.

Eine erfolgreiche Validierung der numerischen Methode anhand von Windkanalversuchen erfordert die Durchführung dieses Experiments mit gleichen Bedingungen wie der Reynoldszahlähnlichkeit, der Bauwerksgeometrie, der Einströmcharakteristik sowie einer Parameterstudie zur Untersuchung der numerischen Aspekte. Streng genommen konnten diese Bedingungen in der hier dargestellten Vergleichsrechnung nicht alle eingehalten werden. Dennoch konnte anhand dieses Vergleichs gezeigt werden, dass die numerische Erzeugung einer atmosphärischen Grenzschichtströmung mit einem experimentellen Windkanalversuch vergleichbare Schwankungswerte der Druckverteilungen an der dem Wind zugewandten Membranseite liefert. Der Einfluss der Grenzschicht konnte nicht gezeigt werden. Eine sorgfältige Validierung der numerischen Methode anhand von Windkanalversuchen mit gleichen Randbedingungen sollte in zukünftigen Forschungsbemühungen durchgeführt werden.

6.3 Messungen am 29m-Schirm auf dem Testgelände Münsingen

Die Aufgabe der Projektgruppe Liebherr und des Architekturbüros Rasch + Bradatsch, die von Ende 2008 bis Anfang 2009 realisiert wurde, bestand darin, in einem Feldversuch sowohl das aerodynamische Verhalten eines 29m-Schirms in turbulenter Windströmung als auch das einwirkende, räumliche Windfeld stromaufwärts des Schirms simultan und zeitlich aufgelöst zu messen.

In Zusammenhang mit Membrantragwerken hat das Feldexperiment eine besondere Bedeutung. Im Gegensatz zu Untersuchungen im Modellmaßstab, bei der nicht alle Ähnlichkeitskennzahlen gleichzeitig eingehalten werden können, liefert sie für die Validierung des numerischen Verfahrens sowohl die notwendigen Eingangsinformationen bezüglich des Windfeldes als auch die Vergleichswerte der Schnittgrößen und Verformungen der Membran. Als Nachteil erweisen sich die im Gegensatz zum Laborexperiment auftretenden erheblichen Störeinflüsse bei Naturmessungen. Der Stichprobenumfang ist begrenzt, unterliegt der Zufälligkeit und ist nicht wiederholbar. Für die Untersuchung von Membrantragwerken sind Feldmessungen oder als Alternative großmaßstäbliche Laborexperimente zur Erfassung der realistischen Strukturantwort für die Validierung numerischer Methoden unerlässlich. Die im Bauwesen ursprüngliche Vorgehensweise, bei der ein Bauwerk nach einer vorgegebenen Entwurfs- sowie Ausführungsplanung hergestellt wird, drehte sich bei dieser Aufgabenstellung, also der Messung am gebauten Objekt, um („Reverse engineering“). Zwar wurde der Schirm nach Entwurfsvorgaben gefertigt, jedoch muss die gebaute Struktur mit ihren Toleranzen in den Querschnittswerten, Massen sowie im Vorspannungszustand unter großer Sorgfalt in der Simulation nachgebildet werden, um Abweichung beim Vergleich der numerisch und experimentellen Ergebnisse von vorneherein zu minimieren. Die Komplexität der Konstruktion stellt hier eine besondere Schwierigkeit dar.

6.3.1 Beschreibung des Messaufbaus

Der Standort des 29m-Schirms befindet sich auf dem Testgelände der Firma Liebherr, auf dem ehemaligen Truppenübungsplatz in Münsingen auf der Schwäbischen Alb. Umgeben

ist das Testgelände von einer hügeligen Graslandschaft mit vereinzelt Waldgebieten im Norden und Süden. In westlicher Richtung erstreckt sich über mehrere Kilometer landwirtschaftlich genutztes Gebiet, in Süd-Westlicher Richtung liegt die Ortschaft Münsingen.

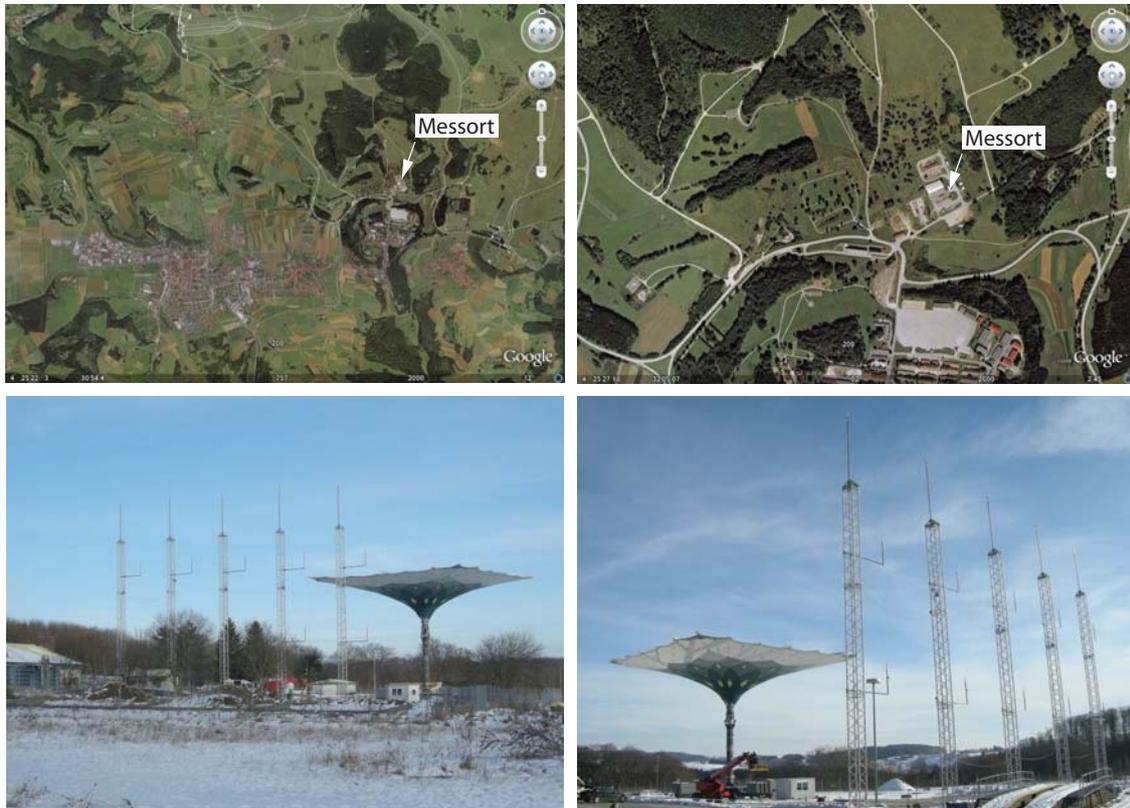


Abbildung 6.9: Lage des Messorts: Testgelände der Firma Liebherr auf dem ehemaligen Truppenübungsplatz Münsingen (oben, aus *GoogleEarthTM* – Kartenservice), Übersicht Messaufbau (Schirm + Windmessenrichtung) (unten)

Das aerodynamische Verhalten des Schirmes wird einerseits durch die Dehnungsmessung an 76 Messpunkten und deren Überführung in Schnittgrößen am Stahlgestänge und andererseits durch Verformungsmessungen der Membran an ca. 90 Punkten ermittelt. Die Bestimmung des räumlichen Windfeldes stromaufwärts wird durch die Messung der Windgeschwindigkeiten aller drei Komponenten mithilfe von 15 Sonic Ultraschallanemomentern an 5 Messmasten durchgeführt.

Der Aufbau der Messeinrichtung auf dem Testgelände der Firma Liebherr ist im Grundriss und in der Ansicht in Abbildung 6.10 dargestellt. Die Entfernung der Windmessmasten zur Schirmvorderkante beträgt 32 m.

Eine offene Frage bei der Planung des Messaufbaus war die Ausrichtung der Messmasten und des Schirms in eine mögliche vorherrschende Vorzugswindrichtung. Da keine Windgeschwindigkeitsdaten aus Messungen in unmittelbarer Nähe zur Verfügung standen, wurden Messreihen des Deutschen Wetterdienstes der Wetterstation Ulm aus den Jahren 1997 bis 2006 statistisch ausgewertet und von dort auf den 40 km entfernten Standort Münsingen

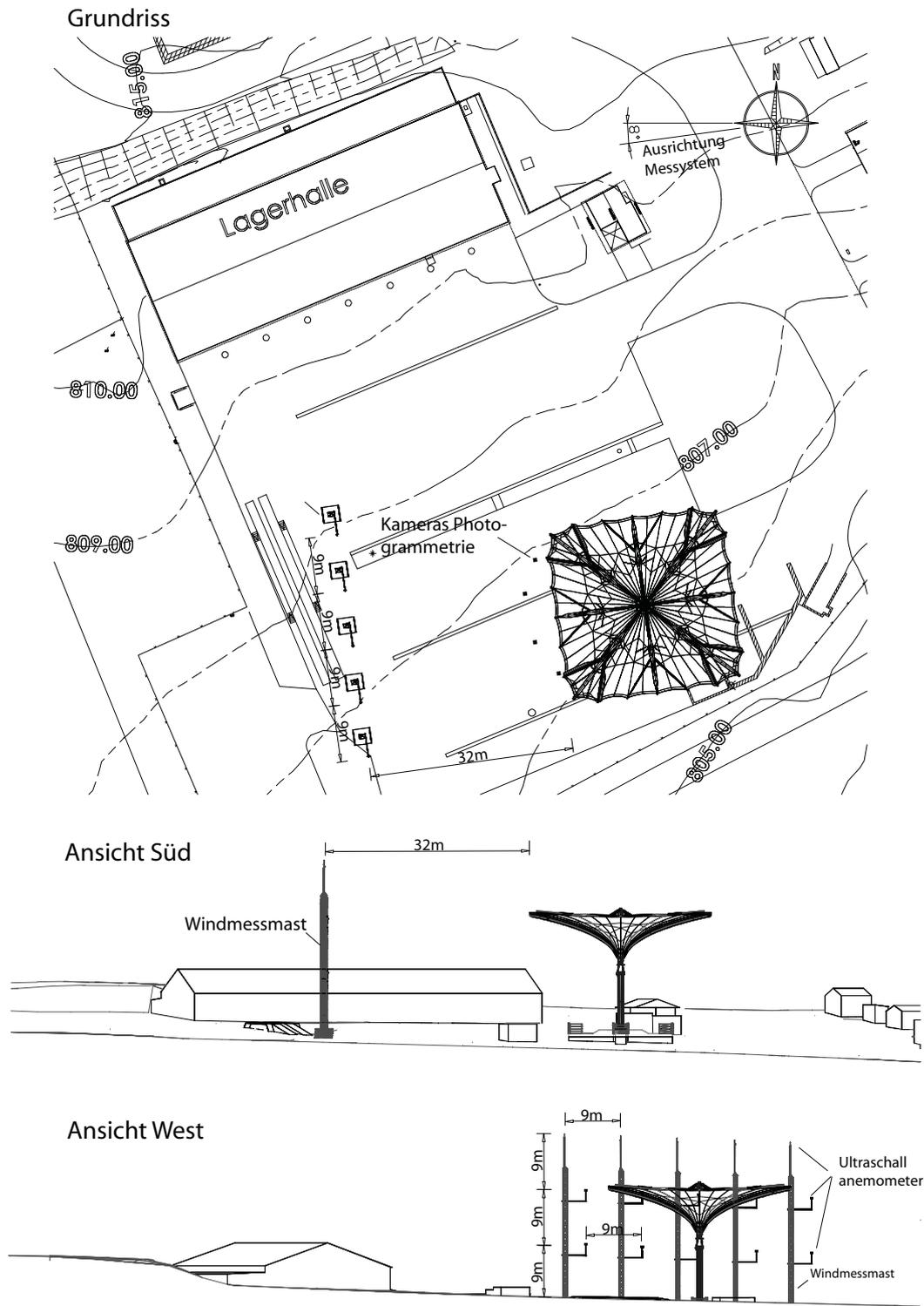


Abbildung 6.10: Aufbau der Messeinrichtung am 29m-Schirm auf dem Liebherr-Testgelände

geschlossen. Darüber hinaus standen Erfahrungswerte der in Münsingen ansässigen Windkraftanlagenbetreiber zur Verfügung. Die Analyse der Windrosen der Wetterstation Ulm ergab eine vorherrschende Windrichtung aus Westen für die Herbstmonate September bis

November.

Bei der Wahl des Standortes musste einzig sichergestellt werden, dass die maßgebende aerodynamische Belastung aus atmosphärischen Wirbelelementen und nicht etwa aus Ablösewirbeln an Bauwerken in der Anströmungsrichtung besteht. Als Folge musste der Messaufbau so positioniert werden, dass die Windmessgeräte nicht in der Nachlaufströmung der in Abbildung 6.10 dargestellten Lagerhalle lagen. Darüber hinaus war es unerheblich, welche Geländerauigkeit in Anströmrichtung vorzufinden war, da diese durch die künstliche Erzeugung der Windströmung modelliert werden sollte.

6.3.1.1 Messung des Windfeldes

Die gestellte Zielsetzung, das dynamische Antwortverhalten einer Membrankonstruktion unter turbulenter Windlast möglichst realitätsnah numerisch abbilden zu können, erfordert die genaue Kenntnis des Windfeldes stromaufwärts des Schirmes. Um möglichst alle Informationen des Windfeldes, die sich auf die Strukturbelastung auswirken, zu bestimmen, musste ein Messsystem gefunden werden, das alle drei Turbulenzkomponenten zeitgleich und hochaufgelöst erfassen kann. Hinzu kommt die ebenfalls notwendige räumliche Auflösung. Die Messfrequenz der Windmessinstrumente bestimmt dabei, welcher Anteil des Spektrums noch erfasst werden kann.

Da einfachere Messinstrumente wie mechanische Schalenkreuzanemometer die gestellten Anforderungen nicht erfüllen können, wurde das Windfeld mithilfe der Ultraschallanemometer der Firma Young gemessen. Sie wurden an fünf Gittermasten in einem Rasterabstand von 9 m montiert und bestimmten den gesamten dreidimensionalen Windvektor, also die Windgeschwindigkeit und -richtung. Das von mechanischer Trägheit freie Messprinzip der Ultraschallanemometer funktioniert über einen ausgesandten Schallimpuls, der vom Windfeld mitgeführt wird und daher eine unterschiedliche Laufzeit bei Ausbreitung in bzw. gegen die Windrichtung aufzeigt. Dies wird zur Bestimmung der Windgeschwindigkeit genutzt. Das erste Ultraschallanemometer liegt in einer Höhe von 9m über der Geländeoberkante.

Wie in Abbildung 6.11 zu erkennen ist, wurden die Ultraschallanemometer am Ende von Auslegern mit einer Länge von 3 m montiert, um dadurch das durch die Verdrängungswirkung des Gittermastes ungestörte Strömungsfeld zu erfassen. Die Messgenauigkeit der Anemometer beträgt im Bereich von 0 bis 30 m/s 1 % und reduziert sich oberhalb dieses Bereichs. Die Auflösung beträgt 0,01m/s. Die Ausgaberate beträgt maximal 10 Hz.

6.3.1.2 Dehnungsmessung am Schirm

Die Systemantworten des Schirmmastes, der Mittel-, Diagonal- sowie Passivarme des 29m-Schirms wurden an 76 Positionen mittels applizierter Dehnungsmessstreifen (DMS) simultan mit dem Windfeld gemessen. Geringe Längenänderungen im Bauteil führen zu einer Änderung des elektrischen Widerstands im Dehnungssensor. Über die Messung der Widerstandsänderung und die Berücksichtigung der Querschnittsgeometrie gelingt damit die



Abbildung 6.11: Windmessmasten, ausgestattet mit 15 Sonic Ultraschallanemometern

experimentelle Bestimmung der Spannungen und Schnittgrößen. Die Aufnahmefrequenz beträgt ebenfalls 10 Hz.

Abbildung 6.12 zeigt die Positionen der Dehnmessstreifen am Stahlgestänge sowie Bilder zur Veranschaulichung. Die Dehnmessstreifen wurden so positioniert, dass sowohl die Normalkräfte als auch die Biegemomente an den maßgebenden Positionen bestimmt werden konnten. Schubbeanspruchungen wurden nicht ermittelt. Die Dehnmessstreifen wurden im Werk unter „Nullast“ mittels Spezialkleber auf der Ober- und Unterseite der Bauteile aufgebracht, sodass sie keine Dehnungen unter Eigengewicht erfahren. Das Messsystem wurde auf diesen Zustand eingestellt („Nullabgleich“). Die Dehnungssensoren an den Armen erfassen durch diese Vorgehensweise im eingebauten Zustand sowohl Beanspruchungen aus Eigengewicht als auch Windlast. Einzig die Dehnmessstreifen am Mastfuß wurden durch einen zweiten Nullabgleich im montierten Zustand auf die alleinige Messung der Windlast eingestellt. Längenänderungen durch Temperaturänderungen werden durch die Messsensoren ebenfalls aufgezeichnet. Die Genauigkeit der Dehnungssensoren hängt von einer Vielzahl von Einflüssen wie der Leitungslänge, der Temperaturunterschiede und der Applikationsgenauigkeit (Klebung in Krafrichtung, Zustand der Klebefläche etc.) ab. Die exakte Messgenauigkeit der DMS-Applikationen wurde nicht explizit bestimmt, jedoch wird die Messunsicherheit nach Herstellerangaben der DMS-Systemen für die vorhandenen Versuchsschwierigkeit und die DMS-Installationserfahrung auf ungefähr $\pm 5\%$ geschätzt. Eingang in diese Betrachtung finden u.a. Umwelteinflussgrößen (Temperaturgradienten, Feuchte), Verschaltungsart der DMS, Präzision der DMS-Installation, Größe des Messsignales, Kenntnisse über Materialeigenschaften, Art der Messung (Kurzzeit-/Langzeitmessung).

6.3.1.3 Dynamische Verformungsmessung der Membran

Schirmkonstruktionen zeichnen sich dadurch aus, dass die Membranverformung als wesentlicher Bestandteil des aerodynamischen Verhaltens der gesamten Konstruktion wichtig ist. Rechnerisch bestätigt wurde dies in einer Machbarkeitsstudie über den Entwurf von Großschirmen, durchgeführt durch das Architekturbüro Rasch + Bradatsch und ESI France 2002. Bei FSI-Simulationen mit variierenden Membransteifigkeiten wurden Unterschiede

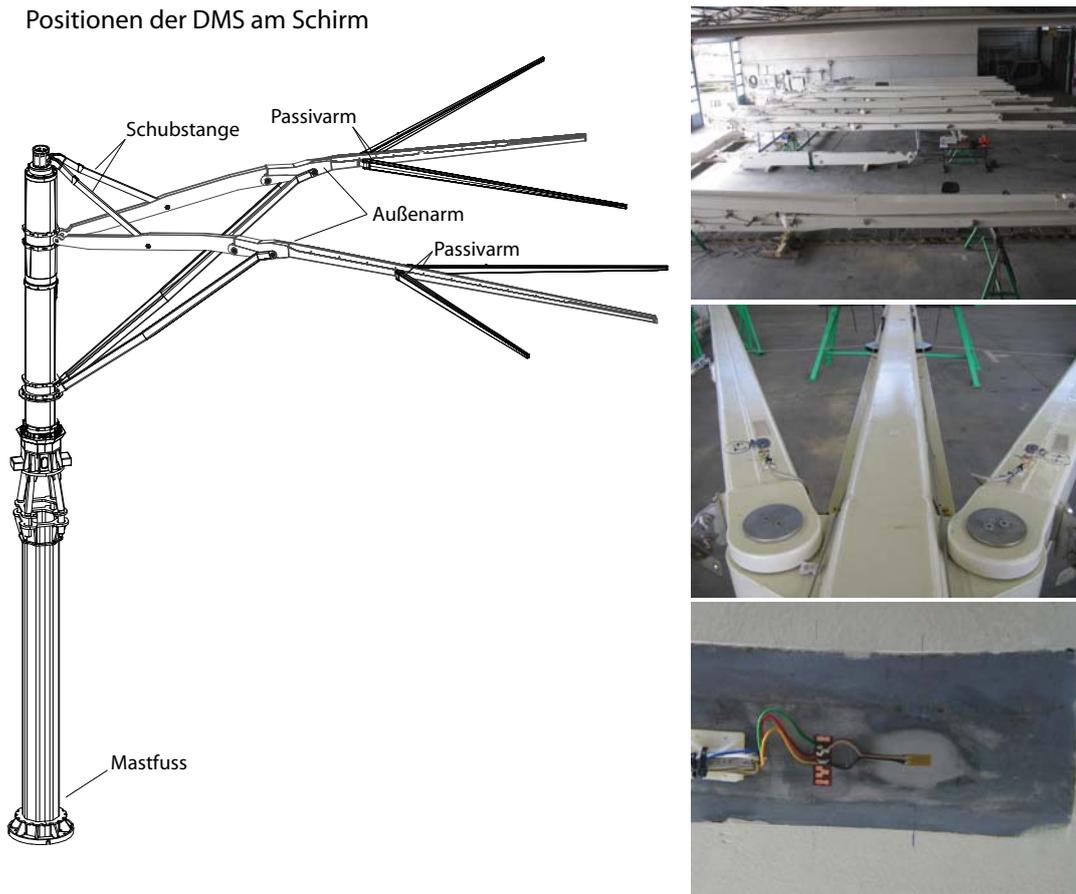


Abbildung 6.12: Dehnungsmessungen am Stahlgestänge

im dynamischen Amplifikationsfaktor der Mastfußmomente von bis zu 30 % ermittelt [122]. Folglich dient die Membranverformung als direkter Indikator für die auftretende Belastung und lässt Rückschlüsse auf das Tragverhalten der Konstruktion zu. An dieser Stelle wird angemerkt, dass die Abbildung des dynamischen Verhaltens der Membran in experimentellen Windkanalmodellen in kleinen Maßstäben nicht möglich ist. Daher sind die hier durchgeführten Messungen am Originalobjekt besonders bedeutend.

Angewendet wurde ein photogrammetrisches Verfahren, um die vollständige dreidimensionale, zeitlich aufgelöste Membranbewegung zu erfassen. Bei dieser Art von Messverfahren wird die berührungslose Rekonstruktion von räumlichen Objekten aus deren fotografisch festgehaltener Strahlung ermöglicht. Umgesetzt wurde dieses Verfahren mithilfe von vier Kameras, die vor dem Schirm positioniert wurden und den sich bewegenden Schirm gleichzeitig aufnehmen.

Abbildung 6.13 zeigt links den schematischen Aufbau des Messsystems. Als Messmarken dienten Kreisringe mit einem Außendurchmesser von 35 cm, die auf ein PTFE-Gewebe gedruckt und dann an die Hauptmembran punktweise angenäht wurden. Die Problematik hierbei bestand darin, Messmarken zu verwenden, die den Faltvorgang, der täglich durchgeführt wurde, ohne Schäden überstehen. Die Entfernung der Kameras vom Mastfußpunkt

betrug ca. 20 m.

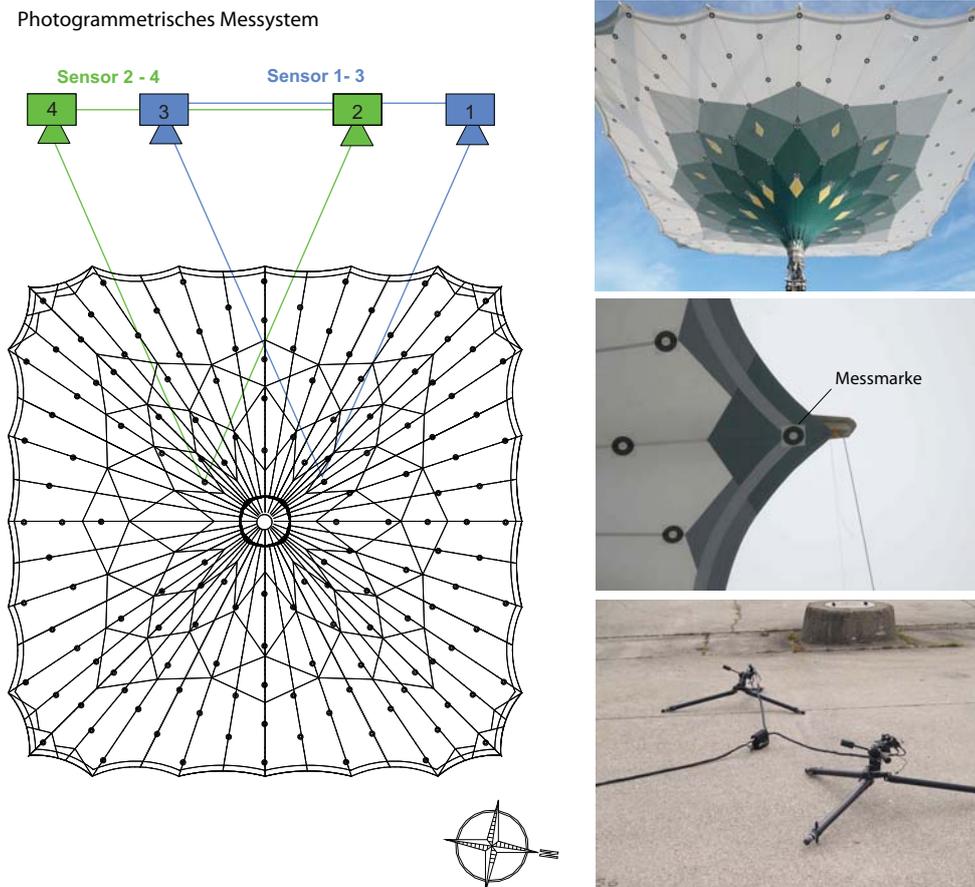


Abbildung 6.13: Dynamische Verformungsmessung der Membran mittels photogrammetrischem Verfahren. Messaufbau (links), Übersicht Messmarken (rechts oben), Kameras (rechts unten)

Wie ebenfalls aus Abbildung 6.13 oben ersichtlich, war die Membranfläche mit insgesamt 150 Messmarken bestückt. Allerdings konnten durch die Anzahl der Kameras und ihrer Positionen ca. 90 vom System erkannt werden. Zur Prüfung der Messgenauigkeit der photogrammetrischen Messung wurde ein einfacher Ausschwingversuch durchgeführt, bei dem ein Schirmarm statisch ausgelenkt und dann losgelassen wurde. Der Vergleich der Ausschwingkurve des optischen Verfahrens mit der Dehnungsmessung lieferte eine sehr gute Übereinstimmung bezüglich der Frequenz. Der Vergleich der durch das photogrammetrische Verfahren bestimmten statischen Auslenkung mit einem Lasermesssystem lieferte eine Genauigkeit von unter 1 %.

6.3.1.4 Messstrategie

Die Messsignale aller Ultraschallanemometer (15 x 3), aller Dehnungssensoren (76), sowie der Temperatur und Luftdruckmessung (2), also insgesamt 123 Signale, wurden von einem

zentralen Datenlogger erfasst. Die Filme der photogrammetrischen Messungen wurden auf einem separaten Speichersystem, das über ein Triggersignal des Windmesssystems angesteuert wird, gespeichert. Die Triggerung des photogrammetrischen Messsystems über ein Triggersignal ermöglicht später die Zusammenführung aller Messsignale auf eine einheitliche Zeitachse. Die Rückrechnung der Membrandeformation an allen Messmarken aus den aufgenommenen Filmen erfolgte zu einem späteren Zeitpunkt und nicht simultan mit den Aufnahmen.

Getriggert wurde das gesamte Messsystem durch ein Signal des Ultraschallanemometers in 18 m Höhe am mittleren Gittermast. Sobald dort ein vorab festgelegter Schwellenwert von 9 m/s in Windrichtung überschritten wurde, startete das Messsystem eine Starkwindmessung. Die Messperiode der Wind- sowie der Dehnungsmessungen betrug 10 Minuten. Da die erste Eigenfrequenz des Schirmes bei 1 Hz liegt (ohne Berücksichtigung der mit-schwingende Luftmasse), wurde für die Messfrequenz des gesamten Systems unter Berücksichtigung einer „Oversampling-“Rate vom 10-fachen der Eigenfrequenz zu 10 Hz festgelegt. Diese Wahl erfüllt das Abtasttheorem nach Shannon, welches besagt, dass ein kontinuierliches Signal mit einer Minimalfrequenz größer als 2-mal der Maximalfrequenz des aufgenommenen Signals abgetastet werden muss, um eine Approximation des Ursprungssignals aus dem zeitdiskreten Signal ohne Informationsverlust zu ermöglichen. Der Faktor 10 wurde gewählt, um eine fehlerhafte Darstellung im Kurvenverlauf über die Zeit zu vermeiden. Die mit diesen Forderungen verbundenen, großen Datenmengen der photogrammetrischen Messungen hatte zur Folge, dass innerhalb der Messperiode von 10 Minuten maximal 4 Minuten Verformungsmessungen zur Verfügung standen.

Zur Vermeidung von Aliasing-Effekten wurden für die Messsignale Tiefpassfilter 2. Ordnung mit einer Bessel Charakteristik und einer oberen Grenzfrequenz von 0,6 Hz (Windmessungen) bzw 2,5 Hz (DMS-Messungen) verwendet.

Schwierigkeiten, die durch die Witterung entstanden, sind die Vereisung der Ultraschallanemometer sowie die Sichtbehinderung der Kameras durch Regen und Schnee. Außerdem konnten die Messungen durch die optischen Verfahren nur tagsüber, bei ausreichenden Lichtverhältnissen durchgeführt werden.

Um den angestrebten Vergleich der im Feldexperiment ermittelten Schnittgrößen und Verformungen mit Ergebnissen der numerischen Simulation durchzuführen, muss das auf den Schirm einwirkende Windfeld in seinen wesentlichen statistischen Eigenschaften künstlich reproduziert und in die numerische Strömungssimulation als Einströmbedingungen am Rand aufgeprägt werden. Die Anwendung der in Kapitel 5 vorgestellten Verfahren erforderte in der Planungsphase des Feldversuchs Anforderung an die Windmessdaten zu definieren. Dazu gehörten:

- Unterer Grenzwert der mittleren Windgeschwindigkeit. Das Vorliegen einer neutralen Schichtung der Atmosphäre kann dann unterstellt werden, wenn die Windgeschwindigkeit in einer Höhe von 10 m über ebenem, offenem Gelände den Grenzwert von 10 m/s nicht unterschreitet (siehe Kapitel 3.3.4). Ab dieser Windgeschwindigkeit dominiert mechanisch generierte Turbulenz thermisch generierte Turbulenz. Thermische

Einflüsse auf das sich ausbildende Windprofil sowie auf die Turbulenzspektren können vernachlässigt werden. Damit sind die Gleichungen zur Bestimmung des mittleren Windprofils (Potenzansatz sowie logarithmisches Profil) aus Kapitel 3.3.3 sowie die Turbulenzspektren aus Kapitel 3.3.6.7 gültig.

- Mittlere Richtung des einwirkenden Windes. Um das Windfeld in seinen räumlichen Eigenschaften zu erfassen, ist es erforderlich, dass die Windrichtung des Windereignisses im Mittel möglichst mit der Ausrichtung der Messeinrichtung, also 262° von Norden, zusammenfällt.
- Stationarität der Daten. Rohe Datenreihen aus Windmessungen enthalten neben den hochfrequenten stochastischen Komponenten einen langwelligen (niederfrequenten) Schwankungsanteil, den sogenannten Trendanteil (z.B. Änderung des Mittelwertes von Windrichtung oder Windgeschwindigkeit bei dem Heraufziehen eines Sturmes). Eine wichtige Voraussetzung für die in der Windfeldgenerierung vorgenommene Aufteilung des natürlichen Windes in einen konstanten Mittelwert und einen überlagerten Schwankungsanteil ist die statistische Stationarität der Windgeschwindigkeit. Um sicherzustellen, dass Messereignisse mit grundsätzlichen Änderungen der Strömungsbedingungen nicht weiter verwendet werden, wird die Vorgehensweise aus [26] zur Bestimmung der Stationarität der Daten angewendet: Die Zeitverläufe der longitudinalen Windgeschwindigkeit und der Windwinkel werden durch eine Regressionsgerade approximiert. Ist die Steigung der Gerade der Windgeschwindigkeit geringer als 3 ‰ und ist die Steigung der Regressionsgeraden der Windrichtung geringer als 8 ‰ wird die Messung akzeptiert. Eine solche Steigung der Regressionsgeraden entspricht einer Änderung des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit von 2 m/s und einer Änderung des Mittelwertes der Windrichtung von 5° über dem meteorologischen Mittelungsintervall von 10 Minuten.
- Ausreichend hohe Anzahl an Datensätzen. Natürliche Windprozesse unterliegen zufälligen Schwankungen und sind im Vergleich zu Laborexperimenten erheblich stärkeren Störeinflüssen ausgesetzt. Um einen geeigneten Datensatz, der die oberen Kriterien erfüllt, zu erhalten, war eine Auswahl aus einer großen Anzahl von Datensätzen notwendig.

Eine weitere Anforderung, die aus der Verformungsmessung resultierte, war, eine möglichst große Anzahl an Messperioden zu erhalten. Ungünstige Witterungsverhältnisse und Schwierigkeiten durch große Datenmengen führten dazu, dass nicht durchgängig Datensätze von 4 Minuten Länge zur Verfügung standen.

6.3.2 Analyse und Auswertung der Windmessdaten

Das gesamte Messsystem war von Anfang November 2008 bis Ende Februar 2009 aufgestellt und messbereit. Innerhalb dieses Zeitraumes wurden 90 Messperioden mit einer Länge von je 10 Minuten aufgezeichnet. Im Folgenden wird die Auswertung der Windmessdaten detailliert anhand eines Datensatzes, der die oben gestellten Kriterien erfüllt, beschrieben.

Das gemessene Windereignis war Teil eines Sturmtiefs vom 10. Februar 2009, das sich südwestlich vor Irland entwickelte und mit seinem Zentrum von Frankreich kommend über Süddeutschland mit Böengeschwindigkeiten von 20 m/s (70 km/h) in 18 m Höhe über den Messort hinweg zog. Dieses Windfeld dient anschließend als Zielvorgabe für die numerische Windfeldgenerierung.

Abbildung 6.14 zeigt eine Übersicht der Windmesssensoren. Die Nummern der einzelnen Ultraschallanemometer werden in der anschließenden statistischen Auswertung herangezogen.

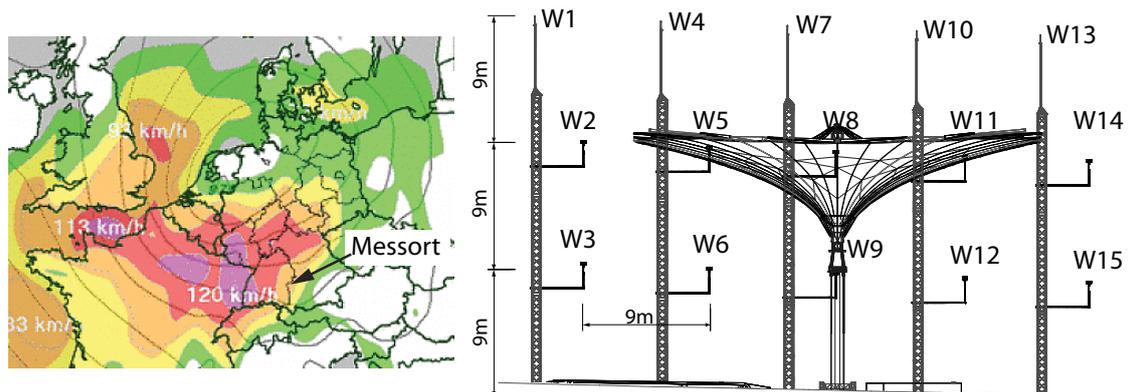


Abbildung 6.14: Windgeschwindigkeiten im Sturmtief 10.02.09 (links), Übersicht der Windmesssensoren Ansicht West (rechts)

Bei der Auswertung von endlichen Messdaten zur Bestimmung statistischer Größen stochastischer Prozesse spricht man von Schätzung statistischer Größen. An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass deren exakte Ermittlung nur bei Vorliegen eines unendlich langen Zeitschriebes möglich ist. In dieser Arbeit werden aus endlichen Messdaten Schätzwerte der realen Parameter bestimmt, um die Eingangsparameter für die im Anschluss durchgeführte numerische Windfeldgenerierung zu bestimmen.

6.3.2.1 Bestimmung der mittleren Hauptwindrichtung

Die Messwerte jedes Ultraschallmessgerätes werden für das Mittelungsintervall vor der Berechnung weiterer statistischer Kenngrößen in den Wind gedreht. Mit anderen Worten, es werden die Werte vom Achsensystem der Sonics in das konventionelle mikrometeorologische Koordinatensystem transformiert. Bestimmt wurde dieses Koordinatensystem dadurch, dass die mittlere Hauptwindrichtung $\bar{\phi}_z$ aus allen 15 Messstellen innerhalb der Messperiode ermittelt wurde.

Die fluktuierenden Windrichtungen über der Windgeschwindigkeit sind in Abbildung 6.15 (links) sowie die Häufigkeitsverteilung der Windrichtungen (rechts) für den Windmesser W8 dargestellt. Die mittlere Windrichtung $\bar{\phi}_z$ aller 15 Windmesser beträgt hier $-5,86^\circ$ bezogen auf die Ausrichtung der Messmasten und $-13,86^\circ$ bezogen auf die westliche Richtung.

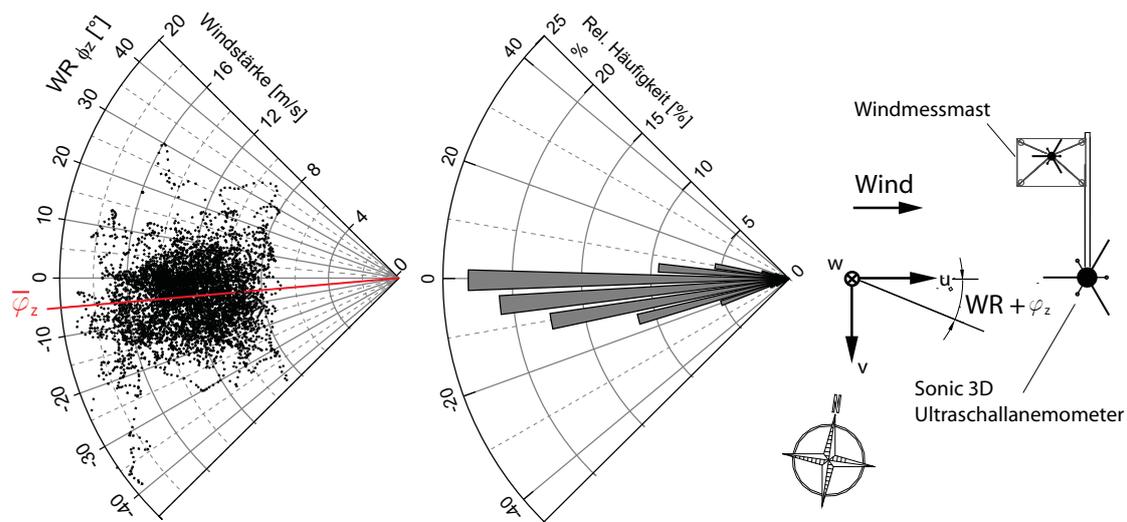


Abbildung 6.15: Schwankungen der Windrichtung ϕ_z am Windmesser W8

Im Anschluss daran wurden die Koordinatensysteme aller Sonics in der z-Achse in Richtung des mittleren Windes und die durch Neigung des Koordinatensystems in der y-Achse gedreht. Eine Drehung um die x-Achse zur geländeparallelen Ausrichtung der Sonics wurde aufgrund der sehr geringen Neigung vernachlässigt. Damit werden nicht optimale Positionierungen des Gerätes korrigiert und die Bedingung, dass $v=0$ und $w=0$, näherungsweise erfüllt.

6.3.2.2 Prüfen der Stationarität und Trendbereinigung

Die durchgeführten Windmessungen mit einem Zeitraum von 10 Minuten stellen einzelne Realisationen eines stochastischen Prozesses dar. Für die Auswahl eines geeigneten Windfeldes mussten Windereignisse aus verschiedenen Messungen durch die Auswertung der statistischen Kenngrößen vergleichbar gemacht werden. Aus diesem Grund war es notwendig, den Trend des Windprozesses möglichst vollständig zu eliminieren.

Die Prüfung der Stationarität der Zeitreihen wird dadurch ausgeführt, dass über das Intervall von 10 Minuten eine lineare Regression berechnet wird. In Abbildung 6.16 ist beispielhaft für den Windmesser W8 die lineare Regression des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit (links) und der Windrichtung (rechts) dargestellt. Die Steigung der Regressionsgerade des Mittelwertes der Windgeschwindigkeit ist mit 1,79m/s unterhalb der bereits definierten Anforderung von 2 m/s. Die Steigung des Mittelwertes der Windrichtung am Windmesser W8 beträgt 6° und überschreitet die Grenze leicht. Werden alle Windsensoren betrachtet, liegt sie unterhalb der gesetzten Grenze. Der auftretende Trend wird bei der Berechnung des Mittelwertes berücksichtigt und von den jeweiligen Messwerten abgezogen. Die Untersuchung der Stationarität der Geschwindigkeit der anderen Windsensoren führt ebenfalls dazu, dass die Stationarität der Daten vorausgesetzt werden kann.

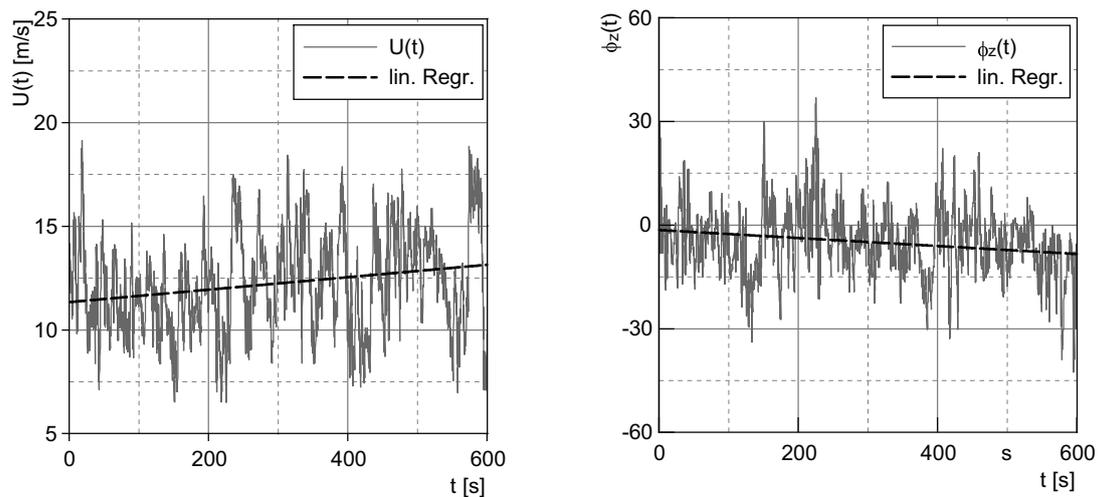


Abbildung 6.16: Trendbereinigung der longitudinalen Windgeschwindigkeit am Windmesser W8

6.3.2.3 Bestimmung des Profils der mittleren Windgeschwindigkeit

Wie bereits in Kapitel 3.3 diskutiert, bewirkt die Rauigkeit der Erdoberfläche eine Abbremsung der bodennahen Windgeschwindigkeit, sodass sich ein je nach Geländerauigkeit charakteristisches Windprofil ausbildet. In der hier relevanten Windrichtung West herrschen offenes Gelände, durchsetzt mit kleinen Ortschaften und Waldabschnitten vor. Nach DIN 1055-4, Anhang B wäre ein Windprofil zwischen Geländekategorie II (Gelände mit Hecken, einzelnen Gehöften, Häusern oder Bäumen, z.B. landwirtschaftliches Gebiet) und Geländekategorie III (Vorstädte, Industrie- oder Gewerbegebiete, Wälder) zu erwarten. Die das Windprofil kennzeichnenden Parameter sind die Rauigkeitslänge z_0 für das logarithmische Gesetz und der Profilexponent α für das exponentielle Geschwindigkeitsgesetz. DIN 1055-4, Anhang B schreibt für Geländekategorie II $z_0 = 0,05$ und $\alpha = 0,16$ vor, für Geländekategorie III $z_0 = 0,3$ $\alpha = 0,22$.

Abbildung 6.17 zeigt die höhenabhängigen, zeitlich gemittelten Windgeschwindigkeiten der Windmesssensoren in den Höhen 9, 18 und 27 m der fünf Messmasten.

Diese Messungen werden wiederum räumlich in Spannweitenrichtung an 5 Stützstellen gemittelt, sodass mithilfe einer Kurvenanpassung der Profilexponent α sowie die Referenzgeschwindigkeit nach Gleichung 3.9 ermittelt werden kann. Als Ergebnis der Kurvenanpassung ergibt sich für den Profilexponent $\alpha = 0,21$ und für die Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe $u_{ref} = 10,61$ m/s. Der Profilexponent von 0,21 lässt eher auf eine Grenzschichtausbildung über einem Gelände nach Geländekategorie III schließen. Für eine statistisch abgesicherte Aussage hinsichtlich des charakteristischen Geschwindigkeitsprofils für das vorliegende Gelände ist allerdings die Auswertung mehrerer Messperioden aus der gleichen Windrichtung erforderlich. Für die hier vorliegende Aufgabenstellung ist diese Untersuchung nicht notwendig.

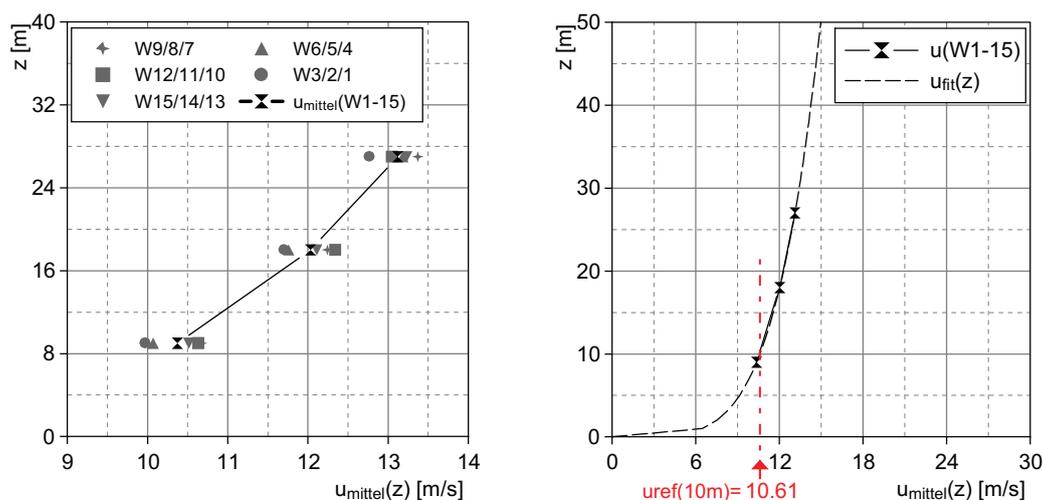


Abbildung 6.17: Windprofile ermittelt aus den Windmessern W1 bis W15 (links), Kurvenanpassung zur Bestimmung des Profilexponents α und der Referenzgeschwindigkeit u_{ref} (rechts)

6.3.2.4 Bestimmung der turbulenten Windeigenschaften

Wie in den Kapiteln 3.3.5 und 3.3.6 beschrieben, kann der stochastische Charakter des turbulenten Windanteils nur statistisch erfasst und beschrieben werden. In diesem Kapitel werden die turbulenten Windeigenschaften eines einzelnen Messschriebes mit der Dauer von 10 Minuten aus der Windrichtung $\bar{\phi}_z = -13.86$ bezogen auf die westliche Richtung für den Messstandort „Liebherr-Testgelände Münsingen“ angegeben. Es werden statistische Eigenschaften aller drei Turbulenzkomponenten des Windes $u(t)$, $v(t)$ und $w(t)$ an 15 Messpositionen untersucht.

Prüfen auf Normalverteilung

Die kurzwelligen Schwankungsanteile u, v und w wurden hinsichtlich ihrer Verteilungsdichte untersucht. Abbildung 6.18 zeigt die Histogramme der kurzwelligen Schwankungsanteile exemplarisch für den Windmesser W8 sowie eine approximierte Normalverteilung. Für die longitudinale Schwankungskomponente ist darüber hinaus die Verteilungsfunktion im logarithmisch aufgetragenen Wahrscheinlichkeitspapier dargestellt.

Als Ergebnis der Untersuchung für alle Windsensoren kann festgestellt werden, dass die Turbulenzkomponenten näherungsweise mithilfe einer Gauss'schen Normalverteilung beschrieben werden können. Die Gültigkeit dieser Aussage kann als erbracht gelten, da die Verteilungsfunktion im logarithmisch aufgetragenen Wahrscheinlichkeitspapier näherungsweise durch eine Gerade dargestellt werden kann.

Standardabweichung und Turbulenzintensität

Durch die Gültigkeit der Normalverteilung ist eine vollständige Beschreibung der statistischen Eigenschaften der Zeitreihen mithilfe des Mittelwertes sowie der Standardabweichung möglich. Damit kann der in dieser Arbeit realisierte numerische Ansatz zur Erzeugung von Windfeldern mithilfe der Wellenüberlagerung zur Reproduktion des hier un-

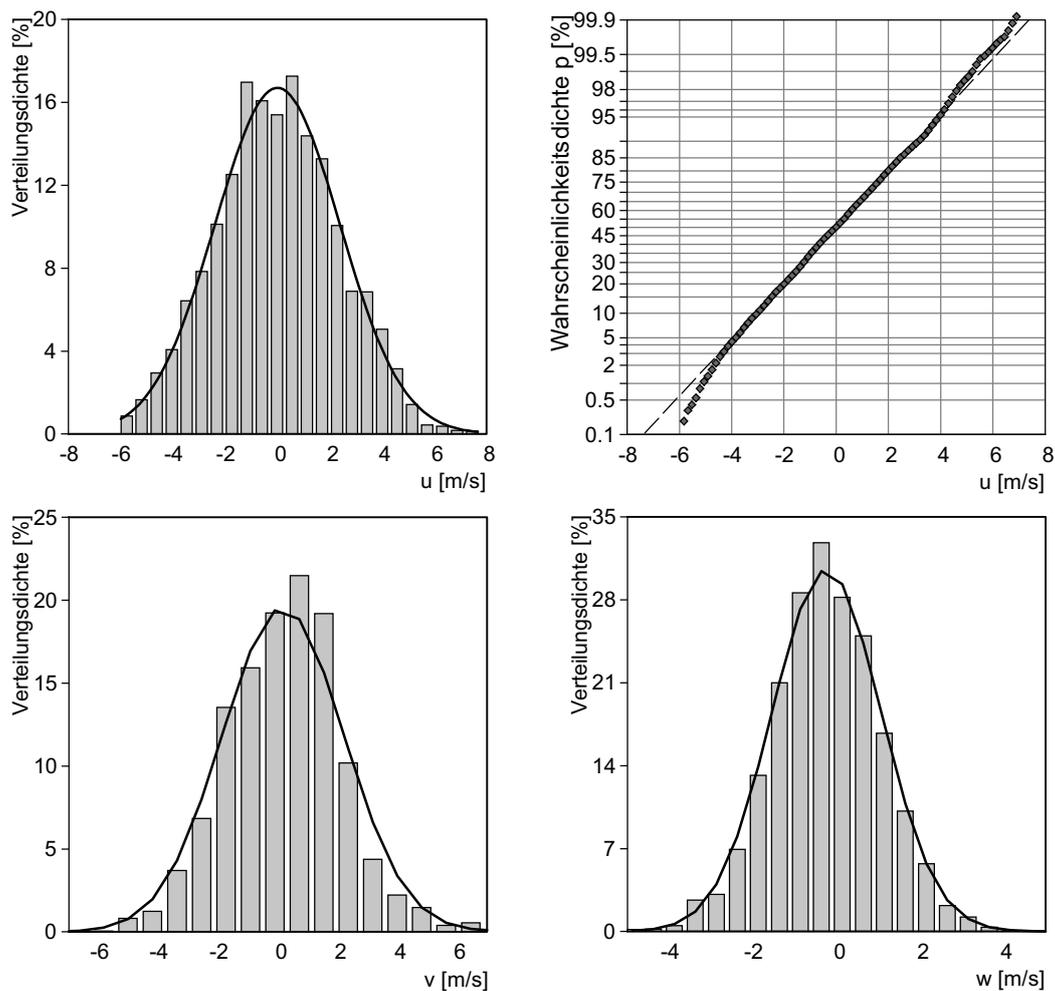


Abbildung 6.18: Verteilungsdichte und Verteilungsfunktion der Turbulenzkomponenten

tersuchten Windfeldes herangezogen werden. Die Standardabweichungen der Turbulenzkomponenten σ_u , σ_v und σ_w berechnet an allen Windmessern, werden über der Höhe z aufgetragen und in Spannweitenrichtung gemittelt (siehe Abbildung 6.19, gleiche Symbole für eine Turbulenzkomponente). Der Verlauf der Standardabweichungen über die Höhe ist näherungsweise konstant. Die Auswertung der Mittelwerte der Standardabweichungen (durchgezogene Linien) in den Höhen 9, 18 und 27 m zeigt, dass die laterale und vertikale Richtung hinter denen der longitudinalen Richtung zurückbleiben. Die in der Literatur angegebenen Verhältnisse der Varianzen $\sigma_u^2 > \sigma_v^2 > \sigma_w^2$ mit $\sigma_w^2/\sigma_u^2 \approx 0,25$ bzw. der Standardabweichungen $\sigma_w/\sigma_u \approx 0,5$ und $\sigma_v/\sigma_u \approx 0,7 - 0,83$ sind hier näherungsweise gültig ($\sigma_w/\sigma_u = 1,28/2,4 = 0,53 \approx 0,5$ und $\sigma_v/\sigma_u = 1,96/2,4 = 0,82 \approx 0,7 - 0,83$).

Die Kurvenanpassung an die Mittelwerte der Turbulenzintensität in Spannweitenrichtung sowie deren Einzelwerte ist in Abbildung 6.19 dargestellt. Die Turbulenzintensität in Schirmkantenhöhe beträgt ca. 19 %.

Integrale Längenmaße

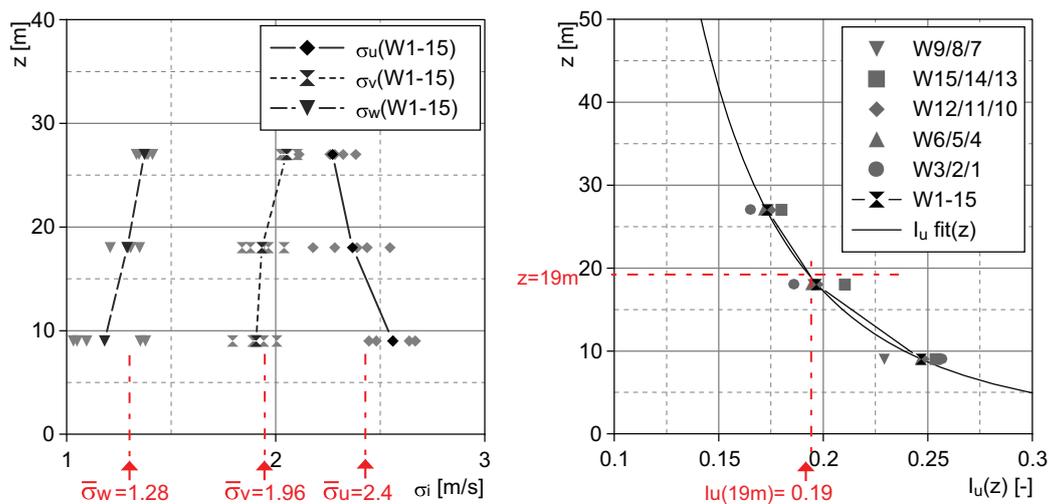


Abbildung 6.19: Standardabweichung der Turbulenzkomponenten (links), Turbulenzintensität (rechts)

Integrale Längenmaße kennzeichnen die in der Windströmung enthaltene räumliche Böenstruktur. In der Praxis existieren unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der integralen Längenmaße. In dieser Arbeit wird das integrale Zeitmaß über die Integration der Autokovarianzfunktion bis zum ersten Nulldurchgang ermittelt. Unter Anwendung der Taylor-Hypothese wird dann das integrale Längenmaß nach Gleichung 3.27 geschätzt.

Aus der normierten Autokovarianzfunktion der longitudinalen Turbulenzkomponente an Windmesser W8 (siehe Abbildung 6.20, links) kann festgestellt werden, dass der statistische Zusammenhang der Turbulenzschwankungen im Mittel nach ca. 12 s vollständig abgeklungen ist. Die Integration der normierten Autokovarianzfunktion von Null bis zum ersten Nulldurchgang ergibt ein integrales Zeitmaß von 3,9 s, welche als mittlere Einwirkungsdauer der Böenelemente in die mittlere Windrichtung interpretiert werden kann. Die mit diesem Verfahren ermittelten integralen Längenmaße L_u^x , also die charakteristische Abmessung der Böenelemente in Strömungsrichtung aller Windmesser, sind in Abbildung 6.20 dargestellt.

Um die statistische Unsicherheit, die durch kleine Datensätze hervorgerufen wird, für den Vergleich mit Literaturangaben zu minimieren, werden die integralen Längenmaße aus insgesamt 5 Messperioden (50 Minuten) gezeigt und den Werten nach der Formel von Counihan gegenübergestellt. Es lässt sich feststellen, dass die aus den Windmessungen ermittelten Werte um die Kurve für $z_0 = 1.0$ (charakteristisch für Vororte, Ortschaften mit niedriger Bebauung, Wälder, siehe 3.2) stark streuen und tendenziell eher niedriger sind.

Spektrale Dichtefunktionen

Die Verteilung der Turbulenz über die Frequenz am Messort wird mithilfe der Turbulenzspektren aus den Messreihen der drei Geschwindigkeitsschwankungen charakterisiert. Sie wird durch das Wirbelablöseverhalten des Windes an der unmittelbaren Umgebungsrauigkeit in der Anströmrichtung sowie durch die sich einstellende Energiekaskade festgelegt. Mittels eines FFT-Algorithmusses werden aus den trendbereinigten Messperioden aller Schwankungsanteile an allen Windmessern rohe Periodogramme erstellt. Die untere Grenze

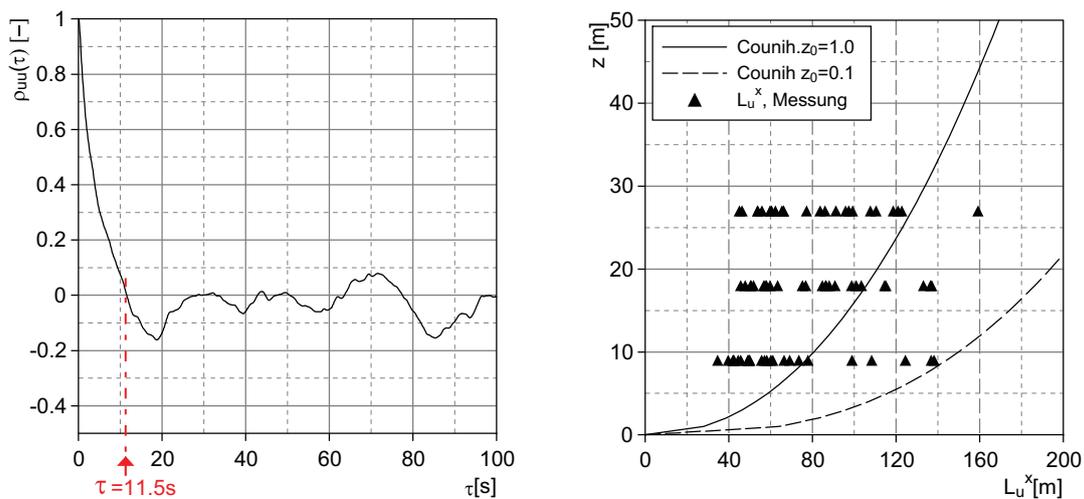


Abbildung 6.20: Normierte Autokovarianzfunktion der longitudinalen Turbulenzkomponente am Windmesser W8 (links), Integrallängenmaße L_u^x aller Messstellen (rechts) und ihr Mittelwert über der Höhe z

der Frequenzwerte sowie die Frequenzauflösung ergeben sich aus dem Kehrwert der Länge des Intervalls von 10 Minuten. Die obere Grenze wird im Allgemeinen von der vorhandenen Auflösung der Messdaten bestimmt, die bei diesen Messungen 10 Hz beträgt. Durch die Nyquist-Bedingung kann als obere Grenzfrequenz die halbe Messfrequenz identifiziert werden. Der vorgeschaltete Tiefpassfilter zur Vermeidung von Aliasing-Effekten hat zur Folge, dass der spektrale Verlauf ab einer Grenzfrequenz von 0.6 Hz stark reduziert wird.

Abbildung 6.21 zeigt die durch eine arithmetische Mittelung der Windmesser auf der Höhe 18 m ermittelten geglätteten und tiefpass-gefilterte Spektren (links oben, unten). Außerdem ist das Spektrum der longitudinalen Turbulenzkomponente für Windmesser W15 dargestellt (rechts oben), dessen Messreihe nicht durch den Anti-Aliasing-Filter beaufschlagt wurde.

Die Spektralen Verläufe im niederen Frequenzbereich zeigen, dass bei diesen Windgeschwindigkeiten eine sehr gute Übereinstimmung der auf dem Testgelände Münsingen ermittelten Böenspektren aller drei Turbulenzkomponenten mit den Ansätzen von Kaimal vorliegt. Aus dem ungefilterten Einzelspektrum am Windmesser W15 lässt sich darüber hinaus eine sehr gute Übereinstimmung auch im höheren Frequenzbereich beobachten. Durch verhältnismäßig geringen Abstand der Windmesser untereinander kann dies auf die anderen Positionen übertragen werden.

An dieser Stelle wird angemerkt, dass Kohärenzfunktionen nicht explizit für das Windfeld ermittelt wurden, da ihre Schätzung mit großen statistischen Unsicherheiten belegt [26] ist und sie im Spektraltensormodell nicht direkt vorgegeben werden kann.

Punktkorrelation der Turbulenzkomponenten

Als weitere statistische Kenngrößen für die atmosphärische Grenzschichtströmung am Messort werden die Punktkorrelationen der Turbulenzkomponenten nach Gl. 3.17, 3.5, 3.6 und

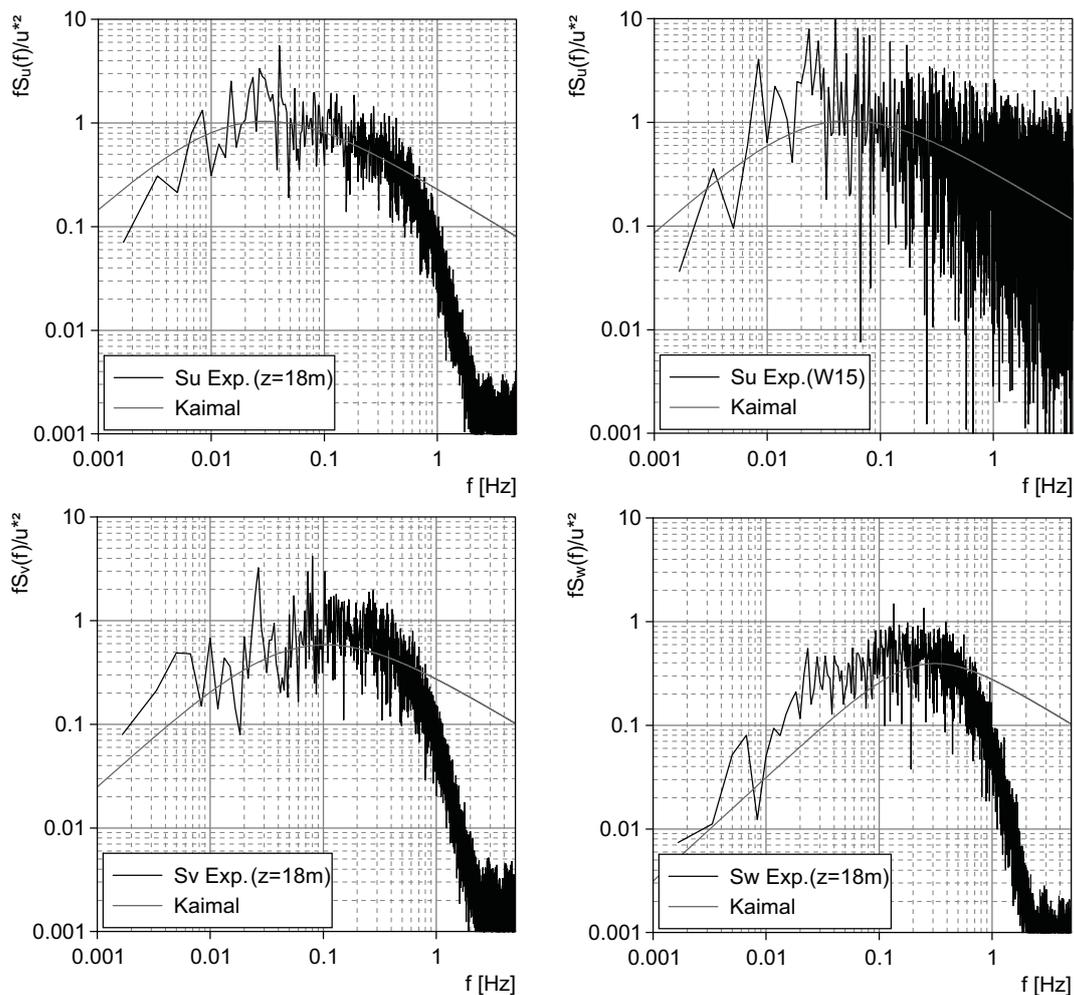


Abbildung 6.21: Böenspektren der Windturbulenz am Standort Münsingen

Gl. 3.18 ausgewertet (siehe Abbildung 6.22). Die Grafen W1-15 wurden durch eine Mittelung in Spannweitenrichtung bestimmt.

Die in Literaturangaben dargestellten Werte für die Schubspannungsgeschwindigkeit von $u_* = 1 - 2 \text{ m/s}$ [37] und der Korrelationskoeffizienten von $\rho_{uw} = -0,35$ aus [70] stimmen sehr gut mit den Messungen überein.

6.4 Numerische Generierung des Windfeldes für den Standort Münsingen

Aufgabe ist, das im letzten Kapitel beschriebene spezifische einzelne Windfeld mit einer Messperiode von 10 Minuten Länge numerisch innerhalb einer Strömungssimulation zu erzeugen. Zu diesem Zweck werden zeitlich und räumlich aufgelöste Einströmdaten mithilfe der auf dem Spektraltensor basierten Wellenüberlagerung generiert und anschließend am Einströmrand eines numerischen Strömungskanals aufgeprägt.

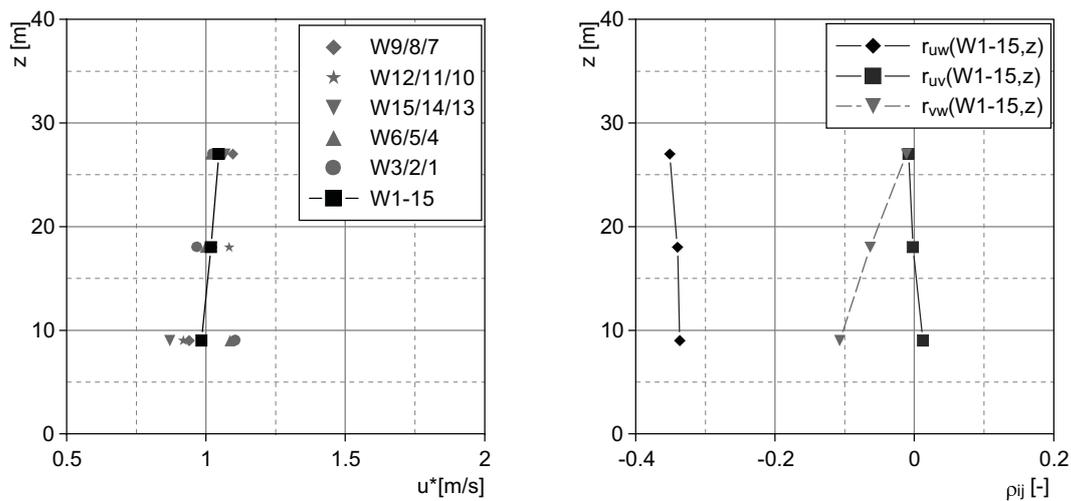


Abbildung 6.22: Verlauf der Schubspannungsgeschwindigkeit (links) und der Korrelationskoeffizienten der Turbulenzkomponenten am Punkt (rechts)

Zur Erlangung eines künstlich erzeugten Windfeldes, das die gemessenen statistischen Kenngrößen möglichst gut wiedergibt, wird folgende Vorgehensweise angewandt:

1. Bestimmung von Eingangsparametern für das Modell der Wellenüberlagerung anhand des Naturwindfeldes und numerische Generierung der Windeinströmdaten
2. CFD-Simulation 1 eines sehr langen leeren Strömungskanals. Bestimmung der minimalen Anlaufstrecke, bis sich ein Strömungszustand einstellt, der ausgehend von der künstlichen Turbulenz am Einströmrand, durch das numerische Verfahren der Grobstruktursimulation beschrieben werden kann.
3. CFD-Simulation 2 eines sehr langen leeren Strömungskanals unter Verwendung einer geometrischen Rauigkeit der Grundfläche. Aus dieser Simulation soll der Einfluss der Oberflächenrauigkeit auf die Entwicklung der Grenzschicht bestimmt werden um diese in der folgenden Simulation anzupassen. In der numerischen Simulation werden vereinzelte geometrische Rauigkeitselemente implementiert. Die Lage und Verteilung dieser Elemente ist unter Anwendung einer gleichverteilten Zufallszahl bestimmt. Die Höhe ist auf ein Maximum von 1,50 m begrenzt und schwankt ebenfalls zufällig.
4. CFD-Simulation 3 eines leeren Strömungskanals mit Berücksichtigung der am Messort Liebherr-Testgelände Münsingen vorliegenden Geländeprofile. In der numerischen Simulation wird das Relief des Standorts mit seinen vereinzelten geometrischen Unebenheiten (Werkshalle etc.) abgebildet, darüber hinaus werden zur Erhöhung der aerodynamischen Rauigkeit geometrische Elemente implementiert. Außerdem erfolgt eine Anpassung der Einströmparameter des künstlich generierten Windfeldes mit anschließender CFD-Simulation. Die Anpassung der Einströmparameter wird solange durchgeführt bis die statistischen Kennzahlen aus der Simulation den in der Natur gemessenen für die folgende Fluid-Struktur-Interaktionssimulation ausreichend genau wiedergegeben werden.

In diesem Zusammenhang wurde eine Simulationsstudie durchgeführt, bei der folgende Parameter variiert wurden:

- Variation der Rechengitter mit einer Anzahl von Elementen zwischen 2,8 Mio und 13 Mio
- Variation des Zeitintegrationsverfahren (Runge-Kutta Schema 1- 5. Ordnung) und der CFL-Bedingung 0,25-0,8
- Geometrische Rauigkeiten der Geländeoberfläche
- Variation der Randbedingungen der seitlichen Ränder und des oberen Randes
- Variation der Windrandbedingungen

Im folgenden werden Ergebnisse einer einzelnen Simulation, deren Berechnungsparameter durch die Studie festgelegt wurden, dargestellt. Die Berechnungsparameter wurden für die gestellte Zielsetzung als optimal gewertet.

6.4.1 Generierung der Windeinströmdaten

Auf Basis des Naturwindfeldes wurden die Eingangsparameter für die numerische Generierung von Windeinströmdaten bestimmt und sind in Tabelle 6.4 wiedergegeben.

Dimension Windfeld $L_1/ L_2/ L_3$	7000 m/ 437 m/ 437 m
Gitterpunkte $N_1/ N_2/ N_3$	4096/ 256/ 256
Gitterweite Windfeld $\Delta L_i/ N_i$	1,7090 m, 1,7070 m, 1,7070 m
Geschwindigkeit \bar{u}_T	11,59 m/s
Zeitschritt $\Delta t = \Delta L_1/ \bar{u}_T$	0,147453 s
Simulationszeit	10 Min
Untere Eckfrequenz f_u	0,00167 Hz
Obere Eckfrequenz $f_o = 1/(2\Delta t)$	3,39 Hz
Turb.parameter $\Gamma[-]$	3,9
Höhe z für Spektraltensor [m]	10
Schubspannungsgeschw. $u_* [m/s]$	1,0
$\sigma_u^2 [m^2/s^2]$	15,63
$\sigma_v^2 [m^2/s^2]$	6,10
$\sigma_w^2 [m^2/s^2]$	4,08
$\sigma_v^2/ \sigma_u^2 [-]$	0,39
$\sigma_w^2/ \sigma_u^2 [-]$	0,26
$\rho_{uw} [-]$	-0,44
$\rho_{uv} [-]$	0,001
$\rho_{vw} [-]$	0,001

Tabelle 6.4: Erzeugung des turbulenten Windfeldanteils mittels der 3D Fast-Fourier-Transformation

Als Vorgabeparameter für das mittlere Windprofil wurden für den Profilexponent $\alpha = 0,25$ und für die Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe $u_{ref} = 9,60 \text{ m/s}$ angesetzt. Der turbulente Anteil der Windgeschwindigkeit wurde mithilfe der Wellenüberlagerung auf Basis des Spektraltensors erzeugt. Abbildung 6.23 zeigt einen Ausschnitt des generierten Feldes des resultierenden Turbulenzanteils für die gewählte Gitterweite von $\Delta L_i/N_i = 1,71 \text{ m}$, das dem mittleren Windgeschwindigkeitsprofil additiv überlagert wird.

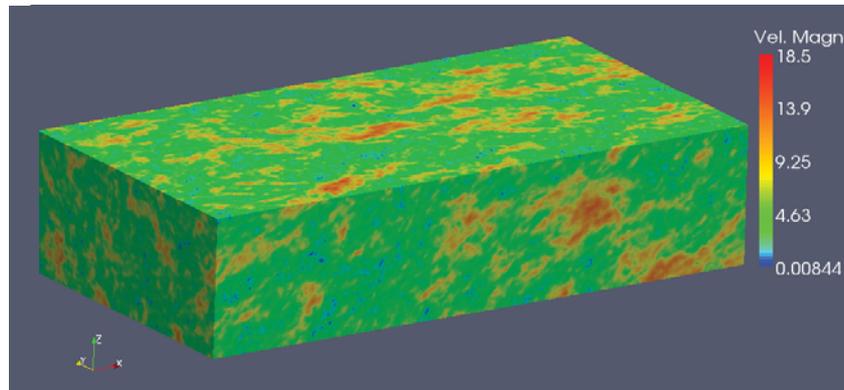


Abbildung 6.23: Feld des resultierenden Turbulenzanteils

Die spektralen Dichteverteilungen der Turbulenzkomponenten werden für den Messort durch das Kaimal-Spektrum gut wiedergegeben. Daher werden für die Eingangswerte des dreidimensionalen Spektraltensors die in Tabelle 5.5 aufgeführten Beziehungen zur Anpassung an das Spektrum nach Kaimal verwendet. Die Dimensionen des Windfeldes ergeben sich aus der gewünschten simulierten Zeit von 600 s. Die erforderliche Anzahl der Gitterpunkte für die Fast-Fourier-Transformation bestimmt sich aus der oberen Frequenzgrenze unter der Verwendung der Taylor-Hypothese mit der Geschwindigkeit \bar{u}_T . Die integralen Längenmaße aus dem Naturexperiment werden numerisch durch die Vorgabe der Höhe des Spektraltensors z und der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* aus Tabelle 5.5 und den damit verbundenen Gehalt an turbulenter Energie erzielt.

6.4.2 CFD-Simulation 1 eines langen, leeren Strömungskanals mit glatter Grundfläche

Im der folgenden Voruntersuchung werden die Ergebnisse einer numerischen Grobstruktursimulation eines sehr langen Strömungskanals mit glatter Grundfläche dargestellt. Ziel ist die Untersuchung, ob und inwieweit sich die am Einstromrand vorgegebene, künstliche Turbulenz innerhalb des Modells einer Strömungssimulation mit Grob- und Feinstrukturaanteil ändert, wann sich ein 'modellkonsistenter' Strömungszustand einstellt (Entfernung vom Einströmrand) und welche Turbulenzcharakteristik dieser Strömungszustand besitzt.

Abbildung 6.24 zeigt die verwendete Berechnungsumgebung der numerischen Simulation. Die Auswertung der statistischen Charakteristika wurde an den Stellen $x/H = 1, \dots, 13$ mit der Kanalhöhe $H = 90 \text{ m}$ durchgeführt. Entsprechend des Aufbaus der Naturmessung

wurden auch hier für jeden Schnitt $x/H = 1, \dots, 13$ fünfzehn Auswertungspunkte in einem 9 m Raster zur Schätzung der statistischen Werte definiert (siehe Abbildung 6.24 unten links). Das Testbeispiel wurde mit der beschriebenen CFD-Software PAM-Flow als transi-

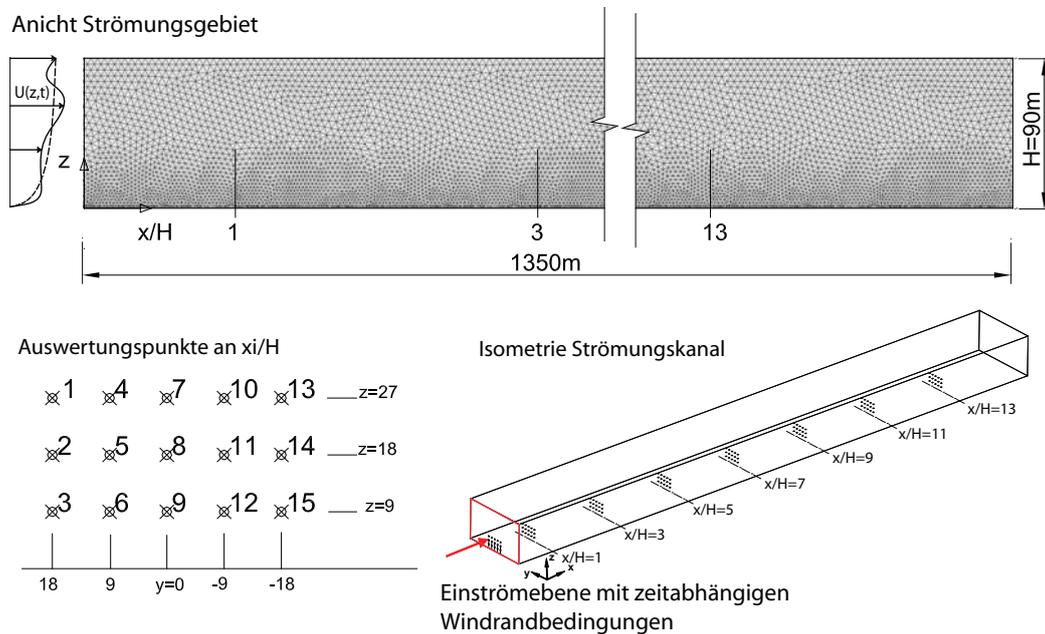


Abbildung 6.24: Berechnungsgebiet, -gitter eines leeren Strömungskanals

ente Simulation berechnet. Als Ausflussrandbedingungen wurde statische Druckrandbedingungen mit einem Referenzdruck von 0 Pa verwendet. Die Wände und Oberseite des numerischen Strömungskanals werden mit den in PAM-Flow als Spezialrandbedingungen definierten „far field“ sowie eines konstanten Druckes belegt. Diese Bedingungen erlauben ein Aus- und Einströmen des Fluids unter Einhaltung der Kontinuitätsgleichung. Der Boden wurde mit einer „no-slip“ Randbedingung versehen.

Für Dichte und Viskosität galten die Stoffwerte von Luft bei 20°C. Somit beträgt die Reynoldszahl unter Zuhilfenahme der Kanalhöhe als Referenz-Längenmaß ca. $Re = 50 \cdot 10^6$

Die Modellierung der Turbulenzen erfolgte mit einem LES-Ansatz unter Verwendung eines Smagorinsky-Modells (Smagorinsky-Konstante $C_s = 0,11$). Der Gradient der Grenzschicht wurde durch eine Verfeinerung des Rechengitters zur Wand hin aufgelöst. Die Anzahl der Gitterpunkte in z-Richtung beträgt 33, die Anzahl in x-Richtung ca. 330, in y-Richtung 40. Eine Wandfunktion wurde nicht angewendet. Die Anzahl der Tetraederelemente beträgt ca. 12,5 Millionen.

Als numerisches Lösungsverfahren wurde der in PAM-Flow implementierte, für inkompressible Strömungen zur Verfügung stehende Roe-Löser verwendet. Die Zeitschrittweite beträgt bei der verwendeten Gitterauflösung, der vorgegebenen Geschwindigkeit und einer gewählten CFL-Bedingung von $0,8 \cdot 0,4 \cdot 10^{-1}$ Sekunden. Um bei der Höhe der CFL-Bedingung noch eine ausreichende Stabilität des expliziten Zeitintegrationsschemas zu erreichen wurde zur Berechnung des advektiven Geschwindigkeitsterms ein Runge-Kutta

Verfahrens 5. Ordnung gewählt. Hierbei wird durch die Verwendung von Zwischenschritten die Zeitgenauigkeit des Verfahrens erhöht und somit die Verwendung eines größeren Zeitschritts ermöglicht.

6.4.2.1 Ergebnisse der CFD-Simulation 1

Die statistischen Kenngrößen der numerisch simulierten Grenzschicht werden über ca. 12100 Zeitschritte bei einer simulierten, physikalischen Zeit von 480 s ermittelt. Die Einschwingphase der Simulation mit einer Dauer von ca. 120 s wurde nicht berücksichtigt.

Im diesem Kapitel wird das Hauptaugenmerk auf den Verlauf der statistischen Kenngrößen, die für die Charakterisierung von Windströmungen wichtig sind, in Abhängigkeit der Entfernung vom Einströmrand gelegt. Abbildung 6.25 (links) zeigt den Verlauf der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Entfernung vom Einströmrand. Das Pro-

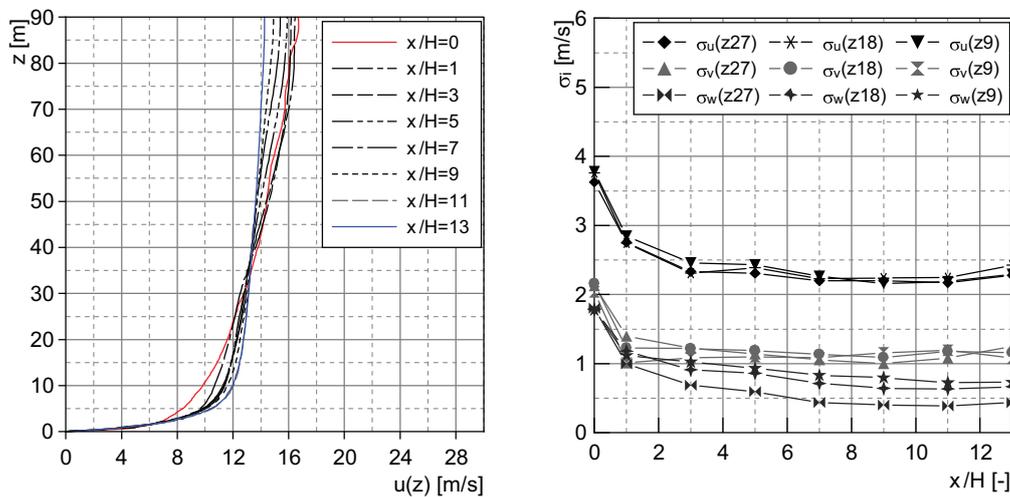


Abbildung 6.25: Verlauf des mittleren Geschwindigkeitsprofils $\bar{u}(x/H, z)$ (links), Verlauf der Standardabweichung $\sigma_i(x/H)$ (rechts)

fil passt sich mit steigenden Werten x_i den Randbedingung einer hydraulisch glatten Wand an und nimmt den hiermit verbundenen charakteristischen Verlauf an. Es wird zum Boden hin voller, der Geschwindigkeitsgradient nimmt zu. Veranschaulicht wird dieser Effekt auch in Abbildung 3.5. Als Ursache für die Änderung des Geschwindigkeitsprofils ist die glatte Grundfläche in der numerischen Simulation zu nennen. Das am Einströmrand definierte mittlere Windprofil hingegen ist für eine atmosphärische Grenzschichtströmung mit rauer Oberflächenbeschaffenheit gültig.

Auf der rechten Seite in Abbildung 6.25 ist der Verlauf der Standardabweichung der Turbulenzkomponenten in Abhängigkeit der Entfernung vom Einströmrand für die Höhen $z=9, 18, 27$ m dargestellt. Die Werte der einzelnen Höhen ergeben sich durch eine Mittelung in Spannweitenrichtung über jeweils 5 Stützstellen. Die Standardabweichung σ_u , σ_v und σ_w nehmen mit zunehmender Entfernung vom Einströmrand ab, wobei sich die longitudinale und laterale Turbulenzkomponente ab $x/H = 3$ auf einen näherungsweise konstanten

Verlauf einpendelt. Die vertikale Komponente nimmt erst ab 9 Kanalhöhen Entfernung näherungsweise einen konstanten Wert an.

Diese Ergebnisse machen den bereits diskutierten Effekt deutlich, dass sich ausgehend von der am Einströmrand definierten künstlichen Turbulenz, eine 'modellkonsistente' Turbulenz aus Grob- und Feinstrukturanteil durch die Turbulenzmodellierung einstellen muss. Die hierfür notwendige minimale Anlaufstrecke wird anhand der Standardabweichung der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente, die für die Windbelastung von Bauwerken die maßgebliche Komponente darstellt, zu $x/H = 3 = 270 \text{ m}$ abgeschätzt. Betrachtet man jedoch auch die vertikale Turbulenzkomponente, so lässt sich feststellen, dass erst bei einem Verhältnis von $x/H = 9 = 810 \text{ m}$ die Schwankungsgröße näherungsweise konstant ist.

Abbildung 6.26 zeigt den Verlauf des Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} , der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und des integralen Längenmaßes L_u^x in Abhängigkeit der Anlaufstrecke und der Höhe z . Die Ermittlung dieser Werte erfolgte über eine Mittelungsoperation in Spannweitenrichtung.

Die Änderung der Ordinatenwerte der Schubspannungsgeschwindigkeit und des Korrelationskoeffizienten stromabwärts deuten darauf hin, dass sich die Turbulenzstruktur über die Lauflänge bis hin zu $x/H = 13$ umordnet und sich noch keine eingelaufene Strömung eingestellt hat. Die Änderung dieser Kenngrößen war zu erwarten, da sie in direkter Abhängigkeit mit der vertikalen Turbulenzkomponente stehen. Aus diesem Zusammenhang kann geschlossen werden, dass für die Entwicklung eines statistisch stationären Strömungszustandes die Konservierung der vertikalen Turbulenzkomponente stromabwärts von entscheidender Bedeutung ist. Das Problem innerhalb dieser Simulation ist, dass die am Einströmrand definierten Windrandbedingungen ein Modell sowohl in Bezug auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil, als auch auf die Turbulenzstruktur der atmosphärischen Grenzschichtströmung darstellen. Das bedeutet, dass die am Einströmrand vorgegebene Energie der vertikalen Turbulenzkomponente für eine Oberfläche größerer Rauigkeit, wie hier der Erdoberfläche, gültig ist. Kann diese Turbulenzkomponente nicht durch die in der Strömungssimulation vorhandene Bodenrauigkeit aufrechterhalten werden, so werden Anteile davon dissipiert, bis Turbulenzproduktion und -dissipation für die vorhandene Oberfläche im Gleichgewicht stehen. Für einen statistisch stationären Zustand einer eingelaufenen Grenzschicht ist somit ein näherungsweise konstanter Verlauf aller hier aufgeführter statistischen Kenngrößen zu erwarten.

Der Verlauf der Autokovarianzfunktion, ausgewertet an der Stelle $x/H = 7$, zeigt im Vergleich zum Einströmrand einen wesentlich glatteren Verlauf, weitestgehend frei von hochfrequenten Anteilen. Durch den deutlich späteren Schnittpunkt der Kurve mit der Abszisse wird ersichtlich, dass sich der statistische Zusammenhang der Turbulenzschwankungen im Mittel und hiermit einhergehend das integrale Zeitmaß erhöht. Dies führt wiederum zu einer Vergrößerung des integralen Längenmaßes. Ursache der steigenden Integralmaße stromabwärts ist einerseits der Übergang des Modells der Windrandbedingungen zur Grobstruktursimulation, also die Umordnung und Streckung der Wirbelelemente innerhalb der numerischen Grenzschichtströmung. Andererseits wirkt sich ebenfalls die numerische Modellierung in der CFD-Simulation selbst auf die Wirbelelemente aus: Die Turbulenzelemente werden in einen Grob- und Feinstrukturanteil bei dem verwendeten Rechengit-

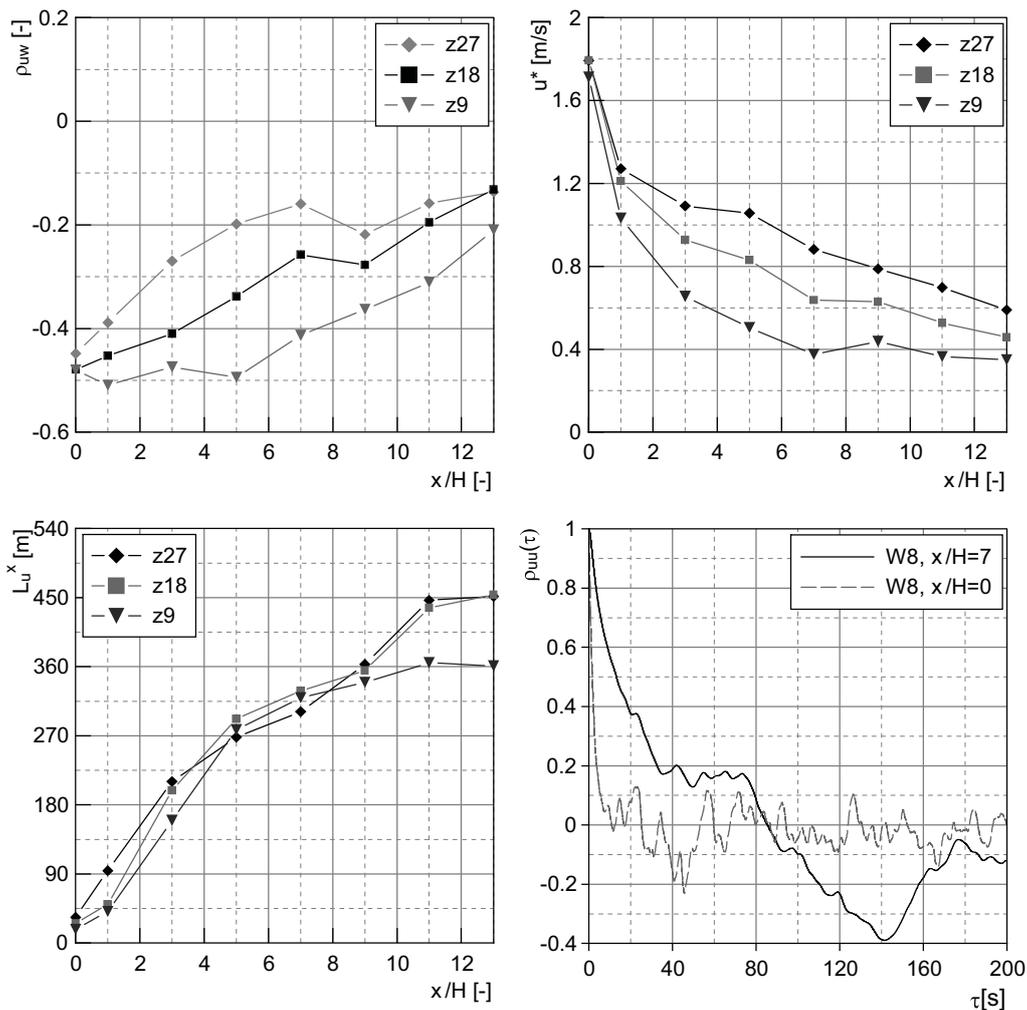


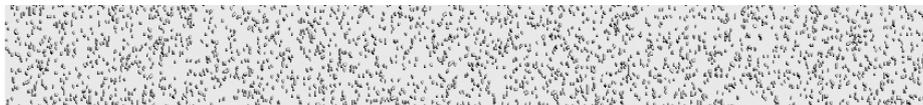
Abbildung 6.26: Verlauf des Korrelationskoeffizienten ρ_{uw} (oben links), der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (oben rechts) und des integralen Längenmaßes L_u^x (unten links), Normierte Autokovarianzfunktion ρ_{uu} (unten rechts)

ter und dem verwendeten Feinstrukturmodell zerlegt. Eine Untersuchung dieses Einflusses durch beispielsweise eine Variation des Rechengitters wurde nicht weiter verfolgt. Eine weitere Ursache für das Ansteigen der integralen Längenmaße stromabwärts (siehe Abbildung 6.26 unten links) ist physikalischer Natur. Für die verwendete Grundfläche geringer Rauigkeit lässt sich mithilfe von Gleichung 3.28 mit $z_0 = 0.01$ (ebenes Grasland, siehe Tabelle 3.2), $C = 220$, $m = 0.19$ und $z = 18$ m das integrale Längenmaß zu $L_u^x = 380$ m abschätzen. Dieser Wert ist von gleicher Größenordnung wie derjenige aus der CFD-Simulation. Daraus lässt sich schließen, dass sich die Turbulenzelemente stromabwärts entsprechend der gegebenen Oberfläche entwickeln. Wie bereits diskutiert ist die Ermittlung der Integralmaße mit großen Schwierigkeiten verbunden, sodass die hier aufgeführten Absolutwerte ebenfalls großen Streuungen unterliegen.

6.4.3 CFD-Simulation 2 eines langen, leeren Strömungskanals mit rauher Grundfläche

In einer weiteren Simulation soll untersucht werden, inwieweit durch Maßnahmen die aufgezeigten Defizite der dargestellten CFD-Simulation aus dem vorangegangenen Kapitel verbessert werden können. Dazu ist, wie in Abbildung 6.27 dargestellt, die Grundfläche des Strömungskanals mit geometrischen Rauigkeitselementen bedeckt. Ihre Größe und Position wurde dadurch generiert, dass 5 % der Knoten eines ebenen Dreiecksnetzes mit einer Seitenlänge von 2,0 m durch einen Algorithmus zufällig ausgewählt und in ihrer Höhe variiert wurden. Dadurch werden ca. 28 % der Fläche in ihrer Höhe zwischen 0 und 1,50m variiert [52]. Ziel dieser Simulation ist es, das starke Abfallen vor allem der vertikalen Turbulenz-

Verteilung der Rauigkeitselemente auf der Grundfläche



Berechnungsgitter

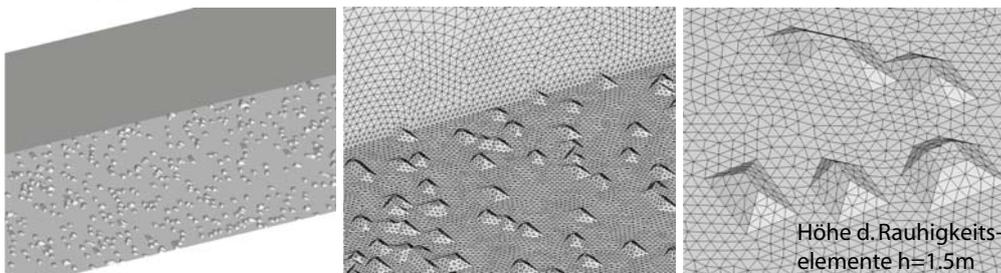


Abbildung 6.27: Berechnungsgebiet, Gitter eines leeren Strömungskanals

komponenten, wie aus Abbildung 6.25 ersichtlich ist, durch ein Aufrauen der Oberfläche zu verhindern, sodass diese Werte zu Beginn des Strömungskanals auch stromabwärts aufrecht erhalten werden. Darüber hinaus sollte dadurch das Abfallen der Schubspannungsgeschwindigkeit und des Korrelationskoeffizienten in Strömungsrichtung verhindert werden und der Verlauf des mittleren Geschwindigkeitsprofils sich dem einer rauhen Oberfläche anpassen.

Die Simulationsparameter wie Randbedingungen, Gitterweite und Elementanzahl, numerisches Verfahren sowie Windrandbedingungen sind identisch zum vorangegangenen Beispiel. Die Auswertung der statistischen Kenngrößen erfolgte ebenfalls für einen Zeitraum von 480 s ohne Berücksichtigung der Einschwingphase.

Die Simulationsergebnisse unter Verwendung einer rauhen Oberfläche sind in Abbildung 6.28 den Resultaten unter Verwendung einer glatten Grundfläche gegenübergestellt. Aus dem qualitativen Vergleich der Standardabweichungen der Turbulenzkomponenten (hier als Mittelwert über die Höhen aufgetragen) ist eine geringe Erhöhung im Bereich zwischen $3 H$ und $10 H$, vor allem für die laterale Turbulenzkomponente ersichtlich. Das Windprofil wird durch die Rauigkeit in vertikaler Richtung leicht angehoben. Der Verlauf des Profils

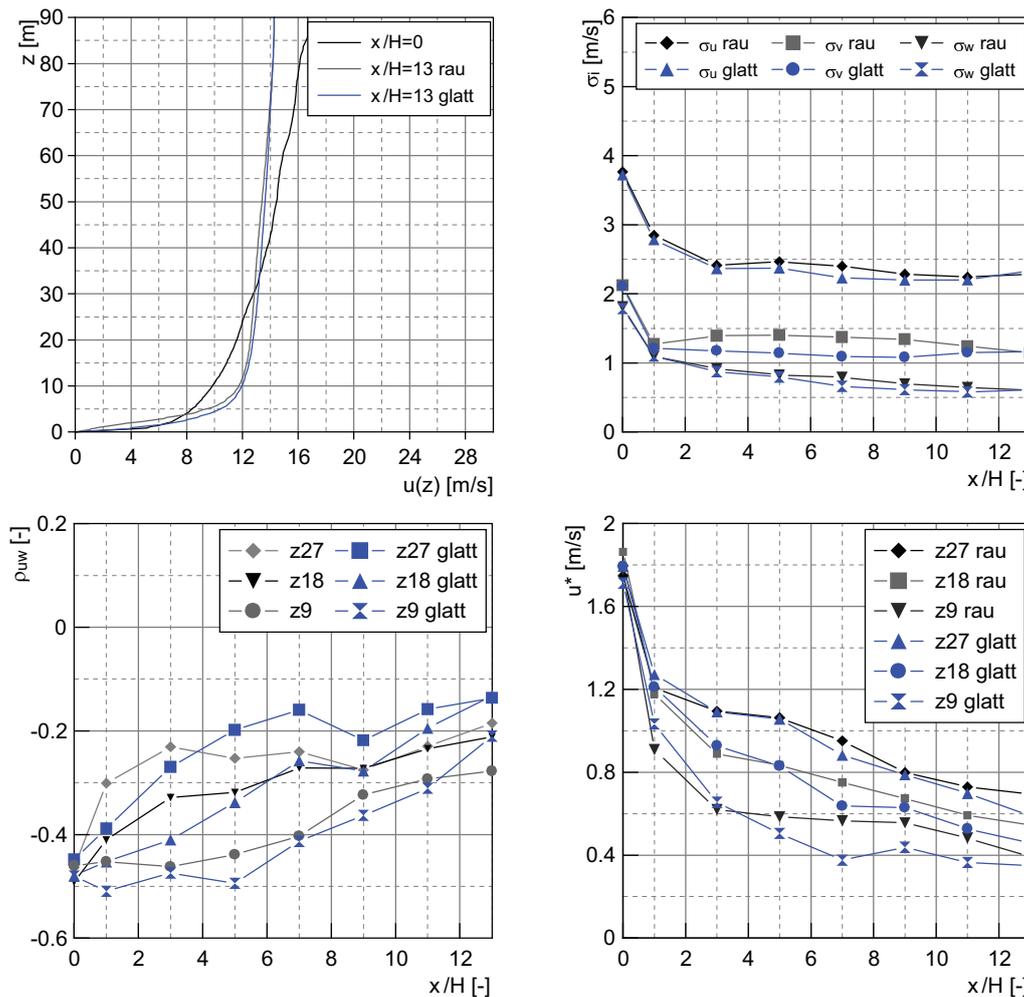


Abbildung 6.28: Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(z)$ (oben links), Standardabweichung σ_i (oben rechts), Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (unten links), Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (unten rechts), in Abhängigkeit von Anlaufstrecke x

nach 13 Kanalhöhen ist jedoch nahezu vergleichbar mit dem Ergebnis einer glatten Grundfläche.

Die Auswertung des Korrelationskoeffizienten in Abbildung 6.28 (unten) zeigt ebenfalls keine deutliche Verbesserung der Simulationsergebnisse im Vergleich zu einer glatten Oberfläche. Die Werte der Schubspannungsgeschwindigkeit für die Simulation mit einer rauhen Grundfläche liegen nahezu im gesamten Bereich leicht über den Ergebnissen einer glatten Oberfläche.

Anhand der Ergebnisse lässt sich feststellen, dass die verwendete Rauigkeit in Zusammenhang mit dem gewählten Berechnungsgitter nicht ausreicht, turbulente Schwankungsbewegungen senkrecht zur Strömungsrichtung zu generieren, um so durch die damit einhergehenden turbulenten Schubspannungen die Strömungsgeschwindigkeit im wandnahen Bereich entscheidend zu verzögern.

Inwieweit sich die Entwicklung einer numerisch simulierten Grenzschicht mit möglichst

kurzer Anlaufstrecke ausgehend von den beschriebenen Windrandbedingungen über die geometrische Rauigkeit beeinflussen lässt, kann nur mithilfe zukünftiger Forschungsanstrengungen untersucht werden. Beispielsweise könnte anhand einer Parameterstudie das optimale Zusammenspiel aus Geometrie, Gitterauflösung der Grobstruktursimulation und Windrandbedingungen ermittelt werden. Da sich diese Arbeit auf die Generierung der Einströmbedingungen und deren Aufprägung an eine Grobstruktursimulation konzentriert, wird an dieser Stelle auf weitere Simulationen verzichtet.

6.4.4 CFD-Simulation 3 unter Berücksichtigung des Geländeprofiles: Vergleich mit Naturmessungen

Inhalt dieses Kapitels ist es, ein spezifisches Windfeld mit einer Messperiode von 10 Minuten Länge numerisch in einer Strömungssimulation zu erzeugen, das in seinen wesentlichen Eigenschaften einem speziellen, in Kapitel 6.3.2 beschriebenen, Windfeld entspricht. Anhand eines Vergleichs der daraus ermittelten statistischen Kenngrößen mit der Naturmessung soll gezeigt werden, dass es für die folgende Anwendung in der FSI-Simulation ausreichend genau modelliert werden kann. Dazu werden die zuvor erzielten Erkenntnisse bezüglich der notwendigen Anlaufstrecke für die Ausbildung einer eingelaufenen Grenzschicht und notwendige geometrische Oberflächenrauigkeiten eingesetzt.

Es wird eine CFD-Simulation eines leeren Strömungskanals mit Berücksichtigung der am Messort vorliegenden Geländeprofiles durchgeführt. In der numerischen Simulation wird das Relief des Standorts mit seinen vereinzelt geometrischen Unebenheiten (Werkshalle, etc.) abgebildet und außerdem die Geländeoberfläche durch einzelne Elemente aufgeraut.

Das Berechnungsgebiet mit einer Breite von 200 m und einer Höhe von 150 m ist in Abbildung 6.29 dargestellt. Es handelt sich dabei um das identische Berechnungsgebiet, das im folgenden Kapitel für die FSI-Simulation herangezogen wird. Daher ist die Position des Schirmes angedeutet. Darüber hinaus ist außerdem die Position der Messmasten, die in dieser Simulation nicht abgebildet wurde, dargestellt. An dieser Referenzposition werden die Ergebnisse der Simulation mit der Naturmessung verglichen. Als Resultat der vorangegangenen Simulation wurde hier die geometrische Rauigkeit durch eine Vergrößerung der Elemente auf 3 m erhöht. Die Erzeugung dieser Elemente erfolgt auf dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Prinzip.

Die Länge der Anlaufstrecke der Grenzschicht bis zur Position des Schirmes beträgt 550 m. Die Festlegung dieser Strecke erfolgte einerseits aus den Untersuchungen aus dem vorangegangenen Kapitel, andererseits musste sie so gering wie möglich gehalten werden, um den Rechenaufwand für die folgende FSI-Simulation zu minimieren.

Das mittlere Windgeschwindigkeitsprofil wurde im Vergleich zu den Simulationen aus Kapitel 6.4.2 und 6.4.3 leicht modifiziert, sodass eine weitestgehende Übereinstimmung mit den Naturmessungen an der Stelle $x = 547 \text{ m}$ möglich war. Es wurden für den Profilexponent $\alpha = 0,27$ und für die Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe $u_{ref} = 9,10 \text{ m/s}$ angesetzt. Der turbulente Anteil der Windgeschwindigkeit wurde mithilfe der Wellenüberlagerung auf Basis des Spektraltensors erzeugt, die Eingangswerte und Ergebnisse des Windfeldes sind in Tabelle 6.5 wiedergegeben.

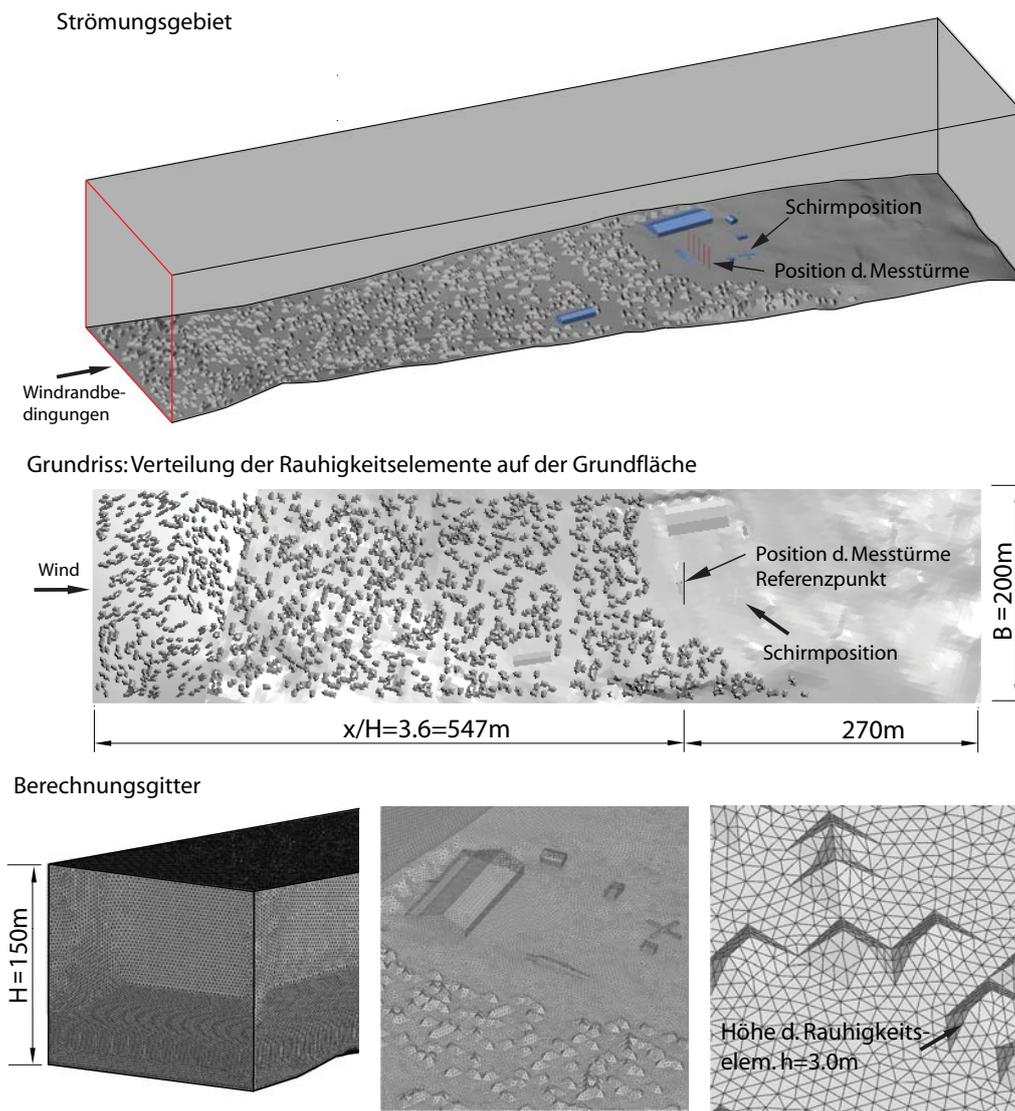


Abbildung 6.29: Berechnungsgebiet, Gitter eines leeren Strömungskanals

Randbedingungen, numerischen Lösungsverfahren, Smagorinsky-Konstante und die angenetzte physikalischen Kenngrößen des Fluids sind identisch zu der Simulation aus Kapitel 6.4.2. Allerdings wurde hier eine CFL-Bedingung von 0,3, bei expliziten Runge-Kutta Zeintintegrationsverfahren 1. Ordnung angesetzt.

Der Gradient der Grenzschicht wurde durch eine Verfeinerung des Rechengitters zur Grundfläche hin aufgelöst (siehe Abbildung 6.29). Die Anzahl der Gitterpunkte in z -Richtung beträgt 60, die Anzahl in x -Richtung ca. 205, in y -Richtung 50. Eine Wandfunktion wurde nicht angewendet. Die Anzahl der Tetraederelemente beträgt ca. 13,6 Millionen. Bei dieser Simulation handelt es sich ebenfalls um eine transiente Grobstruktursimulation, deren Zeitschrittweite $0,15 \cdot 10^{-1}$ Sekunden beträgt.

Die Simulationszeit für diese Aufgabe betrug ca. 70 h auf einem Linux Cluster mit 50 eingesetzten Prozessoren.

Dimension Windfeld $L_1/ L_2/ L_3$	7000 m/ 437 m/ 437 m
Gitterpunkte $N_1/ N_2/ N_3$	4096/ 256/ 256
Gitterweite Windfeld $\Delta L_i/ N_i$	1,7090 m, 1,7070 m, 1,7070 m
Geschwindigkeit \bar{u}_T	11,40 m/s
Zeitschritt $\Delta t = \Delta L_1/ \bar{u}_T$	0,149911 s
Simulationszeit	10 Min
Untere Eckfrequenz f_u	0,00167 Hz
Obere Eckfrequenz $f_o = 1/(2\Delta t)$	3,34 Hz
Turb.parameter $\Gamma[-]$	3,9
Höhe z für Spektraltensor [m]	10,0
Schubspannungsgeschw. u_* [m/s]	1,05
σ_u^2 [m^2/s^2]	17,63
σ_v^2 [m^2/s^2]	6,73
σ_w^2 [m^2/s^2]	4,83
σ_v^2/ σ_u^2 [-]	0,38
σ_w^2/ σ_u^2 [-]	0,27
ρ_{uw} [-]	-0,42
ρ_{uv} [-]	0,0003
ρ_{vw} [-]	0,005

Tabelle 6.5: Erzeugung des turbulenten Windfeldanteils mittels der 3D IFFT

6.4.4.1 Ergebnisse der CFD-Simulation 3

Die exemplarische Darstellung momentaner Geschwindigkeits- sowie Druckverteilungen in einem Längsschnitt durch die Mitte des Strömungsgebietes ist in Abbildung 6.31 gezeigt. Die Anströmung erfolgt von links. Die Geschwindigkeitskonturen zum Zeitpunkt $t=600$ s lassen erkennen, wie Windböen hoher Geschwindigkeit sich im Strömungsfeld fortbewegen. Das Maximum der resultierenden Böengeschwindigkeit liegt hier bei ca. 30 m/s (Magenta).

Die Momentanaufnahmen der Druckverteilung zeigen Maximalwerte an der Einströmstelle von -120 bis 120 N/m^2 (auf der Farbskala Blau und Magenta). Der zeitliche Verlauf ist in Abbildung 6.30 dargestellt. Im Feld selbst verschwindet der Druck. Im Vergleich zu den Simulationsbeispielen aus Kapitel 5, bei denen die Kanaloberseite und -wände mit einer slip Randbedingung versehen wurden, reduzieren die hier angewendeten freien Ein- und Ausström- und konstanten Druckrandbedingungen die Druckschwankungen im Strömungsfeld erheblich.

Die Auswertung der statistischen Kenngrößen erfolgte an den Stellen $x/H = 1, \dots, 3, 6$, in diesem Simulationsbeispiel mit der Kanalhöhe $H = 150$ m, auch hier an insgesamt 15 Messpositionen für die Höhen 9, 18 und 27 m getrennt, allerdings in Spannweitenrichtung gemittelt (siehe Abbildung 6.24). Die statistische Auswertung erfolgte über insgesamt 36 000 Zeitschritte in 540 s.

Der Verlauf des zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofils in Abhängigkeit der Anlaufstrecke ist in Abbildung 6.32 (oben links) dargestellt. Auf der gleichen Abbildung un-

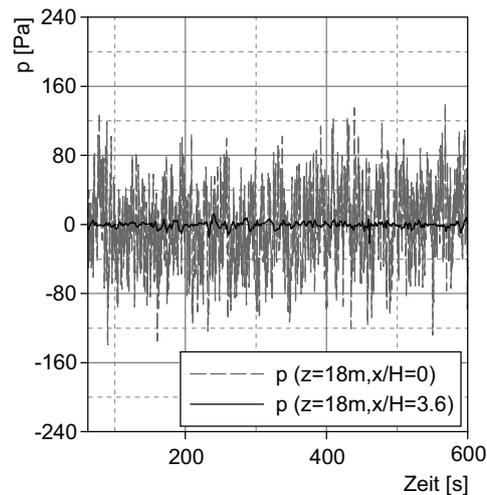


Abbildung 6.30: Zeitlicher Verlauf des Druckes

ten links sind die maximalen und minimalen Momentanwerte der Böengeschwindigkeit an allen 15 Auswertungsstellen sowohl aus der Naturmessung als auch aus der numerischen Simulation aufgetragen (Einzelpunkte). Die Werte liegen zwischen 2,5 und 21 m/s und stimmen in ihrer Größe für Experiment und Numerik sehr gut überein. Außerdem ist die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit, ausgewertet in den Höhen 9, 18 und 27 m an der Stelle $x/H = 3,6$ der numerischen Simulation und der Naturmessung als durchgezogene Linie gezeigt. Die beiden Verläufe stimmen ebenfalls sehr gut überein. Die Auswertung der Standardabweichungen $\sigma_u(x/H, z)$, $\sigma_v(x/H, z)$, $\sigma_w(x/H, z)$ in der Abbildung oben rechts, zeigt den für diese Simulationen typischen, fallenden Verlauf ab der Einströmebene. Die vertikale Komponente nimmt allerdings im Vergleich zur vorherigen Simulation schon bei $x/H = 3$ einen nahezu konstanten Wert an. Im Vergleich zu den Naturmessungen werden die Schwankungsgrößen der vertikalen und lateralen Komponenten unterschätzt. Der über die Höhen gebildete Mittelwert der CFD-Simulation (durchgezogene Linien ohne Symbole) liegt bei $\bar{\sigma}_v(x/H = 3,6) = 1,4 \text{ m/s}$, aus der Naturmessung ergibt sich ein Wert von $\bar{\sigma}_v = 2,0 \text{ m/s}$. Für die vertikale Komponente ergibt sich aus der CFD-Simulation $\bar{\sigma}_w(x/H = 3,6) = 0,8 \text{ m/s}$, während ein Mittelwert über alle Messpunkte von $\bar{\sigma}_w = 1,3 \text{ m/s}$ bestimmt wurde. Die Größe der longitudinalen Standardabweichung am Referenzpunkt stimmt sehr gut mit der Naturmessung überein. Die Verläufe der Turbulenzintensitäten als Mittelwerte in Spannweitenrichtung aufgetragen und ausgewertet am Referenzpunkt für den Vergleich ($x/H = 3,6$) aus Messung und Numerik sind nahezu identisch (unten rechts).

Die Vergrößerung der Rauigkeitselemente bei gleichzeitiger Erhöhung der Netzdichte zur Grundfläche hin führt dazu, dass sowohl die Schubspannungsgeschwindigkeit als auch der Korrelationskoeffizient ab ca. 3 Kanalhöhen bzw. schon ab einer Kanalhöhe in einen nahezu konstanten Verlauf übergehen. Deren mittlere Absolutwerte liegen an der Referenzstelle mit $\bar{u}_*(CFD) = 0,8 \text{ m/s}$ $\bar{\rho}_{uw}(CFD) = -0,34$ im Bereich der Messergebnisse $\bar{u}_*(Exp) = 1,0 \text{ m/s}$ $\bar{\rho}_{uw}(Exp) = -0,35$ (siehe Abbildung 6.33 oben).

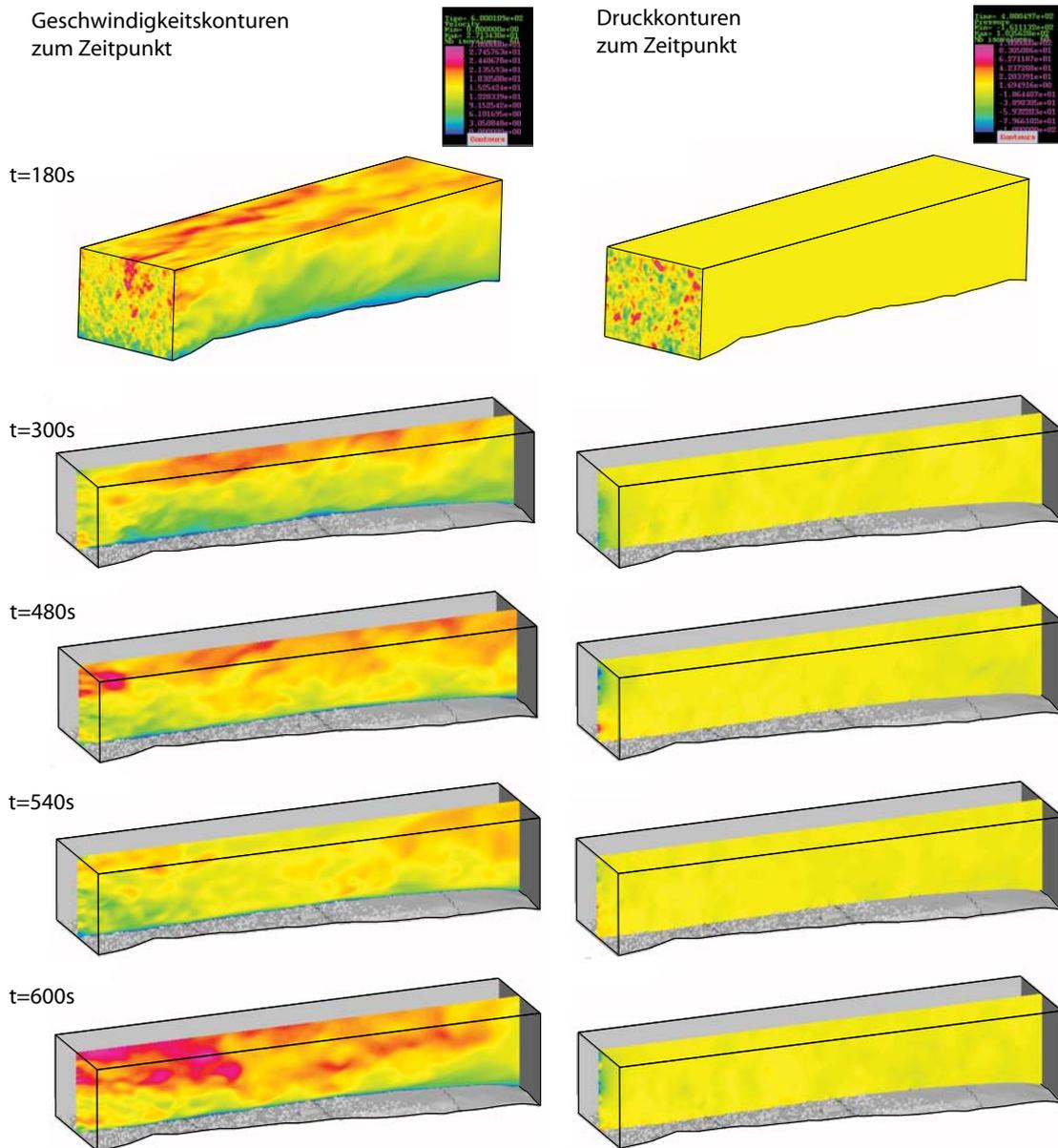


Abbildung 6.31: Geschwindigkeits- und Druckverteilung im Strömungsgebiet

Die Kurven der integralen Längenmaße (siehe Abbildung 6.33, Mitte links) in den unterschiedlichen Höhen sind sehr verschieden. Ermittelt wurden diese Werte über das in Kapitel 3.3.6.5 beschriebene Verfahren. Die integralen Längenmaße der numerischen Simulation betragen am Einströmrand ca. 50 m. Bis zu einer Entfernung von ungefähr 1,75 Kanalhöhen stromabwärts steigen sie an, bleiben dann näherungsweise konstant und betragen dort mit ca. 320 m das ca. 7-fache der Ausgangswerte. Die Größe der Integralmaße ist wie bereits beschrieben von der Oberflächenrauigkeit und dem verwendeten numerischen Verfahren abhängig. Ausgehend von der Turbulenzstruktur am Einströmrand stellen sich 'modellkonsistente' Wirbelelemente im Strömungsgebiet ein.

Der Vergleich mit den Werten aus Naturmessungen ist aufgrund der in Kapitel 3.3.6.5 be-

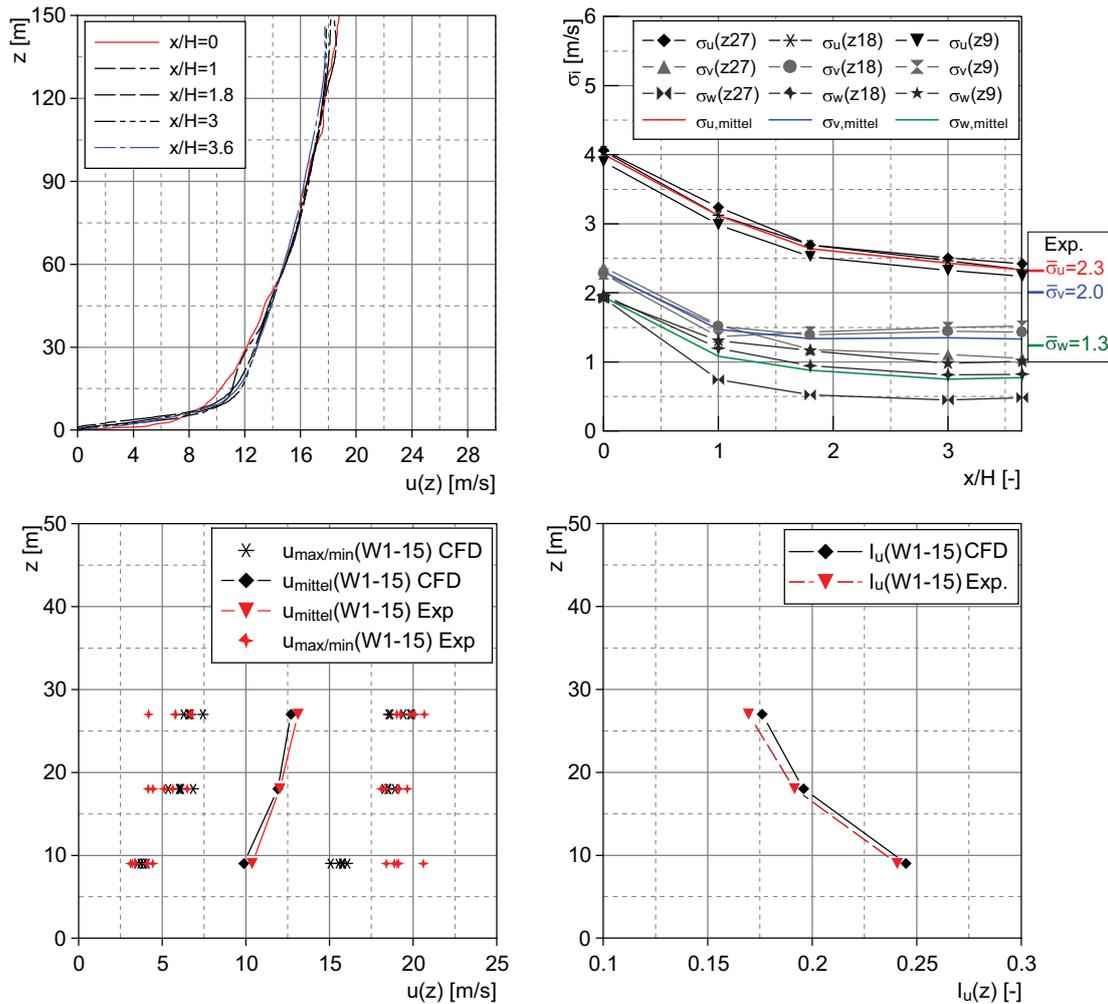


Abbildung 6.32: Mittleres Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(z)$ (oben links, unten links), Standardabweichung σ_i (oben rechts), Momentane Geschwindigkeitsmaximas und -minimas (unten links), Turbulenzintensität I_u (unten rechts)

schriebenen physikalischen, experimentellen und statistischen Unsicherheiten schwierig. Einen Einblick über die Größenordnung der gemessenen und berechneten Werte vermittelt Abbildung 6.33 (Mitte, rechts). Dort sind die integralen Längenmaße über der Höhe der 15 Messstellen aus insgesamt 5 Messperioden (50 Minuten Messung) sowie die numerischen Werte an der Stelle $x/H = 3,6$ aufgetragen. Es wird deutlich, dass die Werte aus der CFD-Simulation über den Naturmessungen liegen. Sie streuen um die Kurve nach Counihan für $z_0 = 0,01$, welche charakteristisch für ebenes Grasland ist. Eine mögliche Erklärung für die Unterschiede ist, dass die in der Simulation vorgegebene Oberflächenrauigkeit geringer als die natürliche Oberflächenrauigkeit ist. Die Glättung des Geschwindigkeitsfeldes durch das numerische Verfahren und das verwendete Gitter trägt ebenfalls zur Vergrößerung der integralen Längenmaße bei. Aufgrund der großen Unsicherheiten in der Bestimmung der integralen Längenmaße wird an dieser Stelle auf mögliche zukünftige Forschungsarbeiten verwiesen. Hierbei wäre es wichtig, zuerst die Einflussparameter für die Integralmaße in der CFD-Berechnung (geometrische Rauigkeit, Rechengitter, Feinstrukturmodell o.ä.) zu unter-

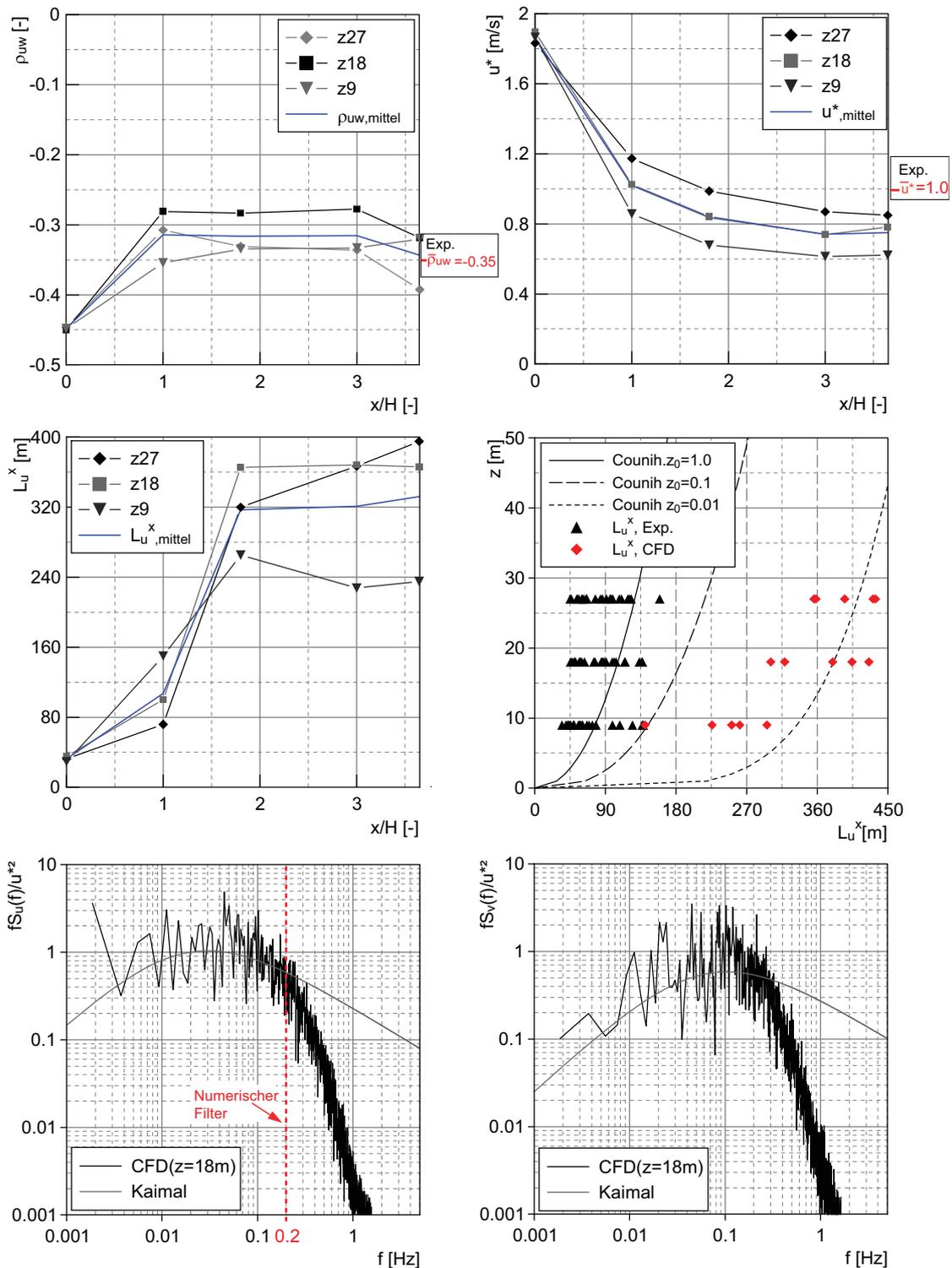


Abbildung 6.33: Korrelationskoeffizient ρ_{uw} (oben links), Schubspannungsgeschwindigkeit u_* (oben rechts), integrale Längenmaße L_u^x (Mitte), Turbulenzspektren $x/H = 3.6$ (unten)

suchen, bevor dann der Vergleich mit Natur- oder Windkanalmessungen gezogen wird. In Bezug auf die Windbelastung sind Integralmaße, die die Bauwerksabmessungen überschrei-

ten konservativ. In diesen Fällen hüllen die großen Windböen das Bauwerk komplett und die aerodynamische Umsetzung der Windgeschwindigkeit am Bauwerk ist am größten.

Die Auswertung des Böenspektrums der CFD-Simulation (Abbildung 6.33 unten, 6.34 oben) zeigt den bereits diskutierten Abfall im oberen Frequenzbereich. Im unteren Bereich folgt der spektrale Verlauf dem Zielspektrum nach Kaimal. Hiermit ergibt sich im unteren Frequenzbereich eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen. Das Kriterium bei Simulationen, die die Tragwerksdynamik einschließen ist, dass sich die maßgebenden Eigenfrequenzen des Tragwerks innerhalb des Frequenzbandes der Anregung befinden. Da die erste Eigenfrequenz des 29-Schirms bei ca. 1 Hz liegt, kann das Kriterium hier nicht eingehalten werden. Als Folge werden in der FSI-Simulation nur Tragwerksantworten infolge niederfrequenter Anregungen ($< 1\text{Hz}$) bestimmt werden können. Die Strukturgrößen der Böen bei der Frequenz von 1Hz können mit Hilfe von $f \hat{=} u/L$ abgeschätzt werden. Berücksichtigt man hierbei die maximale Böengeschwindigkeit von 20 m/s , setzt $f = 1\text{ Hz}$ und löst nach L auf so ergibt sich $L \sim 20\text{ m}$. Turbulenzelemente dieser Größenordnung, die etwa in der Größenordnung des Schirmes liegen, werden räumlich und zeitlich nicht aufgelöst. Es zeigt sich, dass eine Verfeinerung des Rechengitters notwendig sein wird, um die maßgebenden Wirbelelemente mit ihren räumlichen und zeitlichen Anregungen zu erfassen um eine aussagekräftige Strukturantwort innerhalb einer FSI-Simulation zu erhalten.

Weitere Kriterien für das gewählte Frequenzband sind bei dynamischen Tragwerkssimulationen, dass der Frequenzabstand ausreichend klein sein muss, um den Bereich nahe der Eigenfrequenzen des Tragwerks ausreichend genau zu approximieren. Außerdem müssen untere und obere Eckfrequenz so gewählt werden, dass auch die maßgebenden Eigenformen des Tragwerks in diesem Frequenzband liegen. Abbildung 6.34 (oben rechts, unten) zeigt Messergebnisse der normierten Kreuzkorrelationskoeffizienten aller drei Geschwindigkeitskomponenten in Spannweitenrichtung (y -Achse), dargestellt für die Höhen 9, 18 und 27 m (rote Kurven).

Mithilfe der Kreuzkorrelationsfunktion lässt sich das integrale Längenmaß L_i^y (mit $i = u, v, w$), als räumliche Ausdehnung einer mittleren Böe quer zur Strömungsrichtung abschätzen. Es kann festgestellt werden, dass sich der statistische Zusammenhang der Schwankungen der lateralen Komponente im Vergleich zur longitudinalen Komponente auf eine größere Strecke in y -Richtung ausdehnt, während er für die vertikale Komponente nach ca. 20 m vollständig abgeklungen ist. Dies könnte darauf hindeuten, dass sich lokale topographische Gegebenheiten auf eine charakteristische Ausbildung von Wirbelelementen, bezogen auf die laterale Geschwindigkeitskomponente, auswirken. Eine Ermittlung der Integrallängenmaße wird hier nicht weiter verfolgt. Darüber hinaus sind die Simulationsergebnisse der Kreuzkorrelationskoeffizienten an den Stellen $x/H = 0; 1,0; 1,8; 3,6$ aufgetragen. Auffallend ist, dass sich der statistische Zusammenhang der lateralen und longitudinalen Schwankungen stromabwärts vergrößert, was mit einem Ansteigen der Werte für steigende Verhältnisse von x zu H einhergeht. Insgesamt ist die Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse als gut zu bezeichnen.

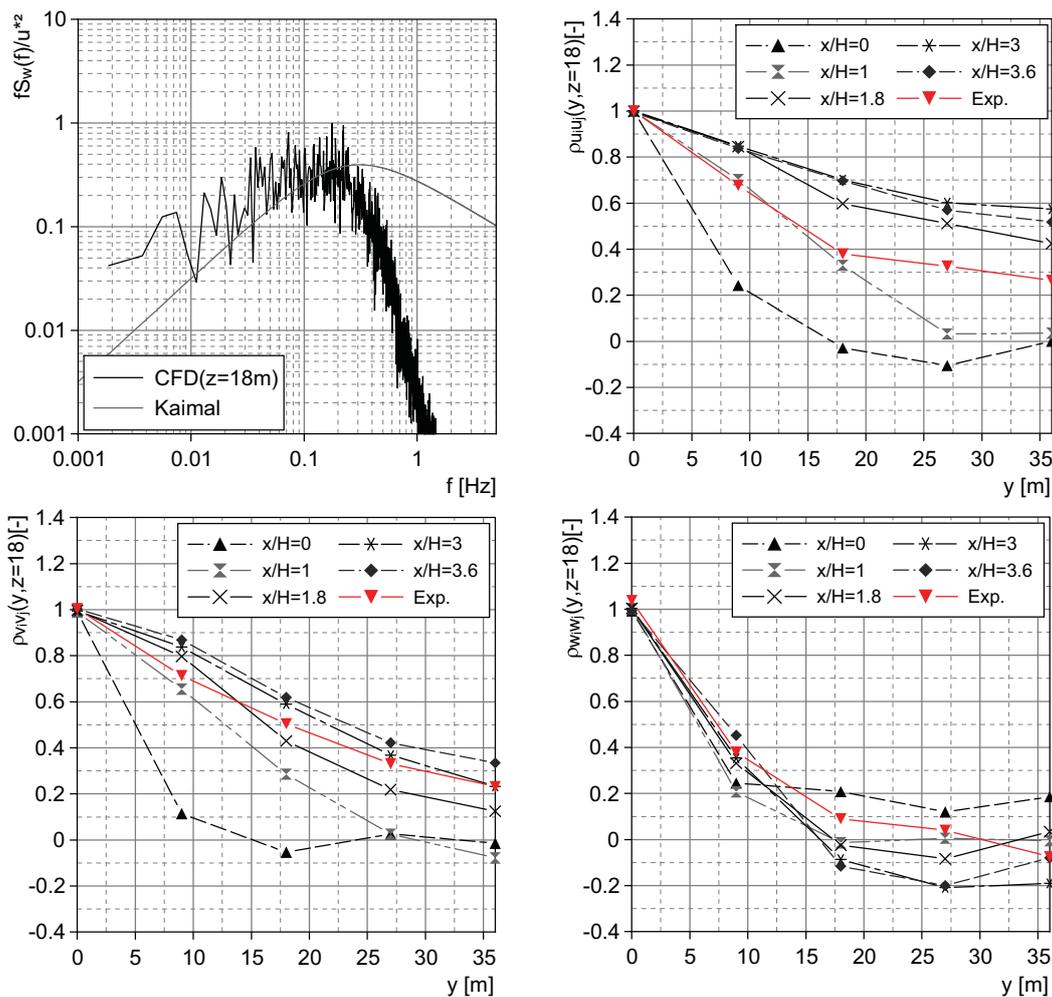


Abbildung 6.34: Turbulenzspektrum $x/H = 3.6$ (oben links), Kreuzkorrelationskoeffizienten der Turbulenzkomponenten für Abstand in Spannweitenrichtung (oben rechts, unten)

6.5 Fluid-Struktur-Interaktionssimulation des 29m-Schirms

In diesem Kapitel werden Ergebnisse der numerischen Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation präsentiert, die mit dem vom Autor entwickelten Strömungsmodell inklusive Windeinströmdaten von der Firma ESI France durchgeführt wurden.

Ziel des Industrieprojektes ist es, die numerisch ermittelte dynamische Tragwerksantwort des Schirms mit gemessenen Kraft- und Verformungszuständen des Prototyps im Originalmaßstab zu vergleichen. Voraussetzung hierfür ist das mechanische und dynamische Verhalten des gebauten Schirms möglichst exakt in Vorversuchen zu bestimmen und das numerische Modell am gebauten Schirm zu kalibrieren. Dadurch werden Abweichungen des gebauten vom geplanten Zustand beispielsweise durch Material-, und Herstellungstoleranzen im numerischen Modell berücksichtigt.

Zur Bestimmung des Eigenfrequenzverhaltens des Prototyps mussten die Parameter

- Masse
- Steifigkeit
- Dämpfung

des Stahlgestänges, der Claddings und der Membran bestimmt werden.

Die exakte Ermittlung der Bauteilmassen aller Einzelteile wurde anhand von Wiegeversuchen im Werk der Firma Liebherr durchgeführt. In einem weiteren Vorversuch wurde die Steifigkeit der Stahlkonstruktion bestimmt. Hierbei ist die Ermittlung der Querschnittsabmessungen, insbesondere der Wandstärken, von Bedeutung. Eine Schwierigkeit in der numerischen Umsetzung stellt allerdings die Tatsache dar, dass die Wandstärken innerhalb der Arme selbst und von Arm zu Arm um bis zu +10 % von den Sollwerten abweichen können. Da das zu enormem numerischem Modellierungsaufwand geführt hätte wurden dort die Soll-Querschnittswerte verwendet.

Im experimentellen Versuch wurden dann die Spitzen der Mittel- sowie Diagonalarme mit einer Einzellast von 500 kg belastet, die Schnittgrößen im Gestänge durch Auswertung der Dehnmessstreifen und die Verformung der Armspitze durch Seillängengeber bestimmt. Anschließend wurden die Armspitzen schlagartig entlastet und die Ausschwingkurve aufgezeichnet. In diesem Zusammenhang wurden vorhandene Lagerspiele sowie Modellierungsungenauigkeiten der Gesamtkonstruktion (beispielsweise in der Bolzenverbindung der Gelenke) durch Federelemente im numerischen Modell abgebildet. Das logarithmische Dämpfungsdekrement wurde anhand des zeitlichen Verlaufs des Amplitudengangs bestimmt.



Abbildung 6.35: Schwerlastmattenversuch

In einem weiteren Versuch musste der Vorspannungszustand der Membran am gebauten Schirm ermittelt werden. Dies wurde durch die Messung der resultierenden Auflagerkraft an den Armspitzen durch eine speziell entwickelte Messapparatur erreicht. Der gemessene Vorspannungszustand, der durch Toleranzen in der Membrankonfektion sowie des Stahlbaus, durch Temperatureinflüsse sowie nicht zuletzt durch die Schwierigkeit der exakten Bestimmung der mechanischen Membranparameter, weicht an den Mittelarmen um ca. 20 % von den Sollwerten ab. Diese Abweichung wurde innerhalb des numerischen Modells

durch das Aufbringen anisotroper Membranvorspannung angepasst. Die mechanischen Materialparameter der Membranmaterialien wurden anhand von Biaxial-Versuchen ermittelt.

Der Auslenk- und Ausschwingversuch wurde am vorgespannten Schirm durchgeführt. Die Ausschwingkurve wurde hier mittels der photogrammetrischen Messtechnik aufgezeichnet.

Der letzte Vorversuch diente dazu, eine flächig wirkende Belastung der Membran, entsprechend der Windlasten, zu simulieren. Hieraus sollte das numerische Modell hinsichtlich der Materialparameter der Membran (E-Modul Kette, Schuss) überprüft und angepasst werden. Hierzu wurden Gummimatten mit einem Flächengewicht von 10 kg/m^2 entsprechend der Membranbahnen zugeschnitten und feldweise unterhalb des Diagonal- und Mittelarms gelegt. Die statische Auslenkung wurde mittels des photogrammetrischen Verfahren an mehreren Punkten aufgezeichnet (siehe Abbildung 6.35).

Die Ergebnisse dieser Vorversuche wurden dazu verwendet, das numerische Modell zu kalibrieren.

6.5.1 FSI-Simulation unter Verwendung einer langen Anlaufstrecke

In dieser Simulation wurden das Strömungsgebiet, die Diskretisierung sowie die Windrandbedingungen am Einströmrand aus den Untersuchungen in Kapitel 6.4.4 übernommen. Abbildung 6.36 zeigt das verwendete numerische Simulationsmodell. Die CFD-Software PAM-Flow wird mit dem in Kapitel 4.4.5 beschriebenen Verfahren über eine Schnittstelle an die explizite Struktursimulationssoftware PAM-Crash gekoppelt. Verwendet wurden auf der Strukturseite 6612 Knoten, 1536 Membranelemente, 4002 Schalenelemente (ohne mechanische Eigenschaften zur Abbildung des aerodynamischen Verhaltens und des Kontakts zwischen Schirmarmen und Membran), 648 Seilelemente und 493 Balkenelemente. Das CFD-Berechnungsgitter umfasst für dieses reduzierte numerische Modell ca. 7 Mio. Tetraederelemente. Die Formfindung wurde mithilfe der Software LISA durchgeführt und geht als Preprozessor-Schritt in die FSI-Simulation ein. Am Einströmrand der Strömungssimulation wurde das in Kapitel 6.4.4 beschriebene Windfeld aufgeprägt.

Die gekoppelte Simulation läuft auf einem SMP-parallelierten Linux-Cluster bei ESI France auf acht Prozessoren (HP-Nehalem) unter Verwendung der MPI-Bibliothek zum Informationsaustausch der Einzelfelder. Für 600 Sekunden simulierte Echtzeit beträgt die CPU-Zeit ca. 32 Tage. Sieben der Prozessoren werden für die Fluidlösung, einer für die Strukturlösung beansprucht. Die Zeitschrittweite in PAM-Flow beträgt ca. $5,0 \cdot 10^{-3}$ Sekunden bei einem gewählten Runge-Kutta-Verfahren 5. Ordnung und einer CFL-Bedingung von 1,4. Das Verhältnis von CSD/CFD Zeitschritten im Subcycling-Verfahren beträgt 1 : 685.

In Abbildung 6.37 ist die Geschwindigkeitsverteilung in einem Längsschnitt durch das Strömungsgebiet zu verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. In der Anlaufphase zu Beginn der FSI-Simulation muss die Windgeschwindigkeit in der gesamten Strömungsumgebung initialisiert werden. Um geringe Zeitschrittweiten infolge von Konvergenzschwierigkeiten zu

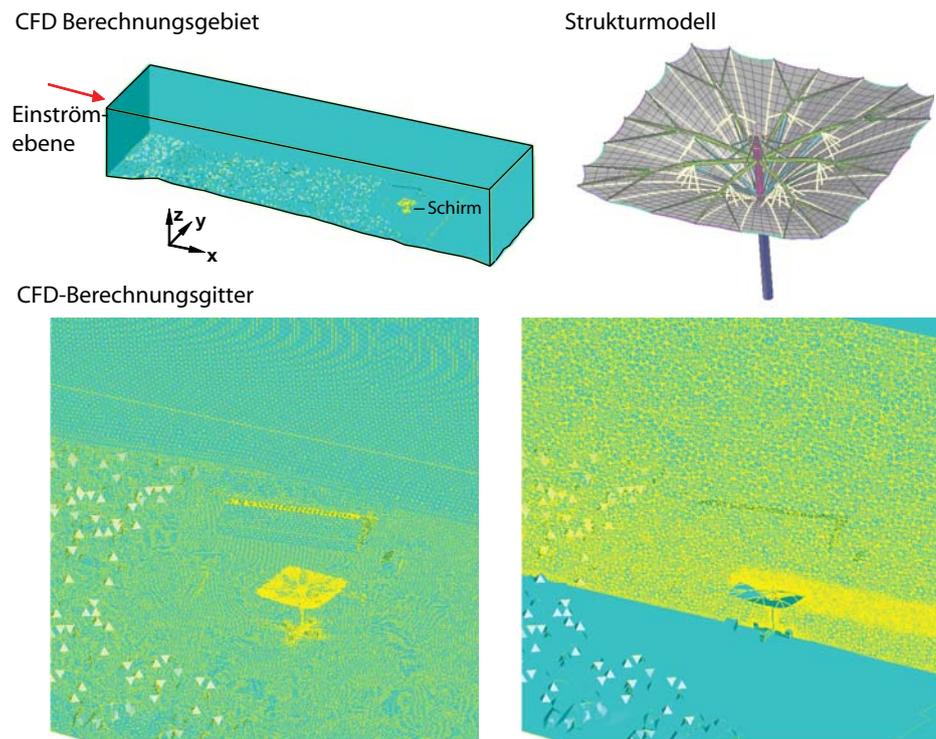


Abbildung 6.36: Berechnungsgebiet (oben links), Strukturmodell (oben rechts), Berechnungsgitter (unten) der FSI-Simulation

vermeiden (Strömung trifft auf unverformte Struktur), wurde eine hohe massenproportionale Dämpfung auf die Struktur aufgeprägt. In der zweiten Phase (10–40 s) steigt die Windgeschwindigkeit an; die am Einströmrand aufgeprägten Windfluktuationen haben die Struktur noch nicht erreicht. In der dritten Phase (ab ca. 40 s) treffen erste Windböen auf den Schirm. Die beschriebene Charakteristik wird im Momentenverlauf (Abbildung 6.37 unten rechts) deutlich. Im Diagramm der Windgeschwindigkeit (Abbildung 6.37 unten links) ist die Einwirkung einer Windböe durch den blau hinterlegten Bereich skizziert. Aus der Böendauer von ca. 30 s bei einer mittleren Geschwindigkeit von ca. 12 m/s ergibt sich unter Zuhilfenahme der Taylor-Hypothese eine Böenlänge von ca. 360 m (blau hinterlegter Bereich im Längsschnitt der Geschwindigkeitsverteilung bei $t = 52$ s). Dieser Wert liegt im Bereich der in Kapitel 6.4.4 berechneten integralen Längenmaße (siehe Abbildung 6.33). Wie ebenfalls in Abbildung 6.37 (unten rechts) deutlich wird, treten unter Einwirkung der Windböe starke Fluktuationen im Mastfußmoment auf (blau hinterlegt). In Abbildungen 6.38 und 6.39 sind die Verformungen des 29m-Schirms zu den Zeitpunkten 10, 30, 52, 59, 62, 67, 69, 85s dargestellt. Die Verformungen sind vor der Belastung durch eine Böe (bei ca. 40 s) gering. Bei Belastung durch eine Windböe (52, 59, 62, 67, 69 s) steigt die Verformung des Schirmes stark an.

Die dargestellten Ergebnisse sind hinsichtlich des Zusammenspiels zwischen der Einwirkung und der Strukturantwort plausibel.

Sie zeigen die Möglichkeit, leichte, flexible, windbelastete Konstruktionen mithilfe der FSI-Simulationsmethode zu berechnen. Die Tragwerksantwort, die beispielsweise aus einzelnen

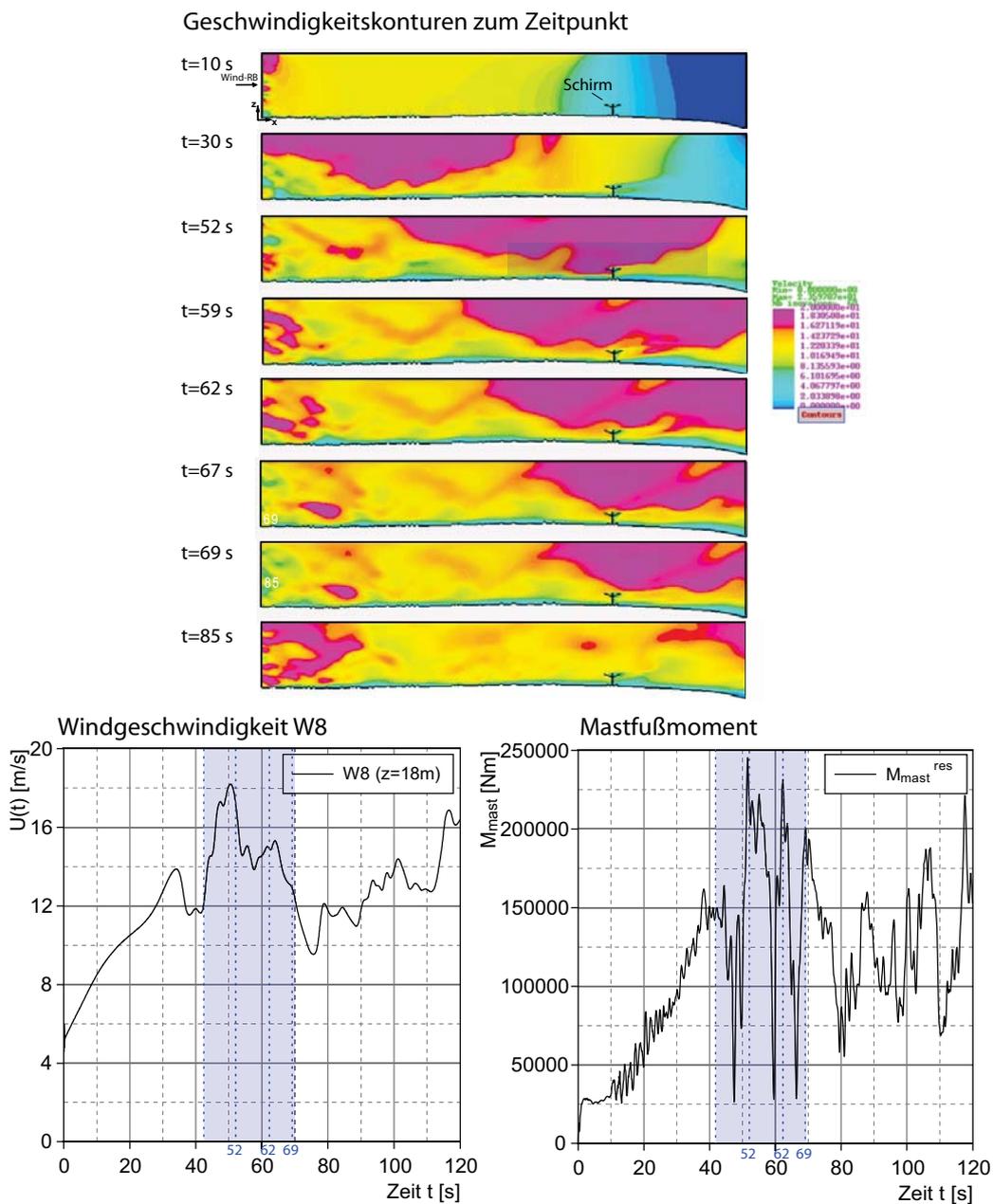


Abbildung 6.37: Geschwindigkeitsverteilung in einem Längsschnitt (oben), Zeitreihe der Windgeschwindigkeit aus der Simulation am virtuellen Windmesser W8 (unten links), resultierendes Mastfußmoment (unten rechts)

auf die Struktur auftreffenden Böen resultiert, kann entsprechend in der numerischen Simulation abgebildet werden.

Ein gesicherter Vergleich der Schnittgrößen und Verformungen mit Experimenten kann nur dadurch erfolgen, dass statistische Kenngrößen, ermittelt aus ausreichend großen Datensätzen, miteinander verglichen werden. Grund hierfür ist die chaotische Natur der Windwirkung. Es ist im Allgemeinen nicht möglich, im Feldexperiment Lastsituationen zu finden, die dann in der numerischen Simulation exakt reproduziert werden können. Wie

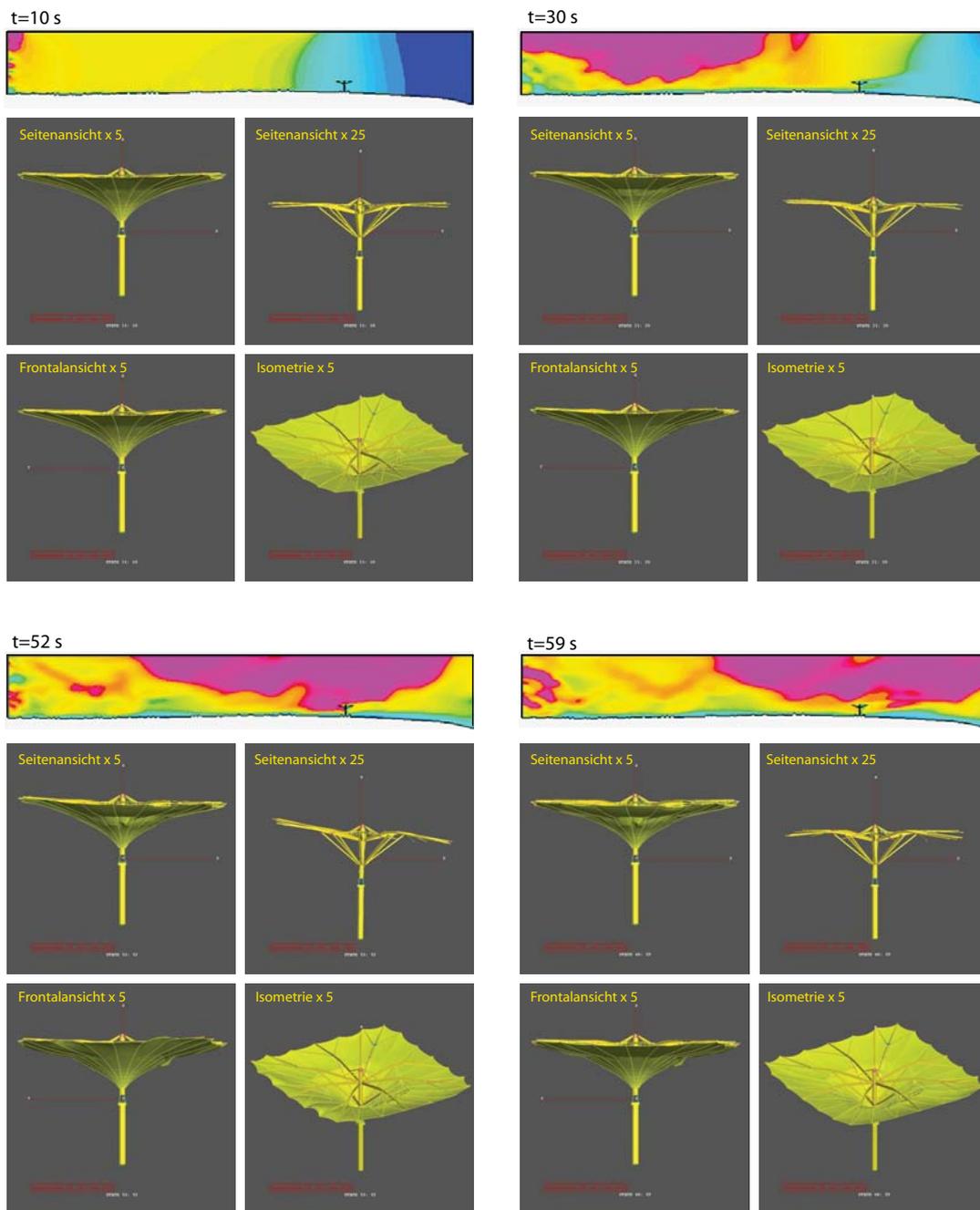


Abbildung 6.38: Verformung des 29m-Schirms zu den Zeitpunkten 10 , 30, 52, 59 s (5-fach bzw. 25-fach überhöht dargestellt)

bereits in Kapitel 3 erläutert wurde, ist das Mittelungsintervall von 10 Minuten ausreichend, um die meisten statistischen Kenngrößen des mikrometeorologischen Teils des Windspektrums zu ermitteln. Aus diesem Grund wurden 10 Minuten Echtzeit simuliert. Überlegungen hinsichtlich der Portierung der FSI-Softwareumgebung auf leistungsfähigere Hardware aufgrund der hohen Rechenzeit sind für die industrielle Anwendung der FSI-Methode unumgänglich und werden von der Projektgruppe in Betracht gezogen.

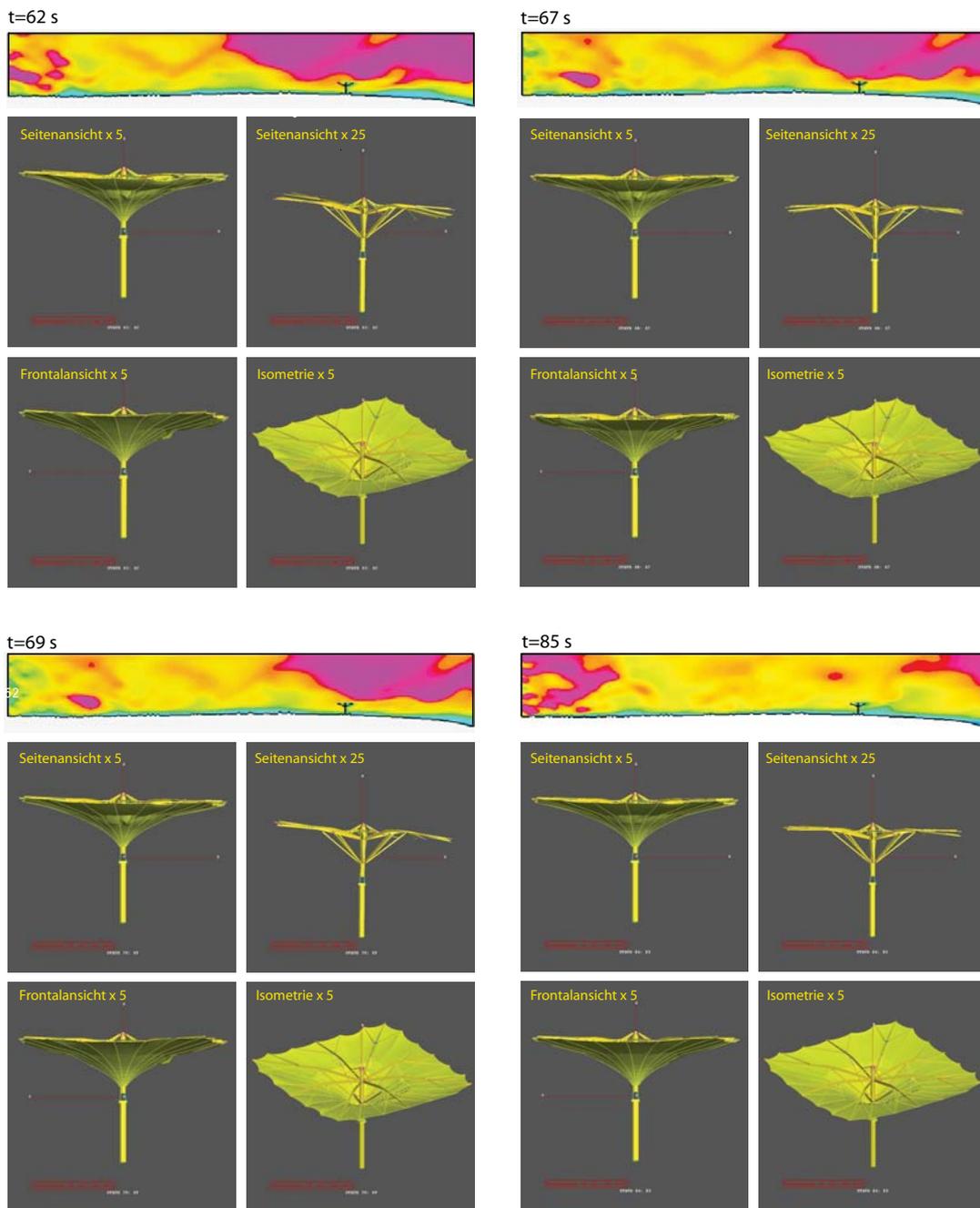


Abbildung 6.39: Verformung des 29m-Schirms zu den Zeitpunkten 62, 67, 69, 85 s (5-fach bzw. 25-fach überhöht dargestellt)

Abbildung 6.40 zeigt eine Übersicht der Messpositionen der photogrammetrischen Messung sowie der DMS-Messung. Es werden die Nummerierung der Schirmarme und der Messmarken für die Photogrammetrie dargestellt.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels werden Normalkräfte im oberen Druckstab, Biegemomente über der unteren Stütze des Mittel- sowie Diagonalarms, Kragarmmomente der

Passivarme, Armspitzenverformungen und das Mastfußmoment der Messung ausgewertet und mit den Simulationsergebnissen verglichen (siehe Abbildung 6.40).

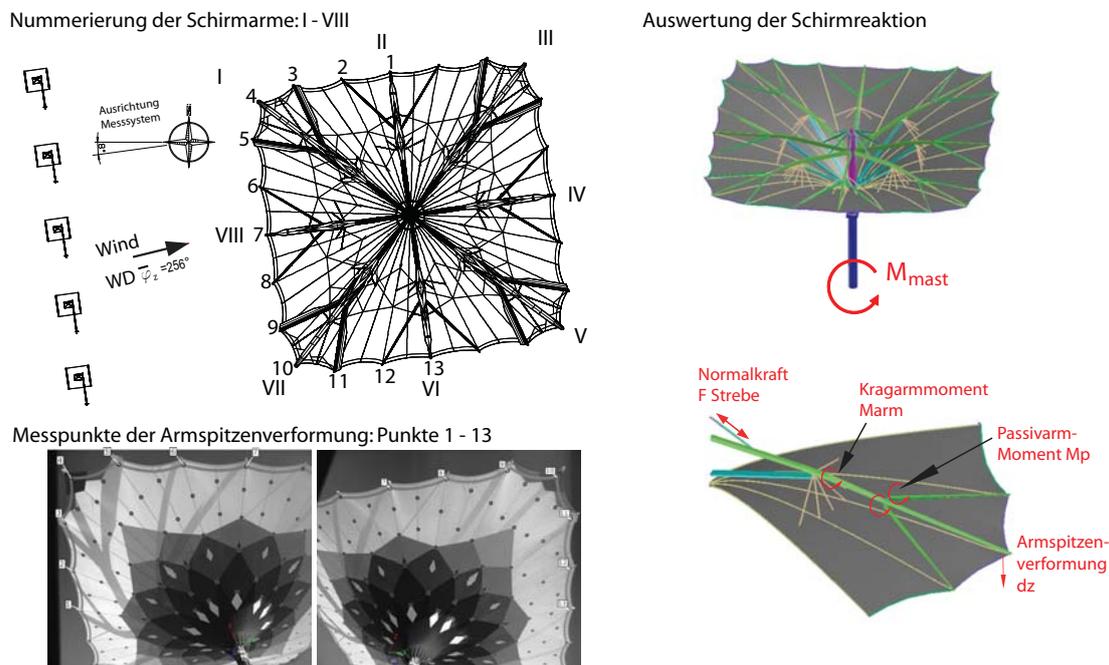


Abbildung 6.40: Messeinrichtung am 29m Schirm: Armnummerierung (links), Übersicht über die Auswertung der Messung (rechts)

Abbildung 6.41 (oben links) zeigt beispielhaft den zeitlichen Verlauf des Mastfußmoments über die Dauer von 10 Minuten. Es ist ersichtlich, dass sich die Ergebnisse aus Simulation und Experiment signifikant unterscheiden. Es wird sowohl der Mittelwert als auch die Schwankungsgröße des Mastfußmoments in der Simulation um ca. 50% unterschätzt ($\overline{M}_{Exp} = 251 \text{ kNm}$, $\overline{M}_{FSI} = 125 \text{ kNm}$). Darüber hinaus ist ersichtlich, dass das Antwortspektrum des Mastfußmoments in der Simulation nicht richtig wiedergegeben wird (Abbildung 6.41, oben rechts). Die Eigenfrequenz des gebauten Schirmes liegt bei ca. 0.5–0.6 Hz und damit etwas unterhalb der vorab berechneten Eigenfrequenz. Grund ist, dass hier im Vergleich zum idealen Strukturmodell sowohl die mitschwingende Luftmasse als auch Massen- und Steifigkeitsunterschiede eingehen. Die Resonanzüberhöhung in der Eigenfrequenz des Versuchsschirm wird in der Simulation nicht erfasst. In Abbildung 6.41 (unten) ist der Vergleich der RMS-Werte der Schirmantwort dargestellt. Es wurden alle Schirmreaktionen (Kräfte, Momente und Armspitzenverschiebungen) aus der Simulation und dem Experiment mit ihren Höchstwerten normiert und gegenübergestellt. Eine perfekte Übereinstimmung wäre erreicht, wenn alle Punkte im Diagramm auf der 45°-Winkelhalbierenden liegen würden. Der dunkelgraue Bereich zeigt die Messunsicherheit von $\pm 5\%$ an, der sich für die DMS-Messung ergibt. Die meisten der ausgewerteten Punkte liegen innerhalb einer Grenze von +60%. Das bedeutet, dass die Simulation das Experiment um ca. 60% unterschätzt.

Wie bereits in Kapitel 6.4.4.1 diskutiert werden die hochfrequenten Schwankungsanteile der Windströmung nicht bis zur Referenzposition der Messtürme transportiert ($f > 0.2\text{Hz}$, Ab-

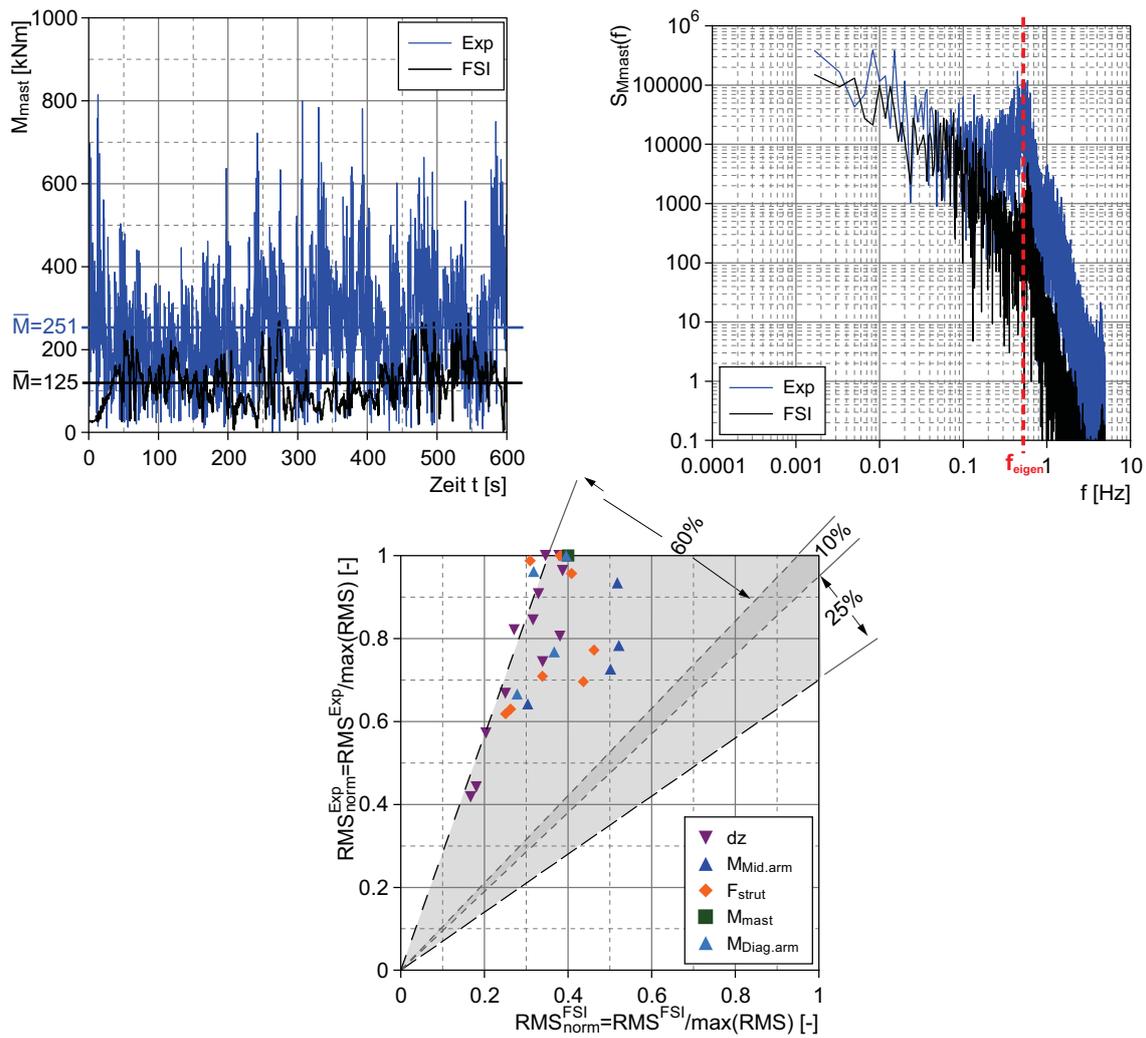


Abbildung 6.41: Zeitlicher Verlauf des Mastfußmomentes (oben links) und Antwortspektrum des Mastfußmomentes (oben rechts) aus Experiment und Simulation, Vergleich der RMS-Werte der Schirmantwort aus Experiment und Simulation (unten)

bildung 6.33). Das Resultat einer CFD-Simulation mit 25 Mio. Elementen (Verfeinerung des Rechengitters in der Anlaufstrecke) zeigt, dass der Transport der hohen Frequenzen nur geringfügig verbessert wird. Da eine FSI-Simulation mit dieser Elementanzahl auf der zur Verfügung stehenden Hardware mit vertretbarer Rechenzeit nicht mehr durchführbar ist, wurde das numerische Berechnungsgebiet verkleinert. Die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel dargestellt.

6.5.2 FSI-Simulation unter Verwendung einer kurzen Anlaufstrecke

In dieser FSI-Simulation wurde die Anlaufstrecke auf einen minimalen Wert unter Berücksichtigung der Empfehlungen aus [48] reduziert. Die Bedingung eine eingelaufene Grenzschichtströmung an der Referenzposition der Messtürme zu erhalten, wurde hier nicht ein-

gehalten. In dieser Simulation wurde auf die Geländerauigkeit und die Umgebungsbebauung verzichtet, da in Vergleichsrechnungen gezeigt werden konnte, dass der Einfluss vernachlässigbar ist. Die Zahl der unstrukturierten Tetraeder-Elemente beträgt in der Simulation 12 Millionen, wobei sich das Berechnungsgebiet auf die Dimensionen aus Abbildung 6.42a reduziert.

Abbildung 6.42 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen der Windstatistik aus der Feldmessung und der Simulation. Das für die CFD-Berechnung generierte Windfeld unterscheidet sich von dem in Kapitel 6.5.1 verwendeten, da auf eine Überhöhung der Schwankungswerte aufgrund der kurzen Anlaufstrecke verzichtet werden konnte. Die Auswertung des Böenspektrums der CFD-Simulation (Abbildung 6.42d) zeigt, dass die turbulenten Schwankungen bis zu einer Frequenz von 0,5 Hz erhalten werden können. Die meisten statistischen Kenngrößen des gemessenen Windfeldes werden innerhalb der numerischen Simulation sehr gut wiedergegeben. Auf eine genauere Betrachtung der einzelnen statistischen Parameter wird an dieser Stelle verzichtet. Der Vergleich der statistischen Kenngrößen zeigt, dass das generierte Windfeld in der FSI-Simulation für den 29m-Schirm angewendet werden kann.

In der FSI-Simulation werden bis auf das Berechnungsgitter die gleichen numerischen Parameter (CFL-Bedingung, Runge-Kutta Verfahren, Randbedingungen) angewendet wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben. Der Zeitschritt beträgt $3,7 \cdot 10^{-3}$ Sekunden. Das Verhältnis von CSD/CFD Zeitschritten im Subcycling-Verfahren beträgt 1:572. Es wurden 600 Sekunden Echtzeit simuliert. In Abbildung 6.43 sind die Konturlinien der Windgeschwindigkeit in einer xz-Ebene und die zugehörige Schirmverformung für verschiedene Momentaufnahmen dargestellt.

Abbildungen 6.44 und 6.45 zeigen die Ergebnisse der FSI-Simulation im Vergleich mit den Messungen. In Abbildung 6.44 sind verschiedene Zeitverläufe der Strukturantwort des 29m-Schirms dargestellt. Es wird deutlich, dass die zeitlich gemittelten Schirmantworten und die Schwankungsgrößen aus Simulation und Experiment sehr gut übereinstimmen. Die zeitlich gemittelten Mastfußmomente unterscheiden sich um ca. 14%, die RMS-Werte des Mastfußmomente um etwa 26% (Abb. 6.44a). Abbildung 6.44b zeigt exemplarisch, dass das Kragarmmoment am Diagonalarm Nummer I der FSI-Simulation ($M_{arm}(FSI) = 118 \text{ kNm}$) sehr nahe an den experimentellen Ergebnissen ($M_{arm}(exp) = 117 \text{ kNm}$) liegt.

Die RMS-Werte der vertikalen Armspitzenverschiebung des Mittel- und Diagonalarmes in der windzugewandten Richtung (Arm I, VIII) stimmen ebenfalls sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein (Abb. 6.44c, d). Die zeitlichen Mittelwerte der Verschiebungen dz innerhalb einer Messperiode von 240s werden in der Simulation unterschätzt.

Die zeitlich gemittelten Normalkräfte der oberen Strebe (Abb. 6.44e, f) weichen in der FSI-Simulation um etwa 25% (Arm VIII, Arm IV) vom Experiment ab. Grund hierfür ist die hohe Empfindlichkeit dieser Kraftgröße auf die korrekte Kalibrierung des Strukturmodells. Einflussgrößen sind Geometrie, Steifigkeit der Tragglieder (abhängig u.a. von Blechdicken, die innerhalb eines Armes variieren und im CSD-Modell als konstant angenommen wurden) sowie Lagersteifigkeit und -spiel.

Die im Allgemeinen gute Übereinstimmung der zeitlich gemittelten Ergebnissen ist auch in Abbildung 6.45e ersichtlich. Wie in Abbildung 6.41 (unten) wurden alle Schirmreaktionen

normiert. Nahezu alle ausgewerteten Punkte liegen innerhalb einer Grenze, ausgehend von 25% zur Messunsicherheit von $\pm 5\%$ (dunkelgrauer Bereich). Ein Großteil der Punkte liegt innerhalb der Messunsicherheit. In dieser Abbildung werden die zeitlich gemittelten Kragarmmomente am Mittelarm, die direkt aus der Simulation ermittelt wurden, dargestellt (leere blaue Dreiecke). Darüberhinaus wurden diese Werte mit dem Moment aus Vorspannung und Eigengewicht korrigiert (gefüllte blaue Dreiecke, $M_{Mid.arm}^{(*)}$), so dass Unterschiede, die durch ungenügende Kalibrierung des CSD-Modells für den Lastfall Vorspannung entstehen, hier nicht eingehen.

Unterschiede zwischen dem Experiment am Prototyp und der FSI-Simulation können bei den RMS-Werten der Schirmantwort beobachtet werden (Abbildung 6.44 und Abbildung 6.45f). In Abbildung 6.45f zeigt sich, dass die gemessenen RMS-Werte der Schirmantwort durch die numerische Simulation unterschätzt werden. Die schwankenden Werte der Simulation sind ca. 25% niedriger als die experimentellen. Dies kann durch das Fehlen von kleinskaligen Turbulenzen ($> 0,5$ Hz, siehe Abb.6.42e) in der Anströmung bzw. durch die Modellierung des Strömungsfeldes um den Schirm hervorgerufen werden. Dennoch lässt sich feststellen, dass die Verfeinerung des Rechengitters in Anströmrichtung eine Reduzierung der Abweichung der RMS-Werte von 60% (Abb. 6.41, unten) auf 25% (Abb. 6.45f) bewirkt.

In Abbildung 6.45a,c ist eine Gegenüberstellung der Antwortspektren des Mastfußmomentes sowie der Armspitzenverformung dargestellt. Die numerischen Ergebnisse stimmen qualitativ mit den experimentellen Ergebnissen überein. Im Bereich der Eigenfrequenz der Konstruktion wird die Resonanzüberhöhung deutlich (Abb. 6.45a). Auf einen quantitativen Vergleich wird an dieser Stelle verzichtet.

Das Mastfußmoment M_{mast} und die Armspitzenverformung dz wurden exemplarisch hinsichtlich ihrer Verteilungsdichte (Abb. 6.45b, d) untersucht. Die Wahrscheinlichkeitsdichte des gemessenen Mastfußmoments zeigt eine leicht schiefe Verteilung. Diese Schiefe wird auch in der FSI-Simulation erfasst, allerdings nicht so ausgeprägt. Die Verteilung der Armspitzenverschiebung aus Simulation und Experiment stimmt sehr gut überein. Die orange eingefärbte Kurve stellt die Gauss-Verteilung auf Grundlage der Parameter der numerischen Simulation dar.

Während sich die Häufigkeitsverteilung der Armspitzenverformung gut über eine Gauß'sche Glockenkurve beschreiben lässt, ist die Approximation der Verteilungsdichte des Mastfußmoments durch die Simulation vor allem in den Randbereichen mit mäßiger Güte möglich. Trotzdem lässt sich feststellen, dass für baupraktische Zwecke die Momentanwertverteilung der Schirmantwort durch eine Normalverteilung ausreichend genau beschrieben werden kann. Somit kann die statistische Auswertung durch Mittelwerte und Standardabweichungen erfolgen.

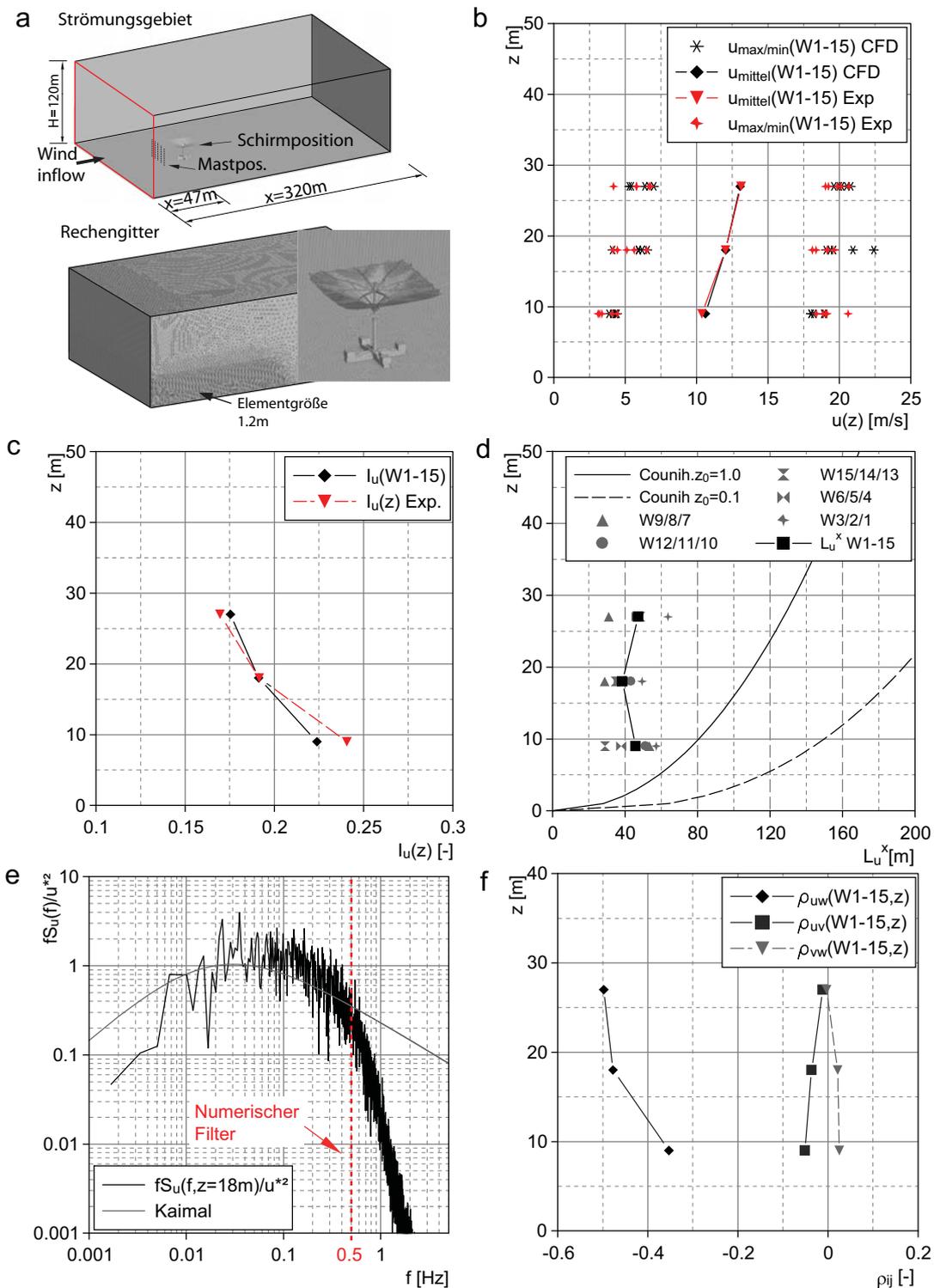


Abbildung 6.42: Vergleich der statistischen Eigenschaften des numerischen und experimentellen Windfeldes (a: Berechnungsgebiet, b: Mittel-/Böenwindgeschwindigkeiten, c: Turbulenzintensität, d: Integrale Längenmaße, e: Spektrum der u-Komponente, f: Reynoldsspannungen)

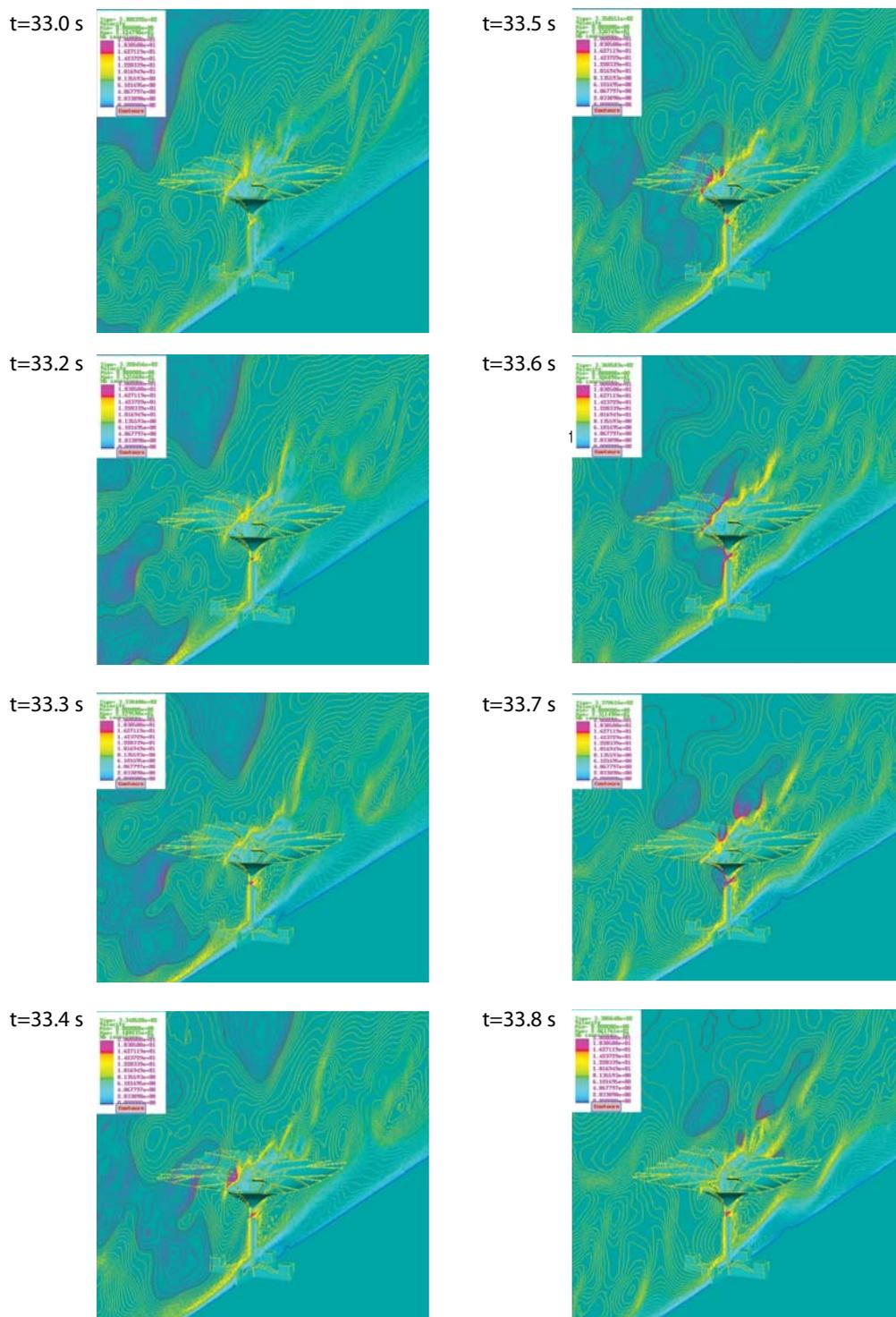


Abbildung 6.43: Momentaufnahmen der Konturlinien der Windgeschwindigkeit und der Schirmverformung für unterschiedliche Zeitpunkte der FSI-Simulation

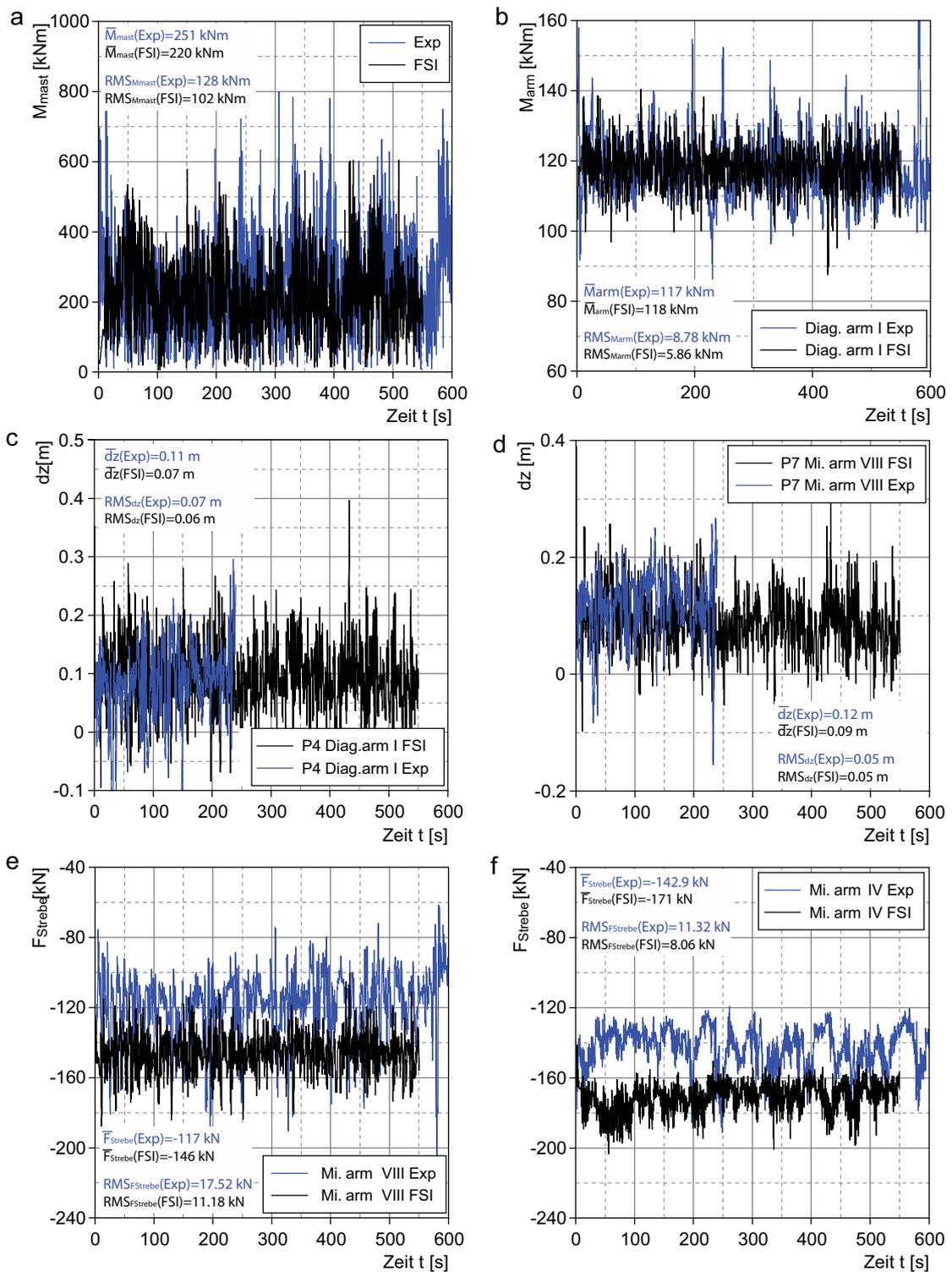


Abbildung 6.44: Ergebnisse der FSI-Simulation im Vergleich mit der Feldmessung (a: Mastfußmoment, b: Kragarmmoment Diagonalarm VII, c: Vertikal Armspitzenverformung dz am Punkt P4, d: Vertikale Armspitzenverformung dz am Punkt P7, e: Normalkraft Strebe Mittelarm VIII, f: Normalkraft Strebe Mittelarm IV)

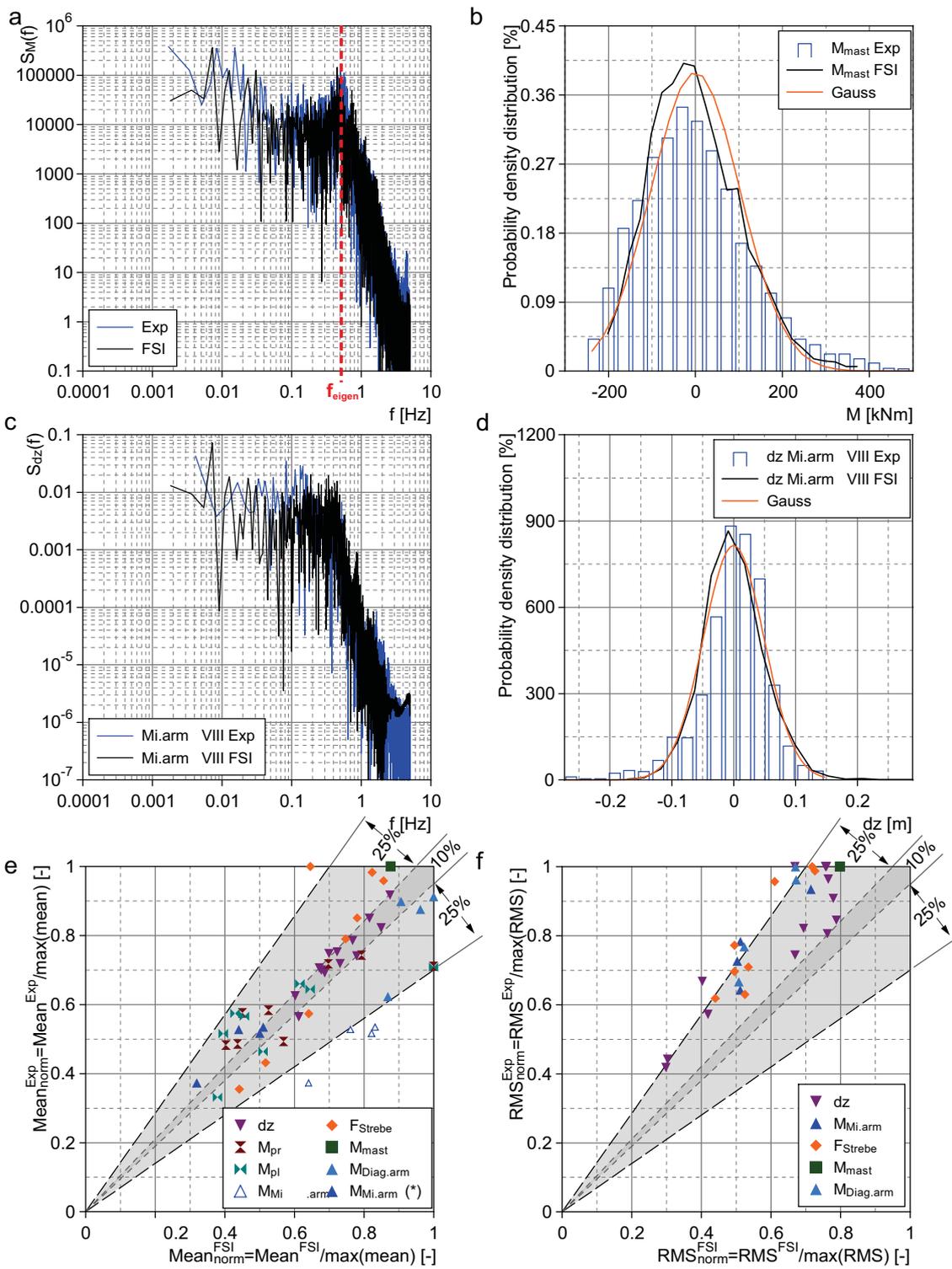


Abbildung 6.45: Ergebnisse der FSI-Simulation im Vergleich mit der Feldmessung (a: Antwortspektrum Mastfußmoment, b: Wahrscheinlichkeitsdichte Mastfußmoment, c: Antwortspektrum Armspitzenverformung, d: Wahrscheinlichkeitsdichte Armspitzenverformung, e: Vergleich der normierten, zeitlich gemittelten Schirmantwort, f: Vergleich der normierten RMS-Werte der Schirmantwort)

FAZIT

In diesem Kapitel wurde die Umsetzung des gesamten Simulationswerkzeuges anhand der numerischen Untersuchung eines 29m-Schirms durchgeführt.

Der Vergleich von Druckschwankungen an einem Modellschirm aus Windkanaluntersuchungen mit Simulationsergebnissen zeigt die Verwendbarkeit der numerischen Windsimulation für die Bestimmung von Windlasten auf leichte Flächentragwerke. Die Bewertung der Ergebnisse lässt den Schluss zu, dass das erzeugte Windfeld für die Anwendung bei Tragwerksanalysen eine völlig ausreichende Modellgenauigkeit aufweist.

Darüber hinaus standen Messergebnisse aus einem Industrieprojekt, durchgeführt von der Projektgruppe Liebherr, Architekturbüro Rasch + Bradatsch und ESI France, zur Verfügung. Teil dieses Projektes und Inhalt dieser Arbeit war die Konzeption und Entwicklung der Messungen am 29m-Schirm. Als Hauptbestandteil innerhalb dieses Projektes und Inhalt dieses Kapitels war die Bereitstellung der Windeingangsrandbedingungen für die FSI-Simulation mit dem Ziel, die Naturmessungen mit einer für diese Aufgabe ausreichenden Genauigkeit zu repräsentieren. Dazu wurde der Teil des gesamten Problemkomplexes, der die konsistente Modellierung einer Grenzschichtströmung in einer Grobstruktursimulation behandelt, schrittweise umgesetzt. Es wurden Naturmessungen eines Windfeldes statistisch ausgewertet und daraus Eingangparameter für die numerische Windsimulation bestimmt. Anschließend wurde anhand eines Simulationsbeispiels mit hydraulisch glatter Grundfläche gezeigt, dass die am Rand aufgeprägten Grenzschichtgrößen nicht ohne zusätzliche Maßnahmen in einer LES-Simulation erhalten werden können. Aus diesem Grund wurde eine geometrische Oberflächenrauigkeit eingeführt. In der Folge wurde außerdem das Geländeprofil des Messorts in die CFD-Simulation eingefügt und die Höhe der Rauigkeitselemente erhöht. Die Simulationsergebnisse unter Verwendung der aus der Naturmessung ermittelten Eingangparameter belegen, dass das im Naturexperiment gemessene Windfeld in seinen für die Ermittlung von Tragwerksantworten wichtigsten statistischen Eigenschaften in einer Grobstruktursimulation reproduziert werden kann. Damit werden anhand des Vergleichs mit einem natürlichen Windfeld die Anwendbarkeit und Leistungsfähigkeit der entwickelten Methode demonstriert. Es wird weit über den üblichen Vergleich numerischer Strömungssimulationen mit experimentellen Windkanalversuchen hinaus, die Zuverlässigkeit numerischer Simulationstechniken durch Vergleiche mit Naturmessungen bestätigt.

Anschließend wurde die Tragwerksantwort einer Schirmkonstruktion unter transienter Windbelastung über einen Zeitraum von 600 s berechnet. Es konnte gezeigt werden, dass das Strukturverhalten leichter Membrantragwerke, beansprucht durch atmosphärische Turbulenzen, mithilfe der FSI-Simulationsmethode berechnet werden kann. Die normierten RMS-Werte der Arm-/Mastfußmomente (M_{arm} , M_{mast}), der vertikalen Armspitzenverformung (dz) und der Strebennormalkraft (F_{srebe}) der FSI-Simulation weichen im Maximum um 25% von den Feldexperimenten ab. Eine Netzstudie zeigt, dass die Abweichung von 60% auf 25% reduziert werden konnte. Anhand der Antwortspektren lässt sich feststellen, dass eine realistische Simulation des dynamischen Verhaltens leichter, hochflexibler Membrankonstruktionen möglich ist und aeroelastische Effekte erfasst werden können.

Die Wahrscheinlichkeitsdichten der Kraft- und Weggrößen lassen sich im Rahmen baupraktischer Genauigkeit durch eine Normalverteilung beschreiben. Auch wenn die Approxima-

tionsgüte beim Mastfußmoment mäßig ist, beschränkt sich die statistische Auswertung auf die Mittelwerte und Standardabweichungen.

An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass zukünftigen Forschungsanstrengungen zum Einfluss der numerischen Simulationsparameter und deren Auswirkung auf die Ergebnisse durchgeführt werden sollten. In dieser Arbeit wurde der Vergleich zwischen Simulation und Experiment nur ansatzweise behandelt. Ein weiterer Einflussfaktor, der sich auf die Windsimulation bezieht, ist die Annahme normalverteilter Schwankungsgrößen, die in diesem Zusammenhang ebenfalls untersucht werden sollte.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Textile Flächentragwerke unterscheiden sich aufgrund der Art, äußere Lasten abzutragen fundamental von konventionellen Strukturen. Unter Lasteinwirkung verformen sie sich sehr stark, da ausschließlich tangentielle Membranspannungen Widerstände im Tragwerk aktivieren.

Windbeanspruchungen bilden für textile Konstruktionen aufgrund ihres geringen Eigengewichts die bemessungsmaßgebende Belastung, wobei insbesondere instationäre turbulente Windfluktuationen bei diesen Tragwerken zu Schwingungserscheinungen führen können. In der vorliegenden Arbeit wurde aus diesem Grund die Struktur der atmosphärischen Grenzschichtströmung aufbereitet. Die statistische Beschreibung der Windturbulenz wurde ausführlich behandelt, da sie als Basis für die spätere Umsetzung der Erzeugung turbulenter Windfelder dient. Sehr weit gespannte Membrantragwerke geringer Vorspanngrade und großer Krümmungsradien reagieren auf transiente Windbelastung mit dynamischen Strukturantworten. Hierbei treten, speziell im Vergleich zu konventionellen Tragwerken, besondere Phänomene auf, die in dieser Arbeit identifiziert wurden. Dazu zählen neben ausgeprägten Dämpfungseigenschaften des textilen Werkstoffs, aerodynamische Dämpfungseffekte, erzeugt durch die mitschwingende Luftmasse, welche außerdem einen Einfluss auf das Eigenfrequenzverhalten besitzt. Unter besonderen Umständen führen die großen Tragwerksdeformationen gekoppelt mit der Bauwerksströmung zu aeroelastischen Effekten, wie beispielsweise Flattererscheinungen.

Die Erarbeitung eines Lösungskonzeptes zur Berechnung dynamischer Tragwerksantworten windumströmter Membrantragwerke erforderte die Aufbereitung und Analyse im Windingenieurwesen zur Verfügung stehender Berechnungsmethoden. Eine Bewertung der Methoden kam zu dem Ergebnis, dass nur eine ganzheitliche Betrachtung vorgespannter, freigeformter, windumströmter Membrantragwerke zu einer wirklichkeitsnahen Erfassung der Kraft- und Verformungszustände führen kann. Da innerhalb kleinmaßstäblicher Windkanalversuche in den meisten Fällen nicht alle physikalischen Phänomene Berücksichtigung finden, wird ein vollständig numerisches Lösungskonzept zur Berechnung der dynamischen Tragwerksantworten eingeführt. Dabei handelt es sich um die numerische Fluid-Struktur-Wechselwirkungssimulation. Die für dieses Konzept notwendige Modellierung einer Windgrenzschicht stromaufwärts des zu untersuchenden Bauwerks wurde als fehlendes Glied der Simulationskette identifiziert. Das Strömungsproblem wird hier durch die inkompressiblen Navier-Stokes-Gleichungen modelliert. Die Grobstruktursimulation als zeitaufgelöstes Verfahren bietet den passenden Modellierungsansatz zur Simula-

tion der Windturbulenz. Die Berechnung des Strömungsfeldes wurde auf der Grundlage der Finite-Elemente-Methode mit dem Programm PAM-Flow durchgeführt. Speziell bei der Verwendung von LES-Ansätzen ist die Modellierung des zeitlich aufgelösten Windfeldes an allen Gitterpunkten des Einströmrandes erforderlich.

Kernpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung und erfolgreiche Umsetzung einer Methode, wie eine atmosphärische Grenzschichtströmung innerhalb einer LES-Simulation mit einer für die Gebäudeaerodynamik ausreichender Genauigkeit realisiert werden kann. Für die in dieser Arbeit behandelte Problemstellung erwies sich die künstliche Erzeugung von Windgeschwindigkeitszeitreihen, ausgehend von statistischen Beschreibungen turbulenter Windströmungen, als besonders sinnvoll. Der entscheidende Vorteil liegt hier, im Gegensatz zu deterministischen Berechnungen von Turbulenzgrößen, in der einfachen Regulierbarkeit.

Das Hauptaugenmerk lag also zunächst auf der Sichtung von Verfahren zur Generierung von Windfeldern. Diese wurden dann im Hinblick auf die Umsetzung in eine LES-Simulation eingehend analysiert und bewertet. In diesem Zusammenhang wurde ein Kopplungsmodul entwickelt, das die Übergabe sowie die räumliche und zeitliche Interpolation der extern erzeugten Windsignale an das numerische Berechnungsgitter regelt. Als erster Lösungsansatz wurde die Methode der autoregressiven Prozesse theoretisch behandelt. Das von Prof. Zahlten (Bergische Universität Wuppertal) zur Verfügung gestellte Programmpaket GENWTH wurde vom Autor innerhalb der vorliegenden Arbeit erweitert und anhand von Grobstruktursimulationen eingehend getestet. Die Analyse und Bewertung erfolgte anhand eines aufgestellten Kriterienkataloges. Die Methode der autoregressiven Prozesse erwies sich für diese Problemstellung aufgrund des hohen Rechenaufwands in Verbindung mit möglichen Instabilitäten und der nicht vorhandenen Divergenzfreiheit der Signale als ungeeignet. Daraufhin wurde als weiterer Lösungsansatz die Methode der Wellenüberlagerung theoretisch behandelt und in der vorliegenden Arbeit vom Autor realisiert. Ausgehend von einem Spektraltensor für atmosphärische Turbulenz wurden mithilfe einer dreidimensionalen Fast-Fourier-Transformation im Wellenzahlbereich dreidimensionale Windfelder aller drei Turbulenzkomponenten erzeugt. Diese wurden dann auf ihre Qualität hinsichtlich ihrer statistischen Eigenschaften geprüft und dann in weiteren Grobstruktursimulationen am Einströmrand aufgeprägt. Es zeigt sich, dass dieser Lösungsansatz wesentlich besser für die Anwendung umsetzen lässt und in der Lage ist, die wesentlichen statistischen Kenngrößen atmosphärischer Grenzschichtströmungen zu erzeugen. Er stellt sich vor allem im Hinblick auf den erforderlichen Rechenaufwand, die Stabilität, als auch auf die Divergenzfreiheit für die Anwendung in einer inkompressiblen Strömungssimulation als besonders vorteilhaft heraus.

Schließlich wurde die gesamte Simulationsumgebung bestehend aus Windsimulation und der Fluid-Struktur-Kopplung für die Ermittlung der dynamischen Tragwerksantwort eines Schirms mit einer Kantenlänge von 29 Metern unter transienter Windbelastung innerhalb eines Industrieprojektes angewendet. In einer Voruntersuchung wurden Druckschwankungen an einem Modellschirm aus Windkanaluntersuchungen mit Simulationsergebnissen verglichen. Hierdurch wurde die Verwendbarkeit der numerischen Windsimulation für die Bestimmung von Windlasten auf leichte Flächentragwerke gezeigt. Anschließend wurden Naturmessungen eines Windfeldes statistisch ausgewertet und daraus Eingangsparameter

für die numerische Windsimulation bestimmt. Die Simulationsergebnisse unter Verwendung der Eingangsparameter belegen, dass das im Naturexperiment gemessene Windfeld in seinen für die Ermittlung von Tragwerksantworten wichtigsten statistischen Eigenschaften in einer Grobstruktursimulation reproduziert werden kann.

Anschließend wurden die Ergebnisse der numerischen Fluid-Struktur-Interaktionssimulation mit dem Feldexperiment verglichen. Da die statistisch ausgewertete Strukturantwort aus Simulation und Experiment sehr gut übereinstimmt, wurde ein großer Schritt in Richtung der Validierung der numerischen Methoden für hochflexible Membrantragwerke, die turbulenter Windströmung ausgesetzt sind, erreicht. Die Auswertung der Ergebnisse lässt außerdem den Schluss zu, dass die FSI-Simulation eine ausreichende Genauigkeit besitzt, um als Simulationswerkzeug für die Dimensionierung von Leichtbaukonstruktionen, die anfällig gegenüber turbulenten Windlasten sind, eingesetzt werden zu kann. Die Erfassung aller zeitabhängigen Kraft- und Weggrößen bei extrem leichten und flexiblen Membrantragwerken ist in kleinskaligen Windkanalexperimenten nicht möglich.

Die direkt aus dieser Arbeit weiterführende Forschungstätigkeit besteht darin, die Windrandbedingungen am Einströmrand, das Berechnungsgitter und die Rauigkeit der Grundfläche optimal aufeinander anzupassen. Als Alternative zu der in dieser Arbeit verwendeten geometrischen Rauigkeit der Grundfläche erscheint die Implementierung von Wandgesetzen, die die meteorologische Rauigkeit berücksichtigen, vielversprechend. Ziel dieser Forschungsbemühungen ist also die Grenzschichtmodellierung, um so die Anlaufstrecke für eine eingelaufene Grenzschicht möglichst gering zu halten. Dies ist aufgrund des hohen Rechenaufwands für die Gesamtsimulation unerlässlich. Hierzu gehört auch die Untersuchung der Auswirkung anderer Feinstrukturmodelle auf die Grenzschichtentwicklung.

Weitere Forschungstätigkeiten, die sich direkt auf die Erzeugung der Windrandbedingungen beziehen, sind Entwicklungen im Bereich der Grenzschichtmodellierung in Zusammenhang mit einem Bemessungskonzept für Tragwerke. Mithilfe eines Extremlastgenerators (siehe [108]) kann die Auswirkung eines Extremereignisses auf eine Struktur untersucht werden. Darüber hinaus kann der Ansatz der Wellenüberlagerung auf Basis eines Spektralensors hinsichtlich nicht-Gauß'scher und nicht-stationärer Simulationen erweitert werden.

Ein zentraler Punkt für die Umsetzung der Simulationsmethode in der Praxis ist die Sicherstellung der Qualität der Simulationen. Hier besteht die Schwierigkeit, durch die Komplexität der behandelten Fragestellungen, die Modelle und Verfahren zu validieren. Aus diesem Grund besteht eine wesentliche Aufgabe darin, eine Strategie zu entwickeln, wie die Methode anhand von Messungen im Originalmaßstab und anhand von Benchmarkrechnungen im Modellmaßstab validiert werden kann. Dies erfordert eine enge Kooperation von Spezialisten der numerischen Strömungs- und Strukturmechanik, der experimentellen Gebäudeaerodynamik und der Meteorologie. Die in dem beschriebenen Industrieprojekt durchgeführten Messungen am Naturobjekt könnten zumindest einen Teil der theoretischen Absicherung bilden, indem detaillierte Studien zum Einfluss der numerischen Simulationsparameter und deren Auswirkung auf die Ergebnisse durchgeführt werden. Darüber hinaus sind weitere Vergleiche mit experimentellen Versuchen notwendig.

Allgemein sind bei diesen komplexen numerischen Simulationen alle Ansätze, die der Effizienzverbesserung dienen, von großer Bedeutung. Dazu gehören effiziente Löser der Ein-

zelfelder, parallele Rechenansätze und Beschleunigungsverfahren der Kopplung.

Eine zukünftige Vision auf dem Gebiet des Windingenieurwesens könnte die numerische Simulation von Versagensarten in Zusammenhang mit Windlasten sein. Speziell im Bereich der Membrantragwerke gehören dazu Risserscheinungen bei extrem hohen Windbelastungen. Im Bereich konventioneller Tragwerke handelt es sich um Beul- und Knickversagen oder Bruch. Diese Untersuchungen erlauben Aussagen über die Resttragfähigkeit sowie über die Gesamtsicherheit eines Bauwerks.

All diese Entwicklungen sollten darauf abzielen, das Verhalten von schlanken Tragwerken minimalen Gewichts, die turbulenten Windströmungen ausgesetzt sind, besser zu prognostizieren, um sie so in die Realität umsetzen zu können.

Literaturverzeichnis

- [1] PA M-FLOW 2006, *Theory Manual*, ESI Group.
- [2] PA M-SCL 2000, *Theory Manual*, ESI Group.
- [3] J. D. Anderson. *Computational Fluid Dynamics*. McGraw-Hill Book Co., 1995.
- [4] J. Argyris and H.P. Mlejnek. *Computerdynamik der Tragwerke*. Vieweg, 1988.
- [5] A. Bachmann. *Ein wirklichkeitsnaher Ansatz der böenerregten Windlasten auf Hochhäuser*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, Institut für Massivbau, 2003.
- [6] A. Bachmann, G. Hausmann, and C.-A. Graubner. Extreme Windereignisse und deren Auswirkungen auf die Beanspruchung von Bauwerken. *Bauingenieur*, 78, 2003.
- [7] A. J. Baran and D. G. Infield. Simulating atmospheric turbulence by synthetic realization of time series in relation to power spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 180:627–635, 1995.
- [8] M. Barnes and M. Dickson. *Widespan roof structures*. International Symposium on Widespan Enclosures, University of Bath, 2000.
- [9] K. J. Bathe. *Finite Element Methoden*. Springer, 2002.
- [10] M. Behrens. *Aerodynamische Admittanzansätze zur Böenwirkung auf hohe, schlanke Bauwerke*. PhD thesis, Fachbereich Bauingenieurwesen der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2003.
- [11] K.-U. Bletzinger. Form Finding and Optimization of Membranes and Minimal Surfaces. *Journal of Space Structures*, 1998.
- [12] K.-U. Bletzinger, R. Wuechner, F. Daoud, and N. Camprubi. Computational methods for form finding and optimization of shells and membranes. *Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194:3438–3452, 2005.
- [13] R. Blum. Zeltbaumaterialien. In *Leicht und weit*. Bringmann, 1990.
- [14] C. Borri, C. Costa, and P. Biagini. *Wind Effects on Buildings and Design of Wind-Sensitive Structures*. CISM International Centre for Mechanical Sciences, 2006.
- [15] C. Borri, M. Majowiecki, and P. Spinelli. Wind response of a large tensile structure: The new roof of the olympic stadium in Rome. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41-44:1435–1446, 1992.

- [16] C. Borri and W. Zahlten. Fully Simulated Nonlinear Analysis of Large Structures Subjected to Turbulent Artificial Wind. *Mechanics of Structures and Machines*, 19(2):213–250, 1991.
- [17] M. Brenk. *Fluid- Struktur- Wechselwirkung auf kartesischen Gittern*. PhD thesis, Institut für Parallele und Verteilte Systeme, Universität Stuttgart, 2007.
- [18] M. Breuer. *Direkte Numerische Simulation und Large-Eddy Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern Habilitationsschrift*. PhD thesis, Friedrich- Alexander-Universität Nürnberg Erlangen, 2001.
- [19] M. Breuer. *Numerische Strömungsmechanik*. Skript Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Friedrich-Alexander Universität, Erlangen, 2005/2006. Skript Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Friedrich-Alexander Universität, Erlangen.
- [20] F. Böttcher. *Statistische Analyse der atmosphärischen Turbulenz und allgemeiner stochastischer Prozesse*. PhD thesis, Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften Universität Oldenburg, 2005.
- [21] B. Burkhardt. Geschichte des Zeltbaus. *Detail*, 6:960 – 964, 2000.
- [22] F. Camelli. *Study of atmospheric dispersion at building and street scales*. PhD thesis, School of Computational Science, George Mason University, 2002.
- [23] J. Cezbral and R. Lohner. On the loose coupling of implicit time marching codes. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 1093:1–15, 2005.
- [24] T.J. Chung. *Finite Elemente in der Strömungsmechanik*. Hanser, 1978.
- [25] T.J. Chung. *Computational Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2002.
- [26] M. Clobes. *Identifikation und Simulation instationärer Übertragung der Windturbulenz im Zeitbereich*. PhD thesis, Fakultät für Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2007.
- [27] N.J. Cook. *The designer's guide to wind loading of building structures Part 1: Background, damage survey, wind data and structural classification*. Butterworths, 1985.
- [28] N.J. Cook. *The designer's guide to wind loading of building structures Part 2: Static structures*. Butterworths, 1990.
- [29] A.G. Davenport. The application of statistical concepts to the wind loading of structures. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, 19:449–472, 1961.
- [30] A.G. Davenport. The relationship of wind structure to wind loading. *Proceedings of the Conf. of Wind Effects on Buildings and Structures*, pages 54–102, 1963.
- [31] L. Davidson. An Introduction to Turbulence Models. Technical report, Department of Thermo and Fluid Dynamics Chalmers University of Technology, 2003.
- [32] P.A. Davidson. *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*. Oxford University Press, 2004.

-
- [33] P. de Kermel and E. Haug. Numerical Simulation of Large Umbrellas Behavior under Wind Load. Technical report, Architekturbüro Rasch + Bradatsch, ESI FRANCE, 2001.
- [34] G. Deodatis. Simulation of Ergodic Multivariate Stochastic Processes. *Journal of Engineering Mechanics*, pages 778–787, 1996.
- [35] J. Donea and A. Huerta. *Finite Element Methods for Flow Problems*. Wiley, 2003.
- [36] F. Durst. *Grundlagen der Strömungsmechanik Vorlesungsskript*. Lehrstuhl für Strömungsmechanik Technische Fakultät Friedrich-Alexander - Universität Nürnberg- Erlangen, 2001.
- [37] C. Dyrbye and S.O. Hansen. *Wind loads on structures*. Wiley, 1997.
- [38] G. Easom. *Improved Turbulence Models for Computational Wind Engineering*. PhD thesis, School of Civil Engineering, University of Nottingham, 2000.
- [39] I. Elashkar and M. Novak. Wind tunnel studies of cable roofs. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 13:407–419, 1983.
- [40] ESIFrance. Private communications. ESI France.
- [41] D. Etling. *Theoretische Meteorologie: Eine Einführung*. Springer, 2002.
- [42] R. Eusani. *Zur numerischen Zeitbereichssimulation der aeroelastischen Instabilität bei Seilbrücken*. PhD thesis, Baumechanik und numerische Methoden, Bergische Universität Wuppertal, 2005.
- [43] M. Fathali, M. Klein, T. Broeckhoven, C. Lacor, and M. Baelmans. Generation of turbulent inflow and initial conditions based on multi-correlated random fields. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 57:93–117, 2008.
- [44] J.H Ferziger and M. Peric. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 2002.
- [45] H.E. Fiedler. *Turbulente Strömungen*. Technische Universität Berlin Herman Föttinger Institut für Strömungsmechanik Vorlesungsskript, 2003.
- [46] C. Frank. *Wirksamkeit von dünnen Windschutzstreifen auf Sockelwällen in luv- und leeseitiger Anordnung*. PhD thesis, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 2005.
- [47] J. Franke. Introduction to the prediction of wind effects on buildings by Computational Wind Engineering. In *Wind Effects on Buildings and Design of Wind-Sensitive Structures*. (CISM International Centre for Mechanical Sciences), 2006.
- [48] J. Franke, C. Hirsch, A.G. Jensen, H.W. Krüs, M. Schatzmann, P.S. Westbury, S.D. Miles, J.A. Wisse, and N.G. Wright. Recommendations on the use of CFD in predicting pedestrian wind environment. Technical report, COST Action C14, Impact of Wind and Storms on City Life and Built Environment, 2004.
- [49] J. Fröhlich. *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Teubner, 2006.

- [50] H. Friedrich and C. Lange. *Stochastische Prozesse in Natur und Technik*. Verlag Harri Deutsch, 1999.
- [51] K. Gabriel. *Bauen mit Seilen*. Skript, Universität Stuttgart, Institut für Leichtbau Entwerfen und Konstruieren, 1992.
- [52] B. Gawenat. Private communications 2004-2009.
- [53] M. Glück. *Ein Beitrag zur numerischen Simulation von Fluid-Struktur- Interaktionen - Grundlagenuntersuchung und Anwendung auf Membrantragwerke*. PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2003.
- [54] A. D. Gosman. Developments in CFD for industrial and environmental applications in wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 81:21–39, 1999.
- [55] P.M. Gresho and R.L. Sani. *Incompressible Flow and the Finite Element Method*. John Wiley, 2000.
- [56] C. Gromke and B. Ruck. Die Simulation atmosphärischer Grenzschichten in Windkanälen. Technical report, Laboratorium für Gebäude- und Umweltaerodynamik, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe, 2005.
- [57] E. Haug. An Optimal Sequence for the Design of Membrane Structures. In *IL 15, Lufthallenhandbuch*. Institut für Leichte Flächentragwerke University of Stuttgart, 1983.
- [58] E. Haug. Numerical Form-Finding of Membranes. In *IL 18 Seifenblasen*. Institut für Leichte Flächentragwerke Universität Stuttgart, 1988.
- [59] E. Haug and A. de Rouvray. Finite Element Analysis of a high pressure balloon with PAM-LISA. In *AIAA 8th Aerodynamic Decelerator and Balloon Technology Conference*, 1984.
- [60] E. Haug, D. Lasry, and P. de Kermel. Dynamic Simulation of Industrial Membranes including their Interaction with Surrounding Media. In *3rd International Symposium of the SFB 230 Evolution of Natural Structures*, 1994.
- [61] E. Haug and G. Powell. *Finite Element Analysis of Nonlinear Membrane Structures*. PhD thesis, Structural Engineering Laboratory, University of California Berkeley, 1972.
- [62] E. Haug and G. Powell. Finite Element Analysis of Nonlinear Membrane Structures. *IASS Pacific Symposium Part II on Tension Structures and Space Frame Structures*, pages 165–175, 1972.
- [63] B. Hübner. *Simultane Analyse von Bauwerk- Wind- Wechselwirkungen*. PhD thesis, Institut für Statik, Technische Universität Braunschweig, 2003.
- [64] R. Höffer. Stationäre und instationäre Modelle zur Zeitbereichssimulation von Windkräften an linienförmigen Bauwerken SFB 151 Mitteilung 97-2. Technical report, Ruhr Universität Bochum, Institut für Konstruktiven Ingenieurbau, 1997.
- [65] J. D. Holmes. *Wind loading of structures*. Taylor & Francis, 2001.

-
- [66] E.L. Houghton and N.B. Carruthers. *Wind Forces Buildings and Structures*. 1976.
- [67] A. Iannuzzi and P. Spinelli. Artificial Wind Generation and Structural Response. *Journal of Structural Engineering*, 113:2382–2398, 1987.
- [68] H.P.A.H. Irwin and R.L. Wardlaw. A wind tunnel investigation of a retractable fabric roof. In J.E Cermak, editor, *Wind Engineering - Proceedings of the 5th International Conference on Wind Engineering*, pages 1061–1072, 1979.
- [69] J. J. Jensen. Das dynamische Verhalten eines vorgespannten Kabelnetzes. Technical report, Division of Structural Mechanics, The Norwegian Institut of Technology, University of Trondheim, Norway, 1971.
- [70] J.C. Kaimal and J.J. Finnigan. *Atmospheric Boundary Layer Flows*. Oxford University Press, 1994.
- [71] U. Kaiser. *Windeinwirkung auf schwach vorgespannte Membranstrukturen am Beispiel eines 30m Membranschirmes*. PhD thesis, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik der Universität Stuttgart, 2004.
- [72] A. Kamoulakos, V. Chen, E. Mestreau, and R. Loehner. Finite Element Modelling of Fluid- Structure Interaction in Explosively Loaded Aircraft Fuselage Panels using PAMSHOCK PAMFLOW Coupling. In *Conference of Spacecraft Structures, Materials and Mechanical Testing*, 1996.
- [73] C. Katz, I. Kovacs, and G. Morgenthal. Dreidimensionale aerodynamische und aeroelastische Analyse der Fußgängerbrücke Kehl- Strasbourg. Technical report, Schweizer Ingenieur und Architektenverein, 2003.
- [74] S. Kawamura and T. Kiuchi. An experimental study of one-membrane type pneumatic structure - wind load response. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 23:127–140, 1986.
- [75] A. Kempf, M. Klein, and J. Janicka. Efficient Generation of Initial- and Inflow-Conditions for Transient Turbulent Flows in Arbitrary Geometries. *Flow, Turbulence and Combustion*, 74:67–84, 2005.
- [76] E. Kimoto and S. Kawamura. Aerodynamic behaviour of one-way type hanging roofs. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 13:395–405, 1983.
- [77] R. J. Kind. Aeroelastic modelling of membrane structures. Technical report, Department of Mechanical and Aeronautical Engineering Carleton University, Ottawa Canada.
- [78] R.J. Kind. Pneumatic stiffness and damping of air-supported structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 17:295–304, 1984.
- [79] G. Knapp. *Improved Methods for Structural Wind Engineering*. PhD thesis, University of Nottingham, 2007.

- [80] K. Kondo, S. Murakami, and A. Mochida. Generation of velocity fluctuations for inflow boundary conditions of LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 67,68:51–64, 1997.
- [81] H. Koss. *Einfluß der Simulation des natürlichen Windes auf die Prognose des Überlastrisikos von Hallentragwerken*. PhD thesis, Aerodynamik im Bauwesen, Ruhr Universität Bochum, 2001.
- [82] I. Kovac and H. P. Andrä. Traglastnachweis von Turmbauwerken unter dynamischer Windbelastung. *Sonderdruck aus Bautechnik*, 11:650–661, 1993.
- [83] H. Kunieda. Flutter of hanging roofs and curved membrane roofs. *Int. J. Solids Structures*, pages 477–492, 1975.
- [84] T.V. Lawson. *Wind effects on buildings: Volume 1+2*. Applied Science, 1980.
- [85] Y. Li and A. Kareem. ARMA Representation of Wind Field. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 36:415–427, 1990.
- [86] K. Linkwitz. About formfnding of double-curved structures. *Engineering Structures*, 21(8):709–718, 1999.
- [87] R. Loehner. *Applied Computational Fluid Dynamics Techniques*. John Wiley, 2001.
- [88] R. Loehner and F. Camelli. Implementation of wind inlet conditions for PAM Flow. ESI Group, Fortran Routine.
- [89] R. Loehner, E. Haug, P. deKermel, J.L. Matilla, and E. Mestreau. New advances in fluid structure interaction using adaptive unstructured grids an automatic mesh generation. *Basel World CFD User Days*, pages 24.1–24.20, 1994.
- [90] S. Lopez. *Numerische Modellierung turbulenter Umströmungen von Gebäuden*. PhD thesis, Fachbereich Physik, Universität Bremen, 2002.
- [91] J. Lumley and H. Panofsky. *The Structure of Atmospheric Turbulence*. Interscience, 1964.
- [92] T. S. Lund, X. Wu, and K. D. Squires. Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially- Developing Boundary Layer Simulations. *Journal of Computational Physics*, 140:233–258, 1998.
- [93] M. Manhart. *Umströmung einer Halbkugel in turbulenter Grenzschicht*. PhD thesis, Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik, Universität der Bundeswehr München, 1996.
- [94] J. Mann. Models in Micrometeorology. Technical report, Risoe National Laboratory, Roskilde, Denmark, 1994.
- [95] J. Mann. Wind field simulation. *Probabilistic Engineering Mechanics*, 13-4:269–282, 1998.
- [96] T. Matsumoto. An investigation on the response of pretensioned one-way type suspension roofs. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 13:383–394, 1983.

-
- [97] E. Mestreau, R. Lohner, and S. Aita. TGV Tunnel entry simulations using a Finite Element code with remeshing. *AIAA Journal*, pages 1–6, 1993.
- [98] A. Michalski, E. Haug, and K.U. Bletzinger. On the application of the Fluid Structure Interaction Simulation for the Design of Umbrella Structures. In *International Conference on Textile Composites and Inflatable Structures STRUCTURAL MEMBARNES*, 2007.
- [99] M. P. Mignolet and P. D. Spanos. Recursive Simulation of Stationary Multivariate Random Processes Part I, II. *Journal of Applied Mechanics*, 54:674–687, 1987.
- [100] M. P. Mignolet and P. D. Spanos. MA to ARMA Modeling of Wind. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 36:429–438, 1990.
- [101] N. Minh, T. Miyata, H. Yamada, and Y. Sanada. Numerical simulation of wind turbulence and buffeting analysis of long- span bridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 83:301–315, 1999.
- [102] N. Minh, H. Yamada, T. Miyata, and H. Katsuchi. Aeroelastic complex mode analysis for coupled gust response of the Akashi Kaikyo bridge model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 88:307–324, 2000.
- [103] R. Münsch and H.-W. Reinhardt. Zur Berechnung von Membrantragwerken aus beschichteten Geweben mit Hilfe genäherter elastischer Materialparameter. *Bauingenieur*, pages 271–275, 1995.
- [104] D. Mok. *Partitionierte Lösungsansätze in der Strukturodynamik und der Fluid- Struktur-Interaktion*. PhD thesis, Institut für Baustatik, Universität Stuttgart, 2001.
- [105] K. Moritz. Materialeinsatz und Konfektionierung von Membranwerkstoffen. *Stahlbau*, 8, 2000.
- [106] S. Murakami. Current status and future trends in computational wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 67, 68:3–34, 1997.
- [107] B.G. Newman and U. Ganguli. Flow over spherical inflated buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 17:305–327, 1984.
- [108] M. Nielsen, G. C. Larsen, J. Mann, S. Ott, K.S. Hansen, and B. J. Pedersen. Wind Simulation for Extreme and Fatigue Loads. Technical report, Riso National Laboratory, Roskilde, Denmark, 2004.
- [109] H.-J. Niemann. Anwendungsbereich und Hintergrund der neuen DIN 1055 Teil 4. *Der Prüflingenieur*, Oktober:35–45, 2002.
- [110] H. J. Niemann and U. Peil. Windlasten auf Bauwerke. *Stahlbaukalender*, pages 674 – 748, 2003.
- [111] H.J. Niemann. WTG Merkblatt über Windkanalversuche in der Gebäudeaerodynamik. Technical report, Windtechnologische Gesellschaft WTG e.V., 1994.

- [112] K. Nozawa and T. Tamura. Large eddy simulation of the flow around a low-rise building immersed in a rough-wall turbulent boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90:1151–1162, 2002.
- [113] K. Nozawa and T. Tamura. Large eddy simulation of wind flows over large roughness elements. In *EACWE4 - The Fourth European & African Conference on Wind Engineering*, 2005.
- [114] J. Oelbermann and E. Haug. Berechnung des Zuschnitts einer Membrane mit Hilfe der Finiten Element Methode. In *SFB-Colloquium on Large Span Structures, Stuttgart*, May 1979.
- [115] Panofsky, Jensen, Arya, Hunt, Davenport, and Plate. *Engineering Meteorology*. Elsevier, 1982.
- [116] H.A. Panofsky and J. A. Dutton. *Atmospheric turbulence*. John Wiley, 1984.
- [117] M. D. Paola. Digital simulation of wind field velocity. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 74-76:91–109, 1998.
- [118] U. Peil. Dynamische Windeinwirkung. *Stahlbaukalender*, pages 440–, 2008.
- [119] C. Petersen. *Dynamik der Baukonstruktionen*. 1996.
- [120] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in Fortran 77, The Art of Scientific Computing, Second Edition*. Cambridge University Press, 2001.
- [121] W. H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical Recipes in Fortran 77*. Cambridge University Press, 1992.
- [122] Rasch and Bradatsch. Machbarkeitsstudie Mekka Schirme 2002. Architekturbüro.
- [123] Rasch and Bradatsch. Structural Analysis of U29 and U26 umbrellas 2006 - 2008. Architekturbüro.
- [124] P.J. Richards, R.P Hoxey, B.D. Connell, and D.P. Lander. Wind-tunnel modelling of the Silsoe Cube. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95:1384–1399, 2007.
- [125] W. Rodi. *Large Eddy Simulation in der Strömungsmechanik*. Institut für Hydromechanik Skript Universität Karlsruhe, 2006.
- [126] G. Rosemeier. *Windbelastung von Bauwerken*. Bauwerk Verlag GmbH, 2008.
- [127] R. Rossi, M. Lazzari, and R. Vitaliani. Wind field simulation for structural engineering purposes. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 61:738–763, 2004.
- [128] H. Ruscheweyh. *Dynamische Windeinwirkung an Bauwerken 1,2*. Bauverlag, 1982.
- [129] P. Sagaut. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, 1998.

-
- [130] E. Samaras, M. Shinozuka, and A. Tsurui. ARMA Representation of Random Processes. *Journal of Engineering Mechanics*, 111:449–461, 1983.
- [131] S. Schoene. Beitrag zur struktursimulation des dynamischen verhaltens von membranbauten unter turbulenter windlast. Master's thesis, Institut für Leichtbau Entwerfen und Konstruieren, WindlastUniversität Stuttgart, 2007.
- [132] A. Schomburg. *Schallstreuung in der atmosphärischen Grenzschicht*. Universität Oldenburg, 1998.
- [133] P. Schrader. *Die statistische Stabilität gemessener integraler Längenmaße und anderer Windparameter*. PhD thesis, Sonderforschungsbereich Tragwerksdynamik Ruhr-Universität Bochum, 1994.
- [134] G.I. Schueller and M. Shinozuka. *Stochastic Methods in Structural Dynamics*. Martinus Nijhoff Publishers, 1987.
- [135] M. Shinozuka and G. Deodatis. Simulation of stochastic processes by spectral representation. *Applied Mechanics Review*, 44:191–203, 1991.
- [136] M. Shinozuka and C. M. Jan. Digital simulation of random processes and its application. *Journal of Sound and Vibration*, 25:111–128, 1972.
- [137] E. Simiu and R. H. Scanlan. *Wind effects on structures*. John Wiley & Sons, Inc, 1996.
- [138] W. Sobek. Technologische Grundlagen des textilen Bauens. *Detail*, 6:776–779, 1994.
- [139] J.H. Spurk. *Strömungslehre*. Springer Verlag, 2004.
- [140] K. D. Squires. Detached- Eddy simulation: Current status and perspectives. In *Proceedings of the 5th ERCOFTAC workshop: Direct and Large-Eddy Simulation 5*, 2003.
- [141] T. Stathopoulos. Computational wind engineering: Past achievements and future challenges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 67, 68:509–532, 1997.
- [142] W. Stier. *Methoden der Zeitreihenanalyse*. Springer, 2001.
- [143] R. B. Stull. *An introduction to boundary layer meteorology*. Kuwer Academic Publishers, 1991.
- [144] T. Tamura, K. Nozawab, and K. Kondo. AIJ guide for numerical prediction of wind loads on buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96:1974–1984, 2008.
- [145] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, 1972.
- [146] Tensinet. *Tensinet. Band European Design Guide for Tensile Surface Structures*. Tensinet, 2004.
- [147] T.G. Thomas and J.J.R. Williams. Generating a wind environment for large eddy simulation of bluff body flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 82:189–208, 1999.

- [148] Y. Tominaga, A. Mochida, R. Yoshie, H. Kataoka, T. Nozue, M. Yoshikawa, and T. Shirasawa. AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96:1749–1761, 2008.
- [149] B.V. Tyggvason. Aeroelastic modelling of pneumatic and tensioned fabric structures. In J.E Cermak, editor, *Wind engineering - Proceedings of the 5th International Conference on Wind Engineering Forth Collins Colorado 1979*, 1979.
- [150] S Vengadesan and A. Nakayama. Evaluation of LES models for flow over bluff body from engineering application perspective. *Sadhana*, 30:11–20, 2004.
- [151] J. Wacker, W. Bächlin, and E. Plate. *Konzepte und Anwendung von Windlastnormen*. Gerhard Berz, 1991.
- [152] W. A. Wall. *Fluid- Struktur- Interaktion mit stabilisierten Finiten Elementen*. PhD thesis, Institut für Baustatik der Universität Stuttgart, 1999.
- [153] C.J.K. Williams. The structural design of fabric structures to resist wind loading. Technical report, School of Architecture & Building Engineering.
- [154] R. Wuechner. *Mechanik und Numerik der Formfindung und Fluid-Struktur-Interaktion von Membrantragwerken*. PhD thesis, Lehrstuhl für Statik TU München, 2007.
- [155] R. Wuechner and K.-U. Bletzinger. Stress-adapted numerical form finding of prestressed surfaces by the updated reference strategy. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 64:143–166, 2005.
- [156] W.W. Yang, T. Y. P. Chang, and C. C. Chang. An efficient wind field simulation technique for bridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 67&68:697–708, 1997.
- [157] W. Zahlten. *Zur numerischen Simulation winderregter Strukturen*. PhD thesis, Lehrstuhl für Dynamik, Ruhr Universität Bochum, 1998.
- [158] O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor. *The Finite Element Method: Volume 3 Fluid Dynamics*. Butterworths, 2000.
- [159] J.A. Zuranski. *Windbelastung von Bauwerken und Konstruktionen*. Verlagsgesellschaft Rolf Müller, 1969.

Anhang A

Membranmaterialien im textilen Bauen

Im Folgenden werden technischen Textilien, die im textilen Bauen die größte Anwendung finden, beschrieben:

- **PVC beschichtetes Polyestergewebe:**
Das Gewebe besteht aus Polyesterfasern und wird mit PVC (Polyvinylchlorid) beschichtet. Es wird meist in Leinwand- und Panamabindung gewoben, besitzt eine hohe Bruchdehnung (15–20 %), ein gutmütiges Weiterreißverhalten und eine geringe Schubsteifigkeit. Daher ist es leicht zu verarbeiten, zu transportieren und zu montieren. Der Membranwerkstoff ist in sieben Gruppen, gegliedert nach der Größe der Zugfestigkeit, erhältlich. PVC-Beschichtungen unterliegen trotz Oberflächenversiegelung Alterungsprozessen, bedingt durch fortschreitende Weichmacherauswanderung und folglich Versprödung. Dadurch können Rissbildung und Verfärbung sowie Schädigungen durch Pilzbefall und Verschmutzungen auftreten.
- **PTFE beschichtetes Glasfasergewebe:**
Glasfasergewebe werden mit einer PTFE-Beschichtung versehen, die dem Schutz vor Witterungseinflüssen und UV-Strahlung dient und dem Material eine hervorragende antiadhäsive Oberfläche verleiht. Das Gewebe besitzt durch das Dehnverhalten der Glasfasern eine vergleichsweise hohe Steifigkeit und durch die Beschichtung einen hohen Schubmodul. Glasfasern besitzen im Vergleich zu Polyesterfasern nahezu keine Knickbeständigkeit und brechen unter Druckbeanspruchungen. Daher ist bei Glasfasergewebe Faltenbildung unbedingt zu vermeiden. Aus Gründen der Schmelztemperatur der Beschichtung und des Gewebes kann PTFE-Beschichtung nur auf Glasfasergewebe aufgebracht werden. PTFE-Beschichtungen unterliegen keinen Alterungsprozessen aufgrund von Weichmacherauswanderung und haben somit höhere Lebensdauern.
- **PTFE-Gewebe:**
Polytetrafluorethylen-Fäden werden direkt gewoben, sodass auf eine Beschichtung verzichtet werden kann. PTFE ist besonders antiadhäsiv und äußerst knickbeständig. Damit werden die Vorteile der erst genannten Membranmaterialien kombiniert und so vor allem für wandelbare Konstruktionen eingesetzt. Da dieses Gewebe ohne Beschichtung auskommt, muss die Wasserdurchlässigkeit durch das Webverfahren, die Bindungsart und die Fadendicke gesteuert werden. Eine tabellarische Übersicht textiler Werkstoffe enthält [13] und wird im Anhang Abbildung A.1 wiedergegeben.

Gewebematerial	Materialtyp (*Interne Typbezeichnung)	Flächengewicht [g/m ²] nach DIN 55352	Zugfestigkeit Gewebe [N/5 cm] Kette/Schuß nach DIN 53354	Bruchdehnung Gewebe [%] Kette/Schuß nach DIN 53354	Weiterreißfestigkeit Gewebe [N] Kette/Schuß nach DIN 53363	Knickbeständigkeit	UV-Beständigkeit	erreichbare Brandschutz- klasse nach DIN 4102	Lebenserwartung (a)	Standardfarben	Häufige Anwendungen	
PVC-beschichtetes Polyester-gewebe	Typ I	800	3 000/3 000	15/20	350/310	sehr gut	gut	B1	> 20	Standard weiß, große Farbauswahl auf Anfrage	temporäre Konstruktionen mobile Konstruktionen wandelbare Konstruktionen permanente Konstruktionen Standardsysteme	
	Typ II	900	4 400/3 900	15/20	580/520							
	Typ III	1050	5 750/5 100	15/25	800/950							
	Typ IV	1 300	7 450/6 400	15/30	1 400/1 100							
	Typ V	1 450	9 800/8 300	20/30	1 800/1 600							
PTFE-beschichtetes Glasfaser-gewebe	Typ II*	800	3 500/3 500	7/10	300/300	aus-reichend	sehr gut	A2	> 25	Standard weiß, begrenzte Farbauswahl auf Anfrage	permanente Konstruktionen Standardsysteme	
	Typ III*	1 150	5 800/5 800	bis	500/500							
	Typ IV*	1 550	7 500/6 500	2/17	500/500	reichend	sehr gut	unbrennbar, keine Einstufung n. DIN 4102	> 25	Standard weiß, begrenzte Farbauswahl auf Anfrage	wandelbare Konstruktionen insbesondere Schirm- konstruktionen	
Unbeschichtete PTFE-Gewebe		300 bis 800	bis 3 800/3 500	ca. 40/30	500/500	sehr gut	sehr gut	n. DIN 4102	> 20	Standard weiß, begrenzte Farbauswahl auf Anfrage	wandelbare Konstruktionen insbesondere Schirm- konstruktionen	
Beschichtete, offene Gitter-gewebe aus Glas/PTFE, PES/PVC etc.		300 bis 800	bis 5 000/5 000	je nach Material	je nach Material	aus-reichend bis sehr gut	gut bis sehr gut	B1	> 20	Standard weiß, begrenzte Farbauswahl auf Anfrage	Innenanwendung Sonnenschutz Billboards Rankhilfen	
Folienmaterial	Materialtyp	ETFE-Folien										
		50 µm	87,5	64/56	450/500	450/450	gut	sehr gut	B1	> 25	Standard transparent, weiß oder blau, weitere Farben auf Anfrage, Bedruckung ist möglich	Zoologische Anlagen Gewächshäuser Schwimmbäder Fassaden und Atrien
		80 µm	140,0	58/54	500/600	450/450						
		100 µm	175,0	58/57	550/600	430/440						
		150 µm	262,5	58/57	600/650	450/430						
200 µm	350,0	52/52	600/600	430/430								

Abbildung A.1: Eigenschaften von Membranmaterialien, aus [105]

Anhang B

Auswertung der Leistungsspektren mit Flexpro

Die in dieser Arbeit vorliegenden Windgeschwindigkeitszeitreihen wurden mit dem Programmpaket Flexpro 8.0, einem Programm zur statistischen Auswertung von Daten, der Firma Weisang GmbH ausgewertet.

Die Schätzung von Leistungsspektren wird durch einen FFT-Algorithmus durchgeführt. Werden die Amplituden der spektralen Dichteverteilung nicht geglättet, so ist die Aussagekraft des Spektrums bezogen auf die Amplituden sehr gering, da das Spektrum sehr rau ist.

Da in dieser Arbeit von stationärem Verhalten der Windfluktuationen ausgegangen wird, kann die Schätzung der Leistungsspektren durch mehrfache Mittelung über kürzere Zeitfenster durchgeführt und so verbessert werden. Hierfür wird die Periodogramm-Funktion des Programmpaketes Flexpro verwendet. Das Periodogramm ist eine Spektralprozedur, die Probleme einer erhöhten Varianz durch die Verwendung von Bewertungsfenstern beheben. Bei diesem Verfahren werden für überlappende Datensegmente fensterbewertete FFTs berechnet und dann arithmetisch gemittelt. Hierdurch wird die Varianz auf Kosten der spektralen Auflösung vermindert.

Die in Kapitel 5.4.1.2 ermittelten Leistungsspektren werden mit folgender Prozedur geglättet. Bei einem Datensatz von insgesamt 12 000 Werten wird eine Segmentlänge mit 4000 Werten gewählt. Die Überlappung der Segmente wurde zu 80 % gewählt. Die einzelnen Zeitreihen werden mit einer Fensterfunktion nach Blackmann-Harris befenstert, um Abschneidefehler zu reduzieren. Abbildung B.1 (oben) stellt die ausgewerteten Leistungsspektren mit Fenster und Überlappung (links) den Spektren ohne Fenster und ohne Überlappung (rechts) gegenüber. Es wird eine deutliche Amplitudenglättung ersichtlich. Aus den in Kapitel 5.4.2.3 erzeugten Zeitreihen werden die geglätteten Leistungsspektren folgendermaßen ermittelt. Die Zeitreihen umfassen insgesamt 4096 Werte. Die Segmentlänge wurde mit 2048 Werten festgelegt. Die Überlappung der Segmente beträgt 80 %, wobei die einzelnen Zeitreihen mit Fensterfunktion nach Blackman-Harris befenstert werden. Die geglätteten Verläufe der Leistungsspektren sind in Abbildung B.1 (unten links) im Vergleich mit den rauen Spektren (unten rechts) dargestellt.

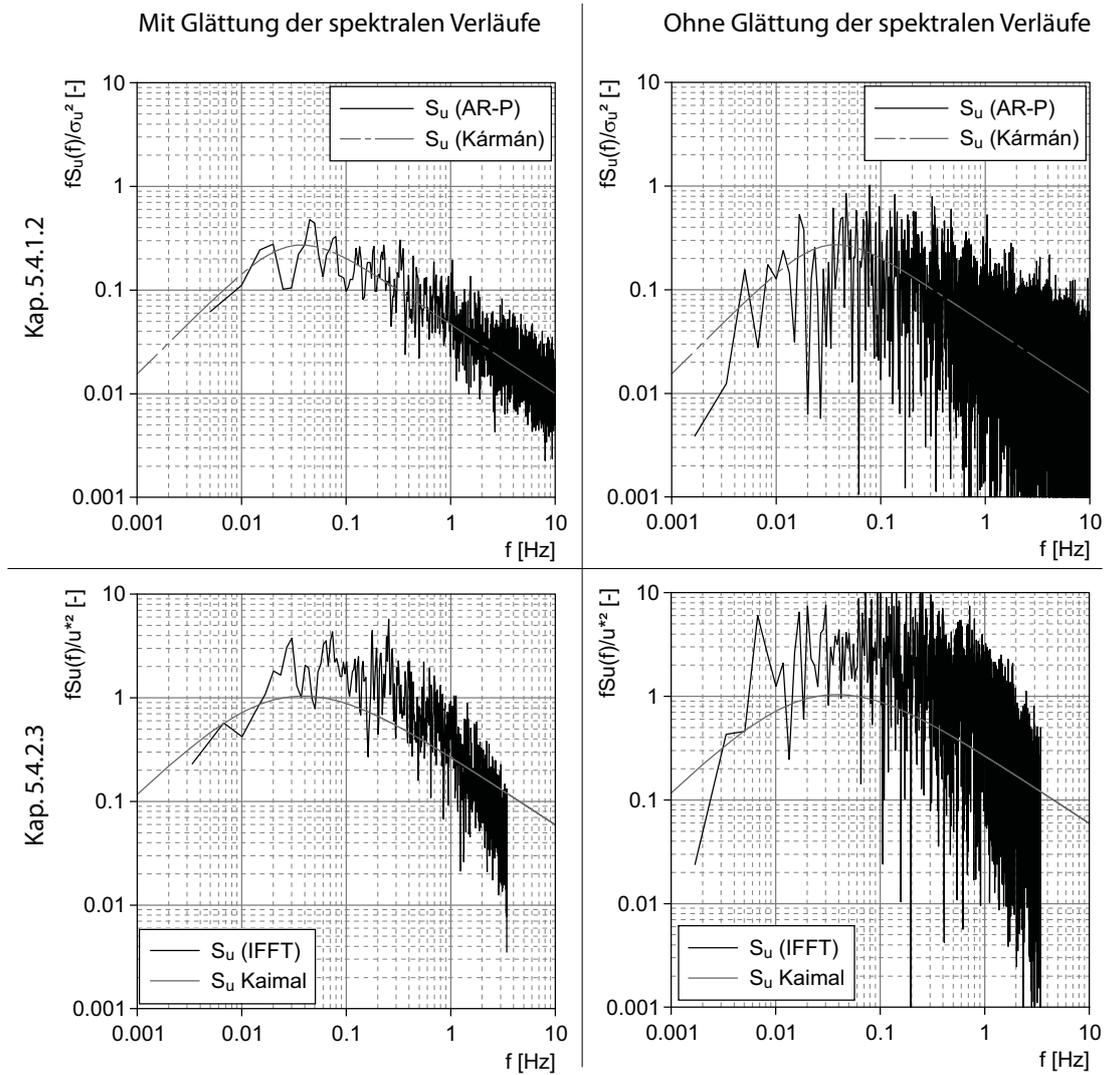


Abbildung B.1: Ausgewertete Leistungsspektren der longitudinalen Turbulenzkomponente