

Die Wechselwirkung von Fallböen mit typischen urbanen Bebauungsstrukturen

Zur Erlangung des akademischen Grades einer
DOKTOR-INGENIEURIN

von der Fakultät für
Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte
DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Alexandra Richter
aus Heilbronn

Tag der mündlichen
Prüfung: 10.11.2017

Referent: Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Bodo Ruck
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Michael Kunz

Karlsruhe 2017



Dieses Werk ist lizenziert unter einer Creative Commons Namensnennung 4.0 International Lizenz (CC BY 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/deed.de>

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Laboratorium für Gebäude- und Umweltaerodynamik des Instituts für Hydromechanik (IfH) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT) im Rahmen des Projekts *ConWinG*, das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG finanziert wurde (Ru 345/35-1).

Mein Dank gilt an erster Stelle dem Leiter des Forschungsvorhabens Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Bodo Ruck für die Betreuung und Förderung der vorliegenden Arbeit. Er unterstützte mich in jeder Phase der Arbeit und sein mir entgegengebrachtes Vertrauen sowie die wissenschaftlichen Freiheiten während meiner Forschungsarbeit haben einen wesentlichen Anteil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Kunz, Institut für Meteorologie und Klimaforschung, KIT, danke ich für die Übernahme des Korreferats sowie die fachliche Unterstützung zusammen mit Frau Dr. rer. nat. Susanna Mohr. Die interessante, wissenschaftliche Zusammenarbeit, sowie die daraus entstandenen Publikationen haben meiner Arbeit wesentliche Impulse gegeben.

Den Herren Prof. Dr. Olivier Eiff und PD Dr. rer. nat. Dirk Schindler danke ich für die Teilnahme an der Promotionskommission.

Bei meinen Kollegen Dr.-Ing. Christof Gromke und Katharina Wacker möchte ich mich für die sehr gute Zusammenarbeit und die zahlreichen Fachgespräche, sowie bei Armin Reinsch, Dieter Groß, Jürgen Ulrich und Michael Ziegler für die tatkräftige Unterstützung bei der Umsetzung der Versuchsaufbauten bedanken. Wann immer ich auf ihre Hilfe angewiesen war, haben sie mich unverzüglich in kompetenter und effizienter Weise unterstützt. Ebenso möchte ich mich bei Dr.-Ing. Boris Pavlowski für die Unterstützung bei allen Fragen zur Laser-Doppler-Anemometrie bedanken.

Mein größter Dank gilt meinem Mann Matthias. Er unterstützte und motivierte mich während meiner Arbeit und ließ mir die nötigen Freiräume, um diese umzusetzen. Außerdem danke ich ihm für die kritische Durchsicht meiner wissenschaftlichen Artikel und der Dissertation.

Karlsruhe im November 2017

Alexandra Richter

Zusammenfassung

In konvektiven Wettersystemen können vertikale Abwinde entstehen. Sehr intensive Abwinde werden als Fallböe oder Downburst bezeichnet. Trifft die Fallböe auf die Erdoberfläche auf, breitet sich die Luft radial aus und verursacht hohe Geschwindigkeiten in Bodennähe, was zu erheblichen Schäden an gebauten Strukturen führen kann. In den Richtlinien zur Auslegung von Windlasten auf Gebäuden wird meist von einer atmosphärischen Grenzschichtströmung ausgegangen. Dies vernachlässigt drei wichtige Eigenschaften von Fallböen: das Vorhandensein einer Vertikalgeschwindigkeit, maximale Horizontalgeschwindigkeiten in Bodennähe und ein stark instationäres Verhalten. Die Auswirkungen von Fallböen innerhalb städtischer Bebauungsstrukturen und die Unterschiede zu den Annahmen in den einschlägigen DIN-Normen wurden bisher nicht untersucht.

Um diese Wissenslücke zu schließen, wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit verschiedene experimentelle Untersuchungen durchgeführt. Zunächst wurde eine Böe mithilfe eines Luftstrahls simuliert, die in die Hintergrundströmung eines Windkanals eingebettet war. Die Böe traf auf eine Modellstraßenschlucht. Zu Beginn der Böe hatte sich ein Ringwirbel ausgebildet, der sich oberhalb der Bebauungsstrukturen ausbreitete. Ein Vergleich von stationären und instationären Experimenten zeigte, dass das plötzliche Auftreten der Böe, zusammen mit dem Ringwirbel, zu einer zusätzlichen Erhöhung der Geschwindigkeiten in der Straßenschlucht führt.

Im nächsten Schritt wurde der Einfluss einzelner Randbedingungen unter Vernachlässigung der Hintergrundströmung systematisch untersucht. Es hat sich gezeigt, dass die Vertikalgeschwindigkeit auf Dachhöhe und der Volumenstrom in die Straßenschlucht linear vom Verhältnis der Gebäudehöhe H zum Durchmesser der Fallböe D abhängen – je größer H/D desto größer die Vertikalkomponente und entsprechend der Volumenstrom. Die maximal auftretende Horizontalgeschwindigkeit in der Straßenschlucht entspricht der Fallgeschwindigkeit der Böe und ist unabhängig von der Geometrie der Straßenschlucht. Diese hohen Geschwindigkeiten werden umso länger innerhalb des Straßenzugs konserviert, je größer das Verhältnis H/D ist. In einer Straßenschlucht, die von Kreuzungen unterbrochen wird, hängt die Konservierung hoher Geschwindigkeiten zusätzlich von der Bebauungsdichte ab – je lockerer die Bebauung, desto schneller nehmen die Geschwindigkeiten ab. Die innerhalb einer städtischen Bebauung während einer Fallböe auftretenden Windlasten unterscheiden sich von denen in einer atmosphärischen Strömung. Insbesondere die Last auf den Dächern im Auftreffzentrum der Böe wird dabei von den Annahmen in den DIN-Normen unterschätzt.

Abstract

In convective weather systems downdrafts can be generated. Very intense downdrafts are called downbursts. After the downburst has impinged in the ground, the air spreads radially and high velocities are generated close to the ground that can lead to severe damages to buildings. National standards are usually based on the assumption of an atmospheric boundary layer flow. This neglects three important characteristics of downburst: the presence of a vertical velocity component, horizontal peak velocities in the vicinity of the ground and a highly unsteady behavior. The impact of downbursts within densely populated areas and the differences against the assumptions of the national standards of the DIN were not investigated until now.

In order to close this knowledge gap, experimental investigations were performed in the present work. First, a gust was simulated by means of a jet. The gust was embedded in a background flow generated by a wind tunnel. The gust impinged on a street canyon model. At the onset of the gust a ring vortex was generated. A comparison of steady and unsteady conditions revealed that the sudden impingement of the gust together with the ring vortex yields an additional increase of peak velocities within the street canyon.

In a next step, the influence of single boundary conditions was considered. In this case, a background velocity was not present. It could be shown that the vertical velocity at eaves height as well as the volume flux into the street canyon depend on the ratio of building height H to downburst diameter D – the larger H/D , the higher the vertical velocity and the larger the volume flux into the street canyon. The maximum horizontal velocities within the canyon correspond to the vertical downdraft velocity. These high velocities are conserved longer, for larger H/D . For a street canyon interrupted by crossings, the conservation of high velocities additionally depends on the building density – the lower the density, the faster the decrease in velocity. The turbulence intensities are, furthermore, smaller within the canyon compared to open terrain conditions. The wind loadings in such conditions differ from those of an atmospheric boundary layer. Especially the loadings acting on the roofs within the impingement center exceed the specifications provided by DIN standards.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hintergrund und Motivation	1
1.2	Ziele der Arbeit	2
2	Theoretischer Hintergrund	5
2.1	Meteorologische Grundlagen zu Fallböen	6
2.1.1	Entstehung und Eigenschaften	6
2.1.2	Konvektive Böen in Deutschland	10
2.2	Bodennahes Windfeld	11
2.3	Interaktion mit Strukturen	15
2.3.1	Parametrisierung der Strömung	15
2.3.2	Auswirkungen auf Gebäude	19
2.3.3	Komplexere Strukturen	25
3	Methodik	29
3.1	Simulation von Fallböen	29
3.1.1	Dichtegetriebene Experimente	30
3.1.2	Experimente mit einem Wandstrahl	31
3.1.3	Größenordnung von experimentell simulierten Fallböen	36
3.2	Verwendete Messsysteme	37
3.2.1	Laser-Doppler-Anemometrie	37
3.2.2	Particle Image Velocimetry	40
3.2.3	Druckmessungen	44
4	Versuchsaufbauten	47
4.1	Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung	47
4.1.1	Versuchsaufbau	47
4.1.2	Charakterisierung der Hintergrundströmung	48
4.2	Einzelner Downburst	50
4.2.1	Vorüberlegungen und Anforderungen	50
4.2.2	Realisierung	52
4.2.3	Charakteristiken der erzeugten Fallböe	55
4.2.4	Versuchsaufbau	56
4.3	Dichtegetriebene Experimente	58
4.3.1	Versuchsaufbau	58
4.3.2	Dichtebestimmung	59

5	Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung	63
5.1	Variation der Windrichtung	63
5.2	Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht	67
5.2.1	Stationärer Fall	67
5.2.2	Instationärer Fall	70
5.2.3	Schadenspotential	83
5.3	Limitationen, Übertragbarkeit und Zusammenfassung	83
6	Einzelner Downburst	87
6.1	Vorüberlegungen und Definitionen	87
6.2	Ausbreitung auf freiem Gelände	88
6.3	Isolierte Straßenschlucht	91
6.3.1	Geschwindigkeitsmessungen	95
6.3.2	Druckmessungen	110
6.4	Isolierte urbane Struktur (Platz, Einmündung)	116
6.5	Idealisierte Stadt (Blockstruktur)	119
6.5.1	Geschwindigkeitsmessungen	124
6.5.2	Druckmessungen	130
6.5.3	Instationäre Betrachtung	132
6.6	Zusammenfassung und Fazit	140
7	Dichtegetriebene Experimente	143
7.1	Visualisierungen	143
7.2	Geschwindigkeitsmessungen	144
7.2.1	Auswertemethoden	145
7.2.2	Fallende Böe	149
7.2.3	Ausbreitung der Böe	151
7.3	Zusammenfassung und Einordnung	153
8	Funktionale Zusammenhänge	157
8.1	Inflow	157
8.2	Outflow	159
8.3	Einschränkungen	162
9	Windlasten nach DIN-Norm	163
9.1	Berechnung der Windlasten nach DIN	163
9.2	Vergleich der Windlasten	164
10	Zusammenfassung und Ausblick	169

1 Einleitung

1.1 Hintergrund und Motivation

Gewitter entstehen durch hochreichende Feuchtekongvektion, also dem Aufsteigen feuchter Luftmassen. Innerhalb konvektiver Systeme bilden sich Abwinde aus. Sehr intensive Abwinde werden als konvektive Fallböen oder Downbursts bezeichnet. Sie können in Bodennähe zu extremen Windgeschwindigkeiten führen, sind oft verbunden mit starken Niederschlägen und können erhebliche Schäden zur Folge haben.

Neben Gebäudeschäden entstehen während extremer Gewitterereignisse häufig auch Schäden an der Infrastruktur. Umstürzende Bäume oder Gebäudeteile stellen außerdem eine Gefährdung für Menschen dar. Beim Pukkelpop Festival 2011 in Belgien, das von einem Downburst getroffen wurde, wurden 140 Menschen verletzt und fünf starben (De Meutter et al., 2015). Schwere Unwetter an Pfingsten 2014 in Belgien und im Westen Deutschlands sorgten für starke Beeinträchtigungen des Flug- und Bahnverkehrs und forderten sechs Menschenleben (Barthlott et al., 2017; Mathias et al., 2017). Der versicherte Schaden für dieses Unwetter wird mit 650 Mio Euro beziffert (Deutsche Rück, 2015).

Laut dem National Weather Service, USA (2017) kommen Downbursts in den USA zehn Mal häufiger vor als Tornados. Für Deutschland gibt es nicht genügend Zahlen für eine verlässliche Statistik, jedoch ist auch hier die Entstehung eines Downbursts wahrscheinlicher als die eines Tornados (Dotzek, 2004).

Es stellt sich außerdem die Frage, inwiefern sich die Intensität oder Häufigkeit schwerer Gewitter, verbunden mit extremen Windgeschwindigkeiten, mit dem Klimawandel ändern. Untersuchungen zeigen, dass in gewissen Gebieten Europas die atmosphärischen Bedingungen, die Voraussetzung für die Gewitterentstehung sind, häufiger beobachtet werden konnten als 30 Jahre zuvor (Mohr und Kunz, 2013).

Die Versicherungswirtschaft spricht sich für geeignete Präventionsmaßnahmen aus, um die Schäden zu minimieren. Die Strömungssituation während konvektiven Starkwindereignissen unterscheidet sich jedoch deutlich von den Annahmen, die in der DIN EN 1991 1-4 und EUROCODE 1 Teil 1-4 zur Auslegung von Windlasten getroffen werden. Seit den 1990er Jahren werden die Auswirkungen von Downbursts auf einzelne Gebäude untersucht (Nicholls et al., 1993; Chay und Letchford, 2002; Jesson et al., 2015a). Die Wechselwirkung mit den komplexen Strukturen innerstädtischer Bebauung, die zu zusätzlichen Effekten bei den



(a) Fallböe



(b) Straßenschlucht

Abbildung 1.1: Fotos einer Fallböe und einer Straßenschlucht.

Windgeschwindigkeit wie auch der Druckbelastung an Gebäuden führt, wurde bisher jedoch nicht untersucht. Ziel dieser Arbeit ist es daher, die Auswirkungen solcher Extremwindereignisse innerhalb bebauter Gebiete zu untersuchen.

1.2 Ziele der Arbeit

Diese Arbeit entstand im Rahmen des Projektes *ConWinG* (Convective Wind Gusts). Das Projekt befasst sich mit der Erforschung konvektiver Starkböen und gliedert sich in zwei Bereiche – einen Meteorologie- und einen Ingenieurteil. Der erste Teil beschäftigt sich u. a. mit folgenden Fragestellungen: Wie häufig und mit welcher Intensität treten konvektive Böen in Deutschland auf? Gibt es Regionen, in denen solche Ereignisse häufiger auftreten als in anderen?

Die Untersuchung dieser Fragestellungen ist nicht explizit Teil dieser Dissertation, jedoch werden auf die daraus gewonnenen Erkenntnisse zurückgegriffen. Diese Dissertation beschäftigt sich mit dem zweiten Teil – dem Ingenieurteil. Hier sollen die Auswirkungen von Fallböen auf bebauter Gebiete untersucht werden. Dabei stellt sich die Frage, welche Erkenntnisse sich aus den Untersuchungen einer Fallböenausbreitung auf unbebautem Gelände auf die Situation in der Stadt übertragen lassen und wie Gebäude durch eine solche Strömung belastet werden.

Die von Fallböen verursachten Strömungsverhältnisse zeichnen sich durch folgende Eigenschaften aus, die gravierende Auswirkungen hinsichtlich der Windlasten auf Gebäude haben können: Ihre Fallbewegung führt zu nicht vernachlässigbaren Vertikalgeschwindigkeiten und durch das Ausbreiten der Strömung entlang der Erdoberfläche tritt das Geschwindigkeitsmaximum in der Nähe des Bodens auf (Hjelmfelt, 1988; Fujita, 1990). Außerdem steigen die Windgeschwin-

digkeiten innerhalb sehr kurzer Zeit an, was häufig mit einer Änderung der Windrichtung verbunden ist (Wakimoto, 1982; Lombardo et al., 2014; Choi, 2004).

Im Auftreffzentrum der Böe stellt sich ein Gebiet hohen Druckes ein. Von dort wird die Luft beschleunigt und breitet sich, im Fall einer ebenen Fläche, radial aus. Dadurch nimmt die durchströmte Querschnittsfläche mit zunehmendem Abstand vom Zentrum schnell zu und folglich sinkt die Geschwindigkeit nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit (Hjelmfelt, 1988; Sengupta und Sarkar, 2008). Breitet sich die Strömung jedoch in einer Straßenschlucht aus, wird sie an einer seitlichen Aufweitung gehindert. Eine Vergrößerung der Querschnittsfläche kann in diesem Fall nur nach oben erfolgen. Diese Überlegung wirft die Frage auf, ob hohe Geschwindigkeiten innerhalb von Straßenschluchten länger erhalten bleiben als dies von einer Ausbreitung auf ebener Fläche bekannt ist.

Die meisten Arbeiten, die sich mit den Windlasten auf Gebäude innerhalb solcher konvektiven Starkwindereignisse befassen, gehen von einer Ausbreitung der Böe auf ebener Fläche aus und untersuchen, wie sich diese Strömung auf einzelne Gebäude auswirkt. Die Ausbreitung von Fallböen innerhalb dicht besiedelter Gebiete wurde bisher kaum betrachtet.

Die meisten nationalen Richtlinien zur Auslegung von Windlasten, so auch die DIN-Norm, gehen von einer atmosphärischen Grenzschichtströmung aus, was impliziert, dass die Strömung rein horizontal und stationär ist und die Geschwindigkeiten kontinuierlich mit der Höhe zunehmen. Dies steht im Kontrast zu den oben beschriebenen Eigenschaften einer Fallböe.

Studien zu Vulnerabilitätsfunktionen, also Zusammenhänge von Schaden und Windgeschwindigkeit U , zeigen außerdem, dass der Schaden mehr als quadratisch mit der Geschwindigkeit zunimmt. Bereits kleine Erhöhungen der Geschwindigkeiten haben demnach eine deutliche Zunahme der Schäden zur Folge.

Aus diesen Überlegungen ergeben sich folgende Fragen:

- Sind innerhalb von Straßenzügen die gleichen Geschwindigkeiten zu erwarten wie bei einer Ausbreitung der Fallböe auf freiem Gelände?
- Werden hohe Geschwindigkeiten innerhalb von Straßenschluchten länger konserviert als bei einer freien, radialen Ausbreitung der Böe?
- Gibt es ungünstige Geometrieverhältnisse der Straßenschluchten, in denen hohe Geschwindigkeiten länger erhalten bleiben?
- Welche Auswirkungen hat die Instationarität, insbesondere der Ringwirbel der Fallböe?
- Sind die entstehenden Windlasten durch die DIN- bzw. EUROCODE-Normen abgedeckt?

1 Einleitung

Diese Fragestellungen werden in der Dissertation mithilfe von experimentellen Laboruntersuchungen erforscht. Die Böe selbst wird dabei im Hauptteil der Arbeit durch einen Luftstrahl simuliert, der vertikal auf verschiedene Stadtmodelle trifft. Eine Aufgabe war dabei, einen Versuchsstand zu konzipieren, mit dem Ziel, einen Luftstrahl zu erzeugen, der die Eigenschaften einer realen Fallböe ausreichend genau nachbildet. In den folgenden Experimentenreihen wurde der Einfluss einzelner Randbedingungen systematisch untersucht. Betrachtet wurde dabei sowohl das Geschwindigkeitsfeld wie auch die Druckverteilung an den Gebäuden.

2 Theoretischer Hintergrund

Sehr intensive Abwinde, die innerhalb von Gewittersystemen entstehen, werden als Fallböe bezeichnet. Treffen diese auf die Erdoberfläche, breitet sich die Luft entlang des Bodens radial aus und kann dort zu sehr hohen Windgeschwindigkeiten führen. Bis in die 1960er/70er Jahre ging man davon aus, dass ein solches fallendes Luftpaket das Strömungsfeld in Bodennähe nicht sonderlich beeinflusst, da die Vertikalgeschwindigkeit auf null abgebremst werden muss, wenn das Luftpaket den Boden erreicht (Fujita, 1990). Erst 1976 stellte Fujita die Hypothese auf, dass konvektive Fallböen zu enormen Windgeschwindigkeiten in Bodennähe führen können (Fujita, 1976). Die höchste bisher gemessene Geschwindigkeit in einem solchen Ereignis ist 67 m/s in einer Höhe von 5 m (Fujita, 1990). Neben dem Begriff *Fallböe* wurde für intensive Ereignisse das Wort *Downburst* aus dem Englischen übernommen. In dieser Arbeit werden die beiden Begriffe als Synonyme verwendet.

Hauptbeweggrund für erste wissenschaftliche Untersuchungen von Downbursts waren Flugzeugunfälle. Die plötzliche Zu- oder Abnahme der Geschwindigkeit, die Änderung der Windrichtung und das Vorhandensein einer Vertikalkomponente können zu einem abrupten Höhenverlust eines Flugzeugs führen, was insbesondere bei Starts und Landungen verheerend sein kann. Dieser Sachverhalt führte zunächst zur Auswertung der meteorologischen Randbedingungen einzelner Ereignisse (Fujita und Byers, 1977; Fujita und Caracena, 1977). Später wurden mehrere Feldkampagnen durchgeführt, um die Entstehung und Charakteristiken solcher Phänomene genauer zu erforschen. Erste Projekte waren u. a. NIMROD, JAWS und MIST (Dodge et al., 1986; Fujita, 1981; McCarthy et al., 1982; Hjelmfelt, 1988).

Anhand der Berichte über einen F3-Downburst (nach der Fujita Skala) in Österreich (Pistotnik et al., 2011) lassen sich zwei Sachverhalte zeigen, wie sie typisch für solche Ereignisse sind: Erstens sind Downbursts räumlich sehr begrenzte Ereignisse. Im vorliegenden Fall traf der Downburst auf sehr dünn besiedeltes Gebiet. Die wissenschaftlichen Einrichtungen wurden erst darauf aufmerksam, als ein Stromanbieter Schäden an Überlandleitungen meldete. Diese räumliche und auch zeitliche Begrenzung führt dazu, dass nur wenige Messungen im unmittelbaren Auftreffzentrum existieren. Zweitens zeigt die Analyse der vorhandenen Daten zu diesem Ereignis, dass ein Zusammentreffen begünstigender Faktoren auf verschiedenen Größenskalen – von synoptischen über mesoskaligen bis hin zu kleinskaligen Prozessen – für die enorme Intensität dieses Ereignisses verantwortlich war. Um zum einen eine bessere Datengrundlage zu erhalten, aber auch,

um die komplexen Zusammenhänge bei der Entstehung von konvektiven Fallböen besser zu verstehen, werden bis heute Messkampagnen durchgeführt. Zu den neuesten gehören SCOUT in den USA (Gunter und Schroeder, 2015a) und „Wind and Ports“ bzw. „Wind, Ports and Seas“ in Teilen des Mittelmeerraums (Solari et al., 2012; De Gaetano et al., 2014; Solari et al., 2015a).

2.1 Meteorologische Grundlagen zu Fallböen

In diesem Abschnitt wird auf die Entwicklung einer konvektiven Fallböe und die dafür notwendigen meteorologischen Rahmenbedingungen eingegangen. Da viele Forschungsarbeiten hierzu aus den USA stammen, sollen außerdem noch einige Aspekte hinsichtlich Fallböen in Deutschland beleuchtet werden.

2.1.1 Entstehung und Eigenschaften

Konvektion heißt Vertikaltransport von Luft. Der vertikale Transport kann durch einen Temperaturunterschied und den daraus folgenden Dichteunterschied von Luft in unterschiedlichen Höhen hervorgerufen werden. Dies kann etwa dadurch erreicht werden, dass sich bodennahe Luft aufgrund von Sonneneinstrahlung erwärmt oder kalte Luftmassen in höheren Schichten advehiert werden. Beides hat eine labile Schichtung zur Folge. Konvektion kann außerdem durch externe Faktoren entstehen, etwa durch bodennahe Konvergenz von Luftmassen oder durch orographische Hindernisse. Bei feuchter Konvektion spielen außerdem Phasenübergänge des in der Luft enthaltenen Wassers eine Rolle, wodurch latente Energie frei gesetzt oder der Luft Energie entzogen wird. Dies verändert die Dichte der Luft und kann zu einem zusätzlichen Dichteunterschied und damit zu einer zusätzlichen vertikalen Beschleunigung führen.

Betrachtet man ein einzelnes Luftpaket, ist die *CAPE* (engl.: *convective available potential energy*) ein Maß dafür, welche Energie für die Konvektion zur Verfügung steht. Sie ist definiert als (Jacobson, 2005; Holton, 2004):

$$\begin{aligned} CAPE &= \int_{NFK}^{NNA} b \, dz \\ &\approx \int_{NKF}^{NNA} \left(\frac{\theta_v - \theta_{v,u}}{\theta_{v,u}} \right) g \, dz \end{aligned} \quad (2.1)$$

Die Grenzen sind hierbei das Niveau der freien Konvektion *NFK*, also die Höhe, ab der ein Luftpaket aufgrund geringerer Dichte frei/ungezwungen aufsteigt, und das Niveau des neutralen Aufstiegs *NNA*, was der Wolkenobergrenze entspricht, *b* bezeichnet den Auftrieb, *g* die Erdbeschleunigung. Die potentielle virtuelle Temperatur ist θ_v . Der Index *u* bezieht sich auf die Umgebungsluft. Damit Energie abgerufen werden kann, muss ein Luftpaket jedoch zunächst auf das

Niveau der freien Konvektion (*NFK*) angehoben werden. Dies kann etwa durch eine konvergente Strömung in Bodennähe und einer daraus resultierenden Hebung erfolgen. Ein Maß dafür, wie viel Energie aufgewendet werden muss, um das Paket auf *NFK* zu bringen, ist die konvektive Sperre *CIN* (engl.: *convective inhibition*). Die *CAPE* bezieht sich dabei auf ein aufsteigendes Luftpaket. Bei Betrachtung eines Abwinds, kann die *DCAPE* (*downdraft CAPE*) analog ermittelt werden (Emanuel, 1994).

Der Auf- bzw. Abtrieb stellt die vertikale Beschleunigung eines Luftpaketes dar. Durch Integration erhält man die Vertikalgeschwindigkeit, die sich für den Abtrieb bestimmen lässt zu (Emanuel, 1994):

$$w_{min} = -\sqrt{2 \cdot DCAPE} \quad (2.2)$$

Hierbei ist w_{min} die maximale nach unten gerichtete Vertikalgeschwindigkeit. Die Berechnung ist jedoch zum einen mit großen Unsicherheiten behaftet, da die Integrationsgrenzen nicht genau bekannt sind. Zum anderen sind weitere Effekte, wie etwa die Einmischung von Umgebungsluft nicht berücksichtigt. Die so ermittelte Geschwindigkeit ist daher eher als grobe Abschätzung zu sehen.

Hochreichende Feuchtekonvektion ist Voraussetzung für die Entstehung von Gewittersystemen. Eine hohe *CAPE* ist eine notwendige, jedoch keine hinreichende Bedingung für die Initiierung von Konvektion (Markowski und Richardson, 2010). Nach Doswell (1987) sind drei Voraussetzungen für eine hochreichende Feuchtekonvektion erforderlich. Dies ist zunächst ein hoher Feuchtegehalt in Bodennähe. Weiterhin wird eine bedingt labile Schichtung sowie ein Triggermechanismus benötigt, der die konvektive Sperre *CIN* überwindet.

Bei der Entstehung von Gewittersystemen spielt außerdem die Windscherung eine wichtige Rolle, also sowohl die Änderung der Windgeschwindigkeit wie auch der -richtung mit der Höhe. Die Art und Stärke der Scherung bestimmt die Organisationsform des Gewittersystems, etwa ob eine Einzel-, Multi- oder Superzelle entsteht. Einzelzellen sind dabei mit einer geringen Scherung verbunden und haben eine kurze Lebensdauer. Superzellen hingegen setzen eine große Windscherung voraus. Diese Systeme haben eine Lebensdauer von 1 - 8 h. Neben diesen isolierten Systemen tritt Konvektion auch bei größeren Systemen wie mesoskaligen konvektiven Systemen (MCS) auf, ein Komplex aus mehreren Gewitterzellen. Darunter fallen auch geradlinige Gewitterlinien (engl.: *squall lines*) oder gebogene Gewitterlinien (engl.: *bow echo*). Sie haben eine Ausdehnung von über 100 km.

In solchen Systemen entstehen Abwinde. Die treibenden Kräfte für den Abwind lassen sich anhand der reibungsfreien vertikalen Impulsgleichung erläutern (Wakimoto, 2001):

2 Theoretischer Hintergrund

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = \underbrace{-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}'}{\partial z}}_1 + g \left(\underbrace{\frac{\theta'_v}{\theta_{v0}}}_2 - \underbrace{\frac{c_v p'}{c_{pr} p_0}}_3 - \underbrace{(r_c + r_r + r_i)}_4 \right) \quad (2.3)$$

Hierbei ist \bar{w} die mittlere Vertikalgeschwindigkeit, p der Druck, θ_v die virtuelle, potenzielle Temperatur, c_{pr} die spezifische Wärme bei konstantem Druck, c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen, r_c das Mischungsverhältnis von Wolkenwasser, r_r das Mischungsverhältnis von Regen, r_i das Mischungsverhältnis von Eis. Das Apostroph bezieht sich wieder auf die Abweichungen vom Grundzustand (bezeichnet mit Index 0).

Der Abwind wird meist durch Reibung von fallenden Niederschlagspartikeln induziert, was in Term 4 wiedergegeben ist. Der reibungsbedingte Anteil an der Gesamtbeschleunigung kann bis zu 20 % betragen (Houze, 1993). Phasenübergänge der Partikel (Sublimation, Verdunstung, Schmelzen) benötigen Energie und kühlen die Umgebungsluft ab. Die nun kühlere Luft besitzt eine höhere Dichte als die Umgebungsluft und das Luftpaket erfährt dadurch eine zusätzliche vertikale Beschleunigung (Term 2). Diese latenten Wärmeübergänge sind für etwa 80 % der Beschleunigung verantwortlich (Houze, 1993). Der vertikale Gradient der Druckschwankungen (Term 1) und thermodynamischen Druckschwankungen (Term 3) sind meist gering, sodass sie oft vernachlässigt werden (Wakimoto, 2001). Zu beachten ist, dass diese Terme die vertikale Beschleunigung darstellen. Zur Geschwindigkeit bzw. zum Impuls der Fallböe kommt zusätzlich der ursprüngliche Impuls des Luftpaketes auf Wolkenebene hinzu. Des Weiteren kann das Einmischen von Umgebungsluft unter gewissen Umständen zu einer Verstärkung (Knupp, 1987) oder Abschwächung (Srivastava, 1985) des Abwindes führen. Diese gegensätzlichen Aussagen lassen sich vermutlich damit erklären, in welcher Höhe die Einmischung stattfindet, also ob der Abwind erst initiiert oder ein bereits vorhandener verstärkt wird (Wakimoto, 2001).

Die Abwinde können in Bodennähe zu starken Böen führen. Wie bereits erwähnt, werden sehr intensive Abwinde als Downburst bezeichnet. Durch die Erdoberfläche werden die hohen Vertikalgeschwindigkeiten in Horizontalgeschwindigkeiten umgelenkt. Aber auch schwächere Abwinde können zu starken Böen führen. Sie können etwa Luftpakete mit hohem Impuls Richtung Boden transportieren (Markowski und Richardson, 2010). Außerdem kann sich aus dem Zusammenschluss mehrerer Kaltluftausflüsse ein sogenannter *cold pool* bilden. Dabei können hohe Druckgradienten entstehen, die ebenfalls in der Lage sind starke Böen zu verursachen (Markowski und Richardson, 2010).

Die in konvektiven Systemen auftretende Böen werden als konvektive Böen bezeichnet. Sie unterscheiden sich von turbulenten Böen, die während synoptischer Ereignisse auftreten, durch die beschriebenen Entstehungsmechanismen. Wie gezeigt, kann eine Ursache dafür der Downburst sein. Der Begriff „konvektive Böe“ wird daher in dieser Arbeit als Überbegriff gesehen, der sich nicht ausschließlich

auf Downburst-Ereignisse bezieht, diese aber mit einschließt. Da die Randbedingungen von Downbursts, wie etwa der Durchmesser, leichter zu definieren sind als bei anderen konvektiven Böenarten und dadurch auch einfacher im Labor nachzubilden sind, wird diese Form der konvektiven Böen in der vorliegenden Arbeit prioritär behandelt.

Einige Randbedingungen begünstigen die Entstehung von sehr intensiven Downbursts. Dies ist zunächst ein hoher Temperaturgradient unterhalb der Wolkenbasis, welcher zu hohen Dichteunterschieden führt, was wiederum eine stärkere Beschleunigung des fallenden Luftpaketes zur Folge hat. Den gleichen Effekt haben feuchte Luftmassen in Bodennähe, da diese leichter sind als trockene und somit einen zusätzlichen Dichteunterschied verursachen (Proctor, 1989; Wakimoto, 2001). Trockene Luft unterhalb der Wolkenbasis begünstigt außerdem die Verdunstungs- und Sublimationsprozesse, was zu einer stärkeren Abkühlung des Luftpaketes führt. Die Verdunstungs- und Sublimationsprozesse setzen außerdem einen hohen Anteil an Niederschlag voraus. Günstig wirkt sich des Weiteren ein hohes Schmelzniveau aus (Proctor, 1989). Aber auch die Größe des Niederschlags kann sich auf die Intensität des Abwinds auswirken (Wakimoto, 2001; Dotzek und Friedrich, 2009). Die Einflussfaktoren können jedoch nicht isoliert betrachtet werden. Es muss stattdessen die Kombination mehrerer Parameter gesehen werden. So begünstigt beispielsweise das Vorhandensein von Niederschlag die Entstehung eines intensiven Downbursts. Jedoch zeigten Untersuchungen, dass in einigen Umgebungen eine kleine Niederschlagsmenge Fallböen hoher Intensität erzeugen kann, wohingegen in anderen Umgebungsbedingungen eine große Menge an Niederschlag nur schwache Intensitäten hervorruft (Proctor, 1989). Dieses Beispiel erklärt, warum nur eine geringe Korrelation zwischen der Niederschlagskonzentration und den statistischen Daten von Downburstintensitäten besteht, z. B. in Fujita (1990). Es muss daher die Kombination mehrerer Faktoren berücksichtigt werden, um etwa geeignete Vorhersagen zu treffen.

Ein typischer Downburst hat nur eine geringe räumliche und zeitliche Ausdehnung. Fujita (1985) klassifizierte Downbursts anhand der Ausdehnung ihrer Schaden verursachenden Windgeschwindigkeiten in *Microbursts* (bis 4 km) und *Macrobursts* (4 - 10 km). Bei *Microbursts* wird eine mittlere Dauer von 2 - 5 min, bei *Macrobursts* von 5 - 30 min angegeben (Houze, 1993). *Microbursts* haben tendenziell eine höhere Intensität. Dort können Windgeschwindigkeiten bis zu F3 der Fujita-Skala (bis 92 m/s) erreicht werden (Fujita, 1981; Dotzek und Friedrich, 2009; Pistotnik et al., 2011). Je nachdem, ob die Downbursts beim Auftreffen auf die Erdoberfläche Niederschlag enthalten oder nicht, werden sie auch in nasse und trockene Downbursts eingeteilt (Houze, 1993), wobei trockene Downbursts deutlich schwieriger zu erkennen sind und oft nur anhand von aufgewirbeltem Staub beobachtet werden können. Der Downburst selbst kann außerdem während seiner Lebensdauer an einem Ort verharren, oder aber in ein sich bewegendes System eingelagert sein. Er kann also selbst eine Translationsgeschwindigkeit aufweisen und schräg auf die Erdoberfläche auftreffen (Fujita, 1985). Des Weiteren kann der Abwind rotieren (Proctor, 1989; Wakimoto, 2001).

2.1.2 Konvektive Böen in Deutschland

Konvektive Böen, so auch Fallböen oder Downbursts, treten in Deutschland hauptsächlich in den Sommermonaten auf, am häufigsten im Juni und Juli in den späten Nachmittags- und frühen Abendstunden (Dotzek und Friedrich, 2009; Gatzen, 2013; Mohr et al., 2017). In dieser Periode begünstigen die atmosphärischen Bedingungen die Entstehung von feuchter Konvektion. Die Umgebungsbedingungen für die Entstehung von nassen Downbursts sind in Europa durchaus üblich und unterscheiden sich nicht wesentlich von denen in den USA oder anderswo (Dotzek und Friedrich, 2009). Die Bedingungen für die Entwicklung von trockenen Downbursts sind in Europa jedoch eher selten (Dotzek und Friedrich, 2009). In den Sommermonaten gehen extreme Windgeschwindigkeiten in Deutschland sehr viel häufiger von konvektiven als von synoptischen Ereignissen aus (Gatzen, 2013).

Eine Auswertung von 110 Messstationen ergab für konvektive Böen eine Windgeschwindigkeit von 27,8 m/s ($\pm 2,5$ m/s) für einer Wiederkehrperiode von 20 Jahren und 30,2 m/s ($\pm 3,1$ m/s) für eine Wiederkehrperiode von 50 Jahren (Mohr et al., 2017). Einzelne Stationen weisen sogar 50-jährige Böengeschwindigkeiten von 40 m/s auf. Dies ist zwar geringer als Werte von über 50 m/s (50-jährig) wie sie etwa in der West Texas Region in den USA erreicht werden (Lombardo, 2012), es ist jedoch anzumerken, dass auch in Deutschland bereits einzelne Böen von mehr als 50 m/s gemessen wurden (Gatzen, 2013; Mohr et al., 2017). Anhand der Schäden kann eine Einteilung der Intensität eines Downbursts nach der Fujita-Skala erfolgen. In Deutschland wurden Ereignisse mit einer Stärke bis zu F3 (bis 93 m/s) dokumentiert, was sich mit den Daten aus den USA deckt. Am häufigsten treten jedoch F1 und F2 Intensitäten (bis 71 m/s) auf (Dotzek und Friedrich, 2009). Im Hinblick auf Maximalgeschwindigkeiten ist in Deutschland keine signifikante Abhängigkeit von der geografischen Lage oder Orografie festzustellen. Jedoch treten konvektive Böen in Süddeutschland häufiger auf als im Norden (Mohr et al., 2017). Eine Region, in der Downbursts besonders häufig auftreten, ist dabei das nördliche Alpenvorland (Dotzek und Friedrich, 2009).

Die Angabe einer genauen Anzahl der Downburst-Ereignisse pro Jahr ist schwierig, da Downbursts sehr lokale Ereignisse sind und daher oft nicht von Messeinrichtungen erfasst werden. Seit 1997 sammelt das Netzwerk TorDACH Informationen über lokale Unwetter in Deutschland, Österreich und der Schweiz. Seit 2006 wird dies von der die Unwetterforschungsorganisation ESSL (European Severe Storms Laboratory) auf europäischer Ebene umgesetzt (Groenemeijer et al., 2017). Gerade in den letzten Jahren haben die Meldungen über Downbursts zugenommen, was jedoch wahrscheinlich weniger einer Zunahme von Ereignissen als vielmehr der einfacheren Dokumentationsmöglichkeit (Internet, Smartphone-Kameras) geschuldet ist, die von einer breiteren Öffentlichkeit genutzt werden kann.

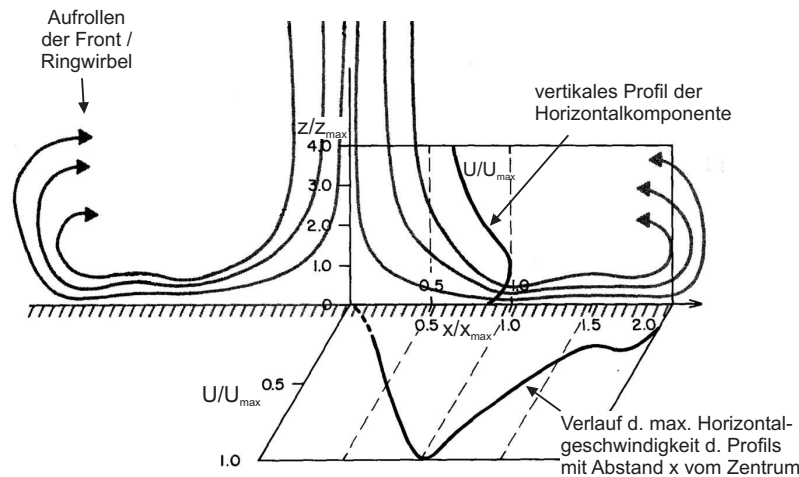


Abbildung 2.1: Schnitt durch Downburstzentrum
Schemaskizze nach Hjelmfelt (1988).

2.2 Bodennahes Windfeld

Nachdem der Downburst auf dem Boden aufgetroffen ist, breitet er sich dort radial aus. Die Strömung entlang der Erdoberfläche nach dem Auftreffen wird als *Outflow* bezeichnet. In Abb. 2.1 ist ein Schnitt durch das Downburst-Zentrum schematisch dargestellt. Etwa einen Durchmesser vom Zentrum entfernt treten die maximalen horizontalen Geschwindigkeiten auf. Das vertikale Profil der Horizontalgeschwindigkeit an dieser Stelle, ebenfalls in der Abbildung dargestellt, hat sein Maximum in Bodennähe wodurch eine Art Bauchprofil entsteht. In der Darstellung ist außerdem der Verlauf der Horizontalgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Abstands vom Auftreffzentrum skizziert. Die Geschwindigkeit nimmt linear zu, bis sie nach Erreichen des Maximums schnell wieder abfällt. Die Abnahme der Geschwindigkeit ist zum einen mit der radialen Ausbreitung der Strömung und einer horizontalen Aufweitung des Outflows zu begründen. Beides führt zu einer Zunahme des Strömungsquerschnitts und somit zu einer Verringerung der Geschwindigkeiten (s. a. Gl. (2.12)). Zum anderen rollt sich die Front des Downburst in manchen Fällen auf, so dass ein Teil der Horizontalgeschwindigkeit in eine vertikale Komponente transformiert wird. Außerdem tritt der Outflow in Interaktion mit Strukturen oder anderen Luftströmungen, sodass es durch die Verwirbelungen zu einer zusätzlichen Abnahme kommt. Der Geschwindigkeit nimmt nach Erreichen des Maximums daher schneller ab als mit $1/r^2$ (Hjelmfelt, 1988). Mit zunehmendem Abstand vom Zentrum verhält sich der Outflow aufgrund seines Dichteunterschieds zur Umgebung wie eine Dichteströmung und bildet teilweise die von Dichteströmungen bekannte „Nasenstruktur“ aus.

Das Auftreffen und Ausbreiten der Fallböe erzeugt hohe Druckunterschiede am Boden. Ein sog. Druckdom entsteht im Auftreffzentrum. Der maximale Druck entspricht dort dem Staudruck der vertikalen Anströmung $1/2\rho V^2$ (Sengupta

2 Theoretischer Hintergrund

und Sarkar, 2008). Dieser Überdruck verursacht dann die radiale Beschleunigung der Strömung. Im stationären Fall, also einer kontinuierlich fallenden Luftsäule, werden daher am Rand des Druckdoms in einem Abstand von etwa 1,0 - 1,5 Durchmessern vom Zentrum die maximalen Radialgeschwindigkeiten erreicht. Der Staudruck wird wieder in kinetische Energie umgewandelt, weswegen die maximale Horizontalgeschwindigkeit in etwa der Vertikalgeschwindigkeit entspricht (Wood et al., 2001; Chay und Letchford, 2002; Sengupta und Sarkar, 2008). Unter Berücksichtigung der Instationarität, also dem plötzlichen Auftreten der Böe evtl. verbunden mit dem Auftreten eines Ringwirbels (s. u.), werden höhere Spitzengeschwindigkeiten bis etwa der 1,7-fachen Vertikalgeschwindigkeit erreicht (Mason et al., 2009; Jesson et al., 2015b; McConville et al., 2009). Die Ausbreitungsgeschwindigkeit ist jedoch sehr sensitiv gegenüber den Umgebungsbedingungen wie etwa dem Feuchtegehalt in verschiedenen Ebenen. Es lässt sich daher nur schwer von der Vertikalgeschwindigkeit auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit schließen oder umgekehrt (Proctor, 1989). Hinzu kommt, dass sich das System evtl. selbst bewegt, sodass es zu einer Überlagerung von Translations- und Outflow-Geschwindigkeit kommt, was an der Vorderseite zu einer zusätzlichen Erhöhung der Geschwindigkeiten führt. Eine Vektoraddition unter Berücksichtigung der radialen Ausbreitung des Outflows ist ausführlich in Holmes und Oliver (2000) beschrieben.

Fujita (1985) vermutete für den instationären Fall, dass aufgrund der radialen Beschleunigung der Strömung im Anschluss an den Druckdom ein Ring niedrigeren Drucks folgt (vgl. Abb. 2.2). Nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit verlangsamt sich die Strömung wieder, was zu einer erneuten Zunahme des Druckes führt, jedoch mit geringerer Intensität im Vergleich zum Auftreffzentrum. Außerhalb davon geht der Druck auf den Atmosphärendruck zurück (Fujita, 1985). Unter Berücksichtigung der Translationsgeschwindigkeit des Systems werden die Druckschwankungen an der Vorderseite verstärkt, wohingegen sie an der Rückseite abgeschwächt werden (s. Abb. 2.2). Bei stationärer Betrachtung treten diese Druckringe nicht auf. Lediglich der Druckdom im Zentrum bildet sich aus mit einer horizontalen Ausdehnung, die etwa dem doppelten Fallböendurchmesser entspricht (Sengupta und Sarkar, 2008).

Die Fallböe kann also als fallendes Luftpaket oder als fallende Säule angesehen werden (Fujita, 1990). Trifft die Fallböe auf der Erde auf, sind die Strömungsverhältnisse stark instationär. Je nach Größe können solche Fallböen jedoch 20 - 30 min oder gar bis 60 min dauern (Deutscher Wetterdienst, 2017), so dass die Phase nach dem ersten Auftreffen vereinfacht als quasi-stationär angesehen werden kann.

Das plötzliche Ansteigen der Geschwindigkeit zu Beginn der Böe kann zu einem sog. *Overshoot Effekt* führen, also zu kurzzeitigen Extremwerten bei den Windlasten (s. hierzu Abschnitt 2.3.2). Das radiale Ausbreiten der Luft kann außerdem eine starke Schwankung der Windrichtung verursachen. Nicht zuletzt sorgt das Auftreten eines Ringwirbels zu Beginn der Böe für zusätzliche instationäre Effekte. Dieser Ringwirbel kann sich bereits während des Fallens der Böe ausbilden,

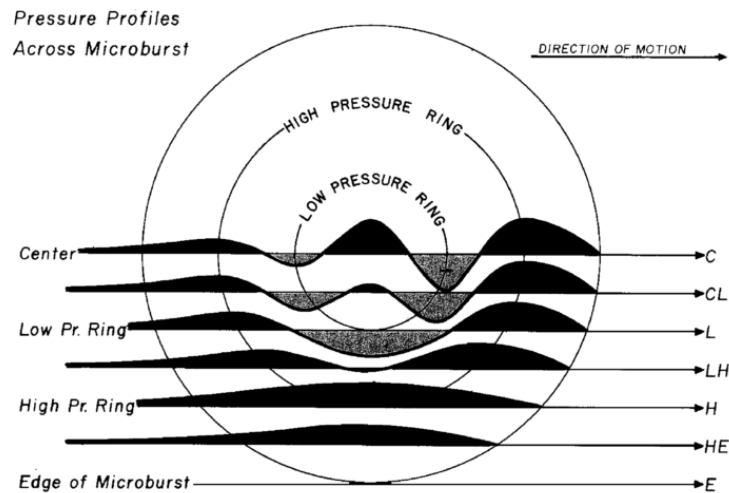


Abbildung 2.2: Schemaskizze des entstehenden Druckdoms nach Fujita (1985).

da sich an der Grenze zwischen fallendem Luftpaket und Umgebung eine Scherschicht entwickelt. Abb. 2.3 zeigt das Geschwindigkeitsfeld während eines realen Downburst-Ereignisses (vertikaler Schnitt) worauf der sich entwickelnde Ringwirbel deutlich zu erkennen ist. Die Rotation des Fluids ist in diesem Bereich also besonders hoch. Die Rotation eines Fluids wird mithilfe der Wirbelstärke oder Vorticity beschrieben. Sie ist definiert als:

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{V} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

wobei ∇ der Nabla-Operator und V der Geschwindigkeitsvektor ist. In einer zweidimensionalen Strömung in der x - z -Ebene reduziert sich die Vorticity auf die Drehung um die y -Achse:

$$\vec{\omega}_y = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right) \vec{e}_y \quad (2.5)$$

Trifft der Ringwirbel einer Fallböe auf die Erde, breitet er sich radial aus. Er wird also gestreckt, wodurch es aufgrund des Drehimpulserhaltes zu einer Intensivierung der Vorticity kommt (Walker et al., 1987). Zusätzlich ändert sich die Strömungsrichtung beim Passieren des Wirbels stark. An der Vorderseite des Wirbels ist die Strömung nach oben gerichtet, an der Unterseite horizontal und im Nachlauf nach unten gerichtet. Unterhalb des Wirbelzentrums überlagert sich die Ausbreitungs- und Rotationsgeschwindigkeit, weswegen dort die höchsten Windgeschwindigkeiten zu beobachten sind.

Ein in der Literatur oft diskutiertes Downburst-Ereignis ist der Andrews AFB-

2 Theoretischer Hintergrund

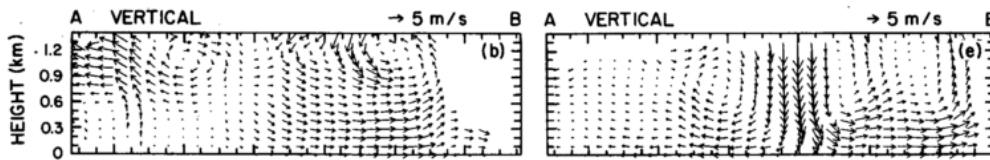


Abbildung 2.3: Vertikales Geschwindigkeitsfeld eines Downbursts am 14.07.1982 in Denver, Colorado (USA) um (a) 14:47 Uhr und (b) 14:52 Uhr. Hintergrundgeschwindigkeit wurde subtrahiert. Doppler Radar Daten Hjelmfelt (1988).

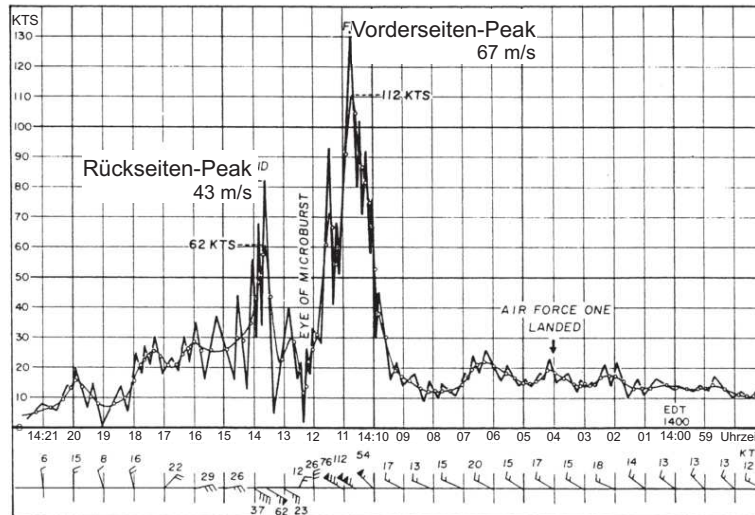


Abbildung 2.4: Andrews AFB Downburst am 01.08.1983 bei Washington D.C. (USA). Geschwindigkeiten und Windrichtung (Fujita, 1985).

Downburst (Andrews Airforce Base bei Washington D.C., USA) am 01.08.1983 mit einer Maximalgeschwindigkeit von 67 m/s in einer Höhe von 5 m. Dies ist die höchste jemals gemessene Windgeschwindigkeit während eines Downburst-Ereignisses. Die Grafik in Abb. 2.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit sowie der Windrichtung. Hier sind deutlich zwei Geschwindigkeitsmaxima zu erkennen, wobei der spätere (in der Grafik links) schwächer ausfällt. Dies wird auf die Superposition der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Downbursts und der Translationsgeschwindigkeit zurückgeführt. In der Darstellung ist die Änderung der Windrichtung während des Ereignisses ebenfalls zu erkennen.

Bei diesem Ereignis handelt es sich eindeutig um einen Downburst. Er passierte die Messstation vermutlich recht zentral, sodass die beiden Peaks durch die radiale Ausbreitung in Zusammenhang mit einer Änderung der Windgeschwindigkeit um etwa 180° zwischen erstem und zweitem Maximum sehr gut erkennbar sind. Solche Messungen sind jedoch recht selten.

Um von der Betrachtung einzelner Ereignisse hin zu statistischen Auswertungen

zu gelangen, wird eine deutlich größere Datengrundlage benötigt. Häufig werden hierzu auf langjährige Messreihen entsprechende Filterkriterien angewandt, um einen Datensatz mit ausschließlich konvektiven Ereignissen zu erhalten (Durañona et al., 2007; De Gaetano et al., 2014; Lombardo et al., 2014; Mohr et al., 2017). Dies sind i. d. R. jedoch nicht ausschließlich Downbursts, sondern schließt alle während konvektiver Ereignisse auftretende Böen mit ein.

Lombardo et al. (2014) stellten fest, dass keine der von ihnen ausgewerteten Zeitreihen der anderen gleicht. Dies kann u. a. daran liegen, dass die Messstation möglicherweise nicht im Auftreffzentrum der Böe lag, sondern in deren Peripherie, oder die Böe ist eingebettet in eine starke Hintergrundströmung, was die Charakteristiken in der Zeitreihe des Ereignisses „verwischt“. Die starke Variabilität zwischen konvektiven Böen, z. B. im zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeit oder die Dauer, erschwert es ein einheitliches Vorgehen für die Analyse und Auswertung solcher Ereignisse zu finden. Auf diese Problematik wird im folgenden Abschnitt ausführlicher eingegangen.

2.3 Interaktion mit Strukturen

Um die Strömungen um Gebäude zu untersuchen, werden seit mehr als 100 Jahren Windkanalstudien durchgeführt. Diese Untersuchungen beinhalteten jedoch aufgrund fehlender Informationen und Schwierigkeiten diese zu analysieren kaum stark instationäre Extremwindereignisse (Letchford et al., 2002). Bei der Ausarbeitung von Richtlinien zur Bestimmung von Windlasten auf Gebäude blieben solche Ereignisse im Wesentlichen unberücksichtigt. Erst in den letzten Jahren hat sich die Forschung verstärkt damit befasst, wie sich instationäre Ereignisse, wie Gewitterstürme und damit verbundene Starkwindereignisse auf Strukturen auswirken.

2.3.1 Parametrisierung der Strömung

Im Folgenden soll zunächst auf einige Parameter eingegangen werden, wie sie bei Ingenieuren Anwendung finden. Richtlinien, etwa die DIN- oder EUROCODE-Norm, verwenden statistische Werte, um die Eigenschaften des Windes zu beschreiben und Gebäude und andere Strukturen darauf auszulegen. Diese sind in Deutschland u. a. das 10 min-Mittel des Windes und die Böengeschwindigkeit. Aufgrund gewisser Eigenschaften von Gewitterstürmen oder konvektiven Böen lassen sich die etablierten Parameter nicht ohne Weiteres auf diese Art von Strömung übertragen. Anpassungen der Auswertemethoden an konvektive Ereignisse werden in der Literatur sowohl für Einzelereignisse (z. B. Downbursts, eindeutig als solche identifizierbar), als auch für zum Teil mehrjährige Zeitreihen, aus denen konvektive Ereignisse herausgefiltert werden, durchgeführt. Bereits

2 Theoretischer Hintergrund

hierbei kann es zu Unterschieden aufgrund verschiedener Filterkriterien kommen, auf die hier jedoch nicht weiter eingegangen werden soll. Eine Übersicht über verschiedene Filtermethoden ist in De Gaetano et al. (2014) zu finden.

Zu den Hauptunterschieden zwischen synoptischen Winden und konvektiven Ereignissen zählt zuallererst die zeitliche Variabilität. Ein Ereignis, das nur wenige Minuten andauert, wird nicht ausreichend von einer über 10 min gemittelten Geschwindigkeit (in manchen Ländern auch das 1 h-Mittel) charakterisiert. Konventionell wird die Geschwindigkeit in den eben beschriebenen, innerhalb des betrachteten Zeitfensters konstanten Mittelwert und eine zeitabhängigen, zufälligen Turbulenzanteil oder Fluktuation zerlegt. Um nun der zeitlichen Variabilität von konvektiven Ereignissen gerecht zu werden, wird diese Zerlegung modifiziert – in einen sich langsam ändernden, also zeitlich abhängigen Mittelwert $\bar{u}(t)$ und eine zufällige Fluktuation $u'(t)$ wie es u. a. in Holmes et al. (2008) Anwendung findet:

$$u(t) = \bar{u}(t) + u'(t) \quad (2.6)$$

Zur Bestimmung des Mittelwertes $\bar{u}(t)$ gibt es verschiedene Methoden, etwa die diskrete Wavelet Transformation (DWT) und Hilbert Transformation oder die Empirical Mode Dekomposition (Gurley und Kareem, 1999; Wang und Kareem, 2005). Am häufigsten wird der Mittelwert jedoch mithilfe eines gleitenden Mittels beschrieben. Dabei soll das Mittelungsintervall so gewählt werden, dass der deterministische Anteil $\bar{u}(t)$ von den zufälligen Fluktuationen $u'(t)$ getrennt wird (Holmes et al., 2008). Diese Überlegung impliziert, dass die Fluktuationen mittelwertfrei sein müssen ($\overline{u'(t)} = 0$). Bei einer stationären, synoptischen Strömung werden die beiden Frequenzanteile durch die Spektrallücke getrennt (Solari et al., 2015a). Aufgrund der ineinander übergehenden Frequenzbereiche des deterministischen und zufälligen Anteils bei konvektiven Ereignissen ist die Trennung in diesem Fall nicht trivial.

Entsprechend werden in der Literatur für unterschiedliche Messreihen unterschiedliche Mittelungsintervalle T verwendet, wie bspw. $T = 40$ s in Holmes et al. (2008), $T = 60$ s in Choi und Hidayat (2002), $T = 31$ s in Mohr et al. (2017), $T = 20$ – 40 s in Solari et al. (2015a), $T = 17$ s in Lombardo (2012). Dabei ist zu berücksichtigen, dass durch die Mittelung nicht nur Spitzenwerte geglättet werden, sondern in manchen Fällen auch das vertikale Geschwindigkeitsprofil. Lombardo et al. (2014) zeigten, dass für ein zu groß gewähltes Intervall T das typische Bauchprofil herausgeglättet wird.

Wie bereits erwähnt, haben konvektive Böen oder Ereignisse eine verhältnismäßig kurze Dauer. Solari et al. (2015a) ermittelte für 93 Gewitter-Zeitreihen an der Küste des Tyrrhenischen Meeres (zwischen Italien und Frankreich) eine mittlere Dauer von 248 s und eine Minimaldauer von 57 s. Der Zeitabschnitt, in der die Geschwindigkeit bis zum Maximalwert ansteigt, wurde mit mindestens 22 s angegeben. Solche Angaben hängen natürlich von der Definition des Start- und Endzeitpunktes ab. Auswertungen für 30 Ereignisse in Norddeutschland, die im Rahmen des *ConWinG*-Projektes durchgeführt wurden, kamen bei analoger

Festlegung von Start- und Endpunkt auf eine minimale Dauer von 75 s (6.8.2011 Hamburg) und eine mittlere Dauer von 328 s \pm 176 s (persönlicher Kommentar S. Mohr). Ponte und Riera (2010) geben für Gewitterereignisse in Brasilien eine mittlere Dauer von 380 s an. Hjelmfelt (1988), der in seiner Arbeit ausschließlich Downburst-Ereignisse analysierte, kam bei Auswertung von 27 Ereignissen auf eine mittlere Dauer von 13 min. Hier muss jedoch berücksichtigt werden, dass das Ergebnis verzerrt sein könnte, weil kleinere Downbursts nicht erfasst und daher nicht in die Analyse eingeflossen sind.

Ein bei der Umströmung von Strukturen wichtiger Parameter ist die Turbulenz oder Turbulenzintensität I_u . Analog der Definition für den Mittelwert kann die Turbulenzintensität für instationäre Strömungen wie folgt beschrieben werden:

$$I_u(t) = \frac{\sigma_u(t)}{\bar{u}(t)} \quad (2.7)$$

wobei σ_u die Standardabweichung der Fluktuationen ist. Oft ist die Turbulenzintensität jedoch nur leicht abhängig von t , weswegen dennoch oft der Mittelwert \bar{I}_u (gemittelt über ein angemessenes Intervall) verwendet wird (Solari et al., 2015a).

Holmes et al. (2008) ermittelte für die Periode mit den größten Geschwindigkeiten Turbulenzintensitäten von 9-11 %, welche geringer sind, als die Werte, die in ASCE 7 (Richtlinie der *American Society for Civil Engineering*) angegeben werden. Solari et al. (2015a) geben einen Mittelwert von 12 % an. In Durañona et al. (2007) wurde ebenfalls eine Reduktion der Turbulenzintensität im Vergleich zu synoptischen Ereignissen beobachtet. Letztere sehen als Begründung hierfür, dass die Geschwindigkeit so schnell ansteigt, dass nicht genügend Zeit für eine entsprechende Turbulenzentwicklung bleibt. Es gibt jedoch auch gegensätzliche Aussagen, wie in Choi (2000), der von einer Zunahme der Turbulenzintensität (Werte bis 87 %) bei Gewittern i. Vgl. zu synoptischen Ereignissen spricht. In dieser Arbeit wurde jedoch ein Mittelungsintervall von 1 h gewählt. Diese Diskrepanz kann von den sich deutlich unterscheidenden Mittelungsintervallen oder aber örtlichen Gegebenheiten herrühren. Zhang et al. (2013b) zeigten anhand von experimentellen Untersuchungen, dass sich die turbulente kinetische Energie e_{kin} je nach Position vom Auftreffzentrum unterscheidet. Vom Zentrum aus wird die Strömung zunächst beschleunigt, die Turbulenz ist gering. Erst im Bereich mit abnehmender Horizontalgeschwindigkeit nimmt auch e_{kin} deutlich zu. Jesson et al. (2015b) zeigten außerdem, dass unterschiedliche Methoden zur Bestimmung von $\bar{u}(t)$ bzw. I_u zu unterschiedlichen Ergebnissen führen (hier: DWT und Gleitendes Mittel), es also allein schon durch die Wahl der Auswertemethode zu Unterschieden kommen kann. Im Hinblick auf die Interaktion mit Strukturen ist die Kenntnis von I_u wichtig, da sie Einfluss insbesondere auf die Ablösung und das Wiederanlegen der Strömung hat (Castro und Robins, 1977; Hölscher und Niemann, 1998).

2 Theoretischer Hintergrund

Die Stärke einer Böe im Vergleich zum mittleren Wind gibt der Böenfaktor G an. Bei einer stationären Grenzschicht werden klassischerweise 1-3 s Böengeschwindigkeit und 10 min- oder 1 h-Mittelwerte verwendet. Um der Instationarität Rechnung zu tragen, werden auch hierfür in der Literatur zeitlich variierende Böenfaktoren ermittelt, auch als konvektiver Böenfaktor bezeichnet (Solari et al., 2015a; Mohr et al., 2017):

$$G(t) = \frac{u_{max}}{\bar{u}(t)} \quad (2.8)$$

u_{max} ist hier die Maximalgeschwindigkeit, meist gemittelt über 3 s. Dabei wurden in Deutschland mittlere konvektive Böenfaktoren von $2,9 \pm 1,0$ berechnet und Spitzenwerte von 6-10 auf Basis eines 1 h-Mittels (Mohr et al., 2017). Die über 10 min gemittelten Böenfaktoren sind $2,1 \pm 0,8$. Durchschnittswerte von turbulenten Böen liegen, je nach Oberflächenrauheit, zwischen 1,2 und 2,3 (10 min-Mittel: Wieringa (1986); Hofherr und Kunz (2010); 1 h-Mittel: Brasseur (2001)). In der DIN-Norm werden Werte bis 1,6 angegeben (DIN, 1991a). Es sind bei konvektiven Böen demnach tendenziell höhere Werte zu erwarten, wobei es auch hier zu Unterschieden durch die gewählte Auswertemethode kommt (insbes. Wahl des Mittelungsintervalls).

Daneben sollte jedoch auch berücksichtigt werden, dass konvektive Böen sehr viel mehr von der lokalen Stabilität der Troposphäre abhängen als turbulente und nicht unmittelbar mit dem mittleren Wind gekoppelt sind (Wieringa, 1973). Ein direkter Zusammenhang von mittlerer Windgeschwindigkeit und Böengeschwindigkeit bei konvektiven Ereignissen ist nicht gegeben. Weiterhin interagiert eine Fallböe erst kurz nach ihrem Auftreffen mit der Bodenrauheit, also erst kurz vor Erreichen der Maximalgeschwindigkeit, weswegen es auch keinen signifikanten Zusammenhang zwischen Böenfaktor und Rauheit bei konvektiven Böen gibt (Solari et al., 2015a). Turbulente Böen hingegen hängen von der umgebenden Rauheit ab (in der DIN-Norm wird die Böengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Geländerauheit angegeben).

Angaben zu weiteren Parametern, wie etwa das integrale Längenmaß, lassen sich nur selten finden. Solari et al. (2015a) zeigten, dass konvektive Ereignisse tendenziell ein kleineres integrales Längenmaß haben. Die Autoren begründen dies damit, dass das integrale Längenmaß als mittlere Wirbelgröße anzusehen ist. Bei synoptischen Ereignissen ist die maximale Wirbelgröße durch die atmosphärische Grenzschicht limitiert. Bei konvektiven Böen spielt sich der Outflow lediglich in Bodennähe ab. Die maximale Wirbelgröße (und entsprechend auch die mittlere) ist dadurch geringer als im synoptischen Fall.

Anhand der Darlegungen konnte gezeigt werden, dass etablierte statistische Parameter nicht ohne Weiteres auf konvektive Ereignisse angewendet werden können. Angemessener erscheint die Verwendung eines zeitlich variierenden Mittelwerts. Hierbei muss, angepasst an das entsprechende Ereignis, das Mittelungsintervall sorgfältig gewählt werden. Die hohe Variabilität von Gewitterereignissen machen eine standardisierte Vorgehensweise und Kodifizierung schwierig.

2.3.2 Auswirkungen auf Gebäude

Um Belastungen oder Drücke auf Gebäude darzustellen, werden oft Beiwerte wie der c_p -Wert verwendet. Hier wird das Verhältnis eines Drucks p (meist als Differenz zwischen entsprechendem Messpunkt- und Umgebungsdruck) und dem Staudruck der Strömung angegeben. Der Staudruck wird mit der Geschwindigkeit V_{ref} in einer definierten Höhe z_{ref} gebildet:

$$c_p = \frac{p}{0,5\rho V_{ref}^2} \quad (2.9)$$

Bei einer atmosphärischen Grenzschichtströmung wird dabei als Referenzhöhe z. B. die Gebäudehöhe verwendet. Bei konvektiven Abwinden gibt es bisher keine einheitliche Definition der Referenzgeschwindigkeit. In einigen experimentellen Arbeiten wird die Vertikalgeschwindigkeit des Abwindes verwendet. Dies macht jedoch Vergleiche mit realen Ereignissen (da es hier selten Informationen zur Vertikalgeschwindigkeit gibt) oder mit einer atmosphärischen Grenzschichtströmung (AGS) schwierig. Wird eine horizontale Geschwindigkeit im Outflow als Referenz verwendet, ist diese stark von der horizontalen und vertikalen Lage, sowie vom Zeitpunkt abhängig.

Auch die Gebäudehöhe im Verhältnis zur Outflowhöhe hat einen Einfluss auf die c_p -Wert-Verteilung am Gebäude. Dies soll anhand eines Beispiels verdeutlicht werden. Ein Gebäude hat eine Höhe in der Größenordnung des Outflows (s. Abb. 2.5). Als Referenz wird die Geschwindigkeit in Gebäudehöhe gewählt. Ein zweites Gebäude ist geringfügig größer. Da das Geschwindigkeitsprofil in dieser Region jedoch einen starken Gradienten aufweist, ist die entsprechende Referenzgeschwindigkeit deutlich geringer. Dies führt nach Gleichung (2.9) zu höheren c_p -Werten am zweiten Gebäude, obwohl sich der gemessene Druck an der Fassade nur unwesentlich vom ersten Fall unterscheidet. Bei gewissen H/D -Verhältnissen (Gebäudehöhe zu Downburst-Durchmesser) wurden Extremwerte für die Druckbeiwerte gemessen (Jesson et al., 2015b). Aufgrund des beschriebenen Beispiels ist dies jedoch eher auf die Auswertemethode als auf physikalische Zusammenhänge zurückzuführen. Es kann daher keine allgemein gültige c_p -Wert-Verteilung für Gebäude innerhalb von Fallböen geben, mithilfe derer unter Berücksichtigung einer Referenzgeschwindigkeit die Windlasten bestimmt werden können. Stattdessen spielt auch die Größe der Fallböe im Verhältnis zu den gebauten Strukturen eine wichtige Rolle.

Das in Abb. 2.5 zugrunde liegende Geschwindigkeitsprofil des Downbursts hängt darüber hinaus noch vom Abstand vom Auftreffzentrum sowie vom Zeitpunkt ab. Dies soll verdeutlichen, dass die Angabe eines c_p -Wertes allein nicht ausreicht und bei Vergleichen die jeweiligen Definitionen, etwa von V_{ref} , beachtet werden müssen, insbesondere da sich bisher kein einheitliches Vorgehen durchgesetzt hat.

2 Theoretischer Hintergrund

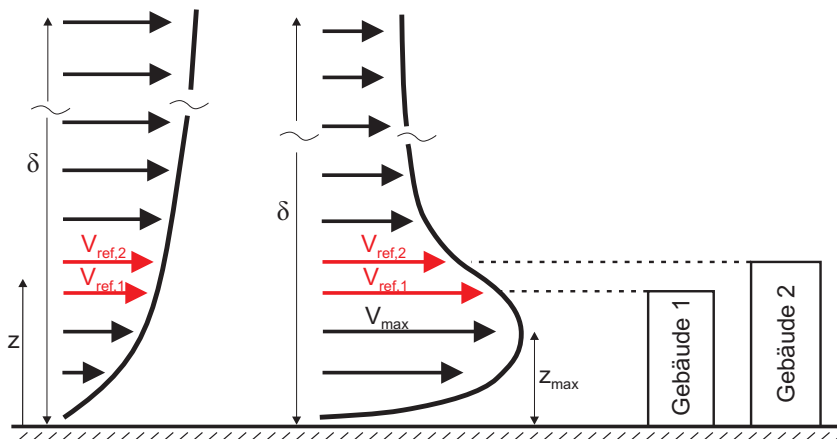


Abbildung 2.5: Referenzgeschwindigkeit bei verschiedenen Gebäudehöhen
Profil links: AGS Strömung; Profil rechts: Downburst Outflow.

Wie bereits gezeigt unterscheiden sich konvektive Outflows von AGS in mehreren Punkten. Zunächst sei hierbei das vertikale Strömungsprofil genannt. Chay und Letchford (2002) und Zhang et al. (2013b) zeigten, dass es bereits dadurch zu Unterschieden in der Druckverteilung an Gebäuden kommt. Im Bereich hoher Geschwindigkeiten ($x/D \approx 1$) ähnelt sie eher einem konstanten Geschwindigkeitsprofil als einer AGS ($H/D = 0,06$). Hierbei spielt jedoch auch die Höhe des Gebäudes im Vergleich zur Fallböe bzw. zum Outflow H/D eine Rolle. Bei Gebäuden, die deutlich über die Höhe z_{max} , an der die maximale Geschwindigkeit auftritt, hinausragen, stellt sich das Druckmaximum im Gegensatz zu AGS im unteren Bereich des Gebäudes ein, was Zhang et al. (2013b) als „umgedrehte“ Druckverteilung bezeichneten. Mit zunehmendem Abstand vom Auftreffzentrum entwickelt sich eine Grenzschicht und die Druckverteilung nähert sich der AGS an (Chay und Letchford, 2002). Die mittleren Geschwindigkeiten nehmen ab. Dieser Bereich ist daher im Hinblick auf extreme Windlasten, die zu einem Versagen von Strukturen führen, von untergeordneter Relevanz. Allerdings nehmen die Fluktuationen dort ($1,5 \leq x/D \leq 2,0$) deutlich zu (Zhang et al., 2013b), was zu höheren Druckschwankungen führt. Außerhalb des Druckdoms wurden an der windzugewandten Seite eines Giebeldaches im Downburst-Outflow etwas höhere Sogwerte und an der windabgewandten Seite etwas geringere Sogwerte als in der ASCE-Norm festgestellt. Zu beachten ist hier wiederum die Wahl der Referenzgeschwindigkeit, die zu unterschiedlichen c_p -Werten führen kann. Unabhängig davon ist jedoch die Beobachtung, dass die Sogwerte gemäß der ASCE-Norm an der windzugewandten Seite eines flachen Daches (16° Dachneigung) und auf der Rückseite des Gebäudes etwa gleich groß sind, wohingegen sie im Downburst-Outflow abnehmen. Die Unterschiede sind jedoch für ein steileres Giebeldach (35° Dachneigung) weniger ausgeprägt (Zhang et al., 2013b).

Die Instationarität der Strömung wirft außerdem die Frage auf, ob ein instantanes Geschwindigkeitsprofil im Hinblick auf die Bestimmung von Extremlasten ausreicht, da Maximalwerte in unterschiedlicher Höhe zu unterschiedlichen Zeiten

auftreten. Die Verwendung einer Einhüllenden aller Profile über den zeitlichen Verlauf des Ereignisses ist hingegen eine sehr konservative Annahme (Mason et al., 2009).

Unabhängig vom Geschwindigkeitsprofil bildet sich im Auftreffzentrum ein Druckdom aus. Da sich dieser Überdruck innerhalb kurzer Zeit aufbaut, ergeben sich für Gebäude mit undurchlässiger Hülle im Zentrum zunächst überall hohe Drücke bis ein Druckausgleich zwischen Gebäudeinnerem und -äußerem stattfindet. Außerhalb des Überdruckbereichs erfährt ein Gebäude nur den dynamischen Druck der Anströmung. Im Übergangsbereich erfährt ein Gebäude Belastungen aus dynamischen und statischen Drücken. Im Vergleich mit den Normen, in denen nur dynamische Drücke berücksichtigt werden, können die innerhalb des Druckdoms auftretende Werte durch den zusätzlichen statischen Druck, zumindest kurzzeitig, höher sein (Zhang et al., 2013b).

Instationarität

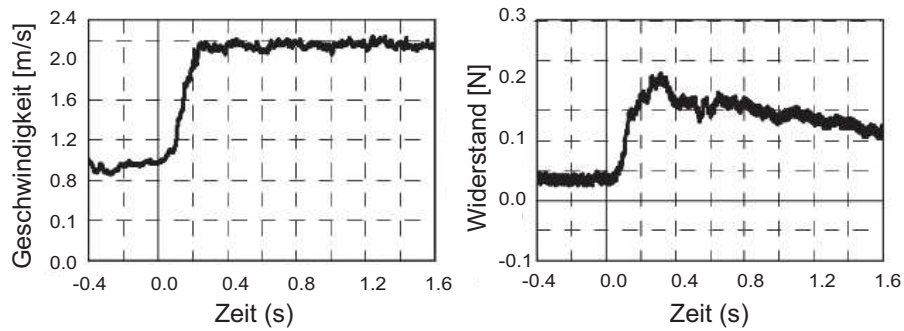
Ein weiterer Aspekt, der sich bei den Windlasten auf Gebäuden bemerkbar macht, ist das stark instationäre Verhalten der Fallböe, also das plötzliche Ansteigen der Windgeschwindigkeit, eine Änderung der Windrichtung und in manchen Fällen das Auftreten eines Ringwirbels. Probleme, die das transiente Verhalten im Hinblick auf die Anwendung etablierter Parameter mit sich bringt, wurde bereits oben diskutiert.

Generell kann es durch den plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeiten zu einem sogenannten *Overshoot Phänomen* kommen. Das bedeutet, dass die Druck- und Sogwerte an umströmten Körpern in dieser Übergangsphase von geringen zu hohen Windgeschwindigkeiten Extremwerte erreichen können, insbesondere an den Kanten, etwa an Dachgiebeln (Takeuchi et al., 2016). In Abb. 2.6a ist der Verlauf der Windgeschwindigkeit mit einem plötzlichen Anstieg sowie der daraus resultierende Luftwiderstand eines Zylinders gezeigt. Hier sieht man deutlich, wie der Luftwiderstand während der Übergangsphase einen Peak erreicht. Ist die Anstiegszeit sehr kurz, werden im Luftwiderstand sogar zwei Peaks erreicht (s. Abb. 2.6b).

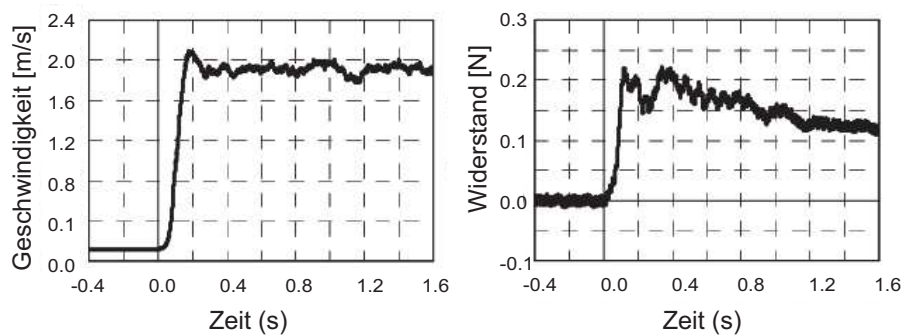
Um dieses Phänomen zu quantifizieren, wurde der *Overshoot Koeffizient* eingeführt, welcher den maximalen Druck-/Sogwert im Verhältnis zum Mittelwert des stationären Zustandes, also dem Zustand in dem die hohe Geschwindigkeit konstant gehalten wird, angibt (Takeuchi et al., 2008). Dieser Koeffizient ist umso größer, je kürzer die Zeit t_r , in der die Geschwindigkeit ansteigt, und je kleiner der Wert ist, um den die Geschwindigkeit ansteigt (Takeuchi et al., 2008). Takeuchi und Maeda (2013) haben hier die dimensionslose Anstiegszeit t'_r eingeführt:

$$t'_r = \frac{(U_t - U_s) \cdot t_r}{d} \quad (2.10)$$

2 Theoretischer Hintergrund



(a) $\Delta U = 1\text{ m/s}$



(b) $\Delta U = 2\text{ m/s}$

Abbildung 2.6: Overshoot Phänomen
Geschwindigkeiten und Luftwiderstand an einem Zylinder; $t_r = 0,2\text{ s}$ für versch.
 ΔU nach Takeuchi und Maeda (2013).

wobei U_t die End- und U_s die Startgeschwindigkeiten, t_r die Anstiegszeit und d die charakteristische Längendimension (bspw. Länge der umströmten Struktur) sind. Die Autoren zeigten, dass das *Overshoot Phänomen* umso stärker ausgeprägt ist, je kleiner die dimensionslose Anstiegszeit t_r ist. Der Effekt macht sich außerdem beim Auftrieb stärker bemerkbar als bei der Widerstandskraft in Strömungsrichtung (Takeuchi et al., 2008).

Als Erklärung für das *Overshoot Phänomen* werden in der Literatur zwei Gründe angeführt. Zum einen sind dies instationäre Ablöseprozesse. Bei einer stationären Umströmung eines Körpers lösen sich regelmäßig alternierende Wirbel am Körper ab. Bei einer plötzlich anlaufenden Strömung beobachtete Sarpkaya (1966) für laminare Grenzschichten, dass sich der Ablöseprozess des ersten Wirbelpaares von den späteren unterscheidet. Zunächst bildet sich symmetrisch an beiden Seiten des Körpers jeweils ein Wirbel aus, bis einer dominant wird und ein alternierender Prozess einsetzt. Das Entstehen dieses ersten Paares dauert außerdem länger als im späteren stationären Zustand. Diese Beobachtung wurde zwar für laminare Grenzschichten gemacht, jedoch weisen weitere Untersuchungen darauf hin, dass das *Overshoot Phänomen* auch bei turbulenten Grenzschichten mit den ersten Ablöseprozessen zusammenhängt (Sarpkaya, 1966; Takeuchi et al., 2016).

Des Weiteren kommt bei sehr kleinen Anstiegszeiten t_r ein weiterer Effekt hinzu. Hier lässt sich bereits in der Zeitreihe der Geschwindigkeit ein *Overshoot* beobachten (s. Abb. 2.6b). Im Luftwiderstand lassen sich dann zwei Maxima beobachten (Takeuchi und Maeda, 2013). Die Autoren gehen davon aus, dass der erste Peak auf die kurzzeitig erhöhte Geschwindigkeit zurückgeht und der zweite von den oben beschriebenen Ablöseprozessen herrührt.

Auch bei Untersuchungen speziell zu Downbursts verursacht das plötzliche Ansteigen der Geschwindigkeit Extremwerte bei den Druckbeiwerten. Letchford und Chay (2002) erzeugten einen plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeit im Labor durch einen stationären, aber sich bewegenden Luftstrahl. Die hierbei erzeugte Pseudoböenfront lässt sich nicht durch eine Summation aus stationärem Strahl und Translation ermitteln. Die Druckwerte an der windzugewandten Seite und die Sogwerte an der Dachkante würden dadurch unterschätzt werden (bis zu einem Faktor von 3). Auch Butler et al. (2010) ermittelten Spitzenwerte während der plötzlichen Änderung der Strömung von einem AGS Profil zu einem konvektiven Outflow in Zusammenhang mit einer Geschwindigkeitszunahme. Während des Anstiegs der Geschwindigkeit wurde außerdem eine höhere Korrelation der Drücke um das Gebäude als bei stationären Verhältnissen festgestellt.

Eine alternierende Änderung der lateralen Kraft auf ein Gebäude während der Passage eines Downbursts weist zwar auch in den instationären Experimenten auf eine Wirbelablösung hin (Jesson et al., 2015b), jedoch vermuten die Autoren weiterhin, dass eine lokalisierte Ablösung und ein Wiederanlegen der Strömung, wie sie von stationären Strömungen bekannt ist, nicht vorkommt. Dies hat

2 Theoretischer Hintergrund

wiederum zur Folge, dass die Sogwerte im Luvbereich von Dächern schwächer ausfallen als in einer AGS.

Auch Butler et al. (2010) beobachteten, verglichen mit der AGS, weniger Sog an den seitlichen Fassaden und im Leebereich, was auf eine unterdrückte oder zumindest weniger organisierte Wirbelerzeugung hindeutet. Dies scheint zunächst im Widerspruch zu den oben beschriebenen stationären Messungen von Zhang et al. (2013b) zu stehen, die an der vorderen Dachkante höhere c_p -Werte gemessen haben. Der Grund für diesen Unterschied liegt vermutlich an den Ablöseprozessen, die sich während einer instationären Phase von den stationären Prozessen unterscheiden. Weitere Unterschiede sind das Verhältnis von Gebäude- zu Downburstgröße sowie die Definition der Referenzgeschwindigkeit zur Bestimmung von c_p . Bei Zhang et al. (2013b) wurde die Geschwindigkeit auf Dachhöhe, bei Jesson et al. (2015b) die Maximalgeschwindigkeit verwendet.

Als weiterer Parameter wurde von Jesson et al. (2015b) die Ausrichtung des Gebäudes zur Strömungsrichtung untersucht. Dabei zeigte sich, dass ein 0° -Ausrichtung, also senkrecht zur ankommenden Strömung, der ungünstigste Fall im Hinblick auf die Gesamt-Auftriebskraft ist. Butler et al. (2010) untersuchten außerdem drei verschiedene Gebäudehöhen – eine unterhalb z_{max} , eine in der Größenordnung von z_{max} , eine größer als z_{max} . Die Unterschiede in den Druckverteilungen führten sie hauptsächlich auf die unterschiedlichen Geschwindigkeitsgradienten zurück.

Feldmessungen zu Druckverteilungen an Gebäuden während Downbursts gibt es fast keine. Ein Ereignis in Texas am WERFL Gebäude (Texas Tech University Wind Engineering Research Field Laboratory) ist dokumentiert (Lombardo und Mason, 2016). Hier liegen die während eines Downbursts ermittelten c_p -Werte innerhalb der Bandbreite gemessener AGS Strömungen, jedoch am Rande der Bandbreite. Die zeitliche Variation der c_p -Werte führen die Autoren auf die Änderung der Windrichtung zurück und nicht auf die Änderung der Geschwindigkeitsmagnitude. Anhand weniger einzelner Feldmessungen lässt sich jedoch keine allgemein gültigen Aussagen machen, sie komplementieren vielmehr die Laboruntersuchungen.

Eine weitere Methode zur Ermittlung von Windbelastungen ist die Antwort einer Struktur auf eine Anregung zu bestimmen. Die von Erdbeben bekannte Methode der Berechnung des Antwortspektrums (engl.: *spectrum response technique*) wird dabei modifiziert und auf die instationäre Zeitreihe eines Gewitterereignisses angepasst (Solari et al., 2015b; Solari, 2016). Das Modell ist momentan noch vereinfacht und es bedarf weiterer Forschung, um bessere Modelle für die noch vereinfachten Annahmen zu entwickeln. Dennoch sehen die Autoren ein hohes Potenzial, dass sich dieses Verfahren in der Praxis etablieren kann, da es bei Ingenieuren bereits aus der Berechnung von Erdbebenlasten bekannt ist.

2.3.3 Komplexere Strukturen

Wie aus der Literatur zur Interaktion einer atmosphärischen Grenzschichtströmung mit einer Stadtstruktur bekannt ist, ist die Strömungssituation hier ungleich komplexer als die Umströmung einzelner Strukturen. Hierbei spielt u. a. die Dichte der Bebauung eine Rolle. Weit auseinander liegende Gebäude können als isolierte Elemente betrachtet werden, wohingegen sich Gebäude in einer dichten Bebauung wie eine Gesamtstruktur verhalten. Entsprechend bildet sich das Strömungsfeld um die Strukturen aus. Bei enger Bebauung stellt sich eine Walze mit horizontaler Achse in den Straßenschluchten quer zur Anströmung ein (Oke, 1988). Die Intensität der Walze ist abhängig von der Straßengeometrie und ist am stärksten, wenn Straßenschluchthöhe und -breite gleich groß sind (Oke, 1988). Des Weiteren wurden Unterschiede zwischen einer 2D-Strömung (lange Straßenschluchten) im Vergleich zu einer 3D-Situation (Blockstruktur) aufgezeigt. So verlagert sich das Zentrum der Walze für eine dreidimensionale Umströmung weiter nach oben (Santiago et al., 2007).

Innerhalb einer AGS lösen sich an den Dachkanten der Gebäude außerdem Wirbel ab, die von der Strömung unmittelbar oberhalb der Dächer stromab transportiert werden. Coceal et al. (2006) zeigten, dass sich direkt oberhalb der Dächer eine Schicht mit verstärkter Vorticity ausbildet. In diesem Bereich wird daher auch eine erhöhte turbulente kinetische Energie beobachtet (Kastner-Klein und Rotach, 2004). Aber auch bei einer RANS-Modellierung (engl.: *reynolds averaged Navier-Stokes equation*), die die Ablöseprozesse nicht korrekt simuliert, wurde ein solcher Bereich erhöhter turbulenter, kinetischer Energie festgestellt, was die Autoren auf eine Scherschicht zurückführen: Ein Teil der Strömung fließt oberhalb der Dächer ab, ein Teil strömt in die Straßen (Santiago et al., 2007). Die beschriebenen Arbeiten beziehen sich auf eine atmosphärische Grenzschichtströmung, also sozusagen auf „alltägliche“ Situationen. Oft wird in diesem Kontext die Schadstoffausbreitung oder die Verweildauer von Abgasen betrachtet. Zu berücksichtigen ist hierbei, dass in der Straße befindliche Hindernisse, wie Bäume oder Hecken, ebenfalls Auswirkungen auf die Strömung haben und diese beeinflussen (Gromke et al., 2016). Im Fall von Downbursts sieht die Strömungssituation, wie bereits beschrieben, anders aus. Die Interaktion eines solchen Starkwindereignisses mit einer komplexen Bebauungsstruktur ist auch eher im Hinblick auf Schäden und Windlasten von Interesse. Diese Fragestellung wird bisher in der Literatur kaum betrachtet.

In der numerischen Simulation von Sim et al. (2016) trifft der konvektive Outflow auf eine Blockstruktur. Dabei zeigt sich je nach Bebauungsdichte eine gegenseitig abschirmende Wirkung. Der Outflow hat sich hier jedoch bereits in eine horizontale Strömung entwickelt und Vertikalkomponenten werden in dieser Arbeit nicht betrachtet. Außerdem weisen die Autoren selbst darauf hin, dass die Arbeit ein erster Ansatz ist und es zur Validierung der Ergebnisse weiterer Untersuchungen bedarf. Weitere Experimente zur Auswirkung von Fallböen innerhalb von bebautem Gebiet sind von Romanic et al. (2016) geplant. Diese sollen in der

2 Theoretischer Hintergrund

Versuchseinrichtung *WINDEEE Dome* (Wind Engineering, Energy and Environment Research Institute, Western University, Kanada) realisiert werden, in der Downbursts von bis zu 5 m Durchmesser simuliert werden können. Quantitative Messungen hierzu sind bisher jedoch nicht veröffentlicht. Weitere Arbeiten in diesem Bereich sind nicht bekannt.

Weitergehende Überlegungen

Wie in Kapitel 1 bereits angesprochen, unterscheidet sich die Ausbreitung des Outflows auf freiem Gelände von der innerhalb bebauter Struktur, etwa einer Straßenschlucht. Einige Überlegungen hierzu werden im Folgenden getroffen.

Im Auftreffzentrum der Böe stellt sich ein Gebiet hohen Druckes ein, von dem die Luft radial beschleunigt wird (Fujita, 1985; Proctor, 1988). Triff die Böe auf eine Stadt, wird sich auch dort ein Überdruckgebiet entwickeln. Die Gebäude hindern die Luft jedoch an einer radialen Ausbreitung. Um Unterschiede zwischen der Ausbreitung der Böe auf freiem Gelände und innerhalb einer einzelnen Straßenschlucht aufzuzeigen, wird zunächst der Volumenstrom im Outflow der Böe betrachtet. Der Volumenstrom Q_{ot} bei einer Ausbreitung auf einer ebenen Platte kann in Polarkoordinaten wie folgt bestimmt werden (Abb. 2.7a):

$$\begin{aligned} Q_{ot}(x) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{H_{out,ot}} u_{ot}(x, z) dz d\varphi \\ &= 2\pi x \cdot H_{out,ot}(x) \cdot u_{b,ot}(x) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dabei ist u_{ot} die Horizontalgeschwindigkeit, $u_{b,ot}$ die Geschwindigkeit gemittelt über das vertikale Profil an der Stelle x , $H_{out,ot}$ die Höhe des Outflows. Der Index ot bezieht sich auf die Ausbreitung auf freiem Gelände (open terrain). Die mittlere Geschwindigkeit lässt sich demnach bestimmen als:

$$u_{b,ot}(x) = \frac{Q_{ot}(x)}{2\pi x \cdot H_{out,ot}(x)} \quad (2.12)$$

Innerhalb einer Straßenschlucht (Abb. 2.7b) wird jedoch eine radiale Ausbreitung verhindert. Hier ist der Volumenstrom in kartesischen Koordinaten:

$$\begin{aligned} Q_{sc}(x) &= \int_{-B/2}^{B/2} \int_0^{H_{out,sc}} u_{sc}(x, z) dz dy \\ &= B \cdot H_{out,sc}(x) \cdot u_{b,sc}(x) \end{aligned} \quad (2.13)$$

B ist die Breite der Straßenschlucht, der Index sc bezieht sich auf die Straßenschlucht (street canyon). Die mittlere Geschwindigkeit ist dann:

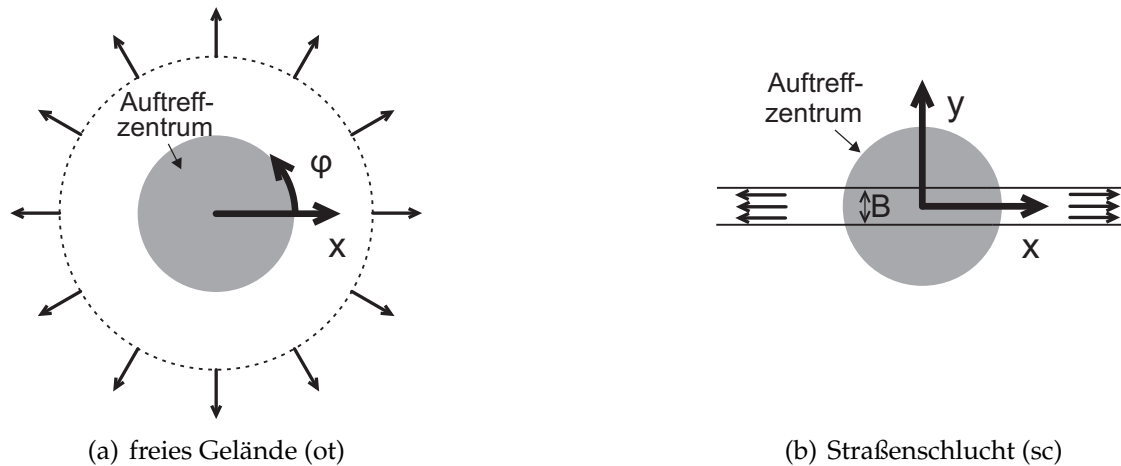


Abbildung 2.7: Schemaskizze der Ausbreitung einer Fallböe.

$$u_{b,sc}(x) = \frac{Q_{sc}(x)}{B \cdot H_{out,sc}(x)} \quad (2.14)$$

Die Outflowhöhe H_{out} wächst mit zunehmenden Abstand vom Zentrum an. Unter Vernachlässigung von eingemischter Umgebungsluft ($Q = konst. \neq f(x)$) deutet ein Vergleich von Gleichung (2.12) und (2.14) darauf hin, dass die Geschwindigkeit im Fall der freien Ausbreitung schneller abnimmt als innerhalb der Straßenschlucht, da $u_{b,ot}$ eine Funktion von $1/(r \cdot H_{out,ot})$, also $u_{b,ot} = f(1/(r \cdot H_{out,ot}))$ wohingegen in der Straße $u_{b,sc} = f(1/H_{out,sc})$. Zu beachten ist jedoch, dass nicht bekannt ist, in welcher Weise $H_{out,sc}$ mit zunehmender Distanz vom Zentrum anwächst.

Dies gilt für eine unendlich tiefe Straßenschlucht. Ist die Straßenschluchthöhe geringer als die Höhe des Outflows, wird ein Teil der Luft innerhalb der Straßen abfließen, ein Teil jedoch oberhalb. Dieser zweite Teil wird sich vermutlich oberhalb der Dächer radial ausbreiten, also vergleichbar mit der Ausbreitung auf der ebenen Platte. Dies hat zur Folge, dass sich die Geschwindigkeiten zwischen den beiden oben beschriebenen Grenzfällen bewegen.

In manchen Fällen rollt sich die Luft am Rande der Böe auf, es entwickelt sich ein Ringwirbel. Dieser breitet sich auf einer ebenen Fläche ebenfalls radial aus. Wie dieser Wirbel mit vorhandenen Strukturen interagiert und welche Auswirkungen dies auf die Strömungssituation innerhalb der Straßen hat, ist bisher nicht bekannt.

3 Methodik

3.1 Simulation von Fallböen

Da Fallböen zeitlich und räumlich sehr beschränkt sind, gibt es vergleichsweise wenig Feldmessungen. Oft wurden daher numerische Simulationen und experimentelle Untersuchungen verwendet, um Strömungsverhältnisse während solcher Ereignisse und die Einflüsse gewisser Randbedingungen genauer zu verstehen. Die meisten Arbeiten, sowohl numerische als auch experimentelle, können in zwei Hauptgruppen unterteilt werden: Zum einen die Nachbildung des negativen Auftriebs durch einen Dichteunterschied, was in der Numerik über ein Cooling Source Modell und im Experimentellen durch das Auslassen eines dichteren Fluids in ein leichteres Umgebungsmedium realisiert wird. Zum anderen wird ein auftreffender Strahl oder Wandstrahl (engl.: *impinging jet*) verwendet, der auf eine Bodenplatte auftrifft. Letzteres wird damit begründet, dass das Geschwindigkeitsprofil eines Downburst-Outflows dem eines Wandstrahls sehr ähnlich ist. Dies wurde bereits von Hjelmfelt (1988) gezeigt.

Die Verwendung des Cooling Source Modells wie auch die dichtegetriebenen Experimente hatten ihren Fokus auf der dynamischen Entwicklung der Fallböe selbst (Zhang, 2013). Insbesondere die physikalischen Experimente wurden außerdem nur in kleinem Maßstab realisiert, weswegen sie in der Erforschung der Interaktion mit Gebäuden und anderen Strukturen kaum Anwendung finden.

Aufgrund seiner Einfachheit wird hingegen der Wandstrahl in vielen Untersuchungen verwendet. Dabei gibt es natürlich gewisse Unterschiede zu realen Fallböen, auf die im Folgenden noch genauer eingegangen wird. Bei den numerischen Simulationen kommt meist ein RANS Modell (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) zum Einsatz. Dieses bildet jedoch die Ablösungen an Strukturen nicht genau genug nach, was insbesondere im Hinblick auf die Belastungen an Gebäuden problematisch sein kann. LES-Modelle (*Large Eddy Simulation*), die die großen Turbulenzstrukturen besser nachbilden, erfordern jedoch ein sehr feines Netz und einen ausreichend kleinen Zeitschritt, was insbesondere bei den hier vorherrschenden hohen Re-Zahlen und der Verwendung unterschiedlicher Geometrien sehr teuer werden kann.

In dieser Forschungsarbeit wird u. a. die Interaktion einer Fallböe mit einer als Blockstruktur idealisierten Stadt untersucht. An jedem einzelnen Häuserblock finden dabei Ablösungsprozesse statt und die dabei entstehenden Turbulenzen

interagieren wiederum miteinander. In dieser Arbeit wird daher auf experimentelle Untersuchungen zurückgegriffen. Die wichtigsten Arten zur experimentellen Simulation einer Fallböe sind in den folgenden Abschnitten beschrieben.

3.1.1 Dichtegetriebene Experimente

Wie bereits beschrieben ist der Dichteunterschied zwischen Fallböe und Umgebung die Hauptursache für die Beschleunigung der Fallböe in Richtung Boden. Dieser Sachverhalt kann am einfachsten durch ein Fluidpaket simuliert werden, das in ein Umgebungsfluid geringerer Dichte ausgelassen wird (z. B. Salz- in Süßwasser). Vernachlässigt werden dabei natürlich die Effekte des vorhandenen Niederschlags (Reibung und zusätzliche Kühlung durch Phasenübergänge). Die ersten Laboruntersuchungen zu Downbursts wurden wohl von Fujita (1990) durchgeführt.

Der Dichteunterschied $|\Delta\rho|$, der vom Temperaturunterschied $\vartheta_F - \vartheta_0$ herrührt, ist hier, wie in der Natur, der treibende Faktor für die Beschleunigung des Fluidpaket. Der Index F bezieht sich dabei auf das Fluidpaket, der Index 0 auf das Umgebungsfluid. Neben dem Dichteunterschied sind die Erdbeschleunigung g , die Viskosität ν und der Radius der Fallböe R weitere Einflussfaktoren. Bei einer klassischen Dimensionsanalyse nach dem Buckingham-II-Theorem (Buckingham, 1914) ergibt sich folgende dimensionslose Kennzahl:

$$\Pi = \frac{|\Delta\rho| g R^3}{\rho_F \nu^2} = Gr \quad (3.1)$$

Dies entspricht der Grashof-Zahl Gr , die bei Strömungen mit thermischer Konvektion relevant ist. Sie beschreibt das Verhältnis von Auftriebs- zu Reibungskräften. Für kleine Werte von $(\vartheta_F - \vartheta_0)/T_0$ ($T_0 =$ Absoluttemperatur) kann die Gr-Zahl als Funktion des Dichteunterschiedes wie in Gleichung (3.1) angegeben werden (von Böckh und Wetzel, 2011).

Realistische Werte für den Temperaturunterschied in der Natur sind etwa 10-15 K, was zu einem Dichteunterschied von etwa 3-4 % führt. Bei einem solchen Dichteunterschied und einem Fallböendurchmesser von bspw. 500 m erhält man demnach eine Gr-Zahl von $Gr \approx 2 \cdot 10^{17}$. Solche Gr-Zahlen können bei kleinem Modellmaßstab nicht nachgebildet werden. Lundgren et al. (1992) stellten jedoch fest, dass sich die im Experiment simulierte Böenfront der Fallböe für $Gr \geq 9 \cdot 10^6$ unabhängig von der Gr-Zahl ausbreitet. Werte in dieser Größenordnung können auch in kleinem Maßstab im Modell nachgebildet werden.

Der Vorteil dieser Art der Simulation ist, dass die Hauptursache für die Beschleunigung, der Dichteunterschied, physikalisch korrekt nachgebildet werden. Jedoch sind die einzelnen Versuche stets instationär, was zwar den Gegebenheiten der Natur entspricht, die Messungen aber u. U. erschwert. So sind etwa mehrere

Wiederholungen nötig, um statistisch verlässliche Werte zu erhalten, wenn gewisse Prozesse im Versuch nicht immer gleich ablaufen (z. B. der Öffnungsmechanismus). Außerdem muss, bei Verwendung von Flüssigkeiten, die Tankfüllung regelmäßig erneuert werden, um einen konstanten Dichteunterschied beizubehalten. Dies macht die Versuchsreihen mit dichtegetriebenen Experimenten aufwendig und beschränkt sie auf kleine Maßstäbe. Insbesondere die Auswirkungen auf Gebäude wurden, soweit bekannt, nicht mit einem solchen Aufbau untersucht. Sie dienten eher dazu die Physik eines Downbursts in einem atmosphärischen Kontext wiederzugeben (Letchford et al., 2002).

Aufgrund der beschriebenen Nachteile wird in dieser Arbeit der Großteil der Experimente mit dem im folgenden Abschnitt beschriebenen Wandstrahl simuliert. Für einige wenige Konfigurationen werden jedoch auch dichtegetriebene Versuche durchgeführt, um grundsätzliche Beobachtungen zu verifizieren und ggf. Unterschiede zu den Wandstrahl-Experimenten aufzuzeigen.

3.1.2 Experimente mit einem Wandstrahl

Wie bereits erwähnt, finden Wandstrahlexperimente aufgrund ihrer einfachen Umsetzbarkeit häufig Anwendung. In den folgenden Abschnitten soll darauf eingegangen werden, wie gut diese reale Downbursts abbilden, welche Ähnlichkeitskriterien einzuhalten sind und auf welche Randbedingungen beim Vergleich mehrerer Arbeiten geachtet werden muss.

Abbilden der Realität

Im Unterschied zu einem realen Downburst wird im Wandstrahl kein negativer Auftrieb simuliert. Der Impuls wird stattdessen mithilfe eines Ventilators erzeugt. Vor allem die Entwicklung bis zum Auftreffen auf den Boden wird daher nicht realistisch wiedergegeben. Für Ingenieure ist jedoch die bodennahe Strömung, also das Auftreffzentrum und die Outflow-Region wichtiger, insbesondere die Bereiche mit Maximalwerten bei Druck und Geschwindigkeit. Bei einem stationären Wandstrahl ähnelt das Geschwindigkeitsprofil an der Stelle der max. Horizontalgeschwindigkeit dem von gemessenen realen Downburst-Ereignissen, s. hierzu Abb. 3.1a. Dies wurde zuerst von Hjelmfelt (1988) beobachtet, ist aber auch in neueren Arbeiten dokumentiert (Gunter und Schroeder, 2015a). Auch die Entwicklung der Maximalgeschwindigkeit mit Abstand x vom Zentrum wird im zentrumsnahen Bereich gut von einem stationären Wandstrahl beschrieben. Erst mit zunehmendem Abstand vom Zentrum nehmen die Geschwindigkeiten im stationären Wandstrahl langsamer ab als in realen Downbursts (s. Abb. 3.1b). Die Abnahme der Geschwindigkeiten im stationären Strahl sind durch die radiale Ausbreitung sowie eine horizontale Aufweitung des Outflows begründet, was zu einer größeren durchströmten Fläche und damit zu einer reduzierten Geschwindigkeit führt. In realen Downbursts kommen noch weitere Effekte hinzu. Ein

Aufrollen der Outflow-Front transformiert einen Teil der Geschwindigkeit in eine Vertikalkomponente, was im stationären Strahl nicht gegeben ist. Außerdem wird der Outflow unter realen Bedingungen durch vorhandene Rauheiten (Gebäude, Bäume etc.) verwirbelt. Die Geschwindigkeit nimmt dadurch ebenfalls ab.

Im Zentrum tritt in beiden Fällen eine Überdruckregion auf, bei realen Downbursts muss ggf. eine zusätzliche Erhöhung durch eine höhere Dichte beachtet werden. Eine Unterdruckregion, die sich wie ein Ring um den Druckdom legt, tritt bei den stationären Verhältnissen jedoch nicht auf (Chay und Letchford, 2002; Zhang et al., 2013a). Generell beschreibt der stationäre Strahl durchschnittliche Bedingungen im zentrumsnahen Bereich mit einem vernünftigen Profil im Bereich der Maximalgeschwindigkeiten (Zhang et al., 2013a).

Instationäre Effekte werden mithilfe eines gepulsten Wandstrahls simuliert. Gepulst bedeutet in diesem Zusammenhang das plötzliche Anlaufen des Strahls. Durch die starke Scherschicht zwischen Strahl und Umgebung schließt diese Art der Simulation die Entstehung eines Ringwirbels mit ein. Die hohen Geschwindigkeitsgradienten zwischen Fallböe und Umgebung, die letzten Endes zur Entwicklung des Ringwirbels führen, bestehen im Fall des gepulsten Strahls bereits direkt am Düsenauslass des Strahls. Bei einer realen Fallböe nimmt die Vertikalgeschwindigkeit während der Abwärtsbewegung jedoch allmählich zu, die Geschwindigkeitsgradienten zur Umgebung sind zunächst gering. U. a. deswegen treten nicht in allen Fallböen Ringwirbel auf, bzw. es ist lediglich ein Aufrollen der Böenfront am Boden zu erkennen. Im Experiment prallt der Ringwirbel nach dem Auftreffen auf der Bodenplatte ab. Durch den Ringwirbel entsteht außerdem eine Region mit negativem Druck im Bereich der maximalen Horizontalgeschwindigkeiten, im Gegensatz zum stationären Fall (Zhang et al., 2013a). Die höhere Dichte des Ringwirbels in einer realen Fallböe schwächt das Abprallen des Wirbels am Boden ab (Zhang et al., 2013a). Der Dichteunterschied ist außerdem dafür verantwortlich, dass Instabilitäten in der Scherschicht des Outflows gedämpft werden, im Gegensatz zur Ausbreitung des Wandstrahls (Zhang et al., 2013a).

Das Bestreben, auch die instationären Effekte mithilfe eines Luftstrahls nachzubilden, wird erst seit den letzten Jahren verfolgt. Eine genauere Untersuchung der Einflussfaktoren auf das Experiment, wie im stationären Fall, gibt es daher bisher nicht. Ziel ist meist die Erzeugung eines Ringwirbels. Aufgrund von fehlenden Messdaten von realen Ereignissen lässt sich aber nur schwer eine Aussage darüber treffen, wie realistisch die Nachbildung des Ringwirbels ist, z. B. im Hinblick auf die Wirbelstärke.

Da es bisher fast keine Untersuchungen zur Interaktion von Fallböen mit städtischen Strukturen gibt, ist im Hinblick auf die geplanten Experimente ein weiterer Vorteil des Wandstrahls, dass sich das Problem zunächst deutlich vereinfachen lässt, indem stationäre Versuche durchgeführt werden können. Der Hauptteil der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente greift daher auf diese Art der Simulation zurück.

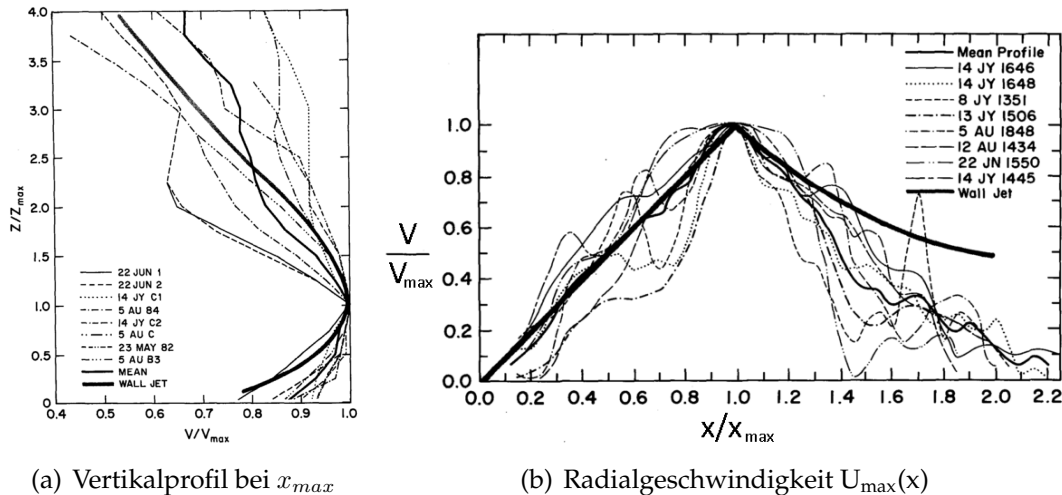


Abbildung 3.1: Vergleich von realen Downburst-Ereignissen und Wandstrahl gemessene Profile aus JAWS und Wandstrahlprofil (Hjelmfelt, 1988).

Ähnlichkeitsbetrachtung

Für die Entwicklung der Fallböe ist der Dichteunterschied ein wichtiger Faktor. Steht jedoch die Auswirkung auf Gebäude oder speziell die Interaktion mit städtischen Bebauungsstrukturen im Fokus, ist der Bereich kurz vor dem Auftreffen der Böe auf die Erdoberfläche bis zu der Region, in der hohe Geschwindigkeiten herrschen, von Interesse. In diesem Bereich kann der Dichteunterschied zunächst als vernachlässigbare Größe angesehen werden.

Für die Strömung innerhalb der Straßenschlucht ist, ähnlich wie bei Gerinneströmungen, die Re-Zahl von Interesse, wobei hier die Geometrie der Straße über die Breite B wiedergegeben wird:

$$Re_B = \frac{V_{ref} \cdot B}{\nu} \tag{3.2}$$

Dabei ist V_{ref} die Vertikalgeschwindigkeit der Böe und ν die kinematische Viskosität. Im Unterschied hierzu wird in vielen bisherigen Arbeiten ohne Bebauungsstruktur $Re_D = V_{ref} D / \nu$ (D : Durchmesser der Fallböe oder des Strahls) verwendet. Da aber $D > B$, wird für Fälle mit Bebauungsstruktur Re_B als relevant erachtet. Nach Plate (1995) wird als grobe Richtlinie für Windkanaluntersuchungen $Re \geq 10\,000$ empfohlen. Speziell für die hier untersuchte Situation wurde ein Grenzwert von $Re_B \geq 8\,000$ festgestellt (s. Abschnitt 6.1).

Zusätzlich ist der Druckdom, der sich im Zentrum aufbaut, für die Druck- und Strömungsverhältnisse wichtig. Dieser ist proportional zum Durchmesser D der Fallböe (Proctor, 1989). Außerhalb des Zentrums breitet sich die Strömung als Outflow aus. Hier spielt die Höhe des Outflows bzw. die Höhe, an der die Maximalgeschwindigkeit auftritt (ebenfalls proportional zu D), relativ zur Gebäude-

höhe H eine Rolle. Dies kann durch die geometrische Beziehung H/D wiedergegeben werden. Diese Überlegung ist analog zur Jensen-Zahl. Sie beschreibt das Verhältnis von Gebäudehöhe in einer Grenzschichtströmung relativ zur Rauigkeitslänge z_0 . Hintergrund ist in beiden Fällen, dass die Wirbel bzw. Strukturen in der Strömung im Modell im gleichen Verhältnis zu Gebäudegeometrie stehen wie in der Natur (Dyrbye und Hansen, 1997).

Diese beiden Kennzahlen werden für die folgenden Wandstrahl-Untersuchungen als relevant erachtet. Re_B wird dabei als Grenzwert betrachtet, oberhalb dessen die Strömung, sowohl im Modell als auch in der Natur, als reynoldsunabhängig angesehen werden kann. Auf den Einfluss von H/D wird in der Literatur an manchen Stellen verwiesen (Jesson et al., 2015a). Die Strömungssituation während Fallböen innerhalb komplexer Strukturen ist bisher nicht bekannt und diese zu untersuchen wird als ein Ziel dieser Arbeit gesehen.

Randbedingungen

Die verschiedenen Versuchseinrichtungen zur Erzeugung des Luftstrahls weisen unterschiedliche Randbedingungen auf. Im Wesentlichen unterscheiden sich die Experimente durch das mittlere Geschwindigkeitsprofil des Strahl an der Düse, seine Turbulenz sowie die mittlere Geschwindigkeit bzw. die Re-Zahl Re_D (gebildet mit der Geschwindigkeit des Strahls und seinem Durchmesser). Außerdem können der Abstand der Bodenplatte zur Düse und die Rauheit der Bodenplatte variieren. Die folgenden Ergebnisse beziehen sich dabei auf einen stationären Strahl. Eine Auswahl an Versuchseinrichtungen, an denen Untersuchung zu Downbursts durchgeführt wurden bzw. werden ist in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Die Re-Zahl des ankommenden Strahls hat keinen Einfluss auf die maximale normierte Horizontalgeschwindigkeit im gesamten Strömungsfeld $u_{max,tot}$, sowie deren normierte Position x_{max} , zumindest im Bereich von $Re_D \geq 23\,000$ (Xu und Hangan, 2008). Sengupta und Sarkar (2008) zeigte außerdem, dass die Druckkoeffizienten auf den Boden im Auftreffbereich des Strahls reynoldsunabhängig sind.

Das Verhältnis von Abstand zwischen Strahlauslass und Bodenplatte H_{Jet} zum Durchmesser des Strahls D hat einen geringen Einfluss auf die auftretenden maximalen Geschwindigkeiten sowie der Verlauf der Maximalgeschwindigkeit mit Abstand x vom Zentrum (Chay und Letchford, 2002; Xu und Hangan, 2008).

Eine Erhöhung der Turbulenzintensität des ankommenden Strahls hat keinen Einfluss auf die maximalen Geschwindigkeiten, verursacht jedoch eine Aufweitung des Geschwindigkeitsprofils in vertikaler Richtung (Xu und Hangan, 2008). Über den Einfluss auf die Turbulenzintensität im Outflow lässt sich keine eindeutige Aussage machen. Außerhalb des wandnahen Bereichs ($z/D \geq 0,05$) ist aber tendenziell eine Erhöhung der Outflow-Turbulenzintensität mit zunehmender Eingangsturbulenz zu erkennen (Xu und Hangan, 2008).

Tabelle 3.1: Downburst-Versuchseinrichtungen (Auswahl).

Standort	Typ*	D	V_{jet}	H_{jet}/D	Profiltyp	Turbulenz	Veröffentlichung
University of Sydney, Australien	gepulst	31cm	13m/s	1,5	Rohr- profil	2%	Wood et al. (2001), Mason et al. (2005)
Texas Tech University, USA	gepulst + transient	51cm	bis 10m/s	1,7	Zylinder- hutprofil	4%	Letchford und Chay (2002), Chay und Letchford (2002), Mason und Wood (2005)
Western University, Kanada	stationär	7cm u. 23cm	bis 11m/s	1,0 – 4,0	Rohr- profil	variabel 3–22%	Xu und Hangan (2008)
Iowa State University, USA	stationär	61cm	6,9m/s	1,0 – 2,3	Zylinder- hutprofil	1%	Zhang et al. (2013a), Zhang et al. (2013b)
University of Birmingham, England	gepulst + transient	100cm	bis 16m/s	1,0 – 2,0	Zylinder- hutprofil	15%	McConville et al. (2009), Jesson et al. (2015b)
Western University, Kanada	gepulst	5m	N.N.	N.N.	N.N.	N.N.	WINDEE DOME, Romanic et al. (2016)
Karlsruher Institut für Technologie, Deutschland	stationär + gepulst	25cm u. 35cm	15m/s	1,7	Zylinder- hutprofil	1%	Richter et al. (2017)

* transient: Strahlapparat bzw. Bodenplatte lässt sich während des Versuches bewegen

Zwischen Strahl bzw. Fallböe und der Bodenrauheit kann erst beim Auftreffen eine Interaktion stattfinden. Nahe dem Auftreffpunkt hat die Bodenrauheit daher nur einen geringen Einfluss auf den entstehenden Outflow. Erst mit zunehmender Distanz entwickelt sich eine Grenzschicht, in der die Bodenrauheit eine größere Rolle einnimmt (Choi, 2004; Xu und Hangan, 2008).

3.1.3 Größenordnung von experimentell simulierten Fallböen

Downbursts können einen Durchmesser von mehreren Kilometern haben. Bei vielen Ereignissen gibt es jedoch keine direkte Messung der Größe. Stattdessen wird die Größe indirekt abgeschätzt, etwa über die Höhe des Outflows oder über die Höhe z_{max} , an der die maximale Horizontalgeschwindigkeit auftritt. z_{max} entspricht etwa 3-6 % des Durchmessers (Chay und Letchford, 2002; Kim und Hangan, 2007; Xu und Hangan, 2008; Zhang et al., 2013b). Oft werden in Messkampagnen kleinere Ereignisse nicht berücksichtigt, da sie sehr viel schwieriger zu erfassen sind, als größere (Wilson et al., 1984). Es existieren jedoch auch Berichte über Ereignisse, die eine horizontale Ausdehnung von etwa 100 m besitzen, z. B. in De Meutter et al. (2015), oder bei denen Maximalgeschwindigkeiten sehr nahe am Boden gemessen wurden, z. B. $z_{max} \approx 4$ m, vgl. Lombardo und Mason (2016).

Die Größe von Fallböen erstreckt sich demnach über eine große Bandbreite. Ereignisse mit einer Ausdehnung von wenigen Kilometern, können dabei etwa hundert mal größer sein als die Abmessungen von Häusern. Solche Größenverhältnisse können im Labor nur schwer nachgebildet werden. Zum einen ist die Größe des Luftstrahls durch den Ventilator und die Platzverhältnisse nach oben begrenzt, zum anderen können die Stadtmodelle nicht beliebig verkleinert werden, da sonst Reibungseffekte dominant werden. Bei der Verwendung einer Hintergrundgeschwindigkeit kommt eine zusätzliche Einschränkung aufgrund der geometrischen Abmessungen des Windkanals hinzu.

In einem ersten Schritt werden daher relativ kleine Fallböen simuliert, die in eine von einem Windkanal erzeugte Hintergrundgeschwindigkeit eingebettet sind. Dabei lassen sich bereits einige grundlegende Eigenschaften der Interaktion der Fallböe mit der Stadtstruktur innerhalb komplexer Randbedingungen aufzeigen (s. Kapitel 5).

Im nächsten Schritt wird das Problem vereinfacht und auf eine Hintergrundströmung verzichtet. Dadurch lassen sich größere Fallböen im Labor realisieren, die o. g. Einschränkungen bleiben jedoch bestehen. Daher werden in Kapitel 6 zunächst relativ große Modelle verwendet, deren Größe dann schrittweise reduziert wird. Dadurch können Effekte, die im Zusammenhang mit den Geometrieverhältnissen stehen und die daraus resultierenden Trends aufgezeigt werden. Das kleinste Verhältnis von Gebäudehöhe H zu Fallböendurchmesser D , das mit dem verwendeten Versuchsstand realisierbar ist, ist $H/D = 0,07$. Bei einer Gebäudehöhe von 20 m entspricht dies einem Downburst-Durchmesser von etwa 300 m.

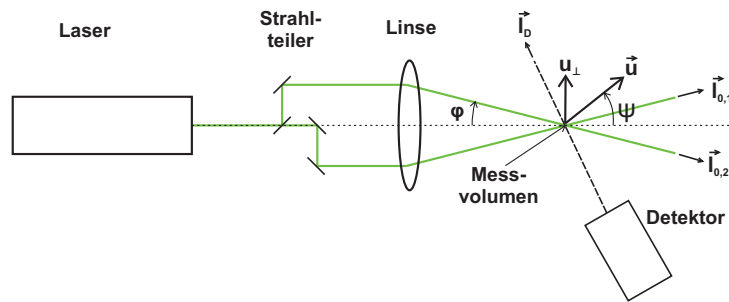


Abbildung 3.2: Grundprinzip der LDA-Messung
Messsystems bei Messung einer Geschwindigkeitskomponente nach Ruck
(1987).

3.2 Verwendete Messsysteme

In den folgenden Abschnitten werden die verwendeten Messsysteme beschrieben, sowie die zugrunde liegenden Messprinzipien erläutert.

3.2.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) nutzt den Dopplereffekt, d. h. die Frequenzverschiebung des Lichts, das von einem sich bewegenden Teilchen gestreut wird. Diese Dopplerverschiebungen lassen Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit des Partikels zu. Der Aufbau des Messsystems besteht im einfachsten Fall (Messung nur einer Geschwindigkeitskomponente) aus einem Laserstrahl. Dieser wird in zwei Partialstrahlen aufgeteilt, welche sich im Messvolumen unter einem bestimmten Winkel kreuzen (s. Abb. 3.2). Die Strömung ist mit Partikeln versehen. Diese streuen das Licht, das dann von einem Empfänger detektiert wird.

Bei der Geschwindigkeitsmessung eines Teilchens mit dem LDA-Prinzip tritt der Dopplereffekt zweimal auf. Zunächst empfängt das sich bewegende Partikel die Lichtwelle von einem ruhenden Sender (Lichtquelle). Die vom Partikel wahrgenommene Frequenz f' lässt sich nach dem Dopplereffekt berechnen mit

$$f' = f_0 \left(1 - \frac{\vec{u} \cdot \vec{l}_0}{c} \right) \quad (3.3)$$

Dabei ist f_0 die Laserlichtfrequenz, \vec{u} die Partikelgeschwindigkeit, \vec{l}_0 der Richtungsvektor der Lichtausbreitung und c die Lichtgeschwindigkeit.

Das Partikel wiederum streut Licht, das von einem ruhenden Detektor empfangen wird. Hierbei tritt der Dopplereffekt erneut auf und die vom Detektor emp-

3 Methodik

fangene Frequenz ist

$$f_D = f' \left(1 - \frac{\vec{u} \vec{l}_D}{c} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

wobei \vec{l}_D der Richtungsvektor des Detektors ist.

Gleichung (3.3) eingesetzt in (3.4) ergibt

$$f_D = f_0 \left(1 - \frac{\vec{u} \vec{l}_0}{c} \right) \left(1 - \frac{\vec{u} \vec{l}_D}{c} \right)^{-1} \quad (3.5)$$

oder als Reihenentwicklung unter Vernachlässigung Terme höherer Ordnung (Ruck, 1987):

$$f_D \approx f_0 \left(1 - \frac{\vec{u} \vec{l}_0}{c} + \frac{\vec{u} \vec{l}_D}{c} \right) \quad (3.6)$$

Die hier beschriebene Frequenzverschiebung tritt bereits bei der Verwendung nur eines Laserstrahls auf. Diese Frequenzen sind jedoch so hoch, dass sie nicht detektiert bzw. aufgelöst werden können. Daher wird der Laserstrahl in zwei Partialstrahlen aufgeteilt, die sich unter einem gewissen Winkel kreuzen. Der Richtungsvektor \vec{l}_0 ist daher für die beiden Partialstrahlen unterschiedlich. Gemäß Gleichung (3.3) ist demnach auch die Frequenzverschiebung verschieden. Der Detektor empfängt somit die Überlagerung zweier unterschiedlich Dopplerverschobenen Lichtfrequenzen. Dadurch kommt es zu einer niederfrequenten Schwebung, die aufgelöst werden kann. Diese Schwebung ist außerdem unabhängig von der Detektionsrichtung. Die Frequenz der Schwebung lässt sich berechnen mit (Ruck, 1987):

$$f_n = f_{D1} - f_{D2} = f_0 \left(\frac{\vec{u} \vec{l}_{0,2}}{c} - \frac{\vec{u} \vec{l}_{0,1}}{c} \right) \quad (3.7)$$

Dabei beziehen sich die Indizes 1 und 2 auf den ersten bzw. zweiten Partialstrahl. Durch Auflösen der Skalarprodukte und trigonometrischen Umformungen erhält man:

$$f_n = |\vec{u}| \sin(\Psi) \frac{2 \sin(\varphi)}{\lambda_l} \quad (3.8)$$

Dabei ist Ψ der Winkel zwischen dem Geschwindigkeitsvektor und der Winkelhalbierenden der beiden Partialstrahlen, φ der Winkel zwischen einem Partialstrahl und der Winkelhalbierenden und λ_l die Wellenlänge des Lasers. Gleichung (3.8) zeigt also, dass die Schwebungsfrequenz proportional zur Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Winkelhalbierenden $|\vec{u}| \sin(\Psi)$ ist.

Neben dem beschriebenen wellentheoretischen Modell, das die Beziehung zwischen detektierter Frequenz und der Geschwindigkeit des Partikels erklärt, ist das Interferenzstreifenmodell ein weiteres, anschaulicheres Modell. Aufgrund

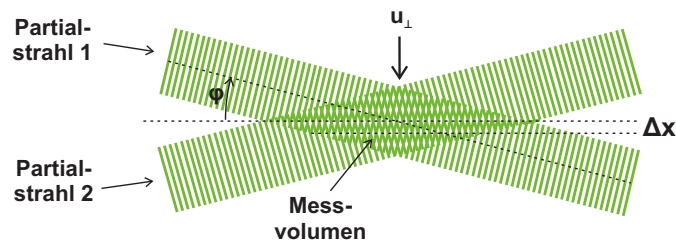


Abbildung 3.3: Interferenzstreifenmodell
Messvolumen mit Interferenzstreifen.

der Kohärenz des Laserstrahls entstehen im Kreuzungsbereich der beiden Partialstrahlen Interferenzstreifen bzw. -ebenen mit einem Abstand Δx (s. Abb. 3.3). Die Ebenen stehen parallel zur Winkelhalbierenden der beiden Partialstrahlen. Durchquert ein Partikel das Messvolumen mit den Interferenzstreifen, streut es das Licht, das vom Detektor registriert wird. Über den Abstand Δx und die Frequenz des detektierten Signals lassen sich Rückschlüsse auf die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Streifen ziehen.

Anhand der hier beschriebenen Zusammenhänge lässt sich der Betrag der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente ermitteln, jedoch nicht ihre Richtung. Um auch die Richtung bestimmen zu können, wird einer der beiden Partialstrahlen mithilfe eines optoakustischen Modulators (Braggzelle) frequenzverschoben. Kreuzen sich nun der ursprüngliche und frequenzverschobene Strahl, bewegt sich das Interferenzstreifenmuster. Eine niedrigere Signalfrequenz wird dabei von Partikeln erzeugt, die das Messvolumen in Richtung dieser Bewegung durchqueren, umgekehrt erzeugen Teilchen in die entgegengesetzte Richtung eine höhere Frequenz. Das so erzeugte Signal enthält damit auch Informationen über die Bewegungsrichtung.

In den Untersuchungen dieser Arbeit wurde ein 2D-System von TSI verwendet, das die simultane Messung zweier senkrecht aufeinander stehenden Komponenten ermöglicht. Das System ist ausgestattet mit einem 4 W-Argon-Ionen-Laser mit grünem und blauem Laserlicht mit einer Wellenlänge von $\lambda_l = 514,5$ nm bzw. $\lambda_l = 488,0$ nm. Eine Braggzelle ermöglicht die Richtungsbestimmung. Das Licht wird über ein Glasfaser zur Sendeoptik geleitet. Es kamen zwei verschiedene Optiken zum Einsatz. Die erste Optik mit einem Halbwinkel φ von $3,27^\circ$ kann aufgrund ihrer großen Brennweite von 1,115 m außerhalb der Strömung platziert werden. Für Messungen innerhalb der verwendeten Modell-Stadtstrukturen mit beschränkter Zugänglichkeit kam eine kleinere Optik mit $\varphi = 3,9^\circ$ und einer Brennweite von 0,101 m zum Einsatz. Das System arbeitet mit Rückwärtsstreuung, was bedeutet, dass sowohl die Sende- als auch die Empfangsoptik in einer Sonde verbaut sind. Um Messungen in unmittelbarer Bodennähe zu ermöglichen wurde die Sonde ggf. um $2,1^\circ$ bzw. $5,5^\circ$ um die x -Achse gedreht für Messungen in der x - z -Ebene. Die Horizontalkomponente u wird dadurch nicht beeinflusst. Da die v -Komponente gering ist, ist der Messfehler der Vertikalkomponente w durch die Verdrehung geringer als 1% und wird daher vernachlässigt.

Die Messungen wurden im *coincidence-Modus* durchgeführt, d. h. beide Komponenten werden zum selben Zeitpunkt gemessen. Da sich die Partikeldichte aufgrund von Einmischung der Umgebungsluft an den verschiedenen Messpunkten deutlich unterscheidet, wurde auf zeitlich äquidistante Messungen verzichtet und stattdessen die Messreihen für die statistischen Auswertungen im Nachhinein äquidistant abgetastet. Vergleiche von äquidistant gemessenen Zeitreihen und den künstlich erzeugten äquidistanten Zeitreihen ergaben keine nennenswerten Unterschiede in den Statistiken.

Unter Berücksichtigung der gängigen Regeln kann mit LDA ein sehr genaues Messergebnis erreicht werden. An dieser Stelle soll jedoch auf einen Aspekt eingegangen werden, der speziell bei den hier durchgeführten Experimenten zum Tragen kommen kann. I. d. R. wird ein kartesisches Koordinatensystem verwendet, dessen x -Achse horizontal und z -Achse vertikal ausgerichtet ist. Entsprechend dieser Achsen wird auch die LDA-Sonde ausgerichtet. Ist die Sonde nun aber (unbeabsichtigt) leicht verdreht um den Winkel γ werden nicht die tatsächlichen Komponenten u und w gemessen, sondern $u_m = u \cdot \cos\gamma + w \cdot \sin\gamma$ bzw. $w_m = w \cdot \cos\gamma + u \cdot \sin\gamma$. Für kleine Winkel gilt $\cos\gamma \approx 1$ und $\sin\gamma \approx 0$. In den meisten Fällen kann daher $u_m \approx u$ und $w_m \approx w$ angenommen werden. Unterscheiden sich die beiden Komponenten jedoch deutlich (z. B. bei einer nahezu horizontalen Strömung), kann $u \cdot \sin\gamma$ u. U. relevant für die Bestimmung von w . Auf diese Fälle wird an entsprechender Stelle im Ergebnisteil hingewiesen.

3.2.2 Particle Image Velocimetry

Particle Image Velocimetry (PIV) ist, wie LDA, ein optisches, berührungsloses Verfahren zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten. Im Gegensatz zu LDA bietet es allerdings den Vorteil das gesamte, momentane Geschwindigkeitsfeld zu erhalten, statt Informationen an nur einem Punkt. Der Strömung werden Tracerpartikel zugegeben. In der Messebene wird ein Lichtschnitt (meist mithilfe eines Lasers) erzeugt. Eine Kamera nimmt heutzutage meist in kurzem zeitlichen Abstand zwei Bilder auf (double frame single exposure). Über Auswertelgorithmen wird dann ein Partikel (oder Partikelgruppe) auf dem ersten und zweiten Bild detektiert, woraus die Verschiebung des Partikels bestimmt werden kann. Über den Zeitabstand zwischen den beiden Bildern kann im Anschluss die Geschwindigkeit ermittelt werden. Das Grundprinzip des Messaufbaus ist in Abb. 3.4 dargestellt. Messungen mit PIV erlauben eine hohe räumliche Auflösung des Strömungsfeldes. High-Speed-Laser und -Kameras erlauben zusätzlich eine hohe zeitliche Auflösung, was als *time-resolved PIV* (TR-PIV) bezeichnet wird.

Je nach Partikeldichte werden drei Arten unterschieden: Bei sehr geringer Dichte lassen sich einzelne Partikel erkennen. Ein einzelnes Partikel lässt sich in beiden Bildaufnahmen wiederfinden, es wird „getrackt“, was daher als Partikel Tracking Velocimetry (PTV) bezeichnet wird. Bei einer höheren Partikeldichte lassen sich ebenfalls einzelne Partikel erkennen, es ist jedoch nicht mehr möglich exakt das

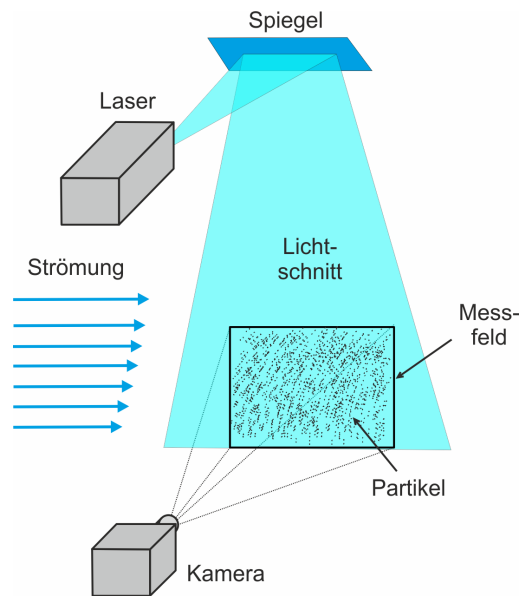


Abbildung 3.4: Grundprinzip der PIV-Messung.

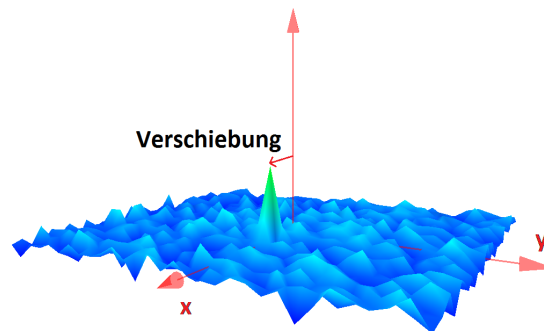


Abbildung 3.5: Kreuzkorrelationsfunktion Verschiebungsvektor in der x - y -Ebene zwischen Koordinatenursprung und Peak der Kreuzkorrelation, aus DynamicStudio.

gleiche Partikel im zweiten Bild zu detektieren. Stattdessen wird die Verschiebung in einem sog. Abfragefenster (*interrogation areas*) ermittelt (s. u.), was als klassisches PIV bezeichnet wird. Bei sehr hoher Partikeldichte lassen sich einzelne Partikel nicht mehr eindeutig erkennen, da sie sich teilweise überlappen und Flecken bilden (engl.: *speckle*), was als Laser Speckle Velocimetry (LSV) bezeichnet wird (Raffel et al., 2007). Je nach Partikeldichte kommen daher auch andere Auswertalgorithmen zum Einsatz.

Im klassischen PIV wird für jedes Abfragefenster die Kreuzkorrelationsfunktion mit dem nächsten Bild berechnet.

$$R(x, y) = \sum_{i=-K}^K \sum_{j=-L}^L I^t(i, j) \cdot I^{t+\Delta t}(i+x, j+y) \quad (3.9)$$

3 Methodik

I ist dabei die Intensitätsverteilung des von den Partikeln gestreuten Licht zum Zeitpunkt t bzw. $t + \Delta t$. Die Länge des Bildausschnittes ist $2K$ in x - bzw. $2L$ in y -Richtung.

In Abb. 3.5 ist die normalisierte Kreuzkorrelation für ein Abfragefenster dargestellt, wie sie in der hier verwendeten Software DynamicStudio von Dantec berechnet wird. Der Peak entspricht der Verschiebung der Partikelgruppe innerhalb des Abfragefensters. Dies entspricht dem Kernelement der PIV-Auswertung.

Im Folgenden sollen einige Randbedingungen und Einflussgrößen beschrieben werden, die i. Allg. bei der Durchführung von PIV Experimenten beachtet werden sollten. Wie LDA ist PIV eine „indirekte“ Messmethode, d. h. die Geschwindigkeit des Fluids wird nicht direkt gemessen, sondern die Geschwindigkeit der Partikel. Es muss also auch hier darauf geachtet werden, dass die Partikel ein gutes Folgevermögen besitzen. Je kleiner die Partikel und je ähnlicher ihre und die Dichte des Fluids sind, desto besser folgen sie der Strömung. Kleine Partikel haben jedoch den Nachteil, dass sie weniger Licht streuen. Es muss also ein Kompromiss gefunden werden. In Luftströmungen können i. Vgl. zu Wasser nur sehr kleine Partikel verwendet werden. Daher ist hier eine starke Lichtquelle erforderlich. Bei sehr kleinen Partikeln können außerdem Beugungseffekte eine Rolle spielen und sog. Airy-Scheibchen entstehen (Raffel et al., 2007).

Bei zu kleinen Partikeln besteht außerdem die Gefahr des *peak locking*, d. h. die Position des Partikels innerhalb eines Pixels (engl.: *sub pixel interpolation*) kann nicht genau bestimmt werden und wird stattdessen in der Mitte des Pixels angenommen. Die Verschiebung der Partikel tendiert dann zu ganzzahligen Pixelwerten. Ist die Verwendung von größeren Partikeln jedoch nicht möglich, etwa wegen eines zu schlechten Folgevermögens, lässt sich dieser Effekt durch eine Vorverarbeitung der Bilddaten reduzieren. Des Weiteren spielt die Partikeldichte eine Rolle. Je mehr Partikelpaare innerhalb einer *interrogation area* gefunden werden, desto stärker ist das Signal der Korrelationspeaks.

Der Zeitversatz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildaufnahmen sollte so kurz gewählt werden, dass in beiden Aufnahmen die gleichen Partikel zu sehen sind, und nicht aufgrund einer *out-of-plane* Komponente, also einer Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Messebene, aus der Messebene verschwinden. Gleichzeitig sollte der Zeitversatz aber so lange gewählt werden, dass der Versatz des Partikels ausreichend genau bestimmt werden kann, und der relative Fehler gering bleibt. Bei der Wahl der Belichtungszeit muss wieder ein Kompromiss aus einer scharfen Aufnahme, was für eine kurze Belichtungszeit spricht, und einer ausreichenden Intensität des vom Partikel gestreuten Lichts, also eine möglichst lange Belichtungszeit, gefunden werden.

Nach der eigentlichen Messung erfolgt das Postprocessing. Dies lässt sich in ein Image-Processing, also eine Bearbeitung der Bildaufnahmen, sowie in eine Filterung der erhaltenen Vektorfelder unterteilen. Im Folgenden soll lediglich auf

die in dieser Arbeit verwendeten Methoden eingegangen werden. Zur Reduzierung von Rauschen wurde von den Bildaufnahmen ein Hintergrundbild (Aufnahme des Messfeldes ohne Partikel) subtrahiert. Zur Definition des Maßstabs der aufgenommenen Bilder (also Pixel/cm) wurde außerdem eine Kalibration durchgeführt, indem ein Schachbrettmuster aufgenommen wurde. Anhand dieses Musters rechnet die Software außerdem Verzerrungen, die durch die Linse entstehen, heraus. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Vektorenbestimmungen wurde die in der DynamicStudio-Software implementierte adaptive Korrelation verwendet. Hierbei wird der Verschiebungsvektor zunächst für ein größeres Abfragefenster bestimmt mit dem Vorteil, dass sich dort eine größere Anzahl an Partikel befindet und damit die Wahrscheinlichkeit eines Outliers (fehlerhafter Vektor) sinkt. Diese Information über die grobe Verschiebungsrichtung geht dann in den nächsten Berechnungsschritt für das nächst kleinere Fenster ein, bis schließlich die gewünschte Größe des Fensters erreicht ist.

Während der Auswertung wurde außerdem eine Validierung der ermittelten Geschwindigkeitsvektoren durchgeführt. Bei der Peak Validierung wird der maximale Peak innerhalb eines Abfragefensters mit dem zweitgrößten Peak verglichen. Bei einem guten Signal, also hohem Signal/Rausch-Verhältnis, kann der erste Peak eindeutig dem Verschiebungsvektor zugeordnet werden. Je stärker das Rauschen wird, desto geringer ist der Unterschied zwischen erstem und zweitem Peak. Sind beide in der selben Größenordnung kann der erste Peak nicht mehr mit Sicherheit dem Verschiebungsvektor zugeordnet werden. Dieser Vektor wird daher als Outlier detektiert. In einer zweiten Validierung wird jeder Vektor mit den Median unmittelbar benachbarter Vektoren verglichen (hier in einem 3×3 Fenster). Wird ein Grenzwert überschritten, wird auch dieser Vektor als Outlier detektiert. Diese Lücken werden dann durch Interpolation der umgebenden Vektoren geschlossen. Die Grenzwerte wurden dabei stets so gewählt, dass zum einen offensichtliche Outlier aus dem Vektorfeld entfernt, zum anderen jedoch immer nur einzelne Vektoren gelöscht werden, sodass eine Interpolation anhand der umgebenden, nicht als Outlier detektierten Vektoren erfolgen kann.

Die Gesamtgenauigkeit der PIV-Messung ist eine Kombination einer Vielzahl verschiedener Aspekte, die sich vom Aufnahmeprozess bis hin zu den Auswertemethoden erstrecken. Eine genaue Abschätzung des Messfehlers ist daher schwierig.

Zur tatsächlichen Quantifizierung des Fehlers kommen bisher hauptsächlich das theoretische Modellieren der Messkette oder eine Monte Carlo Simulation zum Einsatz. Bei letzterem werden vom Computer Partikelbilder basierend auf bekannten Geschwindigkeitsfeldern erzeugt. Bis heute gibt es jedoch keine allgemein anerkannte Methode für eine a posteriori Unsicherheitsbestimmung. Erste Verfahren werden erst seit den letzten Jahren entwickelt (Sciacchitano et al., 2015). Bei Beachtung der allgemein anerkannten Regeln, ist der Fehler beim klassischen PIV jedoch gering.

Als mögliche Fehlerquelle wird in den hier durchgeführten Messungen das *peak locking* gesehen. Gemäß den Empfehlungen wird eine mittlere Verschiebung

von 1/4 des Abfragefensters angestrebt. Bei der hier verwendeten Größe von 32 x 32 px entspricht dies 8 px. Durch das *peak locking* wird ein Fehler von max. 0,5 px verursacht, was 6 % der Gesamtverschiebung entspricht. Zu beachten ist hierbei jedoch, dass dieser Fehler keinen Trend aufweist, d. h. er ist im Mittel null. In dieser Arbeit wurde bei stationären Messungen der Mittelwert oder bei instationären Messungen der Ensemble Mittelwert gebildet, wodurch das *peak locking* die Messergebnisse nicht signifikant beeinflusst. Generell werden Fehler auch dadurch reduziert, indem einzelne Vektoren, wie oben beschrieben, mit den Nachbarn verglichen und ggf. interpoliert werden (Hart, 2000).

Das hier verwendete 2D/2C-TR PIV-System von DantecDynamics ist mit zwei Nd:Yag Lasern ausgestattet, die pro Puls jeweils 14 mJ bei 1 kHz leisten. Der Lichtschnitt wird mit einer Zylinderlinse erzeugt, der dann über einen Spiegel in das Messfeld umgelenkt wird. Mit der Hochgeschwindigkeitskamera (Speed-Sence9072, Pixelgröße 20 x 20 µm, CMOS-Sensor) können bis zu 2190 fps bei voller Auflösung (1280 x 800 px) gemacht werden. Als Tracerpartikel wurden 1,2-Propandiol-Tröpfchen verwendet, die in der Vergangenheit bei ähnlichen Bedingungen bereits gute Ergebnisse lieferten (Tischmacher und Ruck, 2013).

3.2.3 Druckmessungen

Zur Bestimmung des statischen Drucks an den Gebäudemodellen wurden Druckmessungen vorgenommen. Hierfür wurden Druckerbohrungen über Schläuche mit den entsprechenden Drucksensoren verbunden. Verwendet wurde der Druckscanner DTC-Initium-System (**d**igital **t**emperature **c**ompensated, von Pressure Systems) und zwei elektronischen Miniatur-Differenzdruckmesseinheiten (ESP-32HD von Measurement Specialties) mit jeweils 32 Anschlüssen, bestehend aus piezoresistiven Silizium-Drucksensoren.

Ein zu großes Volumen der Schläuche und Drucksensoren kann die Messung beeinflussen und sowohl eine Veränderung der Amplitude wie auch eine Phasenverschiebung des Signals hervorrufen. Bei Schläuchen von weniger als 15 cm Länge und Frequenzen von weniger als 100 Hz sind diese Effekte jedoch vernachlässigbar (Irwin et al., 1979). Lassen sich kurze Schlauchlängen jedoch nicht realisieren, kann die Dämpfung anhand einer Übertragungsfunktion rechnerisch korrigiert werden.

In dieser Arbeit kamen zwei verschiedene Modelle zum Einsatz. Beim ersten wurden die Schläuche auf eine Länge von 13 cm begrenzt (Innendurchmesser 1 mm). Signifikante Dämpfung des Signals aufgrund eines zu großen Innenvolumen der Druckaufnehmer kann bei den Miniatur-Druckmesseinheiten ebenfalls ausgeschlossen werden. Eine Korrektur dieser Daten fand nicht statt.

Im Zweiten Modell hatten die Schläuche eine Länge von 1,40 m. Hier wurde ein Schlauchkorrektur nach Bergh und Tijdeman (1965) durchgeführt. Diese lei-

teten einen analytischen Zusammenhang zwischen gemessenem Druck P_1 und tatsächlichem Druck P_0 her:

$$\frac{P_1}{P_0} = \left[\cosh(\Phi L) + \frac{V_v}{V_t} \left(\sigma + \frac{1}{k} \right) n \Phi L \sinh(\Phi L) \right] \quad (3.10)$$

mit

$$\Phi = \frac{\nu}{a_0} \sqrt{\frac{J_0(\alpha)}{J_2(\alpha)}} \sqrt{\frac{\gamma}{n}} \quad (3.11)$$

und

$$n = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{J_2(\alpha \sqrt{Pr})}{J_0(\alpha \sqrt{Pr})} \right]^{-1} \quad (3.12)$$

Dabei ist L die Schlauchlänge, V_v das Sensor- und V_t das Schlauchvolumen, σ die dimensionslose Zunahme des Sensorvolumens aufgrund der Membranauslenkung und k die polytrophe Konstante. Weiterhin ist ν die Frequenz, a_0 die Schallgeschwindigkeit, J_n die Besselfunktion erster Gattung n -ter Ordnung, α die Scherwellenzahl, γ das spez. Wärmeverhältnis und Pr die Prandtl-Zahl. Anhand dieser Übertragungsfunktion wurden die Zeitreihen der Druckmessungen korrigiert und danach entsprechend weiterverarbeitet.

4 Versuchsaufbauten

Um die Interaktion einer Fallböe mit urbanen Strukturen zu untersuchen, werden drei verschiedene Versuchsaufbauten verwendet. Grundlegende Unterschiede der Strömung innerhalb urbaner Strukturen i. Vgl. zur Ausbreitung einer Böe auf offenem Gelände, sowie die instationären Charakteristiken werden mithilfe des ersten Versuchsaufbaus untersucht. Mit dem zweiten Versuchsstand lassen sich die Randbedingungen, wie bspw. der Durchmesser der Fallböe, besser definieren. So ist es möglich, eine systematische Analyse der Einflussfaktoren durchzuführen. In diesen beiden Versuchsaufbauten wird die Böe mithilfe eines Luftstrahls simuliert. In einem dritten Aufbau wird mithilfe eines Gasgemisches höherer Dichte eine dichtegetriebene Fallböe simuliert. Diese Art der Simulation repräsentiert die Entstehung einer tatsächlichen Fallböe zwar besser, die Versuche sind jedoch aufwendiger. Sie werden daher lediglich zur Validierung der Ergebnisse genutzt.

4.1 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

4.1.1 Versuchsaufbau

Zur Simulation von Fallböen bei vorhandener Hintergrundgeschwindigkeit werden Versuche im Windkanal durchgeführt. Der prinzipielle Aufbau wird im Folgenden erläutert. Die spezifischen Randbedingungen der einzelnen Versuchsreihen sind in den entsprechenden Kapiteln beschrieben. Der Aufbau ist in Abb. 4.1 und 4.2 dargestellt. Die Hintergrundströmung wird durch die Geschwindigkeit V_{amb} im oberen Teil des Kanals, außerhalb des wandbeeinflussten Bereichs charakterisiert. Die Fallböe wird durch ein an Druckluft angeschlossenes Strahlrohr erzeugt, welches einen Durchmesser von $D_{Tube} = 10$ mm hat. Es können sowohl kontinuierliche wie auch gepulste Fallböen generiert werden. Die Steuerung erfolgt über ein Magnetventil. Das Strahlrohr ist senkrecht in der Mitte des Windkanals angebracht, es kann jedoch in Strömungsrichtung verschoben werden. Nach der Injektion des Strahls weitet dieser sich auf, wird von der Hintergrundströmung abgelenkt und trifft dann entweder auf eine ebene Platte oder auf ein Straßenmodell.

Die Straßenmodelle sind auf einer runden Bodenplatte montiert, die um einen Winkel β gedreht werden kann, um verschiedene Windrichtungen zu simulieren (s. Abb. 4.2a). Die Straßenschlucht hat eine Höhe von $H = 75$ mm und eine Breite

4 Versuchsaufbauten

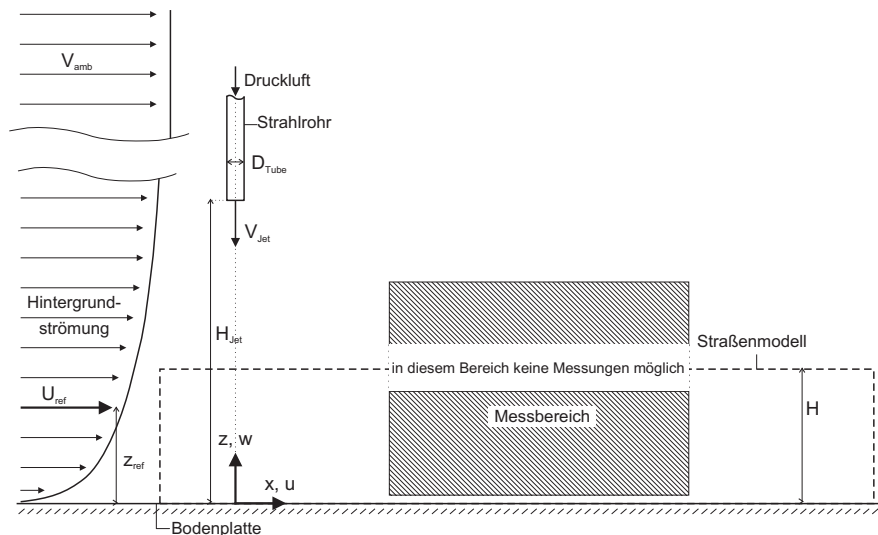


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau - Prinzipskizze
Erzeugung von Fallböen bei vorhandener Hintergrundgeschwindigkeit;
Versuche im Windkanal, Seitenansicht.

von $B = 50$ mm. Um den optischen Zugang zu ermöglichen, ist die Seitenwand der Straßenschlucht zur Kamera hin aus Glas. Die gegenüberliegende Wand ist zur Reduktion von Reflexionen schwarz.

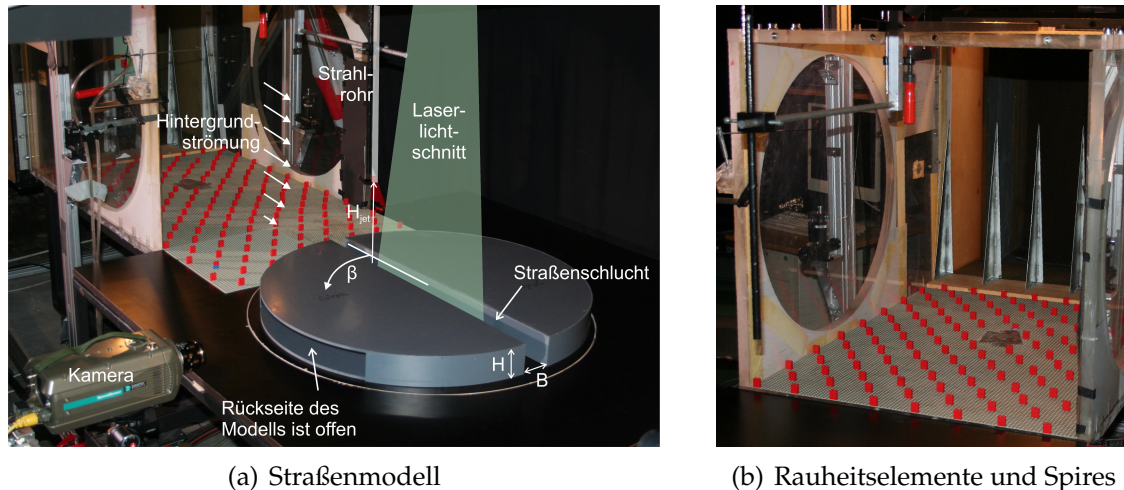
Das verwendete Koordinatensystem ist ebenfalls in Abb. 4.1 dargestellt. Die Koordinate x sowie die Geschwindigkeitskomponente u verlaufen dabei in Strömungsrichtung, z gibt die Höhe über der Grundplatte an. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente wird mit w bezeichnet.

Die Strömungssituation wird mithilfe eines 2D/2C-TR PIV-Systems von Dantec Dynamics gemessen, welches in Abschnitt 3.2 beschrieben ist. Der Laserlichtschnitt wird parallel zur Straßenschlucht ausgerichtet. Gemessen wird, soweit nicht anders angegeben, in der Mitte der Straßenschlucht. Der Messbereich deckt die Straßenschlucht, sowie einen Teil oberhalb des Modells ab (s. Abb. 4.1). Auf Höhe der Modelloberkante können keine Messungen durchgeführt werden, da die obere Platte des Modells diesen Bereich verdeckt. Die Kamera, der Laser sowie das Magnetventil werden über einen Synchronizer gesteuert. Dies ermöglicht insbesondere bei gepulsten Fallböen mehrere Wiederholungen mit definiertem Startpunkt.

4.1.2 Charakterisierung der Hintergrundströmung

Zunächst wird auf die vom Windkanal erzeugte Hintergrundströmung eingegangen. Ziel ist es, eine Strömung zu simulieren, die annähernd dem mittleren Profil einer atmosphärischen Grenzschichtströmung entspricht. Sobald die Böe

4.1 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung



(a) Straßenmodell

(b) Rauheitselemente und Spires

Abbildung 4.2: Versuchsaufbau im Windkanal
Erzeugung von Fallböen bei vorhandener Hintergrundgeschwindigkeit.

auf den Boden auftrifft, wird die Strömung von ihr dominiert, weshalb eine exakte Nachbildung der Grenzschichtströmung für diese Experimente nicht erforderlich ist. Das mittlere Geschwindigkeitsprofil einer atmosphärischen Grenzschicht kann näherungsweise mit einem Potenzgesetz beschrieben werden. Bei rauen Oberflächen ist das Profil um eine Nullpunktverschiebung d nach oben verschoben. Diese Verschiebung liegt i. Allg. in der Größenordnung von $3/4$ der Höhe der Rauheitselemente. Das Potenzgesetz wird beschrieben durch (VDI-Richtlinie, 2000):

$$u(z) = u_{rb} \cdot \left(\frac{z - d}{z_{rb} - d} \right)^\alpha \quad (4.1)$$

Dabei ist z_{rb} die Referenzhöhe (hier: 50 mm), u_{rb} die entsprechende Referenzgeschwindigkeit und α ein Profilexponent, der abhängig von der Oberflächenrauheit, jedoch unabhängig von der Skalierung bzw. vom Modellmaßstab ist. Es wird darauf hingewiesen, dass sich die Referenzhöhe und -geschwindigkeit in diesem Abschnitt (z_{rb} und u_{rb}) nur auf die Beschreibung des Potenzgesetzes der Hintergrundgeschwindigkeit beziehen. Geschwindigkeit und Höhe, die zur Normalisierung der Ergebnisse verwendet werden, sind im jeweiligen Abschnitt in Kapitel 5 definiert.

Um das gewünschte Strömungsprofil im Windkanal zu erhalten, gibt es verschiedene Möglichkeiten der Strömungsmanipulation (Counihan, 1969; Irwin, 1981). Für die hier durchgeführten Experimente wurden sechs dreiecksförmige Einbauten (engl.: *spires*, Höhe/Breite = 0,5/0,05 m) sowie eine nachfolgende Strecke mit Rauheitselementen (Lego-Steine, Höhe = 2 cm) verwendet. Die gemessenen Profile sind im Folgenden beschrieben. Darüber hinaus wurde auch getestet, ob sich die Profile innerhalb des Messfeldes verändern. Messungen an verschiedenen

4 Versuchsaufbauten

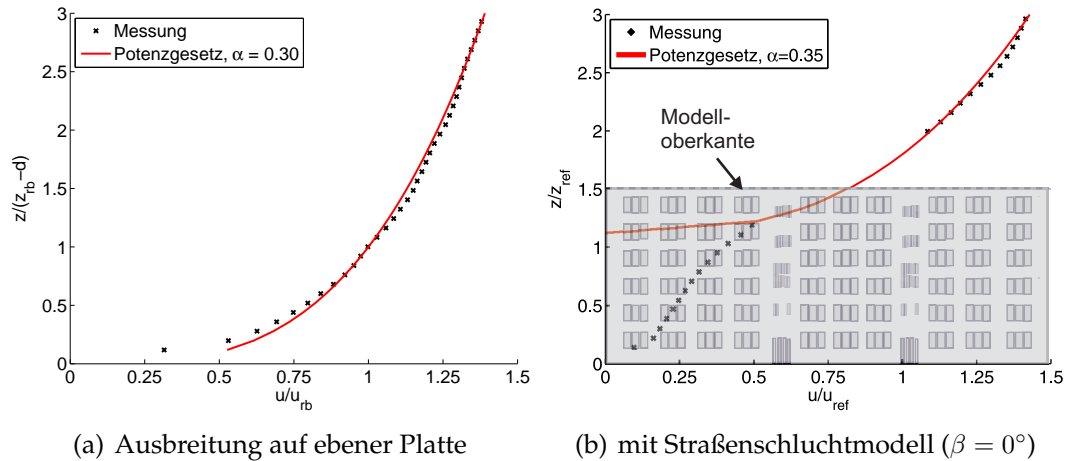


Abbildung 4.3: Hintergrundgeschwindigkeit
Gemessenes Profil in der Mitte des Messfeldes, gemittelt über die gesamte Messdauer und Potenzansatz: $z_{rb} = 50\text{mm}$, $u_{rb} = u(z_{rb} + d)$.

Stellen zeigten jedoch eine gute Übereinstimmung untereinander. Die Hintergrundgeschwindigkeit ($V_{amb} = 3,0\text{ m/s}$) wurde nicht variiert. Daraus ergibt sich eine Re-Zahl von $Re = V_{amb}B/\nu = 10\,000$.

Die gemessene Hintergrundgeschwindigkeit mit und ohne Modell sowie der Potenzansatz sind in Abb. 4.3 dargestellt. Als Profilexponent wurde $\alpha = 0,30$ bzw. $\alpha = 0,35$ verwendet, was einem Wert in städtischer Umgebung entspricht (Plate, 1993). Als Nullpunktverschiebung wurde ein Wert von $d = 56\text{ mm}$ ($\hat{=} 0,75H$) gewählt. Das gemessene Profil entspricht ausreichend genau dem Potenzgesetz und ist daher für die geplanten Messungen geeignet. Da die Geschwindigkeit der ankommenden Böe in den folgenden Experimenten die der Hintergrundgeschwindigkeit deutlich übersteigt und das daraus entstehende Geschwindigkeitsfeld dominiert, wurden keine weiteren Charakteristiken der Hintergrundgeschwindigkeit wie etwa die Turbulenzintensität betrachtet.

4.2 Einzelner Downburst

4.2.1 Vorüberlegungen und Anforderungen

Im Windkanal werden mit dem im vorherigen Abschnitt beschriebenen Versuchsaufbau zunächst erste Untersuchungen gemacht, um bspw. die Auswirkungen des Ringwirbels zu erforschen und die signifikanten Unterschiede zwischen stationären und instationären Versuchen zu ermitteln. Die Böen werden mithilfe eines turbulenten Strahls simuliert, der sich stark aufweitet. Die hohe Turbulenz und die Aufweitung entsprechen nicht den Charakteristiken von natürlichen

Fallböen. Außerdem ist die so simulierte Böe im Verhältnis zum Straßenschluchtmodell relativ klein.

Um die physikalischen Eigenschaften einer Fallböe besser an die Natur anzupassen, wird ein neuer Versuchsstand konzipiert. Hierbei wird ein Strahl mit konstantem Durchmesser und geringer Turbulenz erzeugt. Dieses Prinzip wurde in der Vergangenheit bereits häufig für die Simulation eines Downbursts verwendet. Die Übereinstimmungen mit Feldmessungen wurden daher bereits gezeigt, z. B. von Hjelmfelt (1988) oder Chay und Letchford (2002). Im Zuge dessen wird auch der Durchmesser des Strahls bzw. der simulierten Böe vergrößert.

Mit dem Versuchsaufbau sollen Böen mit zwei verschiedenen Durchmessern realisierbar sein. Es werden zwei Durchmesser $D_1 = 250$ mm und $D_2 = 355$ mm gewählt. Der Strahl soll außerdem folgende Eigenschaften besitzen:

- Der Strahl soll eine geringe Turbulenz aufweisen.
- Das Geschwindigkeitsprofil im ankommenden Strahl soll nahezu konstant sein (Zylinderhut-Profil).
- Der Strahl soll sich nicht oder kaum aufweiten.
- Es sollen Geschwindigkeiten von bis zu 10 m/s möglich sein.

Diese Anforderungen stellen sich u. a. auch beim Bau von (konventionellen) Windkanälen. Daher wird im Folgenden kurz auf die Funktionsweise von grundlegenden Bauteilen und Einbauten in Windkanälen eingegangen.

Die Gleichförmigkeit des Geschwindigkeitsprofils in der Messstrecke eines Windkanals kann deutlich verbessert werden, indem vor der eigentlichen Messstrecke eine Reduzierung des Querschnitts erfolgt (s. u.). Um dies zu erreichen muss der Querschnitt zuvor mithilfe eines Diffusors aufgeweitet werden. Hierbei muss berücksichtigt werden, dass ein ungünstiger Druckgradient oder Unstetigkeiten in der Diffusorwand zu Ablösungen führen können, die zusätzliche, unerwünschte Turbulenzen in die Strömung eintragen. Dies kann vermieden werden, indem kleine Aufweitungswinkel bis 5 - 10° (Kegelwinkel zwischen den beiden Seitenwänden) eingehalten werden. Das hat jedoch eine große Diffusorlänge zur Folge. Daher werden in der Praxis oft größere Winkel verwendet. Die Ablösung in solchen Weitwinkel-Diffusoren kann durch sog. Grenzschichtkontrollen vermieden werden (Mehta, 1977). Eine gängige Methode ist hierbei der Einsatz von Gittern oder Lochblechen in den Diffusoren. Diese führen zu einer Vergleichmäßigung des Geschwindigkeitsprofils und reduzieren die Grenzschichtdicke, wodurch sich gewissermaßen die Widerstandsfähigkeit der Strömung gegen Ablösung erhöht (Mehta, 1977).

Der sich anschließende, aufgeweitete Bereich wird als Beruhigungskammer bezeichnet und dient der Reduktion der Turbulenz. I. d. R. werden hierfür ein Honeycomb (wabentartige Struktur) und ein oder mehrere darauffolgende Gitter verwendet. Der Honeycomb verhindert den lateralen Austausch, sodass hauptsächlich die laterale Turbulenz reduziert wird. Wie später noch gezeigt wird, ist

diese Eigenschaft für den geplanten Versuchsstand kontraproduktiv, das dies eine Vergleichmäßigung des Geschwindigkeitsprofils verhindert. Neben den Auswirkungen auf die Turbulenz dient der Honeycomb weiterhin dazu, die Strömung parallel auszurichten (Barlow et al., 1999). Der Strömungswiderstand des Honeycombs ist i. Vgl. zu den verwendeten Gittern meist gering (Bradshaw und Pankhurst, 1964). Der Widerstand des Gitters hängt stark von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Die Verluste in Bereichen mit höherer Geschwindigkeit sind daher größer als in anderen Bereichen. Dies führt zu einer Homogenisierung des Geschwindigkeitsprofils (Prandtl, 1933). Des Weiteren reduziert ein Gitter die longitudinalen Turbulenzen signifikant. Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung des Gitters ist das Verhältnis der offenen zur blockierten Fläche. Je kleiner dieser Wert ist, desto größer ist der Druckverlustkoeffizient ζ am Gitter und desto größer ist auch die Turbulenzreduktion (Scheiman und Brooks, 1981).

Im Anschluss an die Beruhigungskammer befindet sich eine Verengung. Die mittlere Geschwindigkeit wird dadurch beschleunigt und räumliche und zeitliche Abweichungen nehmen prozentual ab. Außerdem wird das Geschwindigkeitsprofil nochmals vergleichmäßigt (Mehta, 1977).

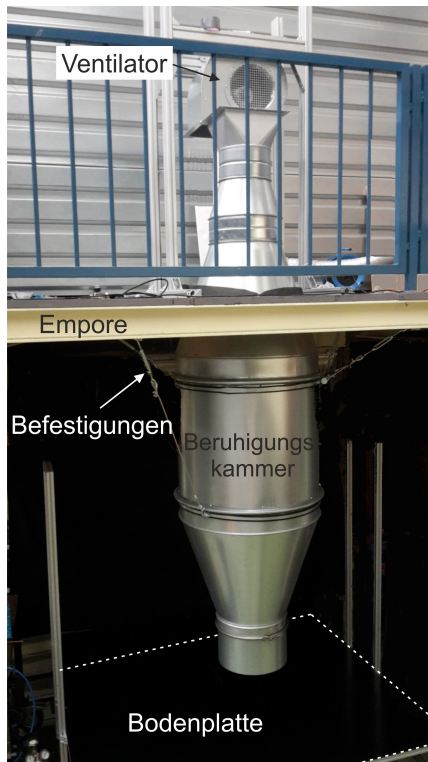
4.2.2 Realisierung

Aufgrund der vergleichbaren Anforderungen orientiert sich die Konzeptionierung des Versuchsstands zur Fallböen-Erzeugung an den Empfehlungen für Windkanäle. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 4.4 gezeigt. Der Ventilator ist dabei auf einer Empore montiert. Die anschließende Verrohrungsstrecke ist daran aufgehängt. Die Verrohrungsstrecke dient dazu, einen Strahl mit den gewünschten Eigenschaften zu erzeugen.

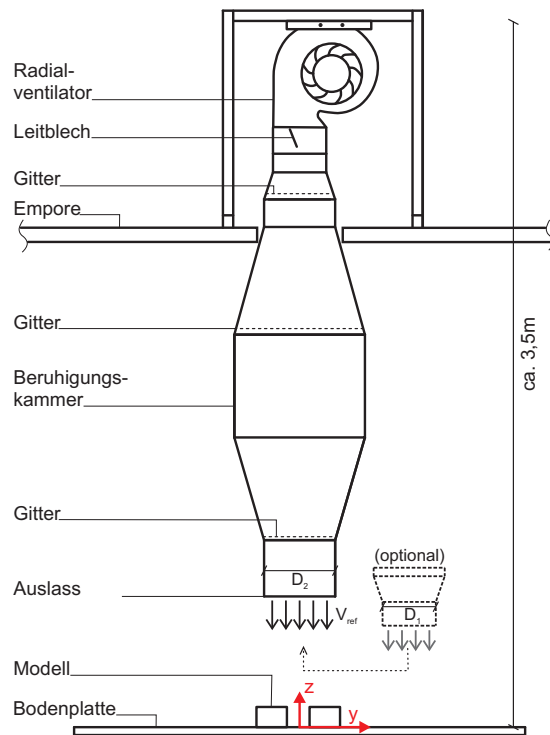
Um möglichst verwirbelungsarme Strömung zu erhalten, kommt ein Radialventilator zum Einsatz. Die Kennlinie sowie die technischen Daten des gewählten Modells sind in Abb. 4.5 dargestellt. Eine stufenlose Regelung wird über einen Frequenzumrichter realisiert. Der Ventilator wird direkt über dem Messbereich angebracht, um zusätzliche Sekundärströmungen durch Umlenkungen zu vermeiden. Dies hat jedoch zur Folge, dass für die anschließende Verrohrungsstrecke nur ein begrenzter Platz zur Verfügung steht.

Aus Kostengründen werden für die Verrohrung Rohr- und Formteile aus der Lüftungstechnik verwendet. Der vom Radialventilator erzeugte Luftstrom wird zunächst durch eine Aufweitung bzw. einen Diffusor geleitet. Der Kegelwinkel beträgt dabei 37° . Zur Reduzierung der Ablösung werden Gitter eingebracht. Auf den Einsatz eines Honeycombs wird hier verzichtet, da es zu einem ungleichmäßigen Geschwindigkeitsprofil führt.

Das anschließende, kurze Leitrohr ist in der Länge so angepasst, dass von seinem Ende bis zur Bodenplatte ein Abstand von $H_{Jet} = 1,7 D$ verbleibt. Dieser Wert



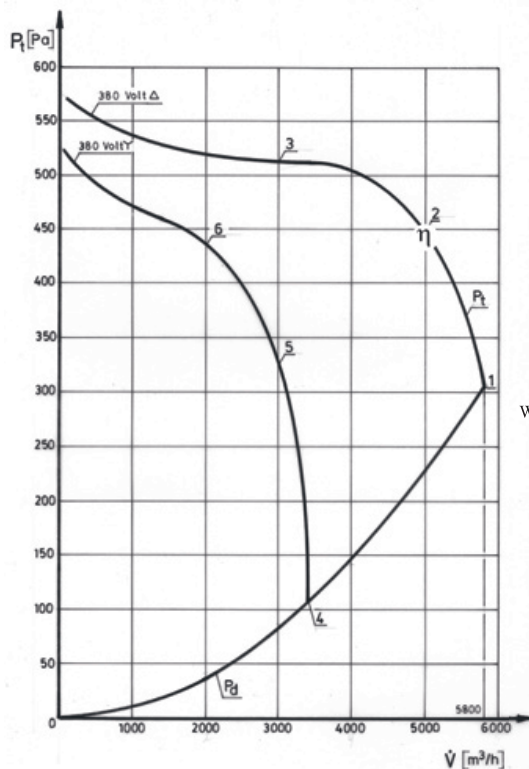
(a) Foto



(b) Schemaskizze

Abbildung 4.4: Versuchsaufbau einzelner Downburst Aufbau mit Ventilator, Verrohrungsstrecke und Bodenplatte.

4 Versuchsaufbauten



Luftnenleistung: **5000 m³/h bei 450 Pa**
 Nenngroße: 225, doppelseitig saugend
 Drehstrom: 400/690 Volt, 50 Hz
 Motor-Type: DR 1015 Leistungsaufnahme: max. 1400 W
 Stromaufnahme: max. 2,70 A, Drehzahl: 1400 U/min
 Schalldruckpegel: ca. 68 dB(A), Gewicht: 16,0 kg
 Luftfördermenge freiblasend: **5800 m³/h**

Dieser Ventilator ist mit Hilfe

- der Stern/Dreieck-Schaltung in der Drehzahl zweistufig schaltbar.
- der Spannungsabsenkung in der Drehzahl stufenweise oder stufenlos regelbar.

Ventilatoren dieser Baugröße mit anderer Spannung oder Frequenz auf Anfrage lieferbar. Allgemeine und technische Hinweise beachten

ErP-Daten

Wirkungsgrad η_s : 40,7 %; Effizienzgrad: $N = 47,5$ (IST) / $N = 44$ (SOLL) [ErP 2015]

Geeignete Drehzahlsteller/ Regler für den Ventilator: R 73 & R 83

Betriebspunkt	Fördermenge	statischer Druck	Totaldruck	Ausblasgeschwindigkeit	Drehzahl	Stromaufnahme	Umgebungstemperatur
BP	V [m³/h]	N/m²	N/m²	m/s	U/min	A	°C
1	5800	0	305	22,37	1075	2,70	40
2	5000	225	452	19,29	1225	2,10	60
3	3000	430	512	11,57	1400	1,60	60
4	3400	0	105	13,11	875	1,30	50
5	3000	240	322	11,57	1075	1,05	60
6	2000	405	441	7,72	1250	0,85	60

Abbildung 4.5: Technische Daten des Ventilators
 Modelltyp DD 150 A von Kaiser Ventilatorenbau GmbH (2016).

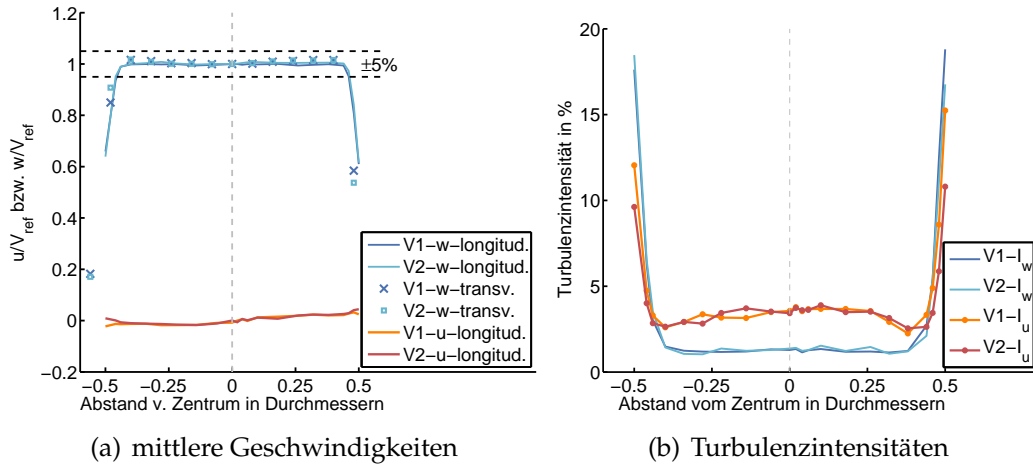


Abbildung 4.6: Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile
finale Konfiguration; $D = 250\text{mm}$.

wird im Hinblick auf Vergleichbarkeit entsprechend den Literaturangaben gewählt (z. B. $H_{Jet}/D = 1; 2; 2,9$ Sengupta und Sarkar (2008); $H_{Jet}/D = 1,7$ Letchford und Chay (2002); $H_{Jet}/D = 1,0; 2,0; 1,5$ McConville et al. (2009)).

4.2.3 Charakteristiken der erzeugten Fallböe

Verschiedene Konfigurationen, z. B. Art und Position von Gitter und Honeycomb, wurden in einem Optimierungsprozess getestet. Der finale Aufbau entspricht der Abb. 4.4. Aufgrund der Ergebnisse im Optimierungsprozess wurde auf die Verwendung eines Honeycombs verzichtet. Die Eigenschaften des Strahls mit dem kleineren Durchmesser sind in Abb. 4.6 dargestellt. Die Turbulenzintensitäten sind hier wie folgt definiert:

$$I_w = \frac{\sigma_w(x)}{\bar{w}(x)} \quad (4.2)$$

$$I_u = \frac{\sigma_u(x)}{\bar{w}(x)} \quad (4.3)$$

wobei σ jeweils die Standardabweichung und \bar{w} die mittlere Vertikalgeschwindigkeit ist.

In einem Bereich von $-0,4D \leq x \leq 0,4D$ betragen die Abweichungen von der Geschwindigkeit in der Mittelachse $\pm 1\%$. Das angestrebte Zylinderhut-Profil ist somit erreicht. Anhand von Messungen in verschiedenen Höhen lässt sich außerdem zeigen, dass sich der Strahl nicht signifikant aufweitet (nicht abgebildet). In der Abbildung ist ebenfalls das Geschwindigkeitsprofil in transversaler Richtung, also in y -Richtung dargestellt. Dies zeigt, dass der Strahl rotationssymmetrisch ist.

4 Versuchsaufbauten

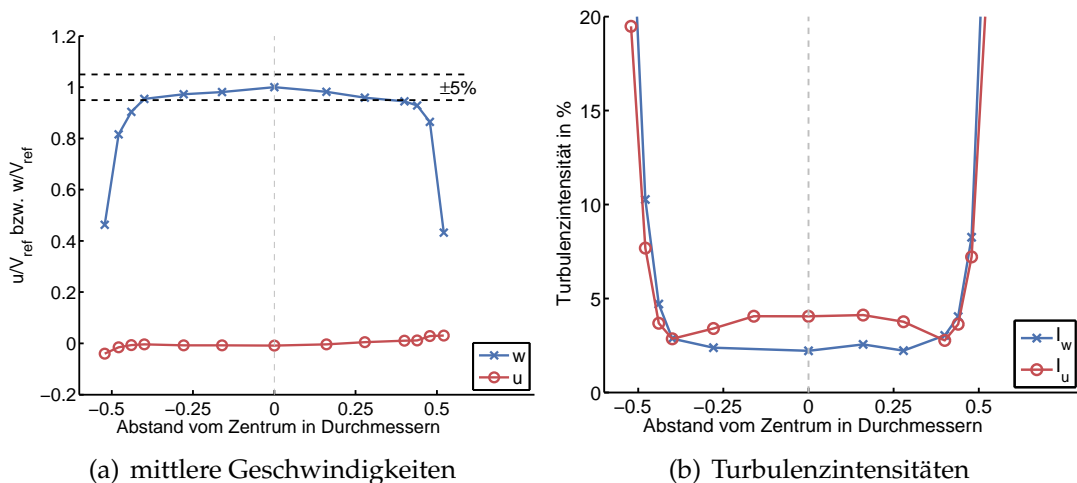


Abbildung 4.7: Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile finale Konfiguration; $D_2 = 355\text{ mm}$.

Auch die Anforderung eines geringen Turbulenzgrads wird erfüllt. Die axialen Turbulenzintensitäten betragen etwa 1 %, in lateraler Richtung etwa 3-4 %. In dieser Größenordnung befinden sich auch die Werte aus anderen Arbeiten, z. B. 1-2 % (Sengupta und Sarkar, 2008), 4 % (Chay und Letchford, 2002), 2-4 % (Mason et al., 2005), jeweils in axialer Richtung.

In Abb. 4.7 sind die optimierten Profile für den zweiten Durchmesser $D_2 = 355\text{ mm}$ dargestellt. Aufgrund der im Vergleich zum kleineren Durchmesser fehlenden zusätzlichen Verengung ist das Geschwindigkeitsprofil weniger homogen und fällt zum Rand hin ab. In einem Bereich von $\pm 0,4D$ beträgt der Abfall jedoch lediglich 5 % der Maximalgeschwindigkeit.

4.2.4 Versuchsaufbau

Der Abwind wird durch einen Luftstrahl mit den oben beschriebenen Charakteristiken simuliert. Durch Verwendung verschiedener Düsen lassen sich zwei Durchmesser realisieren, $D_1 = 250\text{ mm}$ und $D_2 = 355\text{ mm}$. Der Auslass der Düse ist jeweils $1,7D$ oberhalb der Bodenplatte angebracht. Die Bodenplatte besteht aus einem $2 \times 2\text{ m}$ großen PVC-Platte und ist daher als glatt einzustufen. Auf der Bodenplatte können Modelle verschiedener urbaner Strukturen positioniert werden. Diese sind genauer in den jeweiligen Abschnitten in Kapitel 6 beschrieben.

Als Partikel für die späteren Messungen wird ein Nebel auf Mineralölbasis (Bezeichnung: MARK) verwendet, der direkt unterhalb des letzten Gitters mithilfe von feinen Messingröhrchen zugegeben wird (s. Abb. 4.8). Die Partikel haben eine Teilchengröße zwischen $0,1\text{ }\mu\text{m}$ und $5,0\text{ }\mu\text{m}$, es liegen jedoch 95 % unter $1,0\text{ }\mu\text{m}$

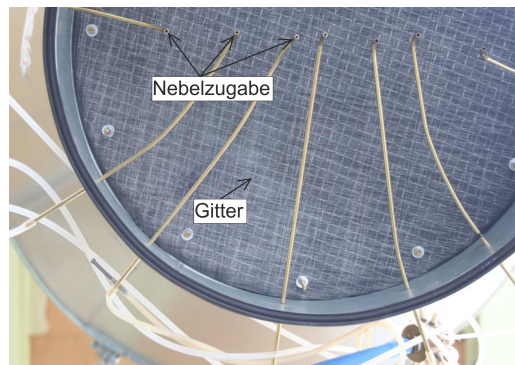


Abbildung 4.8: Nebelzugabe Strahlauslass, Ansicht von unten. Nebelzugabe über Messingröhrchen.

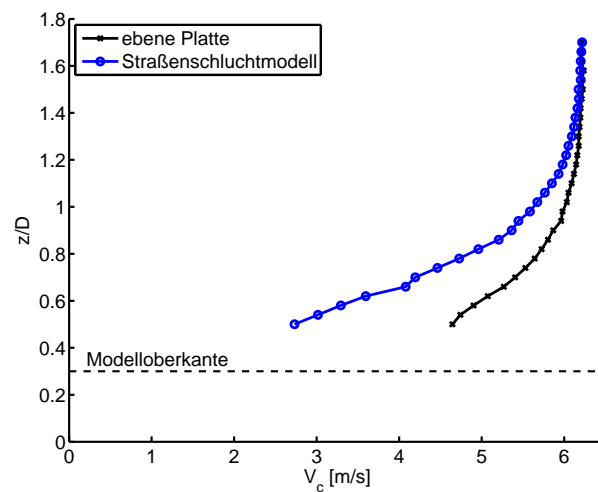


Abbildung 4.9: Strahlgeschwindigkeit V_c entlang der Mittelachse mit und ohne Straßenschluchtmodell, $D_1 = 250\text{mm}$.

(Herstellerangabe). Die Messingröhrchen wirken sich dabei nicht negativ auf die Strahleigenschaften aus.

Im Auftreffbereich des Strahls auf der Platte stellt sich aufgrund des Staudrucks ein Überdruck ein, auch Druckdom genannt. Dieser Überdruck führt zu einer Abbremsung und Aufweitung des Strahls. Mit zunehmender Höhe wird der Überdruck schwächer. In Abb. 4.9 ist die Geschwindigkeit des Strahls in dessen Mittelachse dargestellt, sowohl für die ebene Platte ohne Modell als auch für den Fall, dass der Strahl auf ein Straßenschluchtmodell trifft. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass in beiden Fällen der Druckdom oberhalb von $z = 1,4D$ keinen nennenswerten Einfluss auf den Strahl hat. Sowohl die Geschwindigkeit wie auch der Strahldurchmesser können dort in guter Näherung als konstant angesehen werden. Als Referenzgeschwindigkeit V_{ref} wird daher die Vertikalgeschwindigkeit im Zentrum des Strahls in einer Höhe von $z = 1,4D$ festgelegt.

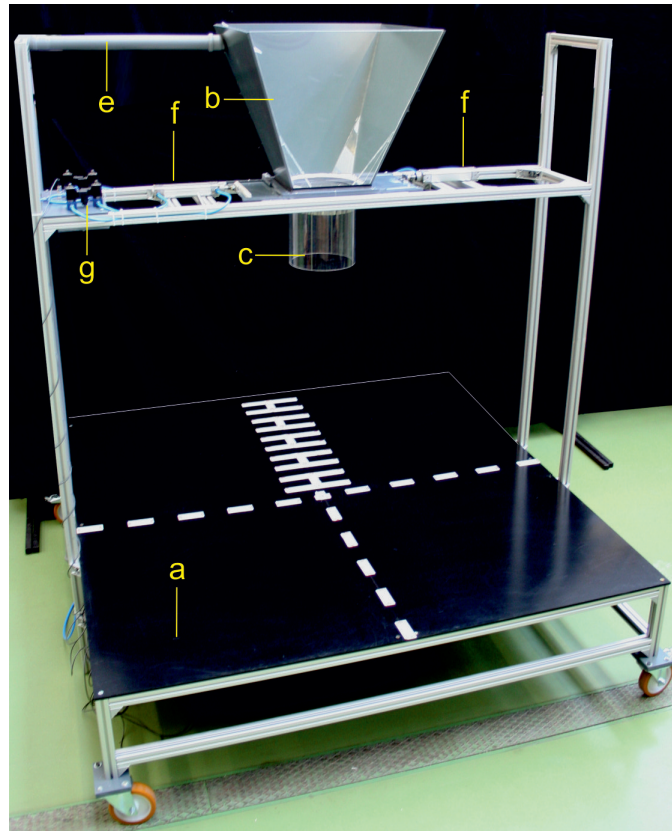


Abbildung 4.10: Versuchsaufbau dichtegetriebene Experimente
Foto des Versuchszustandes aus Eggs (2015), Beschreibung der Bauteile in
Abb. 4.11.

4.3 Dichtegetriebene Experimente

Für die dichtegetriebenen Experimente wurde im Rahmen einer Abschlussarbeit ein Versuchszustand konzipiert, in dem ein CO_2 -Luft-Gemisch mit einer höheren Dichte als die Umgebungsluft verwendet wird. Die Entwicklung des Versuchszustandes ist detailliert in Eggs (2015) dargestellt. Der finale Versuchszustand wird im Folgenden beschrieben.

4.3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchszustand ist in Abb. 4.10 und Abb. 4.11 dargestellt. In einem Behälter (b) wird das CO_2 -Luft-Gemisch gesammelt. Es kann entweder über eine Zuleitung (e) oder von oben in den Behälter eingefüllt werden. Unterhalb des Behälters ist ein Schieber angebracht, der während des Füllvorgangs geschlossen ist. Zum Starten des Experiments wird der Schieber pneumatisch geöffnet (f,g). Das Gemisch fällt dann durch ein Leitrohr (c) Richtung Bodenplatte (a), die sich 1 - 2 m

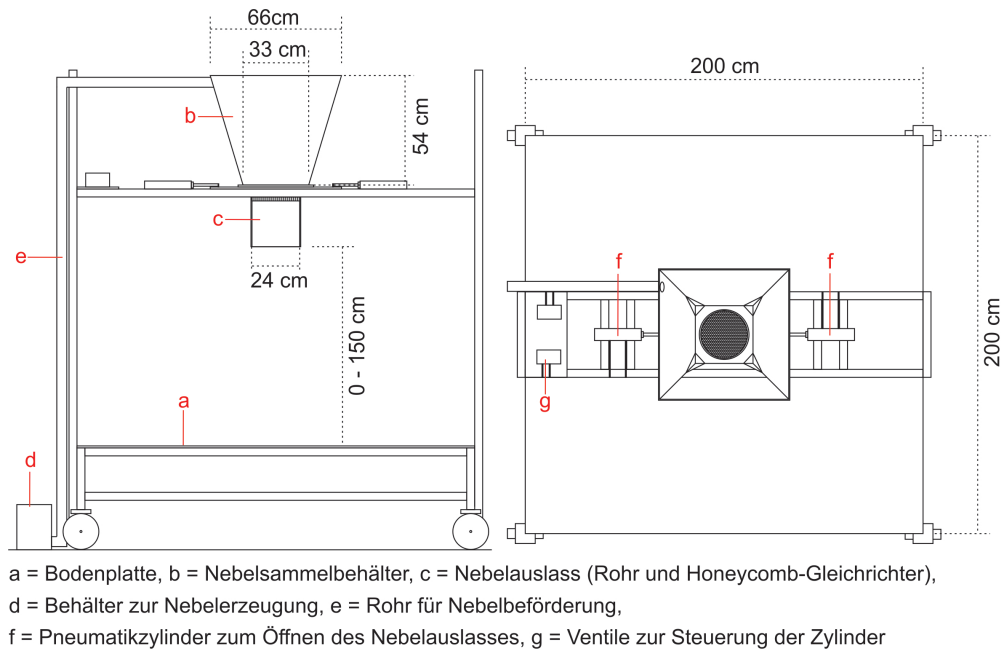


Abbildung 4.11: Versuchsaufbau dichtegetriebene Experimente
Front- und Draufsicht, aus Eggs (2015).

unterhalb des Sammelbehälters befindet. Im Leitrohr befindet sich zur Gleichrichtung der Strömung ein Honeycomb. Der Öffnungsschieber besteht aus zwei Platten, die gleichzeitig nach rechts und links bewegen, sodass ein symmetrisches Ausströmen des Gasgemisches aus dem Behälter gewährleistet ist.

Die Experimente lassen sich mit Trockeneisnebel (Gemisch aus CO_2 , Luft und Wassertröpfchen) oder unter Zusatz von Feststoffpartikel anstelle der Wassertröpfchen durchführen. Mit Trockeneis wird ein sehr dichter Nebel erzeugt, der sich gut für Visualisierungen eignet. Er lässt sich jedoch nicht für LDA-Messungen nutzen. Außerdem lässt sich die Dichte des entstehenden Nebels nur schwer kontrollieren. Alternativ kann ein Gemisch aus CO_2 , Luft und Feststoffpartikeln verwendet werden. Die kontrollierte Zugabe des CO_2 und der Partikel lässt sich über einen Staubdispersierer regeln. Als Feststoffpartikel kam hier ein Druckbestäubungspuder mit einer Partikeldichte von $10 \mu\text{m}$ zum Einsatz. Die relativ großen Partikel konnten hier verwendet werden, da die Geschwindigkeiten in diesen Versuchen gering ist und das Folgevermögen daher ausreicht.

4.3.2 Dichtebestimmung

Ein für die Intensität einer Fallböe relevanter Parameter ist der Dichteunterschied zwischen Fallböe und Umgebungsluft. Zu Beginn jeder Messung wird die Dichte des Gemischs aus Partikel, CO_2 und Luft mithilfe der Sauerstoffkonzentration bestimmt werden. Diesem Vorgehen liegen folgende Überlegungen zugrunde: Der Sauerstoffgehalt α_{O_2} bei reiner Luft beträgt 20,95 Vol.-%. Durch Zugabe von

4 Versuchsaufbauten

CO₂ reduziert sich dieser Gehalt anteilmäßig. Daraus können dann die Anteile von Luft (a_L) und CO₂ (a_C) am Gemisch bestimmt und letztendlich die Dichte ermittelt werden:

$$a_L = \frac{a_{O_2}}{20,95\%} \quad (4.4)$$

$$a_C = 100\% - a_L \quad (4.5)$$

Zur Validierung dieses Verfahrens wurde das Gemisch aus Luft und CO₂ in einen Behälter gefüllt und gewogen. Gleichzeitig wurde der Sauerstoffgehalt gemessen. Die Dichte lässt sich dadurch auf zwei unabhängige Verfahren bestimmen.

Bestimmung der Dichte über die Masse:

$$\rho_{LC} = \frac{m_{LC}}{V_{LC}} \quad (4.6)$$

wobei m_{LC} die Masse des Luft-CO₂-Gemisches ist und V_{LC} sein Volumen.

Bestimmung der Dichte über den Sauerstoffgehalt:

$$\rho_{LC} = a_L \cdot \rho_L + a_C \cdot \rho_C \quad (4.7)$$

Dabei ist ρ_L und ρ_C die jeweilige Dichte von Luft und CO₂ und a ihr Anteil am Gemisch, ermittelt über die Sauerstoffmessung.

Diese Messung wurde für verschiedene Mischungsverhältnisse aus Luft und CO₂ wiederholt. Die Ergebnisse sind in 4.12 dargestellt (Mayer, 2016). Die Ergebnisse der beiden Methoden zeigen eine ausreichend gute Übereinstimmung, weshalb die Dichtebestimmung über den Sauerstoffgehalt als geeignete Methode für die weiteren Untersuchungen angesehen wird.

Bei einem Gemisch bestehend aus CO₂, Luft und Partikeln besteht kein direkter Zusammenhang zwischen Dichte und Sauerstoffgehalt, da die Menge der Partikel zwar einen Einfluss auf die Dichte, jedoch keinen relevanten Einfluss auf den Sauerstoffgehalt hat. Um einen Zusammenhang herzustellen und bei den späteren Experimenten die Dichte ρ_{LCP} direkt über den Sauerstoffgehalt bestimmen zu können, wurde eine Kalibrierkurve erstellt. Hierfür wurde das oben beschriebene Vorgehen für das CO₂-Luft-Gemisch ohne Partikel wiederholt für ein Gemisch mit Partikeln. Wichtig hierbei ist, dass sich die Menge der Partikel pro Volumeneinheit CO₂ nicht ändert. Um dies zu gewährleisten, wurde die Zugabe der Partikel über einen Staubdispersierer mit einstellbarer Partikelzugabe gesteuert. Die Kalibrierkurve ist in Abb. 4.13 dargestellt. Die maximale Abweichung der Messwerte von der Kalibrierkurve beträgt 7%. Anhand dieser Kurve werden die Dichten des Gasgemisches in Kapitel 7 bestimmt.

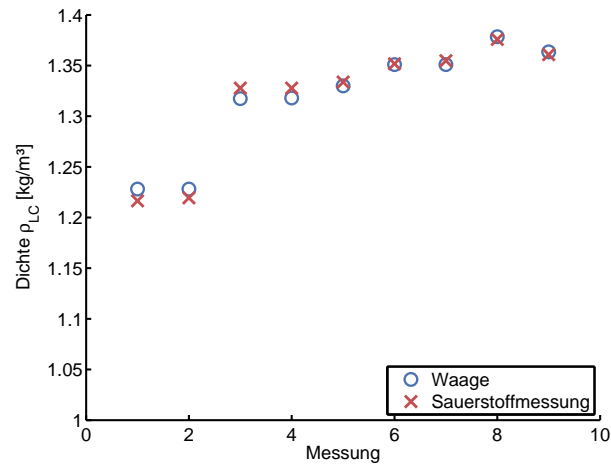


Abbildung 4.12: Validierung der Dichtebestimmung
 Dichtebestimmung über Messung des Sauerstoffgehalts und über die
 Massebestimmung für verschiedene Mischungsverhältnisse (CO₂ und Luft).

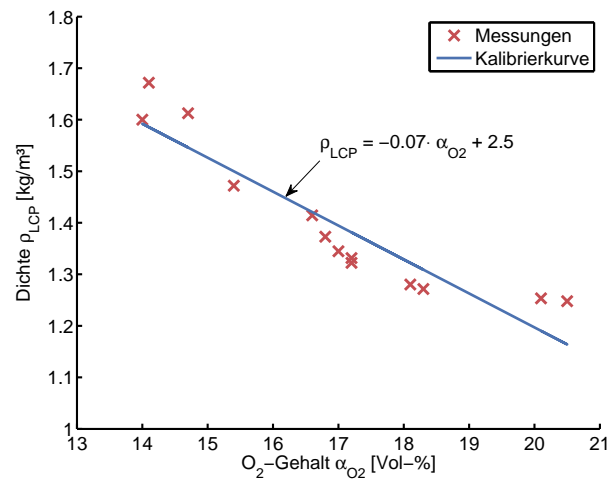


Abbildung 4.13: Kalibrierkurve zur Dichtebestimmung
 über die Masse in Abhängigkeit der O₂-Gehalte (CO₂, Luft und Partikel).

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

In diesem Kapitel sind die Messungen einer Böe beschrieben, die in eine Hintergrundströmung eingebettet ist. Hierfür wird ein Luftstrahl (gepulst oder kontinuierlich) senkrecht in eine von einem Windkanal erzeugte, stationäre Hintergrundströmung eingebracht. Der stationäre Strahl hat beim Auftreffen auf das Modell einen Durchmesser von etwa 15 - 20 cm, was bei einem Maßstab von 1:200 einer Böengröße von 30 - 40 m entspricht. Der erzeugte Ringwirbel entspricht einem Durchmesser von etwa 100 m.

Das verwendete Modell einer Straßenschlucht hat eine Höhe von $H = 76$ mm und eine Breite von $B = 50$ mm. Das Strömungsfeld wird mithilfe eines 2D/2C TR-PIV-Systems gemessen. Eine genaue Beschreibung des Versuchsaufbaus sowie die Charakteristiken der Hintergrundströmung findet sich in Abschnitt 4.1, eine Beschreibung des Messsystems in Abschnitt 3.2.2.

5.1 Variation der Windrichtung

Um den Einfluss der Windrichtung zu untersuchen, wird die Straßenschlucht in verschiedenen Winkeln β relativ zur vom Windkanal erzeugten Hintergrundströmung ausgerichtet. Die untersuchten Konfigurationen ($\beta = 0^\circ, \beta = 45^\circ, \beta = 90^\circ$) mit dem jeweiligen Koordinatensystem sind in Abb. 5.1 dargestellt. Bei den Fällen 2 und 3 ist die Messebene außermittig positioniert, da hier die maximalen Geschwindigkeiten in der Nähe der Wand erwartet werden. Zur Simulation der Böe wird ein stationärer Luftstrahl verwendet, der vertikal in die Windkanalströmung eingebracht wird. Der Strahl wird danach von der Windkanalströmung abgelenkt, sodass er unter einem Winkel von ca. 35° auf die Platte bzw. das Modell trifft. Längenangaben werden mit einer Referenzhöhe $z_{ref} = 50$ mm normalisiert, was bei einem Maßstab von 1:200 einer Höhe von 10 m entspricht. Geschwindigkeiten werden mit U_{ref} , der Horizontalgeschwindigkeit der ungestörten Hintergrundströmung (kein Modell, keine Böe) in der Höhe z_{ref} , normalisiert.

In Abb. 5.2 sind die Geschwindigkeitsprofile innerhalb der Straßenschlucht parallel zur Hintergrundgeschwindigkeit (Fall 1, $\beta = 0^\circ$) an vier verschiedenen Positionen x/z_{ref} dargestellt. Die durchgezogene Linien zeigen die Horizontalkomponente u und die gestrichelten Linien die Vertikalkomponente w .

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

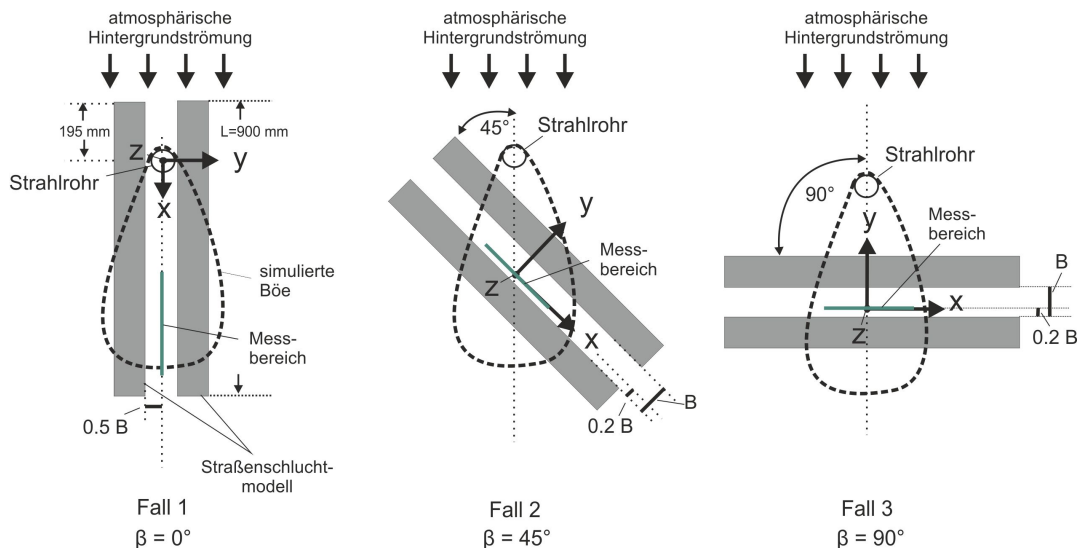


Abbildung 5.1: Variation der Windrichtung relativ zur Straßenschlucht, untersuchte Konfigurationen, Draufsicht.

Nach dem Auftreffen wird der Strahl abgelenkt. Im Bereich $x/z_{ref} > 5,5$ hat sich ein nahezu horizontaler Outflow mit einer geringen, nach unten gerichteten Vertikalkomponente entwickelt. Der Outflow erstreckt sich dabei über die gesamte Straßenhöhe. Maximalgeschwindigkeiten werden bei $x/z_{ref} \approx 4$ in Bodennähe erreicht. Im Auftreffzentrum bildet sich ein Bereich hohen Druckes aus, der zu einer stärkeren Beschleunigung nahe des Bodens führt. Nach Erreichen der Maximalwerte bleiben hohe Geschwindigkeiten innerhalb der Straßenschlucht erhalten. Werte von $\geq 90\%$ der Maximalgeschwindigkeit $u_{max,tot}$ können auf einer Strecke von $4 \cdot x/z_{ref}$ beobachtet werden. Die größten Vertikalgeschwindigkeiten wurden im Auftreffbereich gemessen und verringern sich mit zunehmenden Abstand x .

Trifft die Böe auf eine um 45° gedrehte Straßenschlucht, breitet sie sich in beide Richtungen vom Auftreffzentrum aus, jedoch größtenteils zur rechten Seite ($x > 0$), also in Richtung der Hintergrundströmung. Zur besseren Übersichtlichkeit sind in Abb. 5.3 nur Profile rechts des Auftreffzentrums gezeigt. Bis zur Stelle der maximalen, horizontalen Geschwindigkeiten sind die Profile über die Höhe ($x/z_{ref} < 1,5$) nahezu konstant. Danach nimmt die Geschwindigkeit schneller ab als im oben beschriebenen Fall und hohe Geschwindigkeiten ($\geq 0,9 u_{max,tot}$) bleiben nur über eine Strecke von $2,5 \cdot x/z_{ref}$ erhalten.

Maximale vertikale Geschwindigkeiten übersteigen betragsmäßig die Horizontalkomponente und treten etwa auf halber Höhe der Straßenschlucht auf. Es ist anzunehmen, dass die Böe durch die Wand der Straßenschlucht abgelenkt wird. Im unteren Bereich wird die Strömung durch den Boden gedämpft. Da die horizontalen Geschwindigkeiten in diesem unteren Bereich ($x/z_{ref} \leq 1,5$) nicht signifikant zunehmen, ist eine sog. *out-of-plane* Komponente, also eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur gemessenen Ebene, anzunehmen, damit das

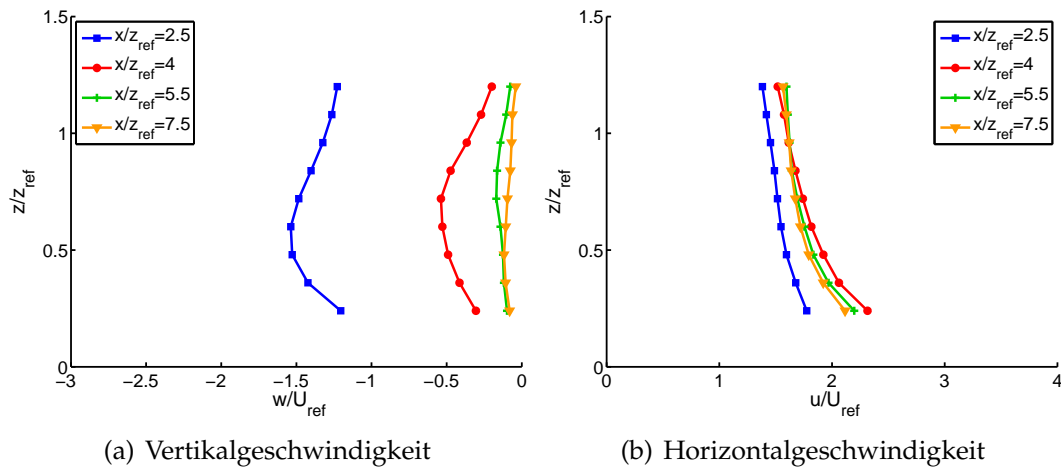


Abbildung 5.2: Geschwindigkeitsprofile Fall 1, $\beta = 0^\circ$ innerhalb der Straße, $z_{ref} = 50 \text{ mm}$, $u_{ref} = u(z_{ref})$ der ungestörten Hintergrundströmung; Gebäudehöhe $H = 1,5z_{ref}$.

Prinzip der Massenerhaltung erfüllt wird.

Innerhalb einer um 90° gedrehten Schlucht breitet sich die Böe in beide Richtungen vom Auftreffzentrum aus. Die Geschwindigkeitsprofile sind dementsprechend nahezu symmetrisch. Die Symmetrieachse im untersuchten Fall ist jedoch nicht exakt bei $x = 0$, sondern leicht verschoben bei $x/z_{ref} = 0,6$. Dies rührt wahrscheinlich von einer kleinen Asymmetrie im Versuchsaufbau her, was zeigt, dass bereits kleine Asymmetrien einen Abfluss in die eine oder andere Richtung begünstigen. Wie im vorherigen Fall ist in Abb. 5.4 zur besseren Übersichtlichkeit nur der rechte Teil der Profile gezeigt.

Ähnlich wie im Fall 2 sind hohe Vertikalgeschwindigkeiten in einer Höhe von $0,5 \leq z/z_{ref} \leq 1,0$ zu beobachten. Im Gegensatz zu Fall 2 tritt im unteren Teil der Straße auf nun eine starke Beschleunigung in horizontaler Richtung, was vermutlich durch eine Umlenkung der Strömung am Boden hervorgerufen wird. Dennoch ist auch hier eine *out-of-plane* Komponente zu erwarten, zumindest in unmittelbarer Bodennähe. Hohe horizontale Geschwindigkeiten sind in diesem Fall nur über eine Strecke von $1 \cdot x/z_{ref}$ zu beobachten. Ein horizontaler Outflow mit vernachlässigbarer Vertikalkomponente tritt in diesem Fall nicht auf.

Die Hauptbeobachtungen dieses ersten Teils sind, dass maximale horizontale Geschwindigkeiten in einer Straße parallel zur Hintergrundströmung und zur Böenausbreitungsrichtung auftreten. In diesem Fall sind hohe Geschwindigkeiten über weite Bereiche des untersuchten Messfeldes zu beobachten. Die größten Vertikalgeschwindigkeiten treten in einer Straße auf, die orthogonal zur Ausbreitungsrichtung der Böe steht. Durch das Auftreffen der Böe auf die Wand der Straßenschlucht wird die Strömung nach unten abgelenkt.

Es ist jedoch zu beachten, dass im Fall 2 und 3 die Messergebnisse vermutlich sensitiv gegenüber der Positionierung der Straßenschlucht relativ zum Strahl

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

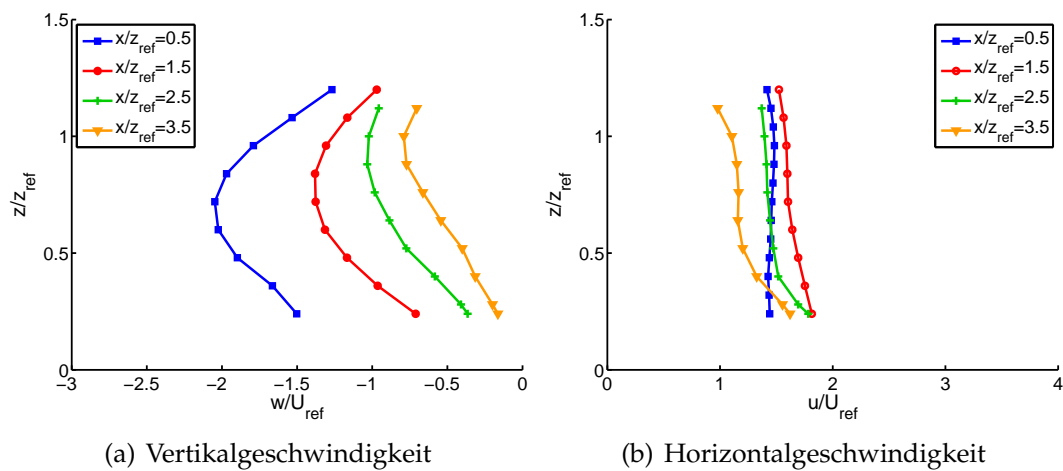


Abbildung 5.3: Geschwindigkeitsprofile Fall 2, $\beta = 45^\circ$
sonst wie Abb. 5.2.

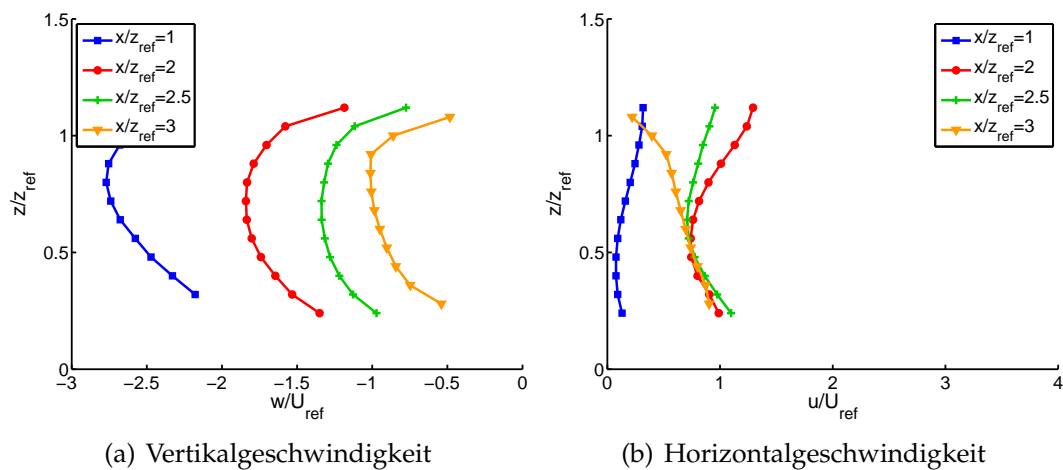


Abbildung 5.4: Geschwindigkeitsprofile Fall 3, $\beta = 90^\circ$
sonst wie Abb. 5.2.

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht

sind. Da der Strahl abgelenkt wird, ist sein Querschnitt in einer horizontalen Ebene gestreckt, was in Abb. 5.1 zu sehen ist. Die höchsten Geschwindigkeiten befinden sich im Zentrum des Strahls. Je nachdem, wie stark der Strahl abgelenkt wird, bzw. wo die Straßenschlucht positioniert ist, trifft das Zentrum des Strahls oder nur sein Randbereich auf die Schlucht. Entsprechend sind größere oder kleinere Geschwindigkeiten in der Schlucht zu erwarten.

Diese erste Teilstudie zeigt, dass die Windrichtung und damit die Ausbreitungsrichtung der Böe die Strömungsbedingungen innerhalb der Straße deutlich beeinflussen. Da die Strömung im Fall 1 unabhängig von der Positionierung des Straßenschluchtmodells relativ zum Strahl ist und hier außerdem die größten horizontalen Geschwindigkeiten beobachtet wurden, wird dieser Fall in den folgenden Abschnitten genauer untersucht.

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht

In diesem Abschnitt wird genauer auf die Strömungssituation innerhalb der Straßenschlucht im Falle einer parallelen Hintergrundströmung ($\beta = 0^\circ$) eingegangen. Diese wird mit der Ausbreitung einer Böe auf freiem, ebenem Gelände verglichen. Um eine bessere Vergleichbarkeit zu ermöglichen, wurde, falls nicht anders angegeben, die Hintergrundgeschwindigkeit vom gemessenen Strömungsfeld subtrahiert. Die gezeigten Auswertungen zeigen somit die Änderung der Geschwindigkeiten aufgrund der Böe und nicht die Absolutwerte. Die Messebene innerhalb der Straßenschlucht verläuft für alle im Folgenden dargestellten Ergebnisse in der Mittelachse der Straßenschlucht.

5.2.1 Stationärer Fall

In Abb. 5.5 sind die horizontalen Geschwindigkeiten u/U_{ref} an drei verschiedenen Positionen für die Ausbreitung im offenen Gelände (ebene Platte) und innerhalb einer Straßenschlucht gezeigt. Alle Profile haben gemeinsam, dass die maximalen Geschwindigkeiten in Bodennähe auftreten. Wie bereits erwähnt, entsteht im Auftreffzentrum der Böe ein sog. Druckdom, der eine starke Beschleunigung in Bodennähe hervorruft.

Im Falle der Ausbreitung auf ebener Platte zeigt sich nur eine geringe Auswirkung der Böe im oberen Bereich des Profils ($z/z_{ref} > 0,6$). In anderen Worten: Die Höhe des Outflows ist klein und erstreckt sich nur bis zu einer Höhe von etwa $0,6 \cdot z_{ref}$. Innerhalb der Straßenschlucht kann eine deutliche Zunahme der Geschwindigkeiten über die gesamte Höhe des gemessenen Profils beobachtet werden. Die vertikale Ausdehnung des Outflows ist in der Straßenschlucht also deutlich größer. (Beachte: Aufgrund des beschränkten Sichtfeldes konnten

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

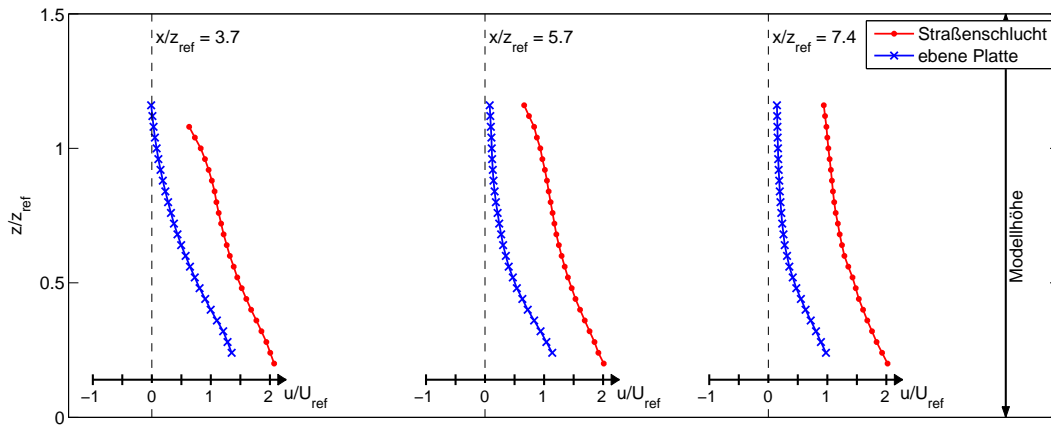


Abbildung 5.5: Horizontale Geschwindigkeitskomponente, stationär an drei verschiedenen Positionen, innerhalb der Straßenschlucht in der Mittelachse, Hintergrundgeschwindigkeit subtrahiert.

keine Messungen unterhalb von $0,2 \cdot z_{ref}$ durchgeführt werden. Da die größten Beschleunigungen jedoch in Bodennähe auftreten, kann nicht ausgeschlossen werden, dass unmittelbar am Boden auf ebener Platte höhere Geschwindigkeiten auftreten als innerhalb der Straßenschlucht.)

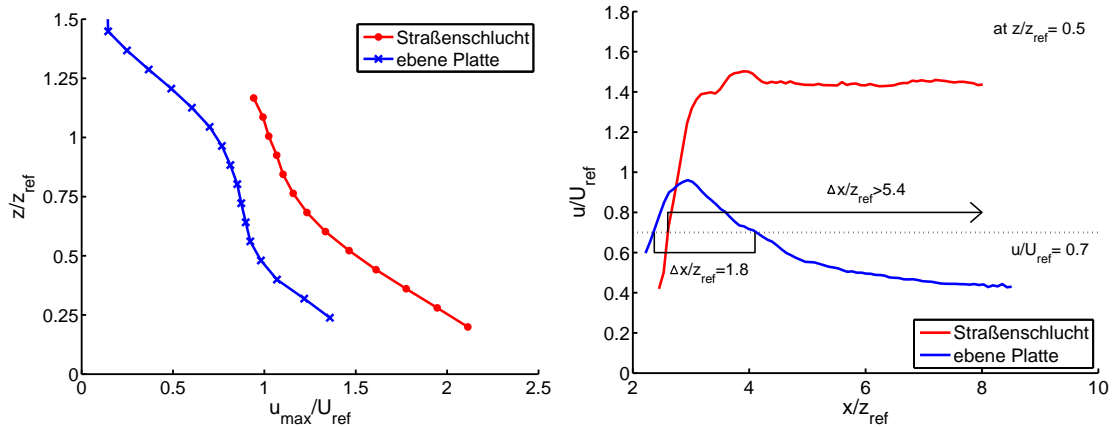
Neben der Erhöhung der Geschwindigkeiten innerhalb der Straßenschlucht im Vergleich zur freien Ausbreitung, kommt es außerdem zu einer Konservierung hoher Geschwindigkeiten innerhalb des gesamten Messfeldes. Am untersten Messpunkt ($x/z_{ref} = 0,24$) nimmt u/U_{ref} von $x/z_{ref} = 3,7$ bis $x/z_{ref} = 7,4$ um 28 % auf der ebenen Platte ab, wohingegen sie in der Straßenschlucht nur um 4 % fällt. Die maximalen Geschwindigkeiten des gesamten Messfeldes, also jeweils der Maximalwert in jeder Höhe z , sind in Abb. 5.6a gezeigt. Es ist ersichtlich, dass die maximalen Geschwindigkeiten innerhalb der Straße deutlich größer als auf ebenem Gelände sind. Im Schnitt beträgt die Erhöhung 50 %.

In Abb. 5.6b ist der Geschwindigkeitsverlauf in einer Höhe von $z/z_{ref} = 0,5$ exemplarisch dargestellt. Definiert man eine Geschwindigkeitszunahme um $0,7 \cdot U_{ref}$ als signifikanten Anstieg, dann erstrecken sich diese hohen Geschwindigkeiten über einen Bereich von $\Delta x/z_{ref} = 1,8$ im Falle der freien Ausbreitung, wohingegen innerhalb der Straßenschlucht bis zum Ende des Messfeldes hohe Geschwindigkeiten beobachtet werden, also $\Delta x/z_{ref} > 5,4$.

Die vertikale Komponente ist in Abb. 5.7 dargestellt. Abgesehen vom ersten Profil bei $x/z_{ref} = 3,7$, das nahe am Auftreffzentrum liegt, sind die vertikalen Geschwindigkeiten gering. Innerhalb der Straße sind sie noch geringer. Es scheint als würde innerhalb der Straße ein „Luftkissen“ entstehen, das die Vertikalbewegung dämpft.

All diese Beobachtungen hängen natürlich mit der Massenerhaltung zusammen. Ein Austausch von Masse kann, im Fall der Straßenschlucht, nur über die nach

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht



(a) Maximalprofil (Einhüllende) des gesamten Messfelds

(b) u in einer Höhe von $z/z_{ref} = 0.5$

Abbildung 5.6: Horizontalgeschwindigkeiten, stationär
Hintergrundgeschwindigkeit subtrahiert.

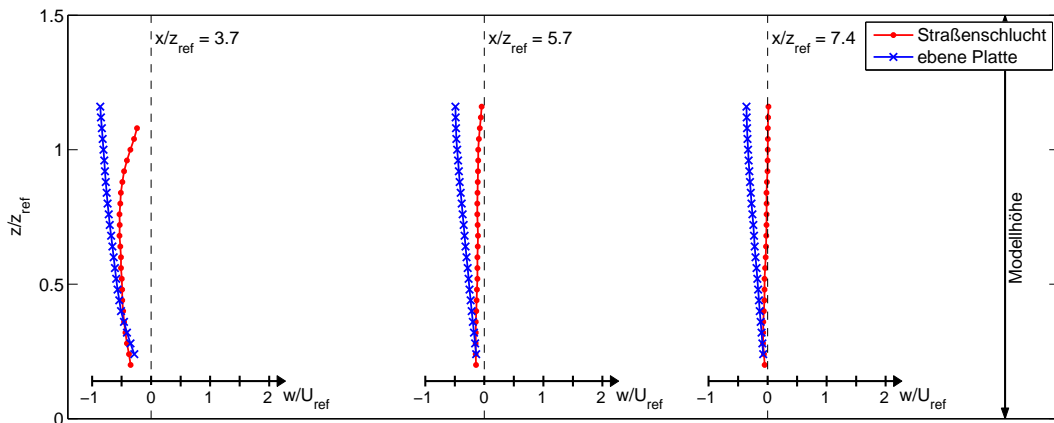


Abbildung 5.7: Vertikale Geschwindigkeitskomponente, stationär
an drei verschiedenen Positionen, innerhalb der Straßenschlucht in der
Mittelachse,, Hintergrundgeschwindigkeit subtrahiert.

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

oben geöffnete Oberseite der Schlucht erfolgen. Dieser Massenfluss pro Breiten-einheit kann wie folgt berechnet werden:

$$\dot{m}_z = \rho \cdot \int w \, dx \quad (5.1)$$

Anhand von Abb. 5.7 wird ersichtlich, dass der Massenfluss nach unten, also in die Straße hinein, gerichtet ist. Da eine seitliche Ausdehnung der Strömung durch die Wände der Straßenschlucht verhindert wird und dort von einer zweidimensionalen Strömung ausgegangen wird ($\dot{m}_y = 0$), nimmt der horizontale Massenfluss \dot{m}_x in der betrachteten Ebene mit zunehmendem x leicht zu, obwohl die Maximalgeschwindigkeiten abnehmen.

Auf ebener Platte ist der vertikale Massenfluss \dot{m}_z ebenfalls in den Messbereich gerichtet. In diesem Fall wird die Strömung jedoch nicht an einer seitlichen Ausbreitung gehindert ($\dot{m}_y \neq 0$) und der horizontale Massenstrom (anhand von Abb. 5.5 berechnet) verringert sich mit zunehmendem x . Das hat zur Folge, dass der Massenfluss innerhalb der Straße den auf ebener Platte deutlich übersteigt, um einen Faktor 2,3 an der Stelle $x/z_{ref} = 3,7$ und um 3,6 bei $x/z_{ref} = 7,4$. Dieser deutliche Anstieg führt zu den oben beschriebenen Beobachtungen: (1) eine Zunahme der horizontalen Geschwindigkeiten, (2) eine Zunahme der Outflow-Höhe und (3) eine Konservierung hoher Geschwindigkeiten über den gesamten Messbereich (im Gegensatz zu einer Abnahme auf ebener Platte).

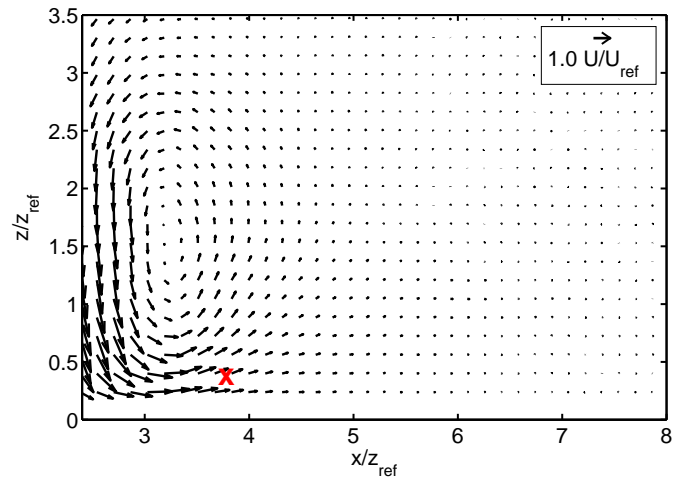
5.2.2 Instationärer Fall

Um das instationäre Strömungsfeld einer Böe zu simulieren, wird nun ein gepulster Strahl verwendet. Ein Puls dauert 150 ms und wird 40 Mal wiederholt. Aus den Wiederholungen wird anschließend ein Ensemblemittelwert gebildet. Die Anzahl der Wiederholungen gewährt eine ausreichende Konvergenz der statistischen Momente.

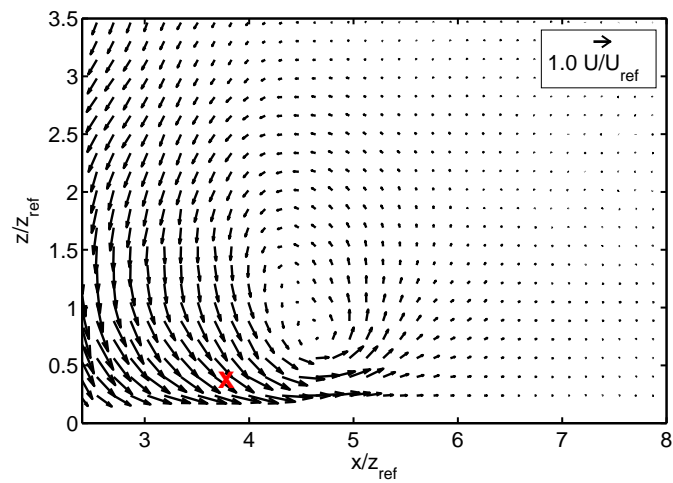
Zu Beginn des Pulses entsteht ein Ringwirbel. Die Entwicklung dieses Wirbels auf der ebenen Platte ist in Abb. 5.8 gezeigt. Das Strömungsfeld bei $t = 75$ ms zeigt den ankommenden Wirbel kurz bevor er auf der Platte auftrifft. Beim ersten Kontakt mit der Bodenplatte wird er in y -Richtung gestreckt ($t = 105$ ms). Nach dem Auftreffen kann ein leichtes Abprallen des Wirbels beobachtet werden, was bereits in früheren Arbeiten ohne Hintergrundströmung beschrieben wurde (Walker et al., 1987). Das Wirbelzentrum befindet sich beim Auftreffen auf einer Höhe von $z/z_{ref} \approx 0,8$.

Das Strömungsfeld in und oberhalb der Straßenschlucht ist in Abb. 5.9 gezeigt. In diesem Fall dringt der Wirbel nicht in die Straße ein, sondern breitet sich oberhalb der Dachhöhe des Models aus. Auch hier ist ein Abprallen des Wirbels zu beobachten, das jedoch deutlicher ausgeprägt ist als im Fall der ebenen Ausbreitung.

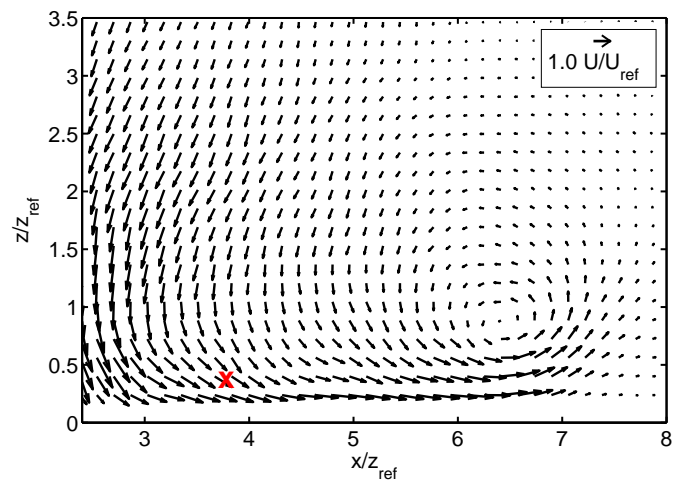
5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht



(a) ebene Platte, $t = 75 \text{ ms}$



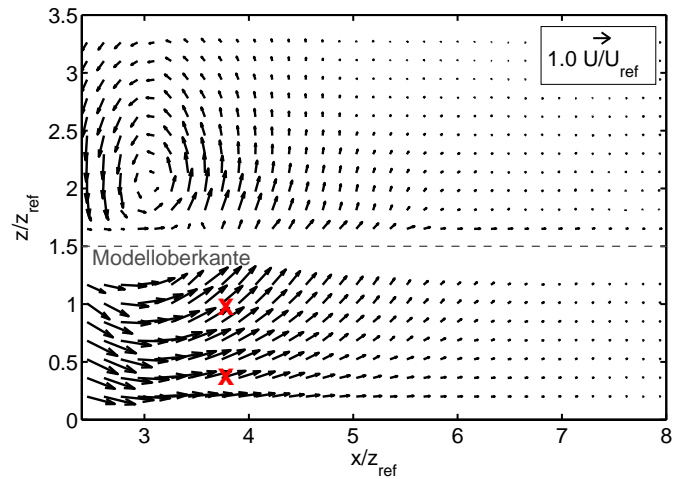
(b) ebene Platte, $t = 105 \text{ ms}$



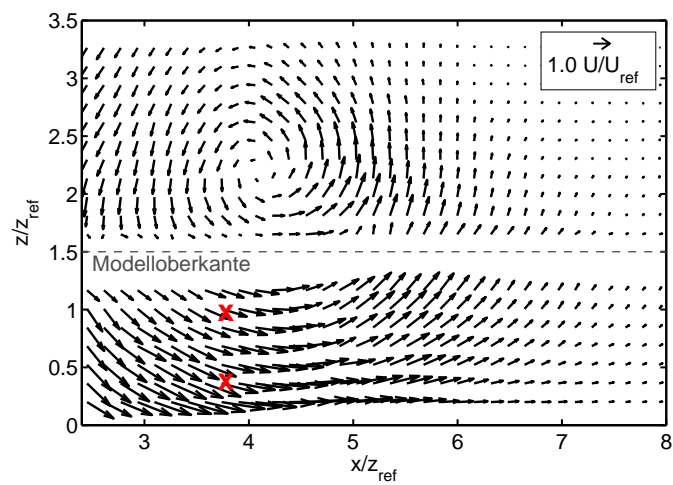
(c) ebene Platte, $t = 150 \text{ ms}$

Abbildung 5.8: Ausbreitung des Ringwirbels auf ebener Platte
Strahl wird zum Zeitpunkt $t = 0 \text{ ms}$ erzeugt. Hintergrundgeschwindigkeit
subtrahiert. Die Kreuze markieren die Punkte für die Zeitreihen in Abb. 5.12.

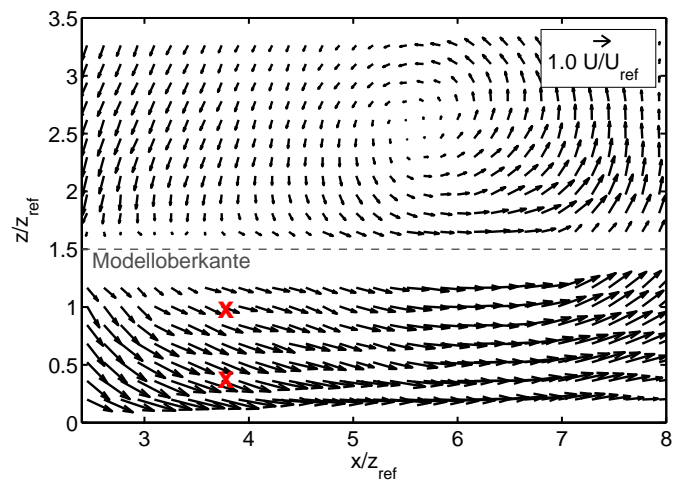
5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung



(a) Straßenschlucht, $t = 75ms$



(b) Straßenschlucht, $t = 105ms$



(c) Straßenschlucht, $t = 150ms$

Abbildung 5.9: Ausbreitung d. Ringwirbels auf u. innerhalb d. Straßenschlucht
Strahl wird zum Zeitpunkt $t = 0ms$ erzeugt. Hintergrundgeschwindigkeit
subtrahiert. Die Kreuze markieren die Punkte für die Zeitreihen in Abb. 5.13.

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht

Eine wichtige Größe im Zusammenhang mit Wirbeln ist die Vorticity, wie sie in Gleichung (2.5) für den zweidimensionalen Fall definiert ist. In der folgenden Auswertung wird vor Berechnung der Vorticity die Geschwindigkeit mit U_{ref} und Längen mit z_{ref} normalisiert, was als $\omega_{y,n}$ bezeichnet wird. Die Vorticity ist für vier Zeitschritte in Abb. 5.10 für eine Ausbreitung auf ebener Platte und in Abb. 5.11 für eine Ausbreitung inner- und oberhalb der Straßenmodells dargestellt.

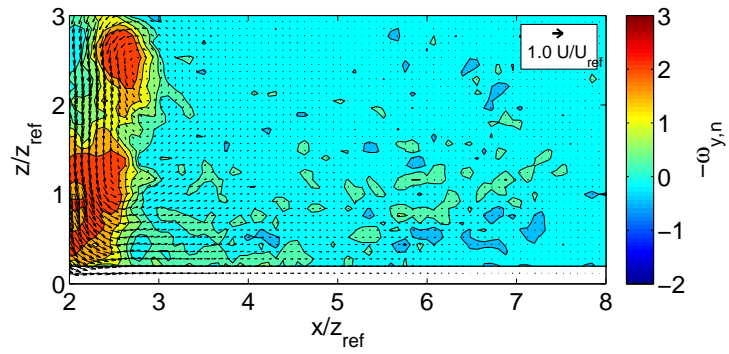
Bei der Ausbreitung auf ebener Fläche befindet sich das Maximum der Vorticity im Bereich des Wirbels. Jedoch bildet sich hinter dem Wirbel eine Nachlaufzone aus, in der ebenfalls eine erhöhte Vorticity zu beobachten ist. Die Vorticity erreicht ihr Maximum kurz nach dem Auftreffen des Wirbels unterhalb seines Zentrums. Der Grund hierfür liegt in der Streckung des Wirbels bedingt durch die Interaktion mit der Grundplatte, was zu einer Verstärkung der Rotation führt (Erhaltung des Drehimpulses).

An der Vorderseite des Wirbels findet eine Grenzschichtablösung statt, aus der wiederum ein zweiter Wirbel entstehen kann (Walker et al., 1987). Dieser rotiert in entgegengesetzter Richtung und führt zu einem Abheben des ersten Wirbels. In den Geschwindigkeitsfeldern der vorliegenden Untersuchung ist ein zweiter Wirbel zwar nicht eindeutig zu erkennen, die Wirbelstärke ist vor dem Wirbel jedoch entgegengesetzt gerichtet (s. Abb. 5.10, c und d). Dies deutet auf eine Ablösung der Grenzschicht hin. Dadurch lässt sich auch das bereits genannte Abprallen des Hauptwirbels erklären. Das hier beschriebene Experiment unterscheidet sich von früheren Arbeiten im Wesentlichen durch eine zusätzliche Hintergrundströmung, durch die der Strahl abgelenkt wird, bevor er auf die Platte trifft. Es zeigt sich jedoch ein sehr ähnliches Verhalten des Ringwirbels bei der Interaktion mit den Grundplatte.

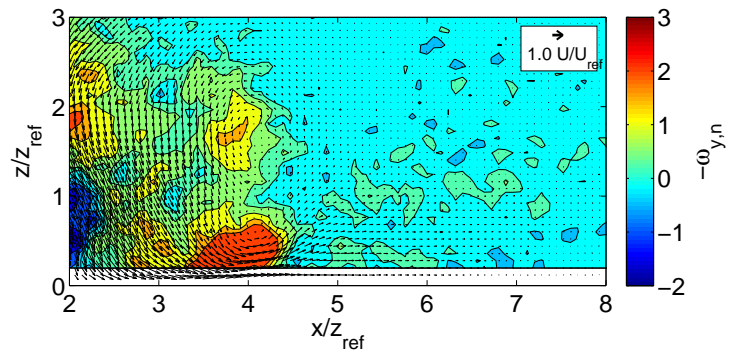
In Abb. 5.11 ist die Vorticity für den Fall der Straßenschlucht zu sehen. Auch in diesem Fall ist die Vorticity beim Auftreffen auf das Modell unterhalb des Wirbelzentrums am stärksten. Nach dem Aufprall nimmt sie jedoch stark ab und hat danach kein eindeutiges Maximum unterhalb des Zentrums, was vermutlich durch die fehlende Grenzschicht unmittelbar unterhalb des Wirbels zu begründen ist. Der Wirbel scheint über der Straßenschlucht schneller zu zerfallen als auf der ebenen Platte. Eine mögliche Ursache hierfür ist eine Dehnung des Ringwirbels. Der Ringwirbel breitet sich in der Grenzschicht der Modelloberseite aus, die, bedingt durch den zweiten Wirbel bzw. die Ablösung der Grenzschicht auf der Vorderseite, eine Abbremsung des Hauptringwirbels verursacht. Im Bereich der Straßenschlucht fehlt diese Grenzschicht jedoch und der Wirbel wird nicht abgebremst. Dies führt dann zu einer Dehnung des Wirbels und evtl. zu seinem früheren Zerfall. Dabei spielen jedoch dreidimensionale Effekte eine Rolle, die durch die hier durchgeführten Experimente nicht belegt werden können.

Innerhalb der Straße treten hohe Geschwindigkeiten auf. Vor dem Wirbel ist die Strömung nach oben gerichtet, unterhalb des Zentrums horizontal und im Nachlauf stellt sich eine nach unten gerichtete Strömung ein. Offensichtlich unterliegen feste Messpunkte starken Schwankungen, sowohl was die Geschwin-

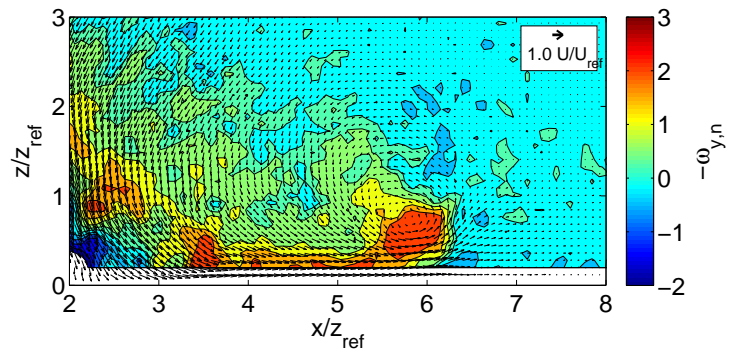
5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung



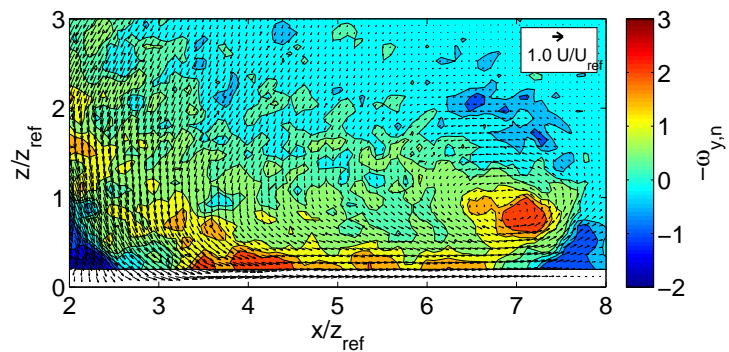
(a) ebene Platte, $t = 60ms$



(b) ebene Platte, $t = 90ms$



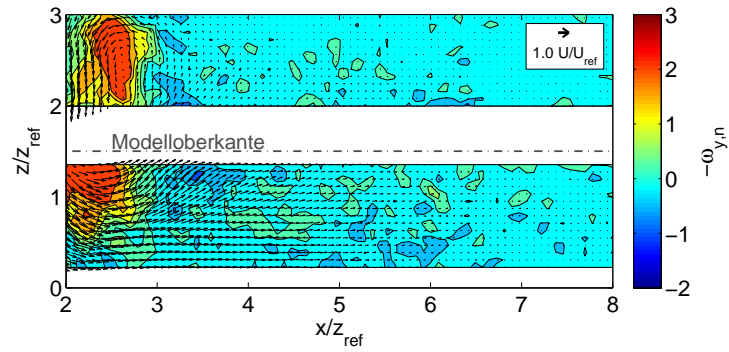
(c) ebene Platte, $t = 130ms$



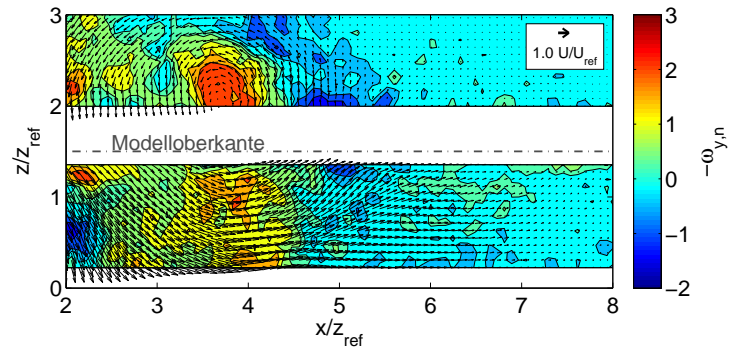
(d) ebene Platte, $t = 160ms$

Abbildung 5.10: Ausbreitung des Ringwirbels mit Vorticity
Strömungsfeld und Vorticity auf ebener Platte.

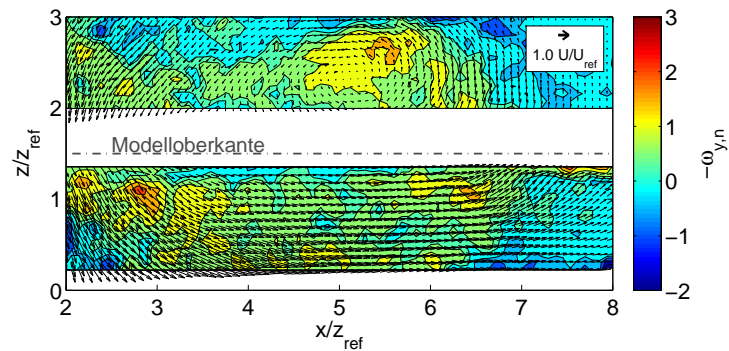
5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht



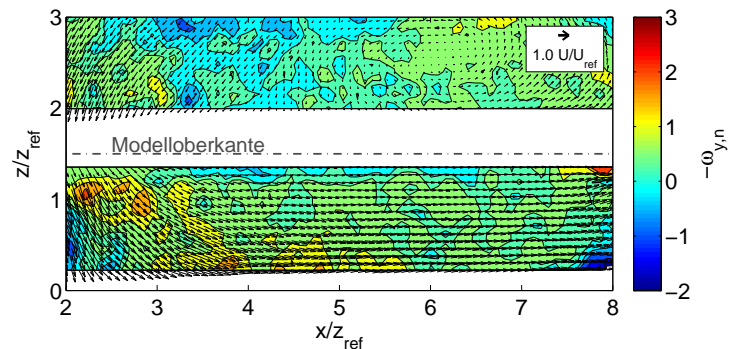
(a) Straßenschlucht, $t = 60ms$



(b) Straßenschlucht, $t = 90ms$



(c) Straßenschlucht, $t = 130ms$



(d) Straßenschlucht, $t = 160ms$

Abbildung 5.11: Ausbreitung des Ringwirbels mit Vorticity Strömungsfeld und Vorticity auf und innerhalb der Straßenschlucht.

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

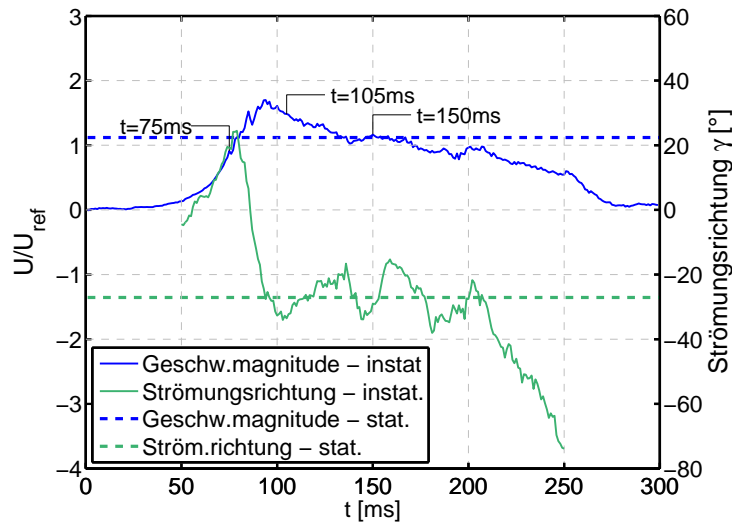


Abbildung 5.12: Zeitreihe für festen Punkt auf ebener Platte $x/z_{ref} = 3,7$, $z/z_{ref} = 0,4$. Die Strömungsfelder der drei markierten Zeitpunkte sind in Abb. 5.8 gezeigt.

digkeitsmagnitude als auch die Strömungsrichtung anbelangt. Der Winkel der Strömungsrichtung γ wird wie folgt definiert:

$$\tan(\gamma) = \frac{w}{u} \quad (5.2)$$

Ein positiver Winkel bedeutet demnach eine nach oben, ein negativer Winkel eine nach unten gerichtete Strömung.

In Abb. 5.12 sind die Zeitreihen für den Punkt $z/z_{ref} = 0,4$, $x/z_{ref} = 3,7$ auf ebener Platte dargestellt. Dieser Punkt liegt unterhalb des Wirbelzentrums. Die Strömungsfelder der markierten Zeitschritte sind in Abb. 5.8 gezeigt. Der Outflow dieser simulierten Böe weist Charakteristiken vieler konvektiver Ereignisse auf: ein plötzlicher Anstieg der Geschwindigkeit bis zu einem Maximalwert und ein anschließender, allmählicher Abfall. Natürlich folgen nicht alle konvektiven Ereignisse dem selben Schema, dennoch gibt es Feldmessungen, die sehr gut mit der hier simulierten Kurve übereinstimmen (Choi, 2004; Gunter und Schroeder, 2015b; Hirth et al., 2008; Orwig und Schroeder, 2007). Die gestrichelten Linien zeigen die gemittelten Werte der zuvor beschriebenen stationären Simulation. Vergleicht man diese Werte mit den instationären, wird deutlich, dass der rapide Anstieg der Geschwindigkeiten und die starken Schwankungen der Strömungsrichtung mit dem Ringwirbel zusammenhängen.

Im Falle der Straßenschlucht wurde ein Punkt im unteren und ein Punkt im oberen Teil der Straße gewählt, ebenfalls an der Stelle $x/z_{ref} = 3,7$ (Abb. 5.13). Etwa bei $t = 50$ ms ist an beiden Punkten ein plötzlicher Anstieg der Geschwindigkeiten zu verzeichnen. Zu dieser Zeit ist die Strömung nach oben gerichtet. Die Maximalgeschwindigkeit wird im oberen Punkt ($z/z_{ref} = 1,0$) bei $t = 86$ ms erreicht, un-

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht

mittelbar bevor das Zentrum des Ringwirbels diese Stelle passiert. Im Nachlauf des Ringwirbels ist die Strömung nach unten gerichtet und die Geschwindigkeit nimmt allmählich wieder ab. Näher am Boden (Abb. 5.13, b) tritt die Maximalgeschwindigkeit etwas später bei $t = 93$ ms auf und die Werte bleiben bis zum Ende des Pulses auf einem hohen Niveau. Am unteren Punkt werden die Fluktuation der Strömungsrichtung außerdem durch die Nähe des Bodens gedämpft. Die Geschwindigkeitsmagnitude ist jedoch größer als am höher liegenden Punkt, da auch hier die stärkeren Beschleunigungen in Bodennähe stattfinden. Die gestrichelten Linien geben wieder die Mittelwerte der stationären Messung an den jeweiligen Punkten an. Im Nachlauf des Wirbels zwischen $125 \text{ ms} \leq t \leq 200 \text{ ms}$ kann ein quasi-stationärer Bereich beobachtet werden, in dem die Werte des stationären und instationären Versuches nahezu übereinstimmen. Im Bereich davor, also zwischen $t = 50$ ms und $t = 125$ ms, treten im instationären Fall sowohl für die Geschwindigkeitsmagnitude wie auch für die Strömungsrichtung Extremwerte auf. Das zeigt, dass die Rotation des Ringwirbels eine zusätzliche Beschleunigung der Strömung innerhalb der Straße verursacht. Das Maß dieser zusätzlichen Beschleunigung hängt von der Position im Strömungsfeld relativ zum Ringwirbel ab, worauf im Folgenden noch weiter eingegangen wird.

Nach $t = 200$ ms wird die Strömung durch das Ende des Pulses bzw. der Böe bestimmt. Die folgende Auswertung schließt diesen letzten Bereich aus und bezieht sich lediglich auf das Passieren des Ringwirbels und den quasi-stationären Bereich. Hierbei ist zu beachten, dass das Ende des quasi-stationären Bereiches für unterschiedliche x -Positionen variiert.

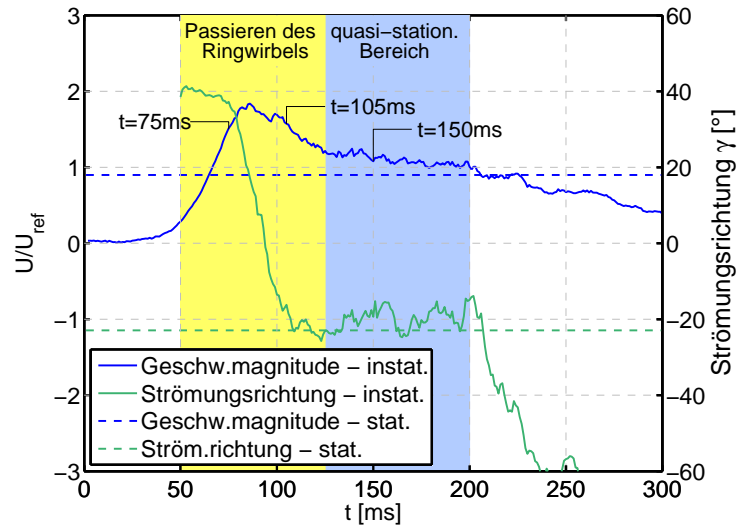
Wie anhand von Abb. 5.13 gezeigt wurde, hängen die Maximalwerte mit dem Passieren des Wirbels zusammen. Im Nachlauf des Wirbels ähneln die Strömungsverhältnisse denen der stationären Versuche. Die Auswirkungen des Ringwirbels können daher von einem Vergleich zwischen stationären und instationären Experimenten abgeleitet werden. Hierzu wird ein Verstärkungsfaktor R_{amp} eingeführt. Dieser Faktor ist das Verhältnis der maximalen Geschwindigkeitsmagnitude des gepulsten Strahls zu den Werten des stationären Strahls.

$$R_{amp} = \left(\frac{\max(u_{is}^2 + w_{is}^2)}{u_s^2 + w_s^2} \right)^{1/2} \quad (5.3)$$

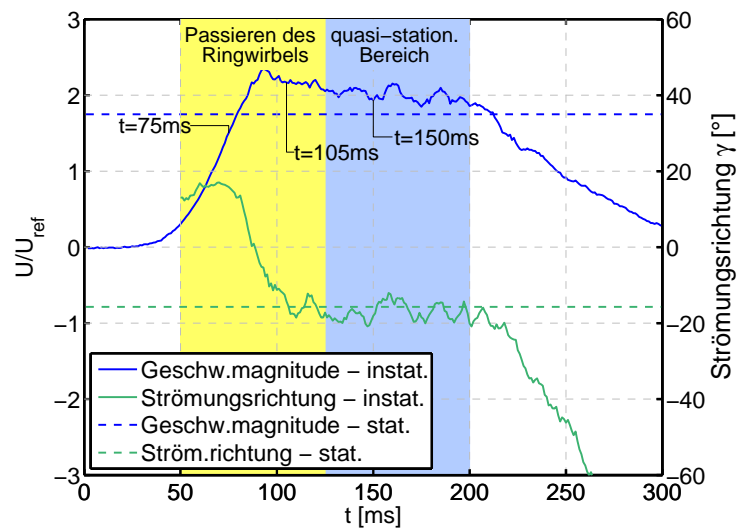
Die Indizes is und s beziehen sich dabei auf die Werte aus den instationären bzw. stationären Experimenten. Dieser Verstärkungsfaktor ist in Abb. 5.14 gezeigt. Die schwarzen Linien beschreiben die Trajektorien des Wirbelzentrums, welche manuell aus den instantanen Strömungsfeldern bestimmt wurden.

In beiden Fällen übersteigen die Werte der gepulsten, instationären Böe, die der stationären Böe unterhalb des Wirbelzentrums um einen Faktor von ca. 3. Dies zeigt nochmals die zusätzliche Beschleunigung der Strömung durch die Rotation des Wirbels. Diese Auswirkungen nehmen mit zunehmendem Abstand von der Zugbahn des Wirbels ab. Da der Wirbel nach dem Auftreffen auf das Modell abprallt und sich wieder entfernt, ist der größte Einfluss im oberen Bereich der

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung



(a) $z/z_{ref} = 1,0; x/z_{ref} = 3,7$



(b) $z/z_{ref} = 0,4; x/z_{ref} = 3,7$

Abbildung 5.13: Zeitreihe an zwei Punkten in der Straßenschlucht
Die Strömungsfelder der drei markierten Zeitpunkte sind in Abb. 5.9 gezeigt.

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht

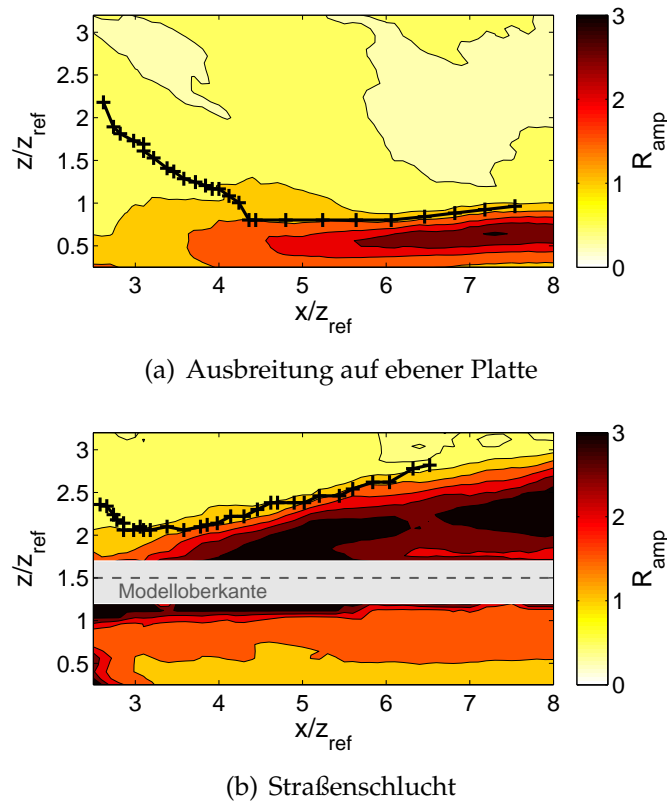


Abbildung 5.14: Verstärkungsfaktor R_{amp}

Verhältnis aus instationären zu stationären Werten; die schwarze Linie zeigt die Zugbahn des Wirbelzentrums.

Straße im Auftreffbereich zu beobachten. Im unteren Bereich der Straße wird durch den Wirbel nur noch eine geringe zusätzliche Geschwindigkeitserhöhung hervorgerufen.

Vernachlässigt man den kleinen Bereich unmittelbar in der Auftreffregion des Wirbels, kann generell gesagt werden, dass die Maximalgeschwindigkeiten im unteren Bereich der Straßenschlucht im instationären Fall etwa 1,3 Mal dem Wert im stationären Fall entsprechen. Im oberen Bereich der Straße wird ein Faktor von ca. 1,8 beobachtet.

Im Hinblick auf reale Fallböen in der Natur sollten drei Aspekte berücksichtigt werden: Erstens treten Ringwirbel nicht bei jeder Fallböe auf. Die gezeigten Ergebnisse lassen jedoch vermuten, dass bei sehr extremen Ereignissen die zusätzliche Beschleunigung durch einen Ringwirbel eine Rolle spielt. Zweitens haben reale Fallböen eine höhere Dichte als die Umgebungsluft. Das Verhalten von Ringwirbeln mit höherer Dichte unterscheidet sich von Wechselwirkungen mit Fluiden gleicher Dichte (Yao und Lundgren, 1996). Dieser Unterschied bezieht sich jedoch hauptsächlich auf das Auftreten von Sekundärwirbeln an der Vorderseite des ersten, was in diesen Untersuchungen nicht beobachtet wurde. Drittens ist über die Stärke von realen Ringwirbeln nur wenig bekannt. Es ist da-

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

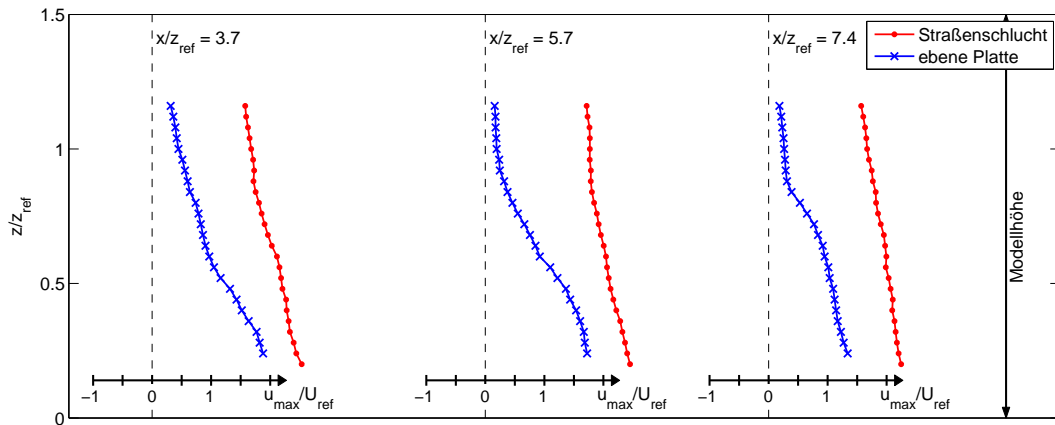
her möglich, dass die Ringwirbel der hier simulierten Böe eine höhere Vorticity aufweisen, als sie in der Natur zu beobachten ist. Bei schwächeren Ringwirbeln ist der Verstärkungseffekt vermutlich geringer.

Abb. 5.15 und Abb. 5.16 zeigen die Minimal- und Maximalgeschwindigkeiten an drei verschiedenen x -Positionen. Die max.- u -Profile auf freiem Gelände haben ein ausgeprägtes Maximum in Bodennähe (Abb. 5.15a). Dieser Bereich mit hohen Geschwindigkeiten nimmt mit zunehmendem x an Höhe zu. Dies ist auf den Ringwirbel zurückzuführen, der nach dem Auftreffen vom Boden abprallt, und somit große Geschwindigkeiten auch in höhere Bereiche transportiert. Der Effekt des Wirbels ist auch in den Profilen von u_{min} zu sehen (Abb. 5.15b). Hier treten negative Werte im oberen Bereich des Profils auf, was auf die Rückströmung des Wirbels zurückzuführen ist. Innerhalb der Straßenschlucht treten deutlich höhere u_{max} -Werte auf als auf ebener Platte. Da der Wirbel in diesem Fall jedoch nicht in die Straße eindringt, zeigen die Profile keinen plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeiten, sondern eine nahezu lineare Zunahme Richtung Boden. Die gemessenen Werte sind außerdem, wie bereits beschrieben, größer als im stationären Fall. Die Ausbreitung des Wirbels oberhalb der Straßenschlucht führt des Weiteren dazu, dass in der Straßenschlucht keine Rückströmung auftritt und somit die u_{min} -Werte nahe Null sind.

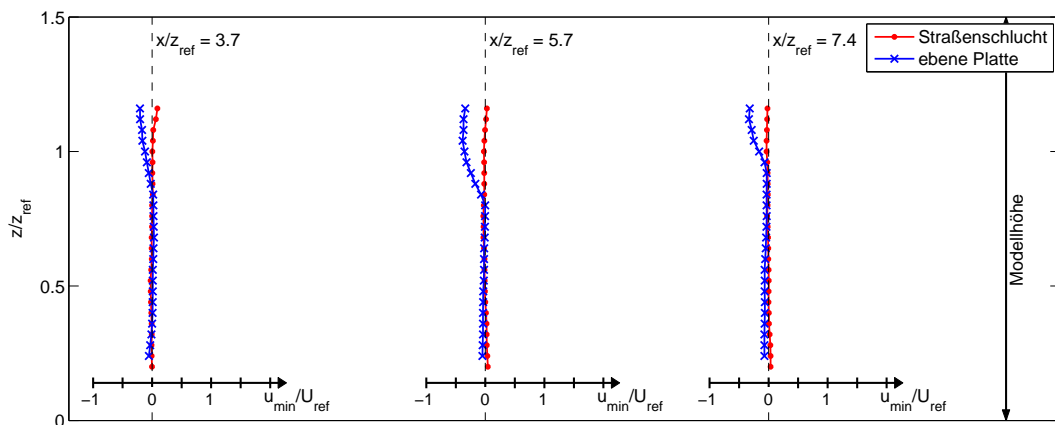
Ähnlich wie im stationären Fall bleiben die hohen Geschwindigkeiten innerhalb der Straßenschlucht über eine längere Strecke erhalten. In einer Höhe von $z/z_{ref} = 0,24$ sinkt die Horizontalgeschwindigkeit von $u/U_{ref} = 2,4$ bei $x/z_{ref} = 3,7$ auf $u/U_{ref} = 2,2$ bei $x/z_{ref} = 7,4$, was einer Abnahme um 8 % entspricht, wohingegen im freien Gelände eine Abnahme um 30 % auf der selben Strecke zu beobachten ist. Dieses Verhalten wurde bereits im stationären Fall gezeigt. Die Abnahme ist im instationären Fall jedoch stärker, was aus dem Abprallen des Ringwirbels resultiert: Der Wirbel entfernt sich von der Straßenschlucht mit zunehmendem x und t und die vom Wirbel aufgebrachte zusätzliche Beschleunigung schwächt sich dadurch ab, wie in Abb. 5.14 zu sehen ist.

Auf freiem Gelände sind positive vertikale Geschwindigkeiten (nach oben gerichtet) im mittleren Teil der Profile am ausgeprägtesten (Abb. 5.16a). Auch dies wird wiederum durch den Ringwirbel hervorgerufen. Die minimalen, vertikalen Geschwindigkeiten (nach unten gerichtet) sind vergleichbar mit denen aus den stationären Experimenten und entstehen daher vermutlich während der quasi-stationären Phase nachdem der Ringwirbel vorübergezogen ist. Ebenso lässt sich eine Art Luftpolstereffekt beobachten, der die Vertikalkomponente in der Straßenschlucht dämpft. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich der Outflow in der Straßenschlucht nur in vertikaler Richtung aufweiten kann und dadurch der von oben kommenden Strömung entgegen wirkt. Nur am ersten Profil ($x/z_{ref} = 3,7$), welches nahe am Auftreffzentrum liegt, wurden im instationären Fall höhere Werte als im stationären Fall gemessen.

5.2 Böenausbreitung auf freiem Gelände und innerhalb einer Straßenschlucht



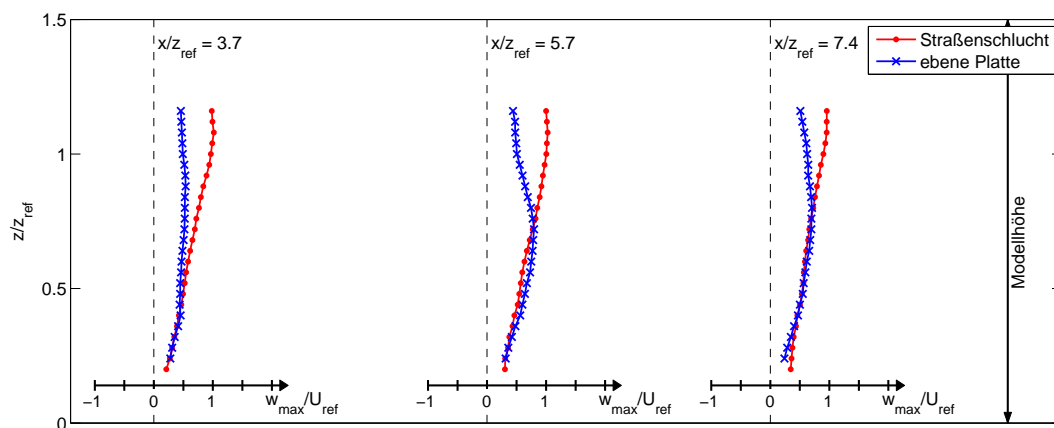
(a) Maximalwerte



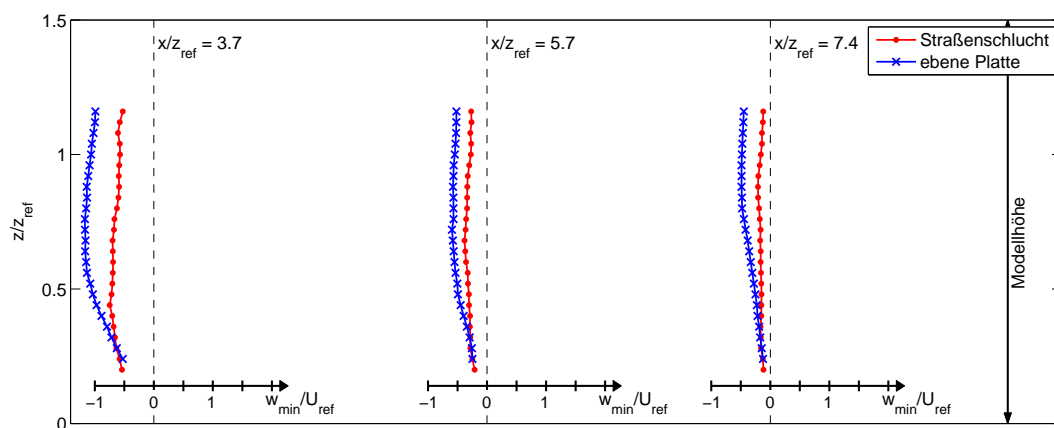
(b) Minimalwerte

Abbildung 5.15: Horizontale Geschwindigkeitskomponente, instationär an drei verschiedenen Positionen, Hintergrundgeschwindigkeit subtrahiert.

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung



(a) Maximalwerte (nach oben gerichtet)



(b) Minimalwerte (nach unten gerichtet)

Abbildung 5.16: Vertikale Geschwindigkeitskomponente, instationär an drei verschiedenen Positionen, Hintergrundgeschwindigkeit subtrahiert.

5.2.3 Schadenspotential

Wie gezeigt wurde, muss, wenn eine Fallböe auf bebauten Gebiet trifft, in einigen Bereichen des Strömungsfelds mit einer höheren Geschwindigkeit gerechnet werden als bei der Ausbreitung auf einer ebenen Fläche. Eine Zunahme der Geschwindigkeiten führt selbstverständlich auch zu höheren Windlasten. Die Kraft bzw. der Druck, der auf ein Gebäude wirkt, ist proportional zum Quadrat der Windgeschwindigkeit. Das heißt jedoch nicht zwangsläufig, dass auch die verursachten Schäden mit U^2 korrelieren. In früheren Arbeiten wurden Untersuchungen durchgeführt, um einen Zusammenhang zwischen Windgeschwindigkeit und Schaden zu finden. Dabei wurden Beziehungen der Form $Schaden \propto U^\alpha$ mit $\alpha > 2$ auf der Grundlage von empirischen Daten ermittelt, z. B. $\alpha = 2,7$ (Munich Re, 1993) oder, um auch Schäden von extremen Böen abbilden zu können, $\alpha = 4 - 5$ (Munich Re, 2002). Dadurch wird deutlich, dass bereits kleine Erhöhungen der Maximalgeschwindigkeit einen beträchtlichen Anstieg der Schäden zur Folge haben können. Dieser Zusammenhang ist jedoch von weiteren Aspekten, wie etwa die Art der Bebauung abhängig, was ausführlicher in Richter et al. (2016) diskutiert wird.

Da es keinen generell anwendbaren Wert von α gibt, er stattdessen von mehreren Parametern abhängt, wird hier nur die Fähigkeit der Strömung, Kraft auf eine Struktur auszuüben, betrachtet. Diese ist proportional zum Impulsfluss oder U^2 . In Abb. 5.17 ist U^2 für zwei momentane Strömungsfelder gezeigt. Hierzu wurde die absolute Geschwindigkeit (inklusive Hintergrundgeschwindigkeit) verwendet, da die Absolutgeschwindigkeit ausschlaggebend für die Windlast ist. Abbildung (a) und (b) zeigen die Strömungssituation direkt nach dem ersten Kontakt der Böe mit dem Boden bzw. der Straße. In den Abbildungen (c) und (d) ist ein späterer Zeitpunkt gezeigt, bei dem der Wirbel das rechte Ende des Messfeldes erreicht hat. Anhand dieser Grafiken wird deutlich, dass der Bereich, der auf freiem Gelände von hohen Geschwindigkeiten betroffen ist, auf eine Höhe von etwa $z/z_{ref} \leq 0,6$ begrenzt ist. Innerhalb der Straßenschlucht erstreckt sich dieser Bereich jedoch über die gesamte Straßenhöhe und darüber hinaus. Betrachtet man den späteren Zeitschritt ist außerdem zu erkennen, dass die hohen Werte auch über eine längere Zeitspanne erhalten bleiben.

5.3 Limitationen, Übertragbarkeit und Zusammenfassung

Die hier beschriebenen Ergebnisse geben bereits einen guten Eindruck über die grundlegenden Eigenschaften der Strömungssituation innerhalb einer Straßenschlucht unter dem Einfluss einer Fallböe. Eine Variation in der Ausrichtung der Straßenschlucht relativ zur Hintergrundgeschwindigkeit zeigte, dass größte Horizontalgeschwindigkeiten in einer Straßenschlucht auftreten, die parallel zur

5 Fallböe eingebettet in Hintergrundströmung

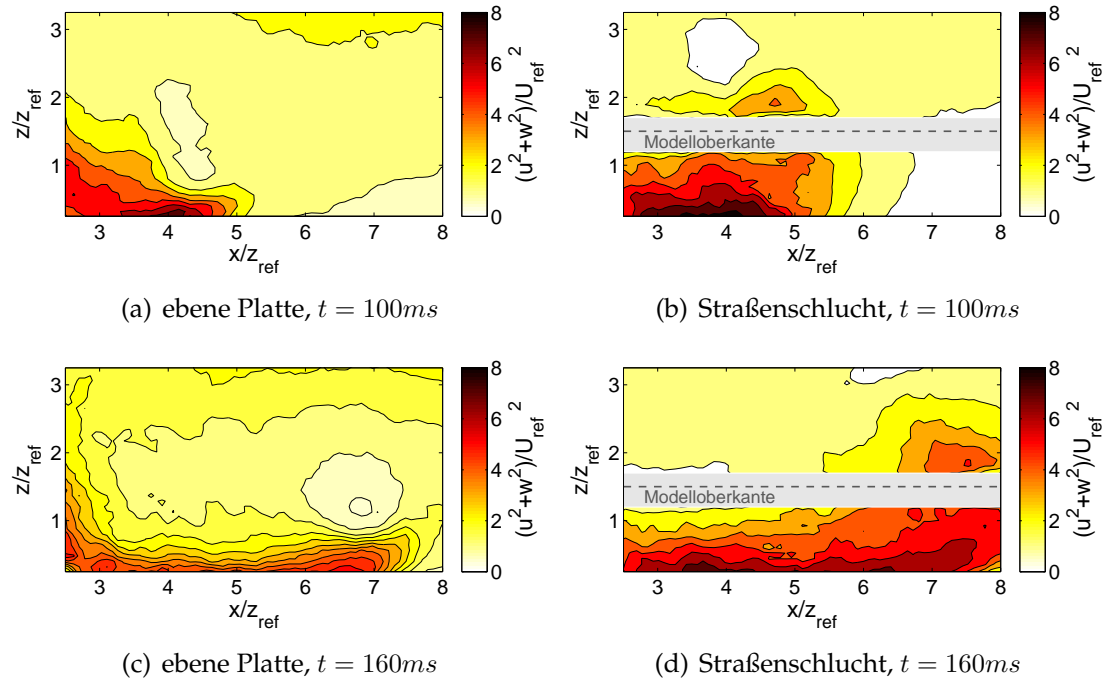


Abbildung 5.17: U^2/U_{ref}^2 des momentanen Strömungsfeldes
Absolutgeschwindigkeit (inklusive Hintergrundgeschwindigkeit).

Hintergrundströmung und der Ausbreitungsrichtung der Böe ist. Größte Vertikalgeschwindigkeiten wurden in einer orthogonal zur Windrichtung stehenden Straße gemessen.

Eine detaillierte Untersuchung wurde für die parallele Anordnung durchgeführt und mit der Ausbreitung des Outflows auf freiem, offenem Gelände verglichen. Es wurden sowohl stationäre, wie auch instationäre Versuche durchgeführt. Im stationären Fall wurde gezeigt, dass der Massenstrom pro Breitereinheit innerhalb der Straße deutlich größer ist als auf ebener Fläche. Dies hat drei wesentliche Konsequenzen: Innerhalb der Straße konnte eine Erhöhung der Maximalgeschwindigkeit und eine Erhöhung der Outflowhöhe i. Vgl. zur freien Ausbreitung beobachtet werden. Die hohen Geschwindigkeiten innerhalb der Straßenschlucht bleiben außerdem über eine längere Strecke erhalten. Zu beachten ist hier jedoch, dass die Fallböe in den Experimenten verhältnismäßig klein ist und Maximalgeschwindigkeiten bei einer Ausbreitung auf ebener Platte sehr nahe am Boden auftreten. Innerhalb der Straßenschlucht ist eine vertikale Auffachung des Outflows zu beobachten. Es sind daher auch Höhen betroffen, in der der Outflow auf ebener Platte kaum Auswirkung hat und deshalb im direkten Vergleich eine Geschwindigkeitserhöhung festgestellt wird. Bei größeren Böen ist dies anders, was in den folgenden Kapiteln gezeigt wird.

Im Falle eines gepulsten Strahls entsteht ein Ringwirbel, der der Böe vorausgeht und sich oberhalb des Stadtmodells ausbreitet. Im Nachlauf des Ringwirbels entsteht eine quasi-stationäre Phase, in der die Werte der stationären und

instationären Experimente etwa gleich sind. Der Wirbel selbst führt jedoch zu Maximalgeschwindigkeiten, die die stationären Werte übersteigen. Dies wurde mithilfe eines Verstärkungsfaktors R_{amp} ausgedrückt, der sich im hier gezeigten Beispiel im Mittel zwischen 1,3 und 1,8 bewegt. Weiterhin konnte eine starke Änderung der Strömungsrichtung beobachtet werden. Insbesondere eine nach oben gerichtete Strömung tritt im stationären Fall nicht auf.

Anhand der in diesem Kapitel gezeigten Teiluntersuchung lassen sich demnach bereits einige Effekte zeigen. Zum einen verschafft dies einen generellen Eindruck der Strömungssituation innerhalb der Straßenschlucht, zum anderen lassen sich sehr gut Unterschiede zwischen instationären und stationären Untersuchungen aufzeigen.

Die hier simulierte Strömungssituation ist jedoch sehr komplex und die einzelnen Komponenten wie Böe, Hintergrundströmung und Modell beeinflussen sich gegenseitig. Eine gezielte Variation einzelner Randbedingungen ist daher kaum möglich, ohne weitere Einflussparameter zu verändern. Ändert man etwa die Hintergrundgeschwindigkeit, wird dadurch auch die Böe bzw. der Strahl stärker abgelenkt, er kann sich stärker aufweiten, seine Geschwindigkeit nimmt ab und er trifft in einem flacheren Winkel auf das Modell auf. Effekte, die dann in der Straßenschlucht gemessen werden, lassen sich nicht mehr eindeutig auf die Änderung der Hintergrundgeschwindigkeit zurückführen.

Zur genaueren Untersuchung einzelner Einflussfaktoren wurde stattdessen ein neuer Versuchsstand konzipiert, bei dem auf die Simulation einer Hintergrundströmung verzichtet wurde und die Randbedingungen gezielter variiert werden können. Im Zuge dessen wurden auch die Eigenschaften des Strahls verbessert, um die Charakteristiken mehr denen einer realen Fallböe anzugleichen, also z. B. eine geringe Turbulenz. Außerdem soll auch ein stärkeres Augenmerk auf die Größenordnung der Böe im Verhältnis zur Stadtstruktur gelegt werden (s. hierzu auch Abschnitt 3.1.3). Die Ergebnisse, die mithilfe des neu konzipierten Versuchsstands gewonnen werden konnten, sind im nächsten Kapitel beschrieben.

6 Einzelner Downburst

In diesem Kapitel wird der Einfluss einzelner Randbedingungen systematisch untersucht. Die Böe wird hierfür mithilfe eines Luftstrahls simuliert. Auf eine Hintergrundströmung wird verzichtet.

6.1 Vorüberlegungen und Definitionen

Der Luftstrahl trifft senkrecht auf eine Bodenplatte. Es können zwei verschiedene Strahldurchmesser realisiert werden ($D_1 = 250$ mm, $D_2 = 355$ mm). Auf der Bodenplatte können Modelle verschiedener Stadtstrukturen installiert werden. Eine Hintergrundströmung ist in diesem Fall nicht vorhanden. Eine genauere Beschreibung des Versuchsaufbaus befindet sich in Abschnitt 4.2. Die Referenzgeschwindigkeit V_{ref} ist jeweils die vertikale Strahlgeschwindigkeit im Zentrum des Strahls in einer Höhe von $1,4D$ über der Bodenplatte (s. hierzu auch Abschnitt 4.2).

Die Reynolds-Abhängigkeit eines Strahls, der auf eine ebene Platte auftrifft, wurde bereits in früheren Arbeiten untersucht (z. B. in Xu und Hangan (2008)) und ist auch in Abschnitt 3.1.2 beschrieben. Bislang gibt es jedoch keine Untersuchungen dazu, welchen Einfluss die Re-Zahl auf die Interaktion der Strömung mit einer Stadtstruktur hat. Unabhängig davon, wie groß der Strahl bzw. die Böe ist, werden bei zu kleinen Geschwindigkeiten oder zu kleinen Straßengeometrien u. a. die Wandreibungseffekte innerhalb der Straßenschluchten dominant. Dies hätte zur Folge, dass die im Labor ermittelten Ergebnisse nicht auf reale Strömungen übertragbar sind. Eine detaillierte Untersuchung dieses Effekts wird hier nicht durchgeführt, jedoch werden mithilfe der folgenden Messungen der Bereich definiert, in dem diese Effekte keine, bzw. eine untergeordnete Rolle spielen. Die Re-Zahl wird hierbei definiert als $Re_B = V_{ref}B/\nu$, wobei B die Breite der Straßenschlucht ist.

In der hier dargestellten Experimentenreihe wurde die Re-Zahl systematisch variiert, indem die Geschwindigkeit V_{ref} schrittweise erhöht wurde. Die geometrischen Randbedingungen wurden dabei konstant gehalten, also $D = 250$ mm, $H/B = 51/51$ mm. Gemessen wurde an vier Punkten P1 - P4, jeweils zwei im zentrumsnahen Bereich, wo die Vertikalkomponente dominiert, und zwei in größerer Entfernung zum Zentrum, wo sich eine nahezu horizontale Strömung ausgebildet hat. Die Punkte P1-P4 sind in Abb. 6.1e dargestellt. In Abb. 6.1a-d sind der

Mittelwert und die Standardabweichung der Horizontal- und Vertikalkomponente dargestellt. Die Abbildungen zeigen, dass sich die statistischen Momente etwa ab einer Re-Zahl von $Re_B \geq 8\,000$ nicht mehr signifikant ändern.

6.2 Ausbreitung auf freiem Gelände

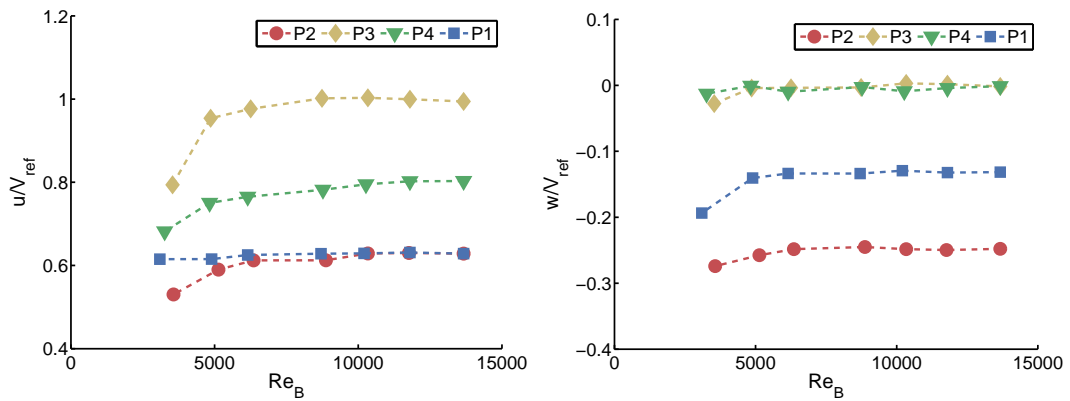
Die Ausbreitung eines Strahls bzw. einer Fallböe auf ebener Platte wurde in der Vergangenheit in mehreren Arbeiten untersucht (vgl. Abschnitt 3.1.2). Auf eine genauere Untersuchung wird daher in dieser Arbeit verzichtet. Es werden lediglich Profile für einige Konfigurationen gemessen, um Vergleiche mit den späteren Messungen innerhalb bebauter Strukturen und zur Literatur ziehen zu können.

Für beide Strahldurchmesser wurden die Profile der Horizontalgeschwindigkeit in verschiedenen Abständen zum Zentrum gemessen (s. Abb. 6.2). Für $x/D \geq 1,1$ hat sich das bekannte Bauchprofil ausgebildet. Maximalgeschwindigkeiten werden bei $x/D = 1,1-1,5$ in einer Höhe von $z_{max}/D = 0,03$ erreicht. Diese Werte liegen innerhalb der Bandbreite von $x_{max}/D = 1,0-1,5$, $z_{max}/D = 0,03-0,06$ aus früheren Arbeiten (Kim und Hangan, 2007; Zhang et al., 2013b; Chay und Letchford, 2002; Xu und Hangan, 2008). Die Profile von Chay und Letchford (2002) sind ebenfalls in Abb. 6.2 gezeigt und stimmen gut mit den gemessenen Profilen überein. Lediglich im oberen Teil des Profils wurden in der aktuellen Arbeit kleinere Geschwindigkeiten beobachtet. Dies kann an den unterschiedlichen Turbulenzintensitäten des ankommenden Strahls liegen (4 % bei Chay und Letchford (2002) und 1 % in der aktuellen Arbeit). Xu und Hangan (2008) zeigten, dass sich bei einer höheren Strahl-turbulenz das Geschwindigkeitsprofil in vertikaler Richtung schneller aufweitet.

Auch der Vergleich der Profile für die beiden Durchmesser zeigt eine gute Übereinstimmung. Dies ist eine wichtige Voraussetzung, um in den folgenden Abschnitten Messungen unterschiedlicher Strahldurchmesser bzw. Böengrößen zu vergleichen und Zusammenhänge zwischen der Fallböengröße und dem Strömungsfeld aufzuzeigen.

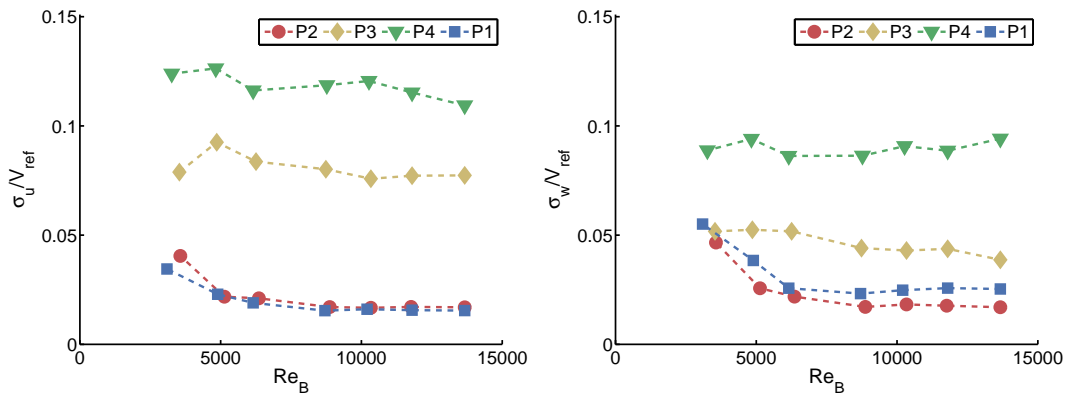
Die entsprechenden Profile der Turbulenzintensität ($I_u = \sigma_u/\bar{u}$) sind in Abb. 6.3 gezeigt. Sie sind im Bereich der höchsten Geschwindigkeiten ($0,02 \leq z/D \leq 0,08$) am geringsten. Mit zunehmendem Abstand vom Auftreffzentrum nimmt I_u zu. Die Werte aus Chay und Letchford (2002) sind etwas höher. Dies liegt möglicherweise an den unterschiedlichen Turbulenzintensitäten des ankommenden Strahls.

Letzten Endes ist es jedoch das Ziel, realitätsnahe Randbedingungen zu schaffen. In Holmes et al. (2008) werden Turbulenzintensitäten von 9 - 12 % bei maximaler Intensität angegeben. Durañona et al. (2007) geben für einzelne Ereignisse Werte von etwa 4 % an, Solari et al. (2015a) eine mittlere Intensität von 12 %. Ein direkter Vergleich der Turbulenzintensitäten mit realen Ereignissen ist zwar



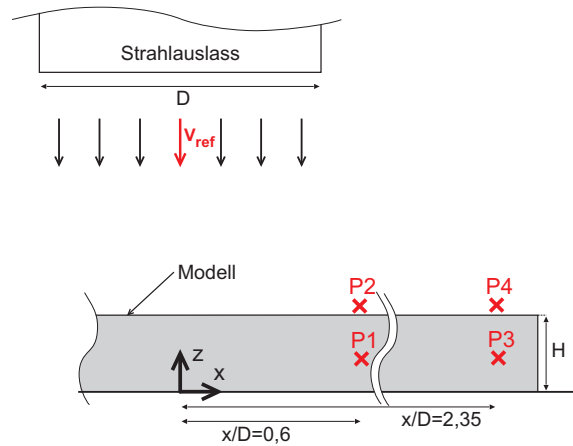
(a) Mittelwert \bar{u}

(b) Mittelwert \bar{w}



(c) Standardabweichung σ_u

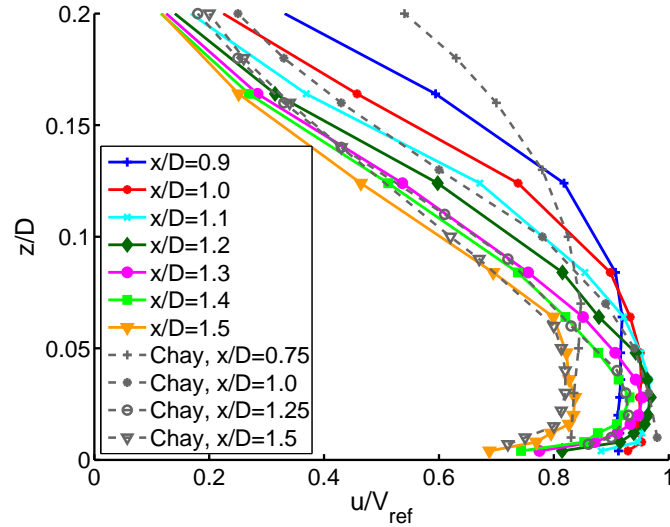
(d) Standardabweichung σ_w



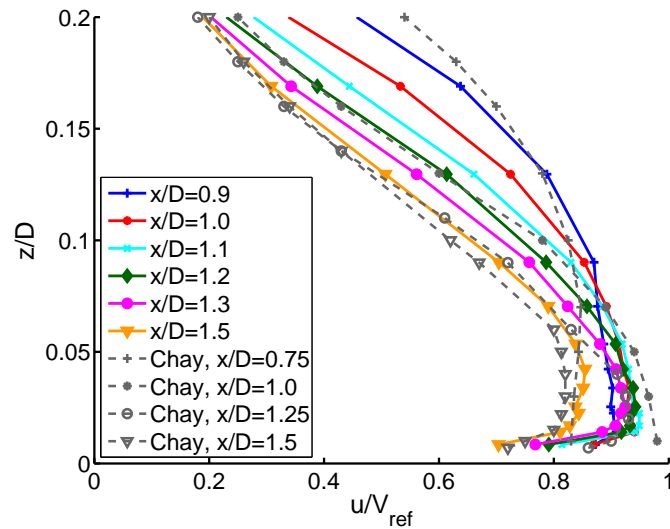
(e) Messpunkte

Abbildung 6.1: Re-Abhängigkeit

6 Einzelner Downburst



(a) $D_1 = 250\text{mm}$, $Re_D = 95\ 000$



(b) $D_2 = 355\text{mm}$, $Re_D = 135\ 000$

Abbildung 6.2: Geschwindigkeitsprofile
 $V_{ref} = 5,7\text{m/s}$, Vergleiche mit Chay und Letchford (2002).

schwierig, da die Turbulenzintensität, wie gezeigt, stark von der Messposition x/D abhängt und bei Feldmessungen die relative Position zum Auftreffzentrum meist unbekannt ist. Die gemessenen Werte im Bereich größter Geschwindigkeiten ($1,0 \leq x/D \leq 1,3$) sind 8-18% und liegen damit jedoch zumindest in der Größenordnung der angegebenen Literaturwerte.

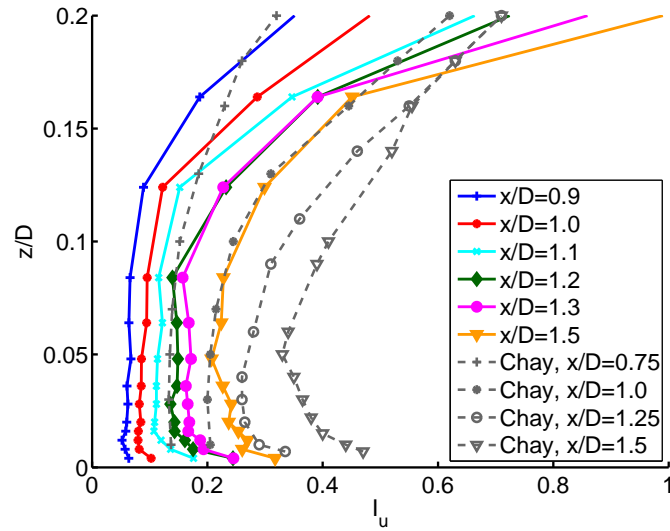
Die Experimente wurden für verschiedene Strahlgeschwindigkeiten V_{ref} und entsprechend unterschiedliche Re-Zahlen ($Re_D = V_{ref}D/\nu$) wiederholt. Der Verlauf der Maximalgeschwindigkeiten ist in Abb. 6.4a dargestellt. Das absolute Maximum $u_{max,tot}$ liegt im Bereich $0,95V_{ref} - 0,98V_{ref}$ und tritt in allen Fällen zwischen $x/D = 1,1-1,2$ auf. Es lässt sich eine leichte Variation mit Änderung der Re-Zahl erkennen. Diese liegt jedoch in der Größenordnung der Unterschiede zwischen den beiden Strahldurchmessern. Bereits Xu und Hangan (2008) zeigten, dass eine Variation von Re_D nur geringen Einfluss auf den oberflächennahen Bereich hat. In der Abbildung sind ebenfalls Werte aus der Literatur gezeigt. H_{jet} bedeutet hier der Abstand zwischen Bodenplatte und Strahlauslass.

In Abb. 6.4b sind neben einer eigenen Messung und Literaturwerte von Xu und Hangan (2008) zum Vergleich auch Feldmessungen von 12 realen Downbursts abgebildet. Diese stammen aus dem Projekt JAWS (Hjelmfelt, 1988). Es zeigt sich, dass im Bereich der maximalen Geschwindigkeiten die Werte des stationären Wandstrahls zwar am Rand der Bandbreite der Feldmessungen liegen, den Bereich aber dennoch realistisch nachbilden. Lediglich in größerer Entfernung nehmen die Geschwindigkeiten im stationären Wandstrahl langsamer ab als bei den realen Downbursts, wie bereits in Abschnitt 3.1 gezeigt.

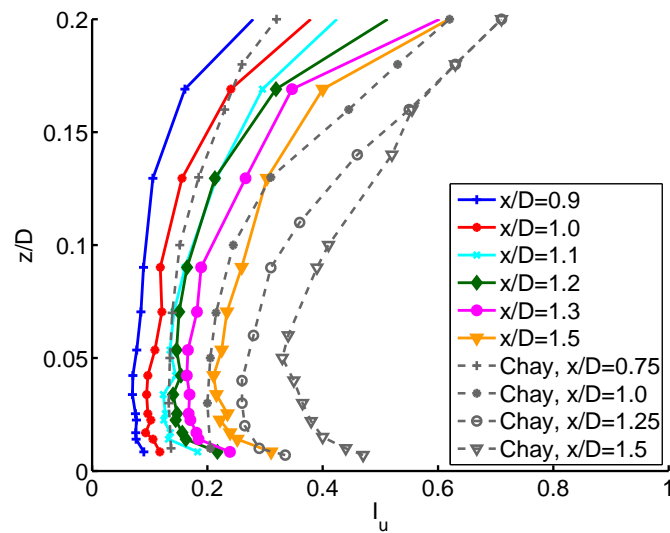
6.3 Isolierte Straßenschlucht

In diesem Abschnitt soll zunächst der Fall einer einzelnen, durchgehenden Straßenschlucht untersucht werden. Die Fotos in Abb. 6.5 zeigen die Modelle der Schlucht. Die Breite B der Straße lässt sich durch Auseinanderschieben der seitlichen Berandungen ändern. Die Höhe H der Schlucht kann durch Einlegen von Böden unterschiedlicher Stärke variiert werden.

In Abb. 6.6 ist eine Skizze des Messbereichs dargestellt. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt jeweils am Boden der Straßenschlucht in der Mittelachse des Strahls. Um die Einflüsse verschiedener Randbedingungen zu untersuchen, wurden die Geschwindigkeit V_{ref} und der Durchmesser D des Strahls und die Höhe H und Breite B der Straßenschlucht variiert. Die untersuchten Bandbreiten sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Als Basiskonfiguration wird dabei ein Durchmesser von $D = 250$ mm, eine Straßenschluchthöhe von $H = 76$ mm und -breite von $B = 51$ mm bezeichnet.

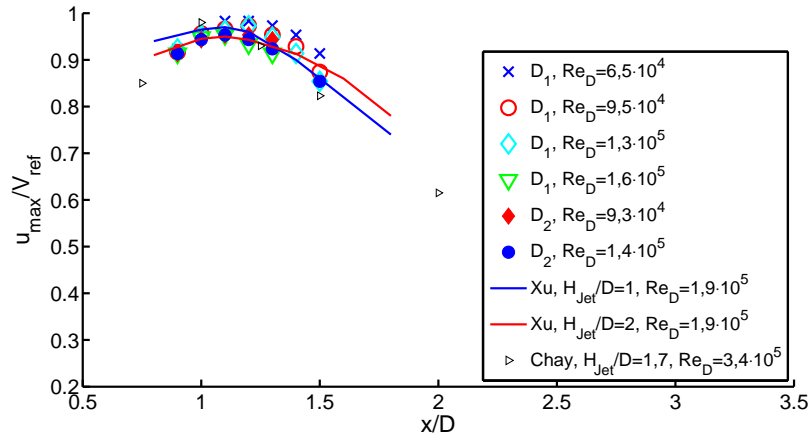


(a) $D_1 = 250\text{mm}, Re_D = 95\,000$

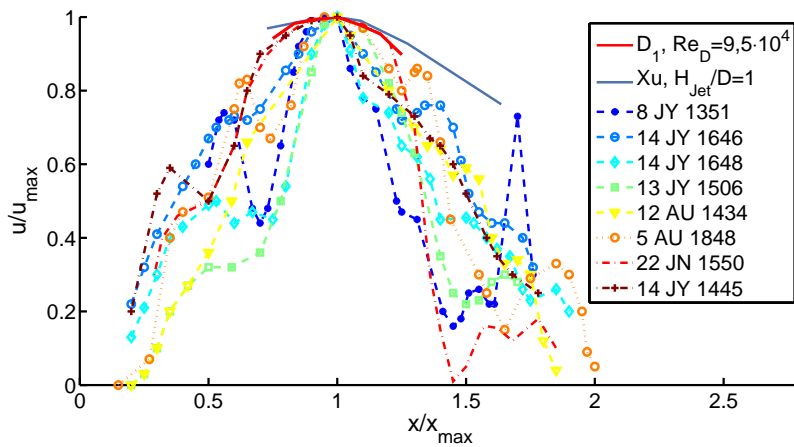


(b) $D_2 = 355\text{mm}, Re_D = 135\,000$

Abbildung 6.3: Profile der Turbulenzintensitäten $V_{ref} = 5,7\text{m/s}$, Vergleiche mit Chay und Letchford (2002).

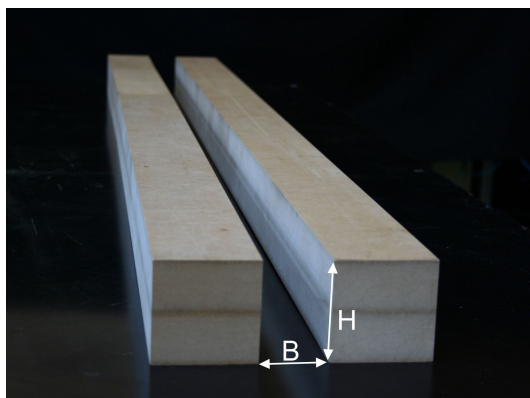


(a) Maximalgeschwindigkeiten, Vergleiche mit Xu und Hangan (2008) und Chay und Letchford (2002)

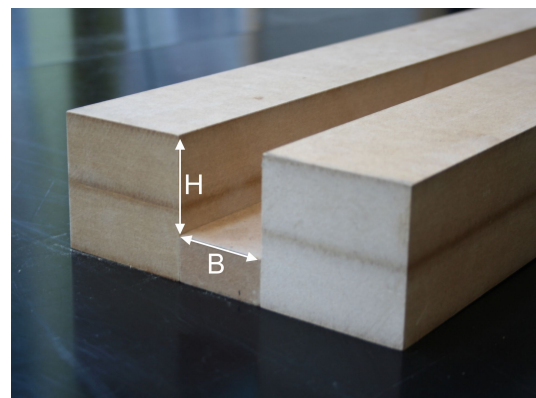


(b) Vergleiche mit Feldmessungen aus Hjelmfelt (1988)

Abbildung 6.4: Horizontale Geschwindigkeiten verschiedene Re-Zahlen; $H_{jet}/D = konst. = 1,7$.



(a) maximale Straßenschluchthöhe



(b) reduzierte Höhe durch Einlegeboden

Abbildung 6.5: Straßenschluchtmodell Variation der Straßenschluchthöhe.

6 Einzelner Downburst

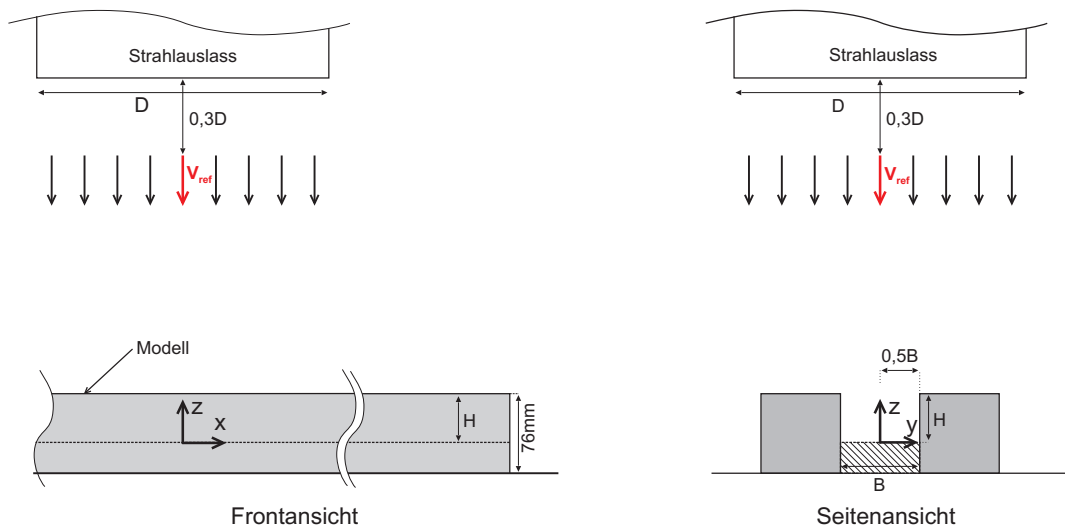


Abbildung 6.6: Skizze des Messbereichs.

Tabelle 6.1: Untersuchte Parameter.

	H	B	V_{ref}	D	$Re_B =$
	[mm]	[mm]	[m/s]	[mm]	$V_{ref}B/\nu$
untersuchter Bereich	26 – 76	26 – 102	3,9 – 7,6	250; 355	8 500 – 39 000
Basis-konfiguration	76	51	3,9 – 7,6	250	13 300 – 25 800

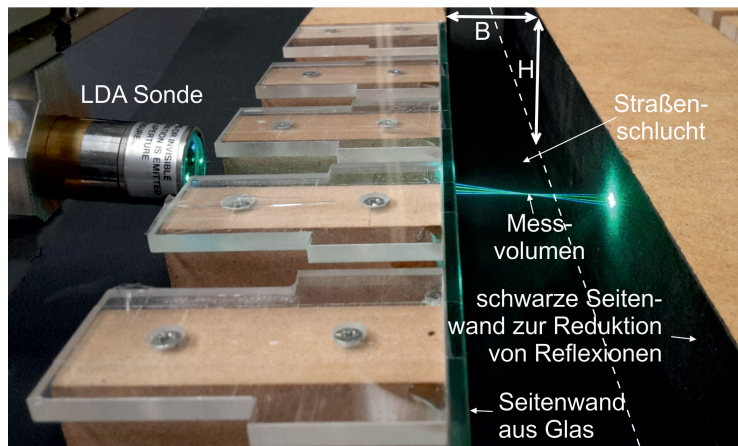


Abbildung 6.7: Geschwindigkeitsmessungen mit LDA-System
Messungen innerhalb und oberhalb der Straßenschlucht.

6.3.1 Geschwindigkeitsmessungen

Die Geschwindigkeitsmessungen wurden mit einem LDA-System durchgeführt, das in Abschnitt 3.2.1 beschrieben ist. Soweit nicht anders angegeben, wurden die Messungen in der Mittelachse der Straße ($y = 0$) durchgeführt. Eine Seitenwand der Schlucht besteht aus Glas, um den optischen Zugang zu ermöglichen. Die gegenüberliegende Seite ist schwarz, um Reflexionen zu reduzieren. Das Modell und die LDA-Sonde während einer Messung sind in Abb. 6.7 dargestellt.

Masseneintrag in die Straßenschlucht

In dieser Versuchsreihe wurden die Horizontal- und Vertikalkomponente (u, w) der Geschwindigkeit auf Höhe der Gebäudeoberkante ($z = H$) gemessen. Die Ergebnisse für die Basiskonfiguration für verschiedene Geschwindigkeiten V_{ref} sind in Abb. 6.8 dargestellt. Aus Symmetriegründen ist nur der Teil rechts des Strahlzentrums abgebildet.

Die Horizontalkomponente ist im Zentrum null und nimmt mit steigendem x/D bis zu einem Maximalwert von $u/V_{ref} = 0,91$ linear zu. Die Vertikalkomponente ist bis zu $x_n/D \approx 1,1 - 1,2$ negativ, d. h. in die Straßenschlucht gerichtet. Dieser Bereich wird im Folgenden als der Inflow-Bereich bezeichnet. Nimmt der Abstand weiter zu, wird w leicht positiv, was auf einen Volumenausstrag aus der Schlucht schließen lässt. Die Vertikalkomponente in diesem Abschnitt ist jedoch klein und die Strömung wird von der Horizontalkomponente dominiert. Dieser Bereich wird als Outflow bezeichnet. Die Grafik zeigt außerdem, dass die Strahlgeschwindigkeit V_{ref} keinen Einfluss auf die normalisierten Geschwindigkeiten hat.

Um den Volumeneintrag in die Schlucht zu quantifizieren, wird der normalisierte Volumeneintrag pro Breitereinheit q_{in} definiert:

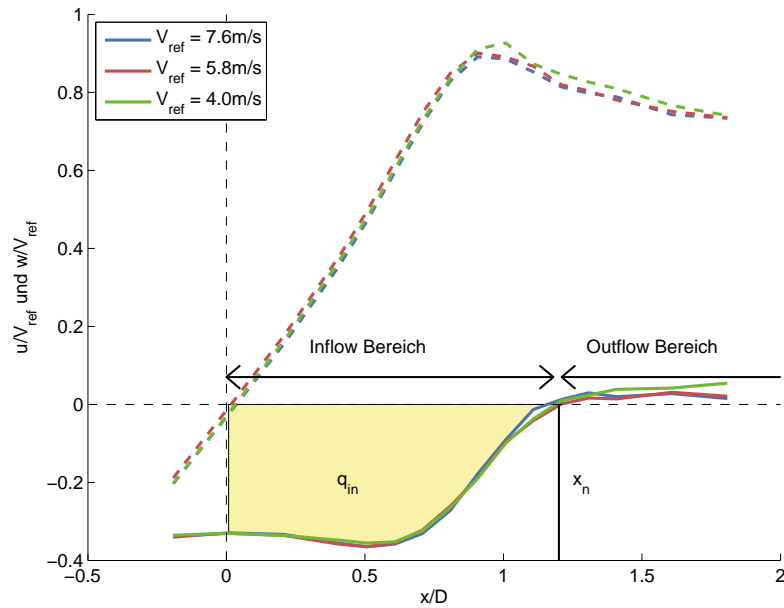


Abbildung 6.8: Geschwindigkeiten Basiskonfiguration an der Oberkante der Straßenschlucht ($z = H, y = 0$); durchgezogene Linie: Vertikalkomponente, gestrichelte Linie: Horizontalkomponente.

$$q_{in} = \int_0^{x_n} \frac{|w|}{V_{ref}} d\left(\frac{x}{D}\right) \quad (6.1)$$

q_{in} entspricht der gelben Fläche in Abb. 6.8.

Das Experiment wurde für verschiedene Kombinationen von D, H, B und V_{ref} wiederholt. Die Vertikalgeschwindigkeit im Zentrum ($x/D = 0$) für alle untersuchten Konfigurationen ist in Abb. 6.9a als Funktion von H/D gezeigt. Die unterschiedlichen Marker kennzeichnen unterschiedliche Verhältnisse von H/B . w/V_{ref} scheint eine leichte Abhängigkeit von H/B aufzuweisen. Diese liegt jedoch in der Größenordnung der Messgenauigkeit und wird daher nicht weiter untersucht. Da V_{ref} im untersuchten Bereich keinen Einfluss auf w/V_{ref} hat, wurde in der Darstellung keine Unterscheidung für V_{ref} getroffen. Eine auffällige Abhängigkeit kann jedoch für das Verhältnis H/D beobachtet werden. Die gemessenen, normalisierten Vertikalgeschwindigkeiten zeigen im untersuchten Bereich eine lineare Abhängigkeit. Dieselbe Beobachtung lässt sich für den normalisierten Volumeneintrag q_{in} machen, d. h. keine signifikante Abhängigkeit von H/B , aber ein linearer Anstieg mit steigendem H/D (vgl. Abb. 6.9b).

Diese Beobachtung lässt sich mit dem Überdruck, der sich im Auftreffbereich der Böe einstellt, erklären. Die Böe oder der auftreffende Luftstrahl verursachen einen Druckdom am Boden, mit einer horizontalen und vertikalen Ausdehnung proportional zu D (Scholtz und Trass, 1970; Proctor, 1989). Aufgrund dieses Druckpolsters am Boden wird die Vertikalgeschwindigkeit der fallenden Böe abgebremst, bis sie direkt am Boden den Wert null erreicht. Befindet sich nun

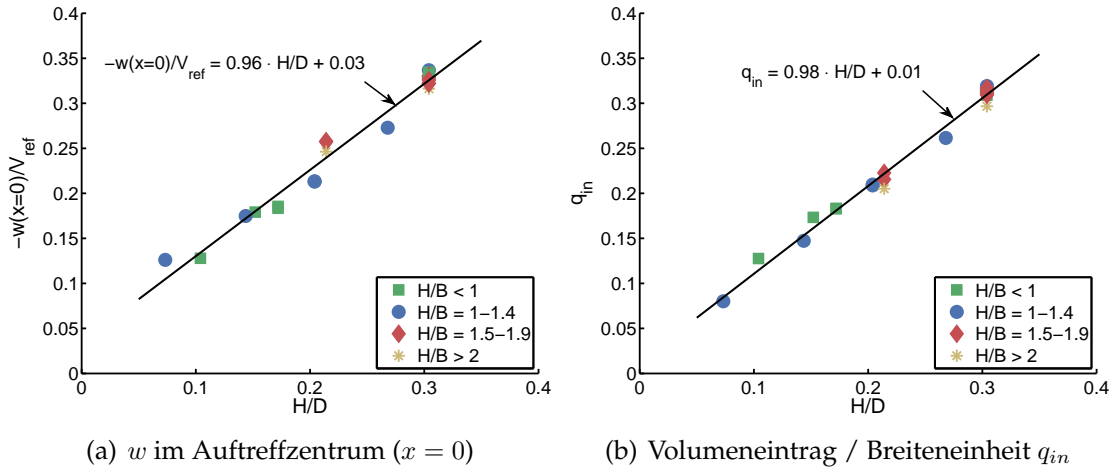


Abbildung 6.9: Vertikalgeschwindigkeiten und Volumenstrom an der Oberkante der Straßenschlucht; versch. Kombinationen von H , B , D , V_{ref} , in Mittelachse der Straße ($y = 0$) in Gebäudehöhe ($z = H$).

eine Straßenschlucht mit kleiner Höhe in diesem Auftreffbereich, hat sich die Vertikalgeschwindigkeit der Fallböe auf Gebäudehöhe H bereits stark reduziert. Ist das Verhältnis von H/D größer, also eine tiefe Straßenschlucht, ist die Vertikalgeschwindigkeit auf Gebäudehöhe H noch größer. Dieser Zusammenhang, also eine Zunahme von w/V_{ref} mit zunehmenden H/D führt dann auch zu einer Vergrößerung des Volumenstroms q_{in} .

Zusammen mit dem entstehenden Druckdom können die Vertikalgeschwindigkeiten zu Windlasten auf Gebäuden, insbesondere auf Dächern führen, die außerhalb der Normwerte liegen. Darauf wird in Kapitel 9 noch genauer eingegangen.

Bisher wurde der Volumeneintrag lediglich in der Mittelachse der Straßenschlucht betrachtet. Um den gesamten Volumenstrom in die Schlucht zu ermitteln, muss zusätzlich über die Breite integriert werden:

$$Q_{in} = \int_{-\frac{B}{2}}^{+\frac{B}{2}} q_{in} d\left(\frac{y}{D}\right) \quad (6.2)$$

Dabei stellt sich die Frage, ob q_{in} als konstant über die Breite angesehen werden kann, bzw. ob $q_{in} = f(y)$ für die unterschiedlichen betrachteten Konfigurationen die selbe Funktion beschreibt. Ist die Funktion $q_{in} = f(y)$ für die untersuchten Konfigurationen annähernd gleich, reicht es aus, den Wert in der Mitte $q_{in}(y = 0)$ für Vergleiche zu betrachten, wie oben bereits geschehen.

q_{in} wurde für vier Konfigurationen über die Straßenbreite gemessen. Aus technischen Gründen wurde hierfür allerdings nicht das Messvolumen, sondern das

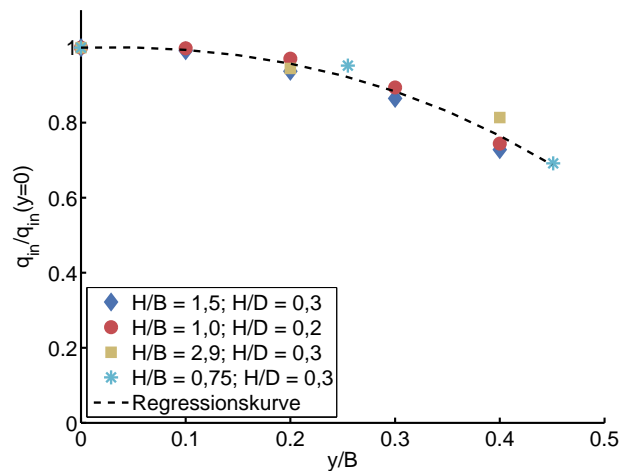


Abbildung 6.10: Änderung von q_{in} über die Straßenbreite versch. Konfigurationen und Regressionspolynom (3. Ordnung).

Straßenmodell in y -Richtung verschoben. Dies bedeutet, dass die simulierte Fallböe nun nicht mehr mittig, sondern leicht exzentrisch auf das Modell auftrifft. Die Verschiebung in y -Richtung war dabei gering (max. $0,16D$), sodass der Fehler als nicht relevant erachtet wird. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.10 dargestellt.

Der Verlauf von q_{in} über die Breite ist flach. Außerdem zeigen sich nur geringe Unterschiede zwischen den vier untersuchten Konfigurationen. Die Konfigurationen decken den gesamten Bereich H/B ab sowie einen Großteil des untersuchten Bereichs von H/D . Es ist daher davon auszugehen, dass sich die Funktion $q_{in} = f(y)$ für den Bereich der untersuchten Konfigurationen nur gering unterscheidet. Ein Vergleich der Werte in der Mittelachse ($y = 0$) erscheint daher als ausreichend.

Massenerhaltung

Im vorherigen Abschnitt wurde der Volumeneintrag in die Straße q_{in} betrachtet. Volumen wird bis zu Stelle x_n eingetragen. Für die hier betrachteten Fälle kann $\rho = \text{konst.}$ angenommen werden. Nach der Massenerhaltung gilt dann:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (6.3)$$

Unter der Annahme einer stationären und zweidimensionalen Strömung gilt weiterhin für das in Abb. 6.11a gezeigte Kontrollvolumen:

$$q_{in} = q_{sc} \quad (6.4)$$

mit

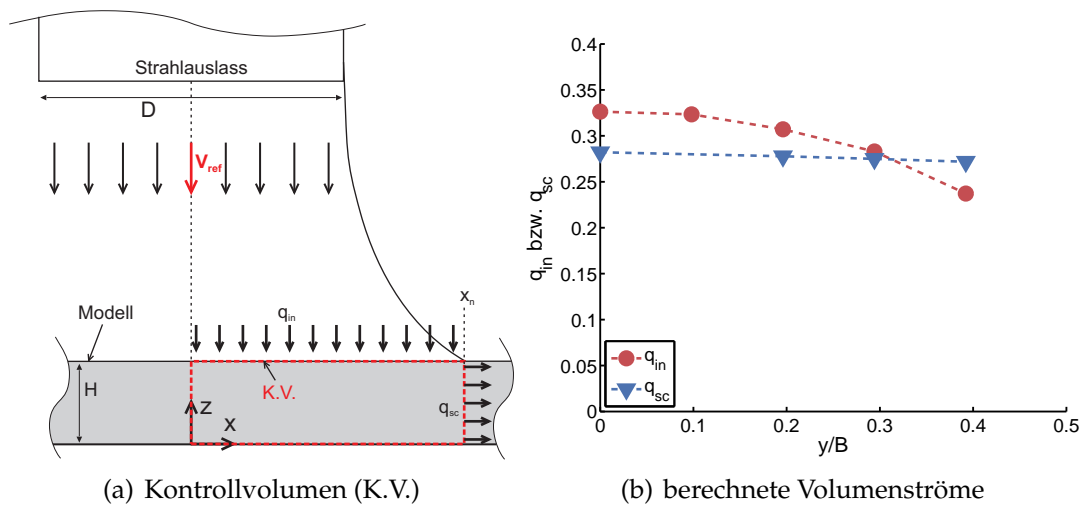


Abbildung 6.11: Vergleich der Volumenströme am Kontrollvolumen Basiskonfiguration, $x_n = 1,1D$.

$$q_{sc}(y) = \int_0^H \frac{u(y)}{V_{ref}} d\left(\frac{z}{D}\right) \quad (6.5)$$

Aufgrund der Symmetrie ist der horizontale Massenstrom bei $x = 0$ null. Die Auswertung für die Basiskonfiguration an der Stelle $y = 0$ zeigt allerdings, dass der Volumenstrom q_{sc} etwa 14 % kleiner ist als q_{in} . In Abb. 6.11b sind die Volumenströme an verschiedenen y -Positionen dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass es zu einer Umverteilung des Volumenstroms kommt, d. h. der Volumeneintrag ist in der Mittelachse am größten, innerhalb der Schlucht ist er jedoch konstant über die Breite verteilt. Als Grund hierfür wird der Überdruck im Zentrum angesehen, der für eine Beschleunigung der Luftmasse in der Straße sorgt. Diese Beschleunigung wirkt gleichermaßen über die gesamte Breite. Wandreibungseffekte machen sich auf der kurzen Beschleunigungsstrecke noch nicht bemerkbar.

Strömung innerhalb der Straßenschlucht

Um die Strömung innerhalb der Schlucht genauer zu untersuchen, wurden Geschwindigkeitsmessungen in der x - z -Ebene in der Mittelachse der Straße ($y = 0$) durchgeführt. Die Geschwindigkeitsprofile der beiden Komponenten u und w sind für die Basiskonfiguration in Abb. 6.12 dargestellt. Die Strömung wird bis zu einem Abstand von $x/D = 1,1$ stark beschleunigt. Dies stimmt mit dem Inflow-Bereich, der im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde, überein. In diesem Bereich ist die Horizontalgeschwindigkeit nahezu konstant über die Höhe. Erst mit größerem Abstand vom Zentrum bildet sich am Boden eine Grenzschicht aus. Außerdem entsteht im oberen Bereich der Schlucht durch die Interaktion mit der Umgebungsluft eine Scherschicht. Diese führt dort zu einer Reduktion der

6 Einzelner Downburst

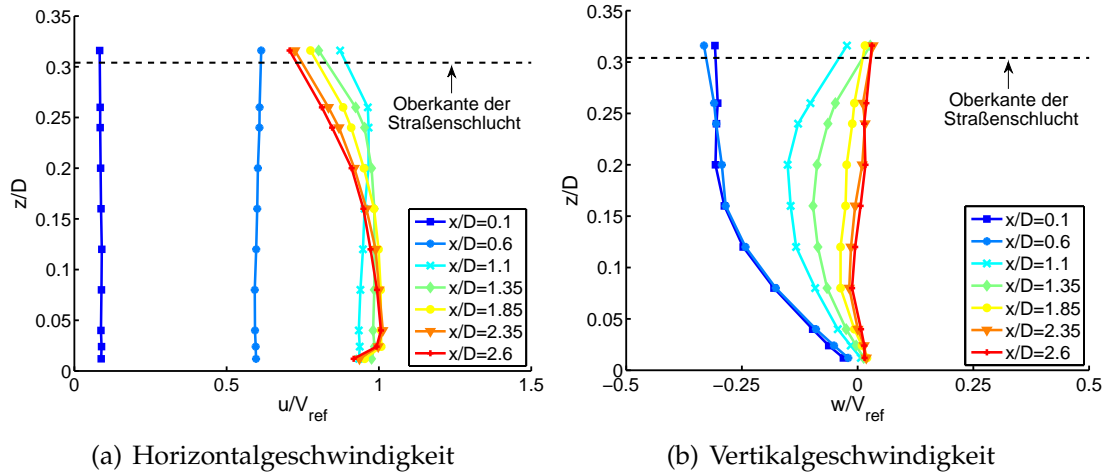


Abbildung 6.12: Geschwindigkeitsprofile in der Straßenschlucht Basiskonfiguration.

Horizontalgeschwindigkeiten. Die Maximalgeschwindigkeit $u_{max,tot}$ erreicht etwa den Wert der Vertikalgeschwindigkeit im Strahl V_{ref} . Diese Geschwindigkeit wird am Ende der Beschleunigungsstrecke bei $x/D = 1,1$ erreicht und bleibt für diese Konfiguration bis zum Ende der Messstrecke ($x/D = 2,6$) erhalten.

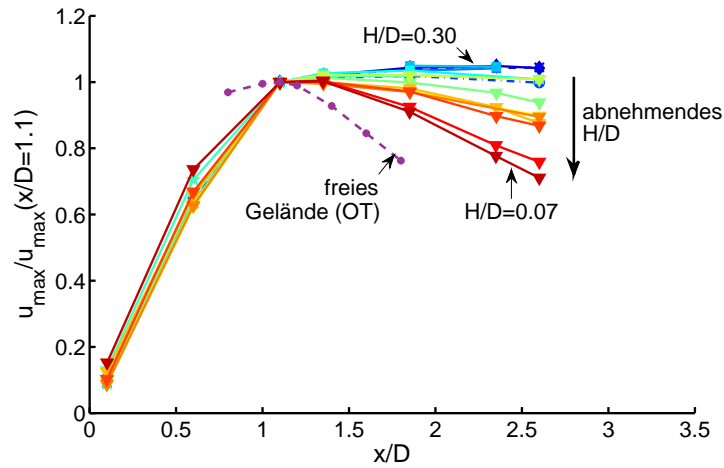
Vertikalgeschwindigkeiten w (s. Abb. 6.12b) sind im Zentrum am größten. An der Oberkante der Schlucht ist sie bei $x/D = 1,1$ etwa Null, wie im vorherigen Abschnitt bereits beschrieben. Innerhalb der Schlucht ist jedoch bis etwa $x/D = 1,35$ eine Vertikalkomponente zu beobachten.

In einem nächsten Schritt wurden die Geschwindigkeitsprofile für verschiedene Konfigurationen gemessen. Die maximale Horizontalgeschwindigkeit des gesamten Messfeldes $u_{max,tot}$ wurde jeweils bei $x/D = 1,1$ erreicht. Die Werte bewegten sich zwischen $0,95V_{ref}$ und $1,0V_{ref}$. Hinsichtlich dieser Maximalgeschwindigkeit gab es keine eindeutige Abhängigkeit von H/D oder H/B . Jeweils die Maximalgeschwindigkeiten u_{max} an jedem Profil sind in Abb. 6.13a gezeigt. Die Geschwindigkeiten nehmen für die verschiedenen Konfigurationen unterschiedlich schnell ab, wobei sie für die Basiskonfiguration ($H/D = 0,3$; blaue Kurve) am längsten erhalten bleiben.

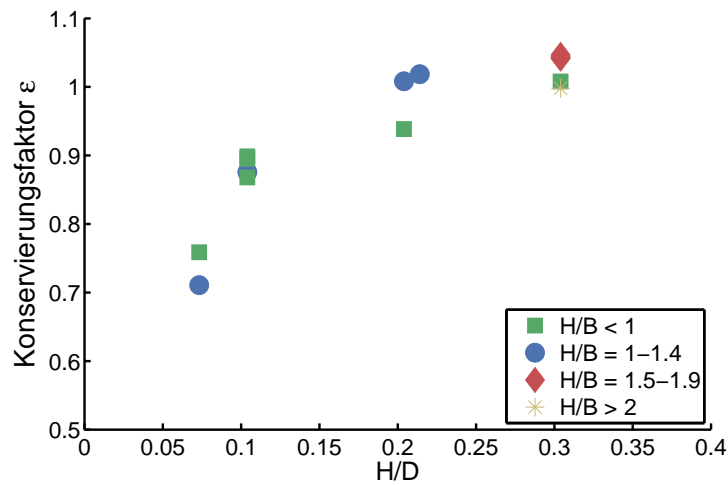
Um eine Maß für die Konservierung der hohen Geschwindigkeiten innerhalb der Schlucht zu erhalten wird ein Konservierungsfaktor ε eingeführt, der das Verhältnis der maximalen Horizontalgeschwindigkeit am Ende der Messstrecke im Vergleich zur Geschwindigkeit am Ende der Beschleunigungsstrecke angibt:

$$\varepsilon = \frac{u_{max}(x/D = 2,6)}{u_{max}(x/D = 1,1)} \quad (6.6)$$

Im Fall der Basiskonfiguration ist $\varepsilon = 1,0$.



(a) u_{max}



(b) Konservierungsfaktor

Abbildung 6.13: Entwicklung der Maximalgeschwindigkeit für versch. Konfigurationen, sowie auf freiem Gelände (OT).

Der Faktor ϵ für die untersuchten Konfigurationen ist in Abb. 6.13b als Funktion von H/D dargestellt. Die unterschiedlichen Marker stehen wieder für unterschiedliche Geometrien der Straßenschlucht H/B . Dieses Verhältnis hat keinen signifikanten Einfluss auf ϵ . Es zeigt sich jedoch dass, der Konservierungsfaktor deutlich von H/D , also von der Gebäudehöhe im Verhältnis zur Downburstgröße, abhängt. Anhand der Grafik wird ersichtlich, dass die Geschwindigkeiten umso schneller abnehmen, je größer der Downburst ist, zumindest in Bezug auf die normalisierten Strecken x/D . Es ist allerdings zu beachten, dass für größere D die absoluten Strecken x im betrachteten Bereich ($1,1 \leq x/D \leq 2,6$) natürlich auch größer sind.

Um den Grund für diese Beobachtung, also $\epsilon = f(H/D)$, genauer zu untersuchen, wird der Impulstransport betrachtet. Geht man von einem Koordinatensystem mit einer i - und j -Achse aus und betrachtet man ein Fluidelement mit einer

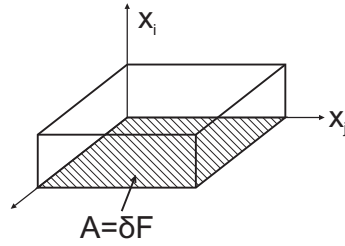


Abbildung 6.14: Impulseinträge infolge Strömung durch Fläche δF nach Durst (2006).

Fläche von δF orthogonal zur i -Richtung (s. Abb. 6.14), dann ist der Eintrag des j -Impulses in i -Richtung (Durst, 2006):

$$\dot{I}(t) = \rho u_i(t) u_j(t) \delta F \quad (6.7)$$

wobei ρ die Dichte und u_i und u_j die Geschwindigkeiten in i - und j -Richtung darstellen. Unter Annahme einer konstanten Dichte ist $u_i(t)u_j(t)$ ein Maß für den Impulstransport und $\overline{u_i(t)u_j(t)}$ für den mittleren Impulstransport. Führt man nun die Reynolds-Dekomposition ein, bei der die Geschwindigkeit zu einem Zeitschritt t beschrieben werden kann durch ein zeitliches Mittel sowie einen Fluktuationsanteil, also $u(t) = \bar{u} + u'(t)$, erhält man eine Zerlegung des mittleren Impulstransports in einen Teil $\overline{u_i u_j}$, der mit der mittleren Geschwindigkeit transportiert wird, und einen turbulenten Anteil $\overline{u'_i(t)u'_j(t)}$. Um den Impulstransport in die und aus der Straßenschlucht zu untersuchen, werden nur die vertikalen Anteile betrachtet. Dies führt unter Verwendung des Koordinatensystems in Abb. 6.6 zu den folgenden vier Komponenten: \overline{uw} , $\overline{w^2}$, $\overline{u'w'}$ und $\overline{w'^2}$. Jede der vier Komponenten wurde für die Basiskonfiguration berechnet und mit V_{ref}^2 normalisiert (s. Abb. 6.15). Zu beachten ist die unterschiedliche Skalierung der Farbskala für die turbulenten Anteile. Bei $\overline{w^2}$ und $\overline{w'^2}$ wurde das Vorzeichen beibehalten. Die schwarze, durchgezogene Linie ist die Nulllinie. Der Hauptanteil eines möglichen Messfehlers ist für diese Untersuchung eine mögliche, unbeabsichtigte Rotation der LDA-Sonde um die y -Achse. Diese mögliche Verdrehung hat Einfluss auf die Lage der Nulllinie in Abb. 6.15a und b, da u in diesem Bereich sehr viel größer ist als w . Daher sind in den Abbildungen die Nulllinien für eine mögliche Verdrehung von $\pm 1^\circ$ als gestrichelte Linien eingezeichnet.

Da \bar{u} im gesamten Messfeld positiv ist, ist der Impulstransport nach oben gerichtet, wenn \overline{uw} positiv ist. Im linken Teil der Grafiken, dem Inflow-Bereich, kann man sehen, dass Impuls in die Straße transportiert wird. Für $x/D > 1,1$ ist der Impulstransport am oberen Rand der Schlucht nach oben gerichtet. Diese Aussage lässt sich bereits anhand der Auswertung des Inflows in Abschnitt 6.3.1 treffen. Innerhalb der Straßenschlucht ist jedoch immer noch ein großer Teil des Impulstransportes nach unten gerichtet. Außerhalb des Inflow-Bereichs ist die Strömung nahezu horizontal und eine Scherschicht entsteht an der Oberseite der Schlucht. Diese Entwicklung lässt sich anhand der turbulenten Anteile erkennen

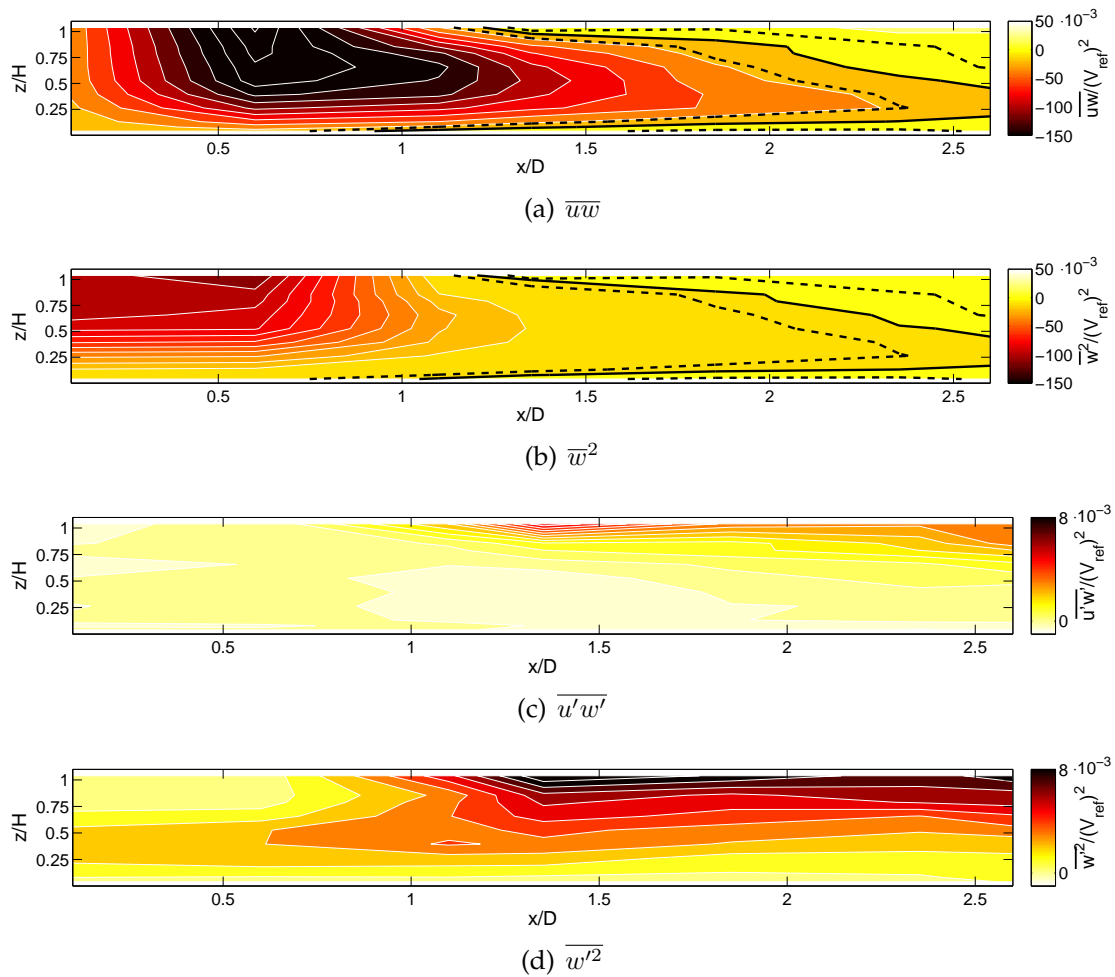


Abbildung 6.15: Anteile vertikaler Impulstransport, Basiskonfiguration.
 schwarze, durchgezogene Linie: Nulllinie; schwarze, gestrichelte Linie: Nulllinie
 bei einer mögl. Verdrehung der Sonde um $\pm 1^\circ$.

6 Einzelner Downburst

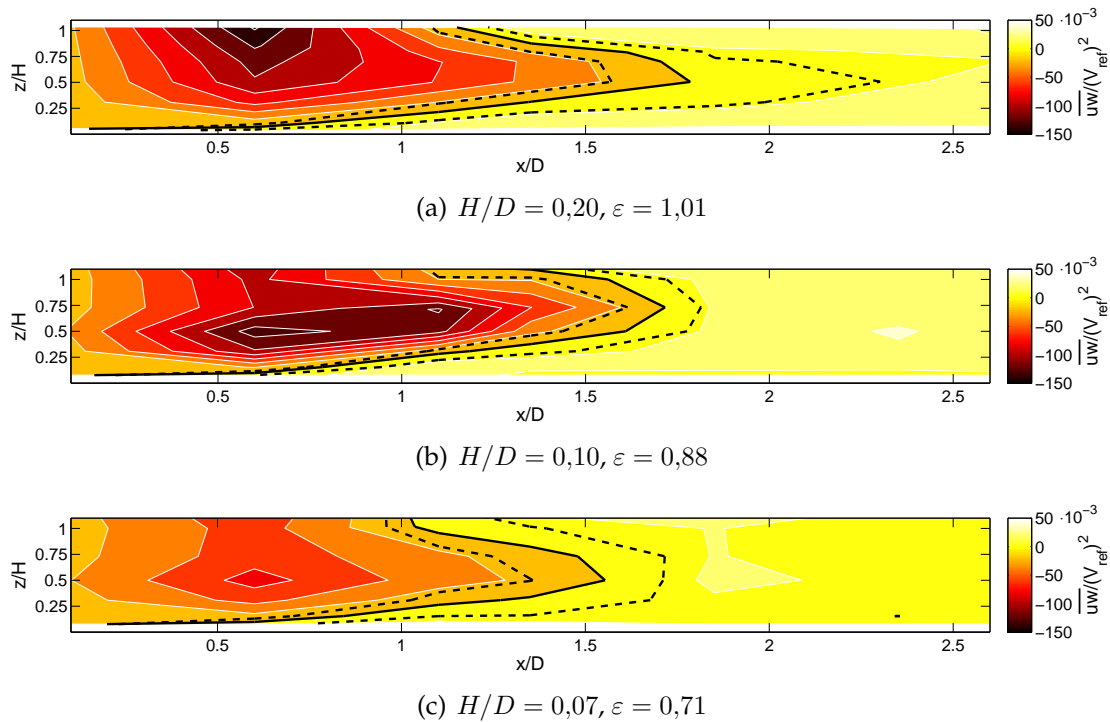


Abbildung 6.16: Vertikaler Impulstransport \overline{uw} , $H/B = konst.$ wie Abb. 6.15a für drei verschiedene Konfigurationen, $H/B = 1,0$.

(s. Abb. 6.15c und d). Vergleicht man die vier Anteile quantitativ, stellt man fest, dass der Hauptteil des vertikalen Impulstransportes von der mittleren Strömung verursacht wird.

Um einen möglichen Zusammenhang zwischen der Konservierung der Geschwindigkeiten und den Geometrieverhältnissen zu ermitteln, wurde der Hauptanteil des vertikalen Impulstransports \overline{uw}/V_{ref}^2 für weitere Konfigurationen bestimmt. In Abb. 6.16 ist \overline{uw}/V_{ref}^2 für drei verschiedene Konfigurationen mit konstantem H/B -Verhältnis dargestellt. Es zeigt sich, dass die Nulllinie in allen drei Fällen ähnlich verläuft. Der Betrag \overline{uw}/V_{ref}^2 an der Oberkante der Schlucht nimmt jedoch mit abnehmendem H/D ab. Es wird also weniger Impuls in die Straße transportiert. Dies liegt daran, dass die Vertikalkomponente, wie bereits gezeigt, ebenfalls mit H/D abnimmt. Die Horizontalkomponente ist an dieser Stelle jedoch für alle Fälle in der selben Größenordnung. Betrachtet man nun Konfigurationen, in denen das Verhältnis H/B variiert (Abb. 6.17), stellt man fest, dass die Magnitude des in die Straße gerichteten Impulstransports in beiden Fällen in der selben Größenordnung liegt. Die Fläche, in der \overline{uw} negativ ist, hängt allerdings deutlich von H/B ab.

Je nach Geometrie der Straßenschlucht, also H/B , wird die Strömung früher oder später umgelenkt, d. h. die Nulllinie liegt weiter links oder rechts. Diese Beobachtung kann jedoch nicht für die Konservierung der hohen Geschwindigkeiten verantwortlich sein, da ϵ , wie bereits gezeigt, kaum von H/B abhängt.

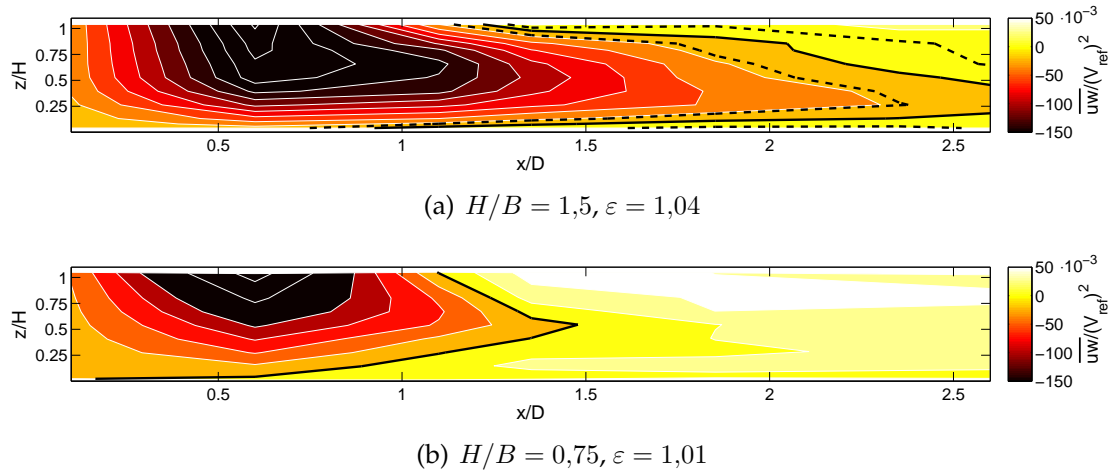


Abbildung 6.17: Vertikaler Impulstransport \overline{uw} , $H/D = konst.$ wie Abb. 6.15a für zwei verschiedene Konfigurationen, $H/D = 0,30$.

Stattdessen scheint ein Zusammenhang zwischen der Magnitude des in die Straße gerichteten Impulstransports und ε zu bestehen. An der Stelle $x/D = 1,1$, wo die größten Geschwindigkeiten auftreten, ist die Geschwindigkeit in allen Konfigurationen $0,95V_{ref} - 1,0V_{ref}$ und über die Höhe H konstant. Der horizontale Impulsfluss in der Straße ist demnach etwa proportional zu H . Anhand Abb. 6.16 lässt sich erkennen, dass der nach oben gerichtete Impulsfluss \overline{uw} in allen drei Fällen in der selben Größenordnung liegt. In kleinen Straßenschluchten wird der Impuls demnach im Verhältnis zum gesamten Impulsfluss in der Straße schneller ausgetragen.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass sich Aussagen wie „eine schnellere Abnahme der Geschwindigkeiten“ auf mit D normalisierte Strecken beziehen. Würde H zur Normalisierung verwendet, würde auch in kleinen Straßen die Geschwindigkeit „länger“ erhalten bleiben. Es wird jedoch darauf hingewiesen, dass sich die Beschleunigungsstrecke ($x/D \leq 1,1$) und die dort gemessenen Geschwindigkeiten in Abb. 6.13a sehr gut mit D skalieren.

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben spielt der Turbulenzgrad im Hinblick auf Ablösungsprozesse und das Wiederanlegen der Strömung um Gebäude eine wichtige Rolle. Die Profile der Turbulenzintensität $I_u = \sigma_u/\overline{u}$ sind für die Basiskonfiguration in Abb. 6.18a gezeigt.

Nur die Profile bei $x/D = 0,6$ haben im unteren Bereich höhere Werte als im oberen. Die Ursache ist vermutlich das Abbremsen der (vertikalen) Strömung bzw. das Umlenken der Strömung im bodennahen Bereich. In anderen Konfigurationen kann ein ähnliches Verhalten beobachtet werden. Dieses ist jedoch weniger stark ausgeprägt als bei der Basiskonfiguration. Im Outflow-Bereich ($x/D \geq 1,1$) nimmt die Turbulenzintensität allmählich zu. Im bodennahen bzw. oberen Bereich der Schlucht bildet sich eine Grenz- bzw. Scherschicht mit erhöhter Turbulenzintensität aus. Dies führt dazu, dass dazwischen, also in etwa $1/3 - 1/2$

6 Einzelner Downburst

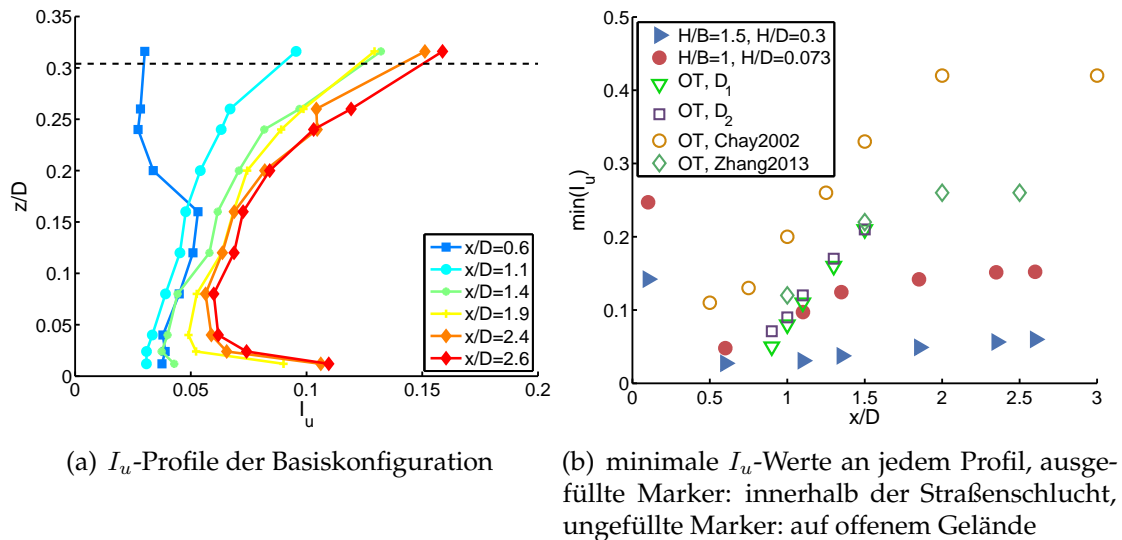


Abbildung 6.18: Turbulenzintensität I_u innerhalb der Straßenschlucht.

der Straßenhöhe, Minimalwerte auftreten. Wie bereits gezeigt wurde, bleiben die maximalen Geschwindigkeiten im Fall der Basiskonfiguration innerhalb von $1,1 \leq x/D \leq 2,6$ erhalten. Der Anstieg in I_u ist also nicht durch eine Änderung der mittleren Geschwindigkeit sondern lediglich durch eine allmähliche Entwicklung der Turbulenz zu begründen. Als Hauptursache für die Entwicklung der Turbulenz wird die entstehende Scherschicht bzw. die Interaktion mit der oberhalb der Straße verlaufenden Strömung angesehen.

Um die Entwicklung der Turbulenz mit zunehmender Distanz vom Auftreffzentrum darzustellen, sind die Minimalwerte von I_u für jedes Profil in Abb. 6.18b abgebildet. Die Basiskonfiguration (blaue Dreiecke) hat die niedrigsten Turbulenzintensitäten im Vergleich zu den anderen untersuchten Konfigurationen. Sowohl H/D als auch H/B haben einen Einfluss auf den Turbulenzgrad. In Abb. 6.18b sind, um die Bandbreite zu zeigen, jedoch nur die beiden Konfigurationen mit den niedrigsten (blaue Dreiecke) und den höchsten Turbulenzintensitäten (rote Punkte, $H/D = 0,07$, $H/B = 1,0$) gezeigt. Zum Vergleich sind außerdem Werte aus Studien ohne Modell, also für die Ausbreitung auf offenem Gelände (OT) dargestellt (unausgefüllte Marker). Die Werte, die mit D_1 und D_2 bezeichnet sind, sind Experimente, die mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Versuchsaufbau für jeweils beide Strahldurchmesser durchgeführt wurden. Diese Werte haben eine gute Übereinstimmung mit den Werten aus Zhang et al. (2013b). Beide Arbeiten weisen eine ähnliche Turbulenzintensität im ankommenden Strahl auf ($\approx 1\%$). Für die Messungen von Chay und Letchford (2002) lässt sich ein ähnlicher Trend beobachten, allerdings sind die Werte dort etwa doppelt so groß. In diesem Fall hatte der ankommende Luftstrahl eine Turbulenzintensität von etwa 4%. Dies lässt vermuten, dass die Randbedingungen, also in diesem Fall die ursprüngliche Turbulenz des Wandstrahls, bereits einen Einfluss auf die zu beobachtenden

Werte im Outflow haben.

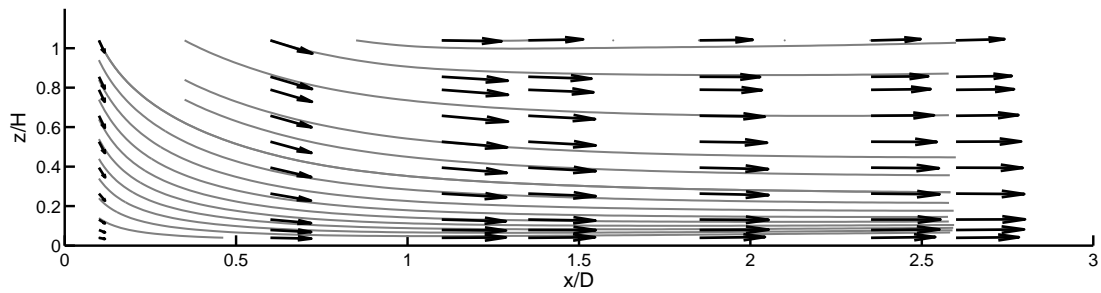
Aus dem Vergleich von I_u wird deutlich, dass die Turbulenzintensität innerhalb der Straßenschlucht deutlich geringer ist als in offenem Gelände. Innerhalb der Schlucht wird die Strömung geleitet und eine seitliche Ausdehnung wird durch die Gebäude verhindert. Außerdem nehmen die Geschwindigkeiten innerhalb der Straße nicht bzw. weniger schnell ab als auf offenem Gelände. Die Kurven in Abb. 6.18b sind daher innerhalb der Straßenschlucht flacher. Es ist jedoch zu beachten, dass die Betrachtung einer einzelnen Straßenschlucht ein sehr idealisierter Fall ist. In realen Städten werden die Straßenzüge von Kreuzungen, Plätzen usw. unterbrochen, was zu einer Erhöhung der Turbulenz führen wird. Dies wird in Abschnitt 6.5 genauer betrachtet.

Sekundärströmung

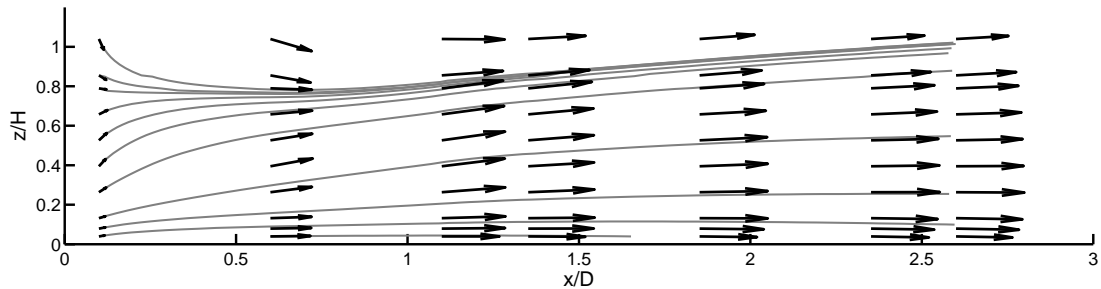
Bisher wurde die Strömung lediglich in der Mittelachse der Straßenschlucht untersucht. In Abb. 6.19 sind die Stromlinien für die Basiskonfiguration in zwei Ebenen dargestellt: Eine in der Mittelachse der Straßenschlucht und eine in der wandnahen Region. Wie bereits gezeigt wurde, tritt die Strömung in der Mittelachse ($y/B = 0$) im Bereich $0 \leq x/D \leq 1,1 - 1,2$ in die Straßenschlucht ein, wird innerhalb der Schlucht durch den Boden abgelenkt und breitet sich dann als nahezu horizontaler Outflow mit einer schwachen nach oben gerichteten Komponente aus. In der Nähe der Wand wird die Strömung früher, bereits für $x/D \leq 1,1$, umgelenkt (s. Abb. 6.19b). Im Outflow ist die nach oben gerichtete Vertikalkomponente an der Wand deutlich stärker als in der Mitte der Straße. Unter Berücksichtigung der Massenerhaltung lässt dies auf eine Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den abgebildeten Ebenen in y -Richtung schließen, die zu einem Volumentransport von der Mittelachse in Richtung Wand führt. Es herrscht demnach keine rein zweidimensionale Strömung vor, wie man zunächst vermuten könnte.

Abb. 6.20 zeigt das mittlere Geschwindigkeitsfeld sowie die normalisierte Vorticity $\omega_{x,n}$ (s. Gleichung (2.5), n : normalisiert) in drei y - z -Ebenen – eine im Inflow-Bereich, zwei im Outflow-Bereich. Aus Symmetriegründen ist jeweils nur die rechte Seite des Geschwindigkeitsfelds dargestellt. Zum Vergleich der Größenordnungen ist ebenfalls die Magnitude der Hauptkomponente u an der jeweiligen Stelle x/D abgebildet. In allen drei Abbildungen lässt sich eine entgegen dem Uhrzeigersinn drehende Rotation erkennen. Die Strömung ist demnach entlang der Wand nach oben gerichtet. Die Stärke der Vorticity nimmt mit zunehmendem Abstand x vom Zentrum ab. Die Rotation schwächt sich also ab. Die Sekundärströmung wird im Inflow-Bereich erzeugt. Die in diesem Bereich starke Vertikalkomponente wird hierfür als treibende Kraft angesehen. Da dieser Antrieb im Outflow-Bereich fehlt, verschwindet die Sekundärströmung allmählich. Zu beachten ist jedoch, dass die Komponente u parallel zur Straßenschlucht die Strömung dominiert und die Sekundärströmung insbesondere im Outflow-Bereich verhältnismäßig schwach ist.

6 Einzelner Downburst

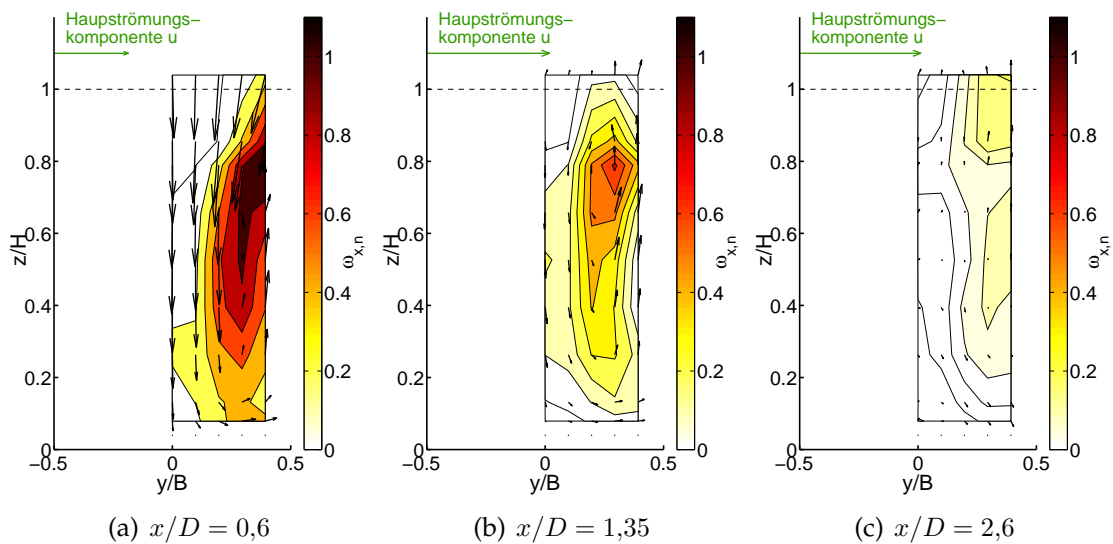


(a) in der Mittelachse der Straßenschlucht ($y/B = 0$)



(b) nahe der Wand ($y/B = 0,4$)

Abbildung 6.19: Vektorfelder und Stromlinien in der Straßenschlucht in versch. x - z -Ebenen; Basiskonfiguration.



(a) $x/D = 0,6$

(b) $x/D = 1,35$

(c) $x/D = 2,6$

Abbildung 6.20: Sekundärströmung in der Straßenschlucht in der y - z -Ebene mit normalisierter Vorticity $\omega_{x,n}$; ebenso abgebildet die Geschwindigkeitsmagnitude von u in Hauptrichtung.

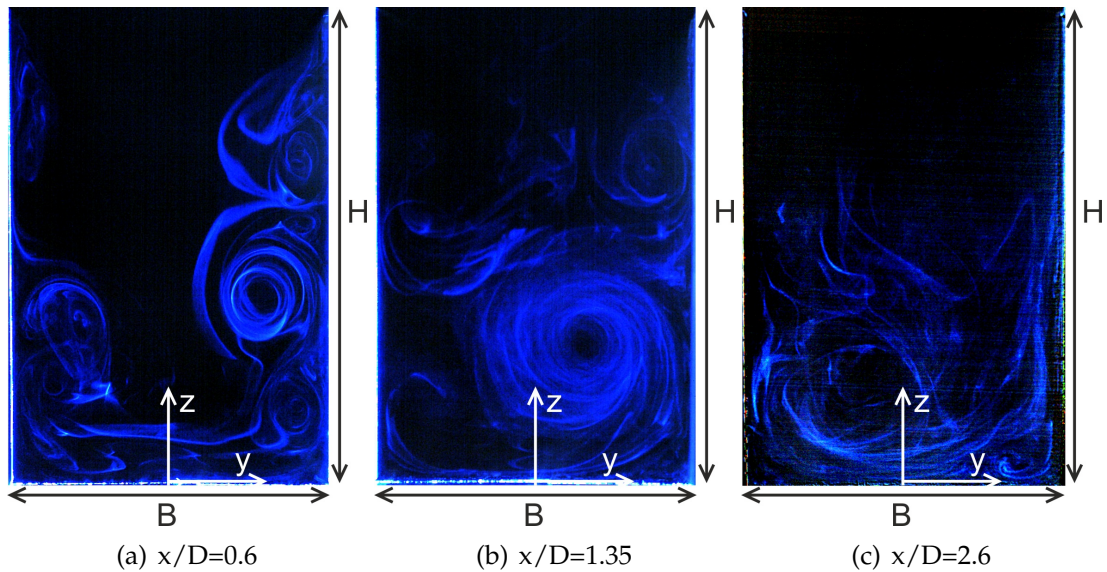


Abbildung 6.21: Visualisierung instantaner Strömungsfelder in der Straßenschlucht in verschiedenen y - z -Ebenen für die Basiskonfiguration.

Die beschriebenen Beobachtungen beziehen sich jedoch auf die mittlere Strömung. Zusätzliche Visualisierungen des instantanen Strömungsfeldes zeigen mehrere, übereinander liegende Wirbel (s. Abb. 6.21). Für die hier beschriebene Basiskonfiguration mit einem Verhältnis von $H/B = 1,5$ sind auf jeder Wandseite meist drei bis vier Wirbel zu beobachten. Zu keinem Zeitpunkt kann ein einzelner Wirbel, der sich über die gesamte Straßenhöhe erstreckt, beobachtet werden, wie es sich im zeitlich gemittelten Strömungsfeld darstellt. Die instantanen Wirbel wachsen mit zunehmendem x an und verschwinden allmählich. Dies unterstützt die Vermutung, dass sie durch die Vertikalkomponente im Inflow-Bereich generiert werden.

Zwei Prozesse sind als Grund für die Entstehung der Wirbel denkbar. Zum einen können durch Ablöseprozesse an der oberen Kante der Straßenschlucht Wirbel entstehen, die sich dann entlang der Seitenwand nach unten ausbreiten. Zum anderen wird die Strömung durch den Boden nicht nur parallel zur Straßenschlucht abgelenkt (also in x -Richtung), sondern auch teilweise zur Seite in y -Richtung, was dann an den seitlichen Wänden ein Aufrollen der Strömung verursacht. Da die mittlere Geschwindigkeit an der Wand nach oben zeigt, ist es wahrscheinlicher, dass die Wirbel in Bodennähe entstehen und dann nach oben wandern. Anhand der Visualisierungen lässt sich allerdings weder die Rotationsrichtung der Wirbel, noch die Fortbewegungsrichtung (entlang der Wand nach oben oder unten) eindeutig feststellen.

Die Geometrie der Straße hat ebenfalls einen Einfluss auf die entstehenden Strukturen. In Abb. 6.22 sind Visualisierungen im Inflow-Bereich ($x/D = 0,6$) für verschiedene Straßenhöhen gezeigt. Für die Basiskonfiguration lassen sich die bereits beschriebenen drei bis vier übereinander liegenden Wirbel erkennen. Im

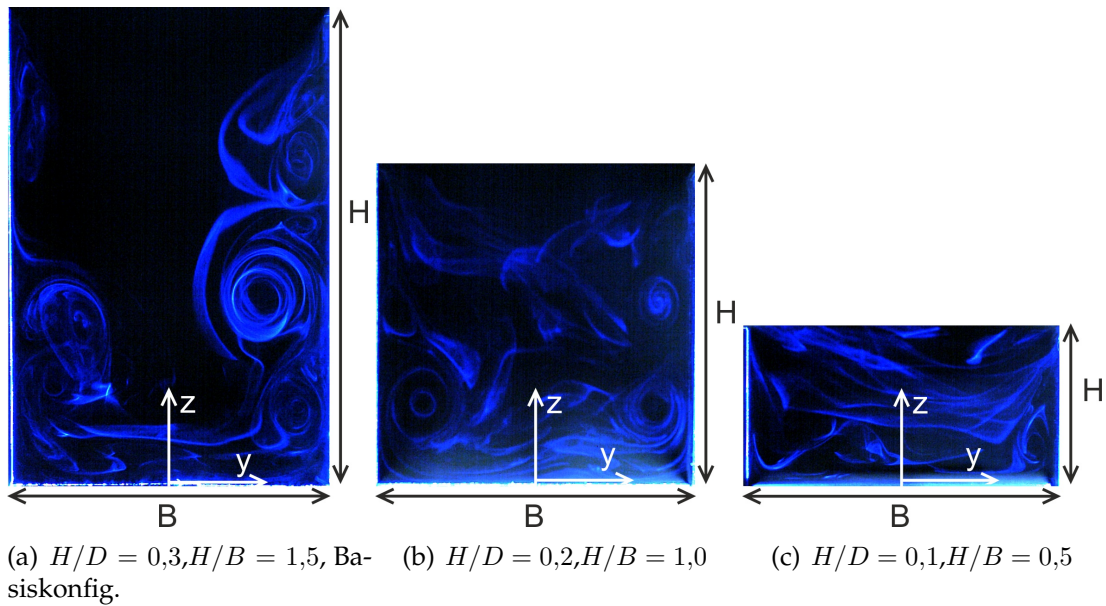


Abbildung 6.22: Visualisierungen instantaner Strömungsfelder in der Straßenschlucht bei $x/D = 0,6$ für verschiedene Geometrien.

Fall $H/B = 1,0$ sind meist zwei Wirbel pro Seite zu beobachten. Im letzten Fall ($H/B = 0,5$) sind meist keine Wirbelstrukturen vorhanden. Lediglich in den Ecken sind in manchen Zeitschritten Wirbel zu erkennen.

Die Vertikalkomponente wird als Hauptursache für die entstehenden Sekundärströmungen angesehen. Wie oben beschrieben, hängt die Magnitude der Vertikalkomponente stark vom Verhältnis H/D ab; je kleiner H/D , desto geringer die Vertikalkomponente der Strömung beim Eintritt in die Straßenschlucht. Die Basis-Konfiguration weist das größte H/D der in dieser Arbeit untersuchten Konfigurationen auf und besitzt somit auch die stärkste Vertikalkomponente. Die Sekundärströmungen der anderen Konfigurationen fallen daher vermutlich schwächer aus. Diese Vermutung wird durch die Tatsache gestärkt, dass die Geschwindigkeitskomponente v im Fall $H/D = 0,1$ (Abb. 6.22c) schwächer ist als im Fall $H/D = 0,3$ (Abb. 6.22a, Geschwindigkeiten hier nicht gezeigt). Es ist demnach anzunehmen, dass bei großen Downbursts die Sekundärströmung nur eine untergeordnete Rolle spielt. Aus diesem Grund und aufgrund der begrenzten Zugänglichkeit bei kleineren Straßenschluchten, wird die Sekundärströmung in dieser Arbeit nicht detaillierter untersucht.

6.3.2 Druckmessungen

Um die Belastungen auf die anliegenden Häuser beim Auftreffen einer Fallböe abschätzen zu können, wurden Druckmessungen entlang der Fassade in der Straßenschlucht durchgeführt. Ein Teil des Straßenschluchtmodells wurde hierfür durch ein Messmodul ersetzt, das mit 63 Druckanbohrungen versehen ist (s.

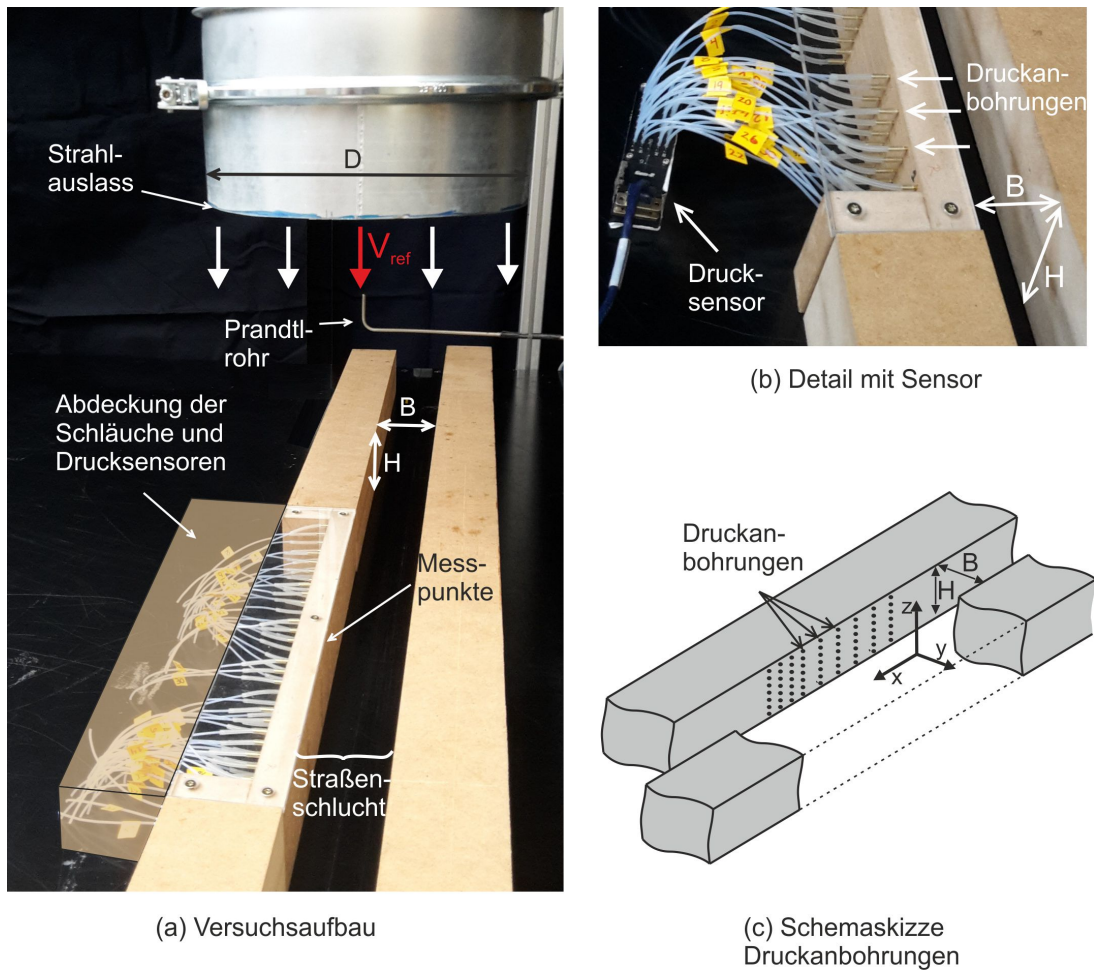


Abbildung 6.23: Messmodul für Druckmessungen
 Fassade der Straßenschlucht ist mit 63 Druckbohrungen versehen.

Abb. 6.23). Die Anbohrungen sind auf 9 Spalten und 7 Reihen verteilt. Als Referenzdruck wurde der statische Druck des Prandtlrohrs verwendet. Während der Messungen wurden die Druckschläuche sowie die Drucksensoren abgedeckt, um eine direkte Beeinflussung durch die Strömung (etwa Flattern der Schläuche) zu vermeiden. Gemessen wurde mit einer Frequenz von 1 000 Hz. Die stationären Experimente wurden über eine Dauer von 10 s aufgezeichnet. Die Konvergenz der untersuchten statistischen Größen wurde vorab sichergestellt. Eine genauere Beschreibung des Messsystems befindet sich in Abschnitt 3.2.

Zum Vergleich des mittleren Drucks wurde der c_p -Wert verwendet, der wie folgt definiert ist:

$$c_p = \frac{\bar{p}}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} \quad (6.8)$$

Dabei ist V_{ref} die Strahlgeschwindigkeit, ρ die Luftdichte und \bar{p} der mittlere Druck am jeweiligen Messpunkt (als Differenz zum Umgebungsdruck).

Als weitere Größe wurden die Druckschwankungen, definiert als Standardabwei-

chung der Druckmessung σ normalisiert mit dem Referenzdruck p_{ref} , betrachtet.

$$\frac{\sigma}{p_{ref}} = \frac{\sigma}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} \quad (6.9)$$

Basiskonfiguration

Das mittlere Druckfeld sowie die Druckschwankungen der Basiskonfiguration mit $V_{ref} = 6,2$ m/s sind in Abb. 6.24 dargestellt. Die schwarzen Punkte markieren die Druckanbohrungen. Wie erwartet ist der Druck im Zentrum des Strahls in Bodennähe am höchsten. Die c_p -Werte nehmen mit Abstand vom Zentrum und mit der Höhe ab. Dies entspricht der Vorstellung eines Druckdoms, der sich im Auftreffbereich der Böe einstellt. Eine Änderung der Steigung der Druckbeiwerte lässt sich im oberen Bereich bei $z/H \approx 0,75$ erkennen, so dass Minimalwerte etwas unterhalb der Schluchtoberkante auftreten. Die ist möglicherweise das Resultat von Ablöseprozessen an der Gebäudeoberkante. Diese Vermutung wird durch die Verteilung der Fluktuationen gestützt (s. Abb. 6.24b). Hier befindet sich unterhalb der Oberkante ein lokales Maximum im Inflow-Bereich. Dieser Sachverhalt ist jedoch für die gezeigte Basiskonfiguration am deutlichsten ausgeprägt. Bei allen anderen untersuchten Konfigurationen ist dieser Effekt schwächer.

Im Outflow-Bereich nehmen die Fluktuationen zu, insbesondere im oberen Bereich, wo ein Austausch mit der Umgebungsluft stattfindet und sich eine Scherschicht entwickelt. Im unteren Teil der Schlucht werden die Fluktuationen durch die Nähe des Bodens gedämpft. Die mittleren Druckbeiwerte im Outflow-Bereich sind zwar klein, aufgrund der starken Schwankungen kann es dort aber vorübergehend zu Extremwerten kommen.

Variation der Strahl- bzw. Böengeschwindigkeit

Die größten Druckbeiwerte sind demnach an der untersten Messreihe zu beobachten. In Abb. 6.25a ist der Verlauf des c_p -Wertes für den Basisfall an der untersten Messreihe für verschiedene Geschwindigkeiten dargestellt. Ebenfalls gezeigt ist eine Kurve, die von Druckmessungen auf der Bodenplatte bei freier Ausbreitung des Strahls, also ohne Modell, herrührt (Sengupta und Sarkar, 2008). Im Zentrum, bei $x/D = 0$, werden in beiden Fällen Werte von $c_p \approx 1$ erreicht. Innerhalb der Straße nimmt der Wert zunächst stärker ab, wobei angemerkt werden sollte, dass die Messungen innerhalb der Straße in einer Höhe von $z/D = 0,02$ aufgezeichnet wurden und direkt am Boden leicht höhere Werte zu erwarten sind. Ein weiterer Unterschied können zusätzliche Reibungseffekte innerhalb der Straßenschlucht im Vergleich zum offenen Gelände sein. Eine Aufweitung des Druckdoms ist deutlich erkennbar. Bei freier Ausbreitung ist bei etwa $x/D = 1$

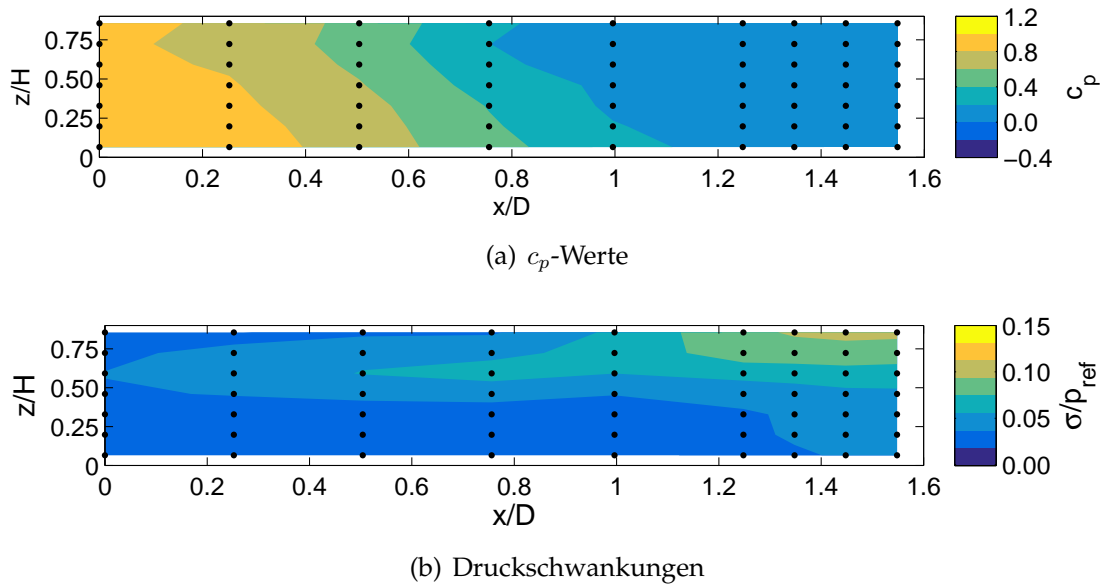


Abbildung 6.24: Druckmessungen, Basiskonfiguration
 $H/D = 0,3$, $H/B = 1,5$, $V_{ref} = 6,2$ m/s; Punkte markieren Druckanbohrungen.

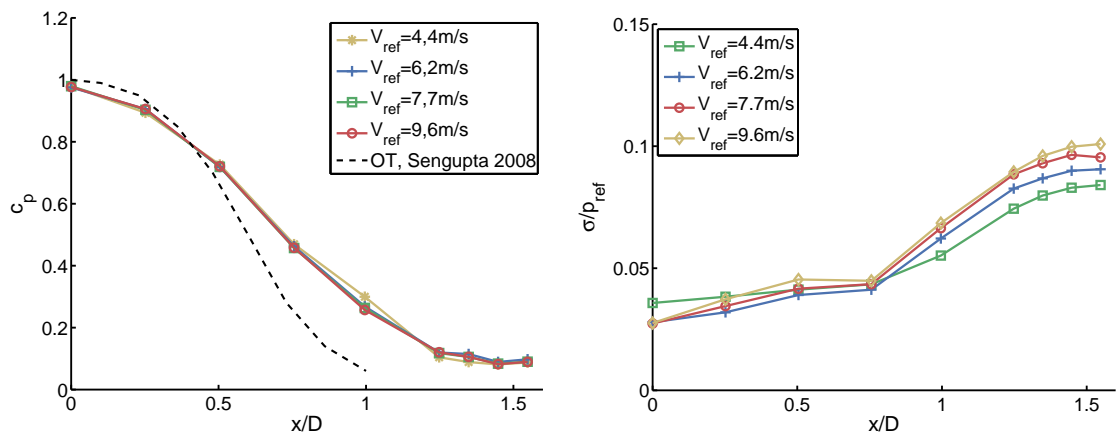
kein Überdruck mehr messbar, was in diesen Messungen der Stelle der maximalen horizontalen Geschwindigkeit entspricht (Sengupta und Sarkar, 2008). Innerhalb der Straße geht der c_p -Wert erst bei $x/D = 1,2$ auf etwa null zurück, was mit dem Inflow-Bereich korreliert. Diese Aufweitung ist allerdings abhängig von H/D . Für kleinere H/D wird dieser Effekt schwächer, was weiter unten gezeigt wird. Wie aus Abb. 6.25a ebenfalls ersichtlich ist, ergibt Variation der Referenzgeschwindigkeit keine signifikanten Unterschiede der mittleren c_p -Werte.

Die größten Druckschwankungen treten an der oberen Messreihe auf. Diese sind für die Basiskonfiguration und verschiedene Geschwindigkeiten in Abb. 6.25b gezeigt. Wie bereits beschrieben, sind die Fluktuationen im Zentrum gering; ab etwa $x/D \geq 1,0$ nehmen sie deutlich zu. Im Outflow-Bereich lässt sich eine leichte Zunahme der Fluktuationen mit Zunahme der Referenzgeschwindigkeit erkennen. Die Unterschiede sind jedoch gering; maximale Abweichungen liegen bei zwei Prozentpunkten. Bei analoger Berechnung der Druckschwankungen ergeben sich bereits im ankommenden Strahl Unterschiede von zwei Prozentpunkten zwischen den verschiedenen V_{ref} . Die in Abb. 6.25b gezeigten Unterschiede sind daher vermutlich auf die leichte Variation der Randbedingungen im ankommenden Strahl zurückzuführen. Bereits die Beobachtungen in Abschnitt 6.3.1 deuten auf einen solchen Zusammenhang hin.

Variation der Straßenbreite

In einem nächsten Schritt wurde die Straßenbreite variiert. Entsprechend der vorherigen Abbildung sind in Abb. 6.26a die mittleren c_p -Werte für die untersuchten

6 Einzelner Downburst



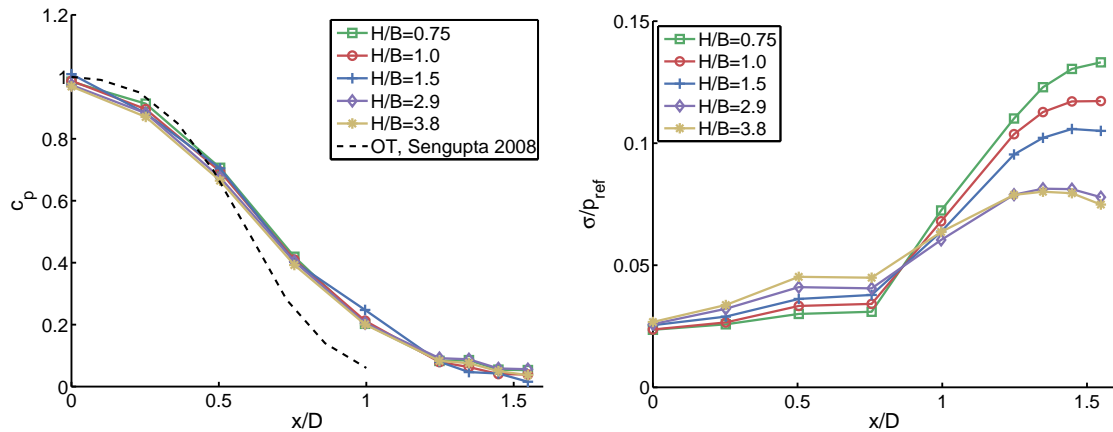
(a) mittlere c_p -Werte am unteren Rand, $z/H = 0,07, z/D = 0,02$ (b) Fluktuationen am oberen Rand, $z/H = 0,86, z/D = 0,25$

Abbildung 6.25: Einfluss der Strahlgeschwindigkeit auf das Druckfeld Basiskonfiguration; Referenzwerte auf Bodenplatte (freie Ausbreitung) aus Sengupta und Sarkar (2008).

Straßenbreiten am unteren Rand des Messfeldes dargestellt. Es zeigt sich, dass eine Änderung der Straßenbreite keine signifikanten Auswirkungen auf die mittleren c_p -Werte hat. Abb. 6.26b zeigt die Druckschwankungen an der obersten Messreihe. Je breiter die Straße, desto geringer sind die Fluktuationen im Inflow-Bereich aber desto größer die Fluktuationen im Outflow-Bereich. Dieser Trend lässt sich im gesamten Messbereich beobachten, nimmt jedoch in Richtung Boden ab, da die Fluktuationen dort generell geringer sind.

Eine mögliche Ursache für die Fluktuationen im Inflow-Bereich sind die Ablöseprozesse an den Dachkanten der Gebäude. Bei einer kleinen Straßenschlucht stammen die Schwankungen an den Fassaden vermutlich von Strömungsablösungen an beiden Schluchtseiten. Je breiter die Straße ist, desto weniger wird der Druck an einer Fassade von der jeweils gegenüberliegenden beeinflusst und die Schwankungen werden geringer. Für genauere Aussagen über die Ablöseprozesse bedarf es jedoch weiterer Untersuchungen. Auch die Ausbildung der Kante (z. B. als scharfkantiger oder abgerundeter Traufbereich) hat dann eine Auswirkung auf die zu beobachtenden Fluktuationen.

Die Fluktuationen im Outflow-Bereich werden durch die Scherschicht verursacht. Die Größe der dreidimensionalen Wirbel in der Scherschicht wird durch die Breite der Schicht bzw. die Breite der Straßenschlucht begrenzt. Je breiter die Scherschicht, desto größer die maximale Größe der auftretenden Wirbel und dementsprechend größer sind auch die Fluktuationen. Diese Hypothese wird durch eine Fast-Fourier-Transformation der Drucksignale gestützt. $CP(f)$ ist dabei die Fourier-Transformierte der c_p -Wert-Zeitreihe. Diese sind jeweils für die oberen Messpunkte für zwei verschiedene Straßenbreiten in Abb. 6.27 gezeigt. Hier lassen sich wieder die geringen Fluktuationen im Inflow-Bereich (rote und gelbe Linien) und eine deutliche Zunahme im Outflow (grüne und blaue Linien) erken-



(a) mittlere c_p -Werte an unterster Messreihe, $z/H = 0,07, z/D = 0,02$
 (b) Fluktuationen an oberster Messreihe, $z/H = 0,86, z/D = 0,25$

Abbildung 6.26: Einfluss der Breite der Straßenschlucht auf das Druckfeld
 $H/D = 0,3, V_{ref} = 6,2m/s$; Vergleich mit Werten am Boden bei freier
 Ausbreitung (Sengupta und Sarkar, 2008).

nen. In beiden Fällen liegen die Frequenzen im Bereich 5 Hz - 35 Hz mit einem Peak bei etwa 20 Hz. Im ersten Fall, der breiteren Schlucht, sind die Amplituden jedoch deutlich größer. Außerdem lässt sich ein zweiter Peak bei einer Frequenz von etwa 10 Hz beobachten. Kleinere Frequenzen entsprechen größeren Wirbeln und sind daher ein Indiz dafür, dass sich, entsprechend der oben angeführten Hypothese, im Falle der breiten Schlucht größere Wirbel entwickeln können. Gerade im Outflow-Bereich kann es dadurch kurzzeitig zu Sogspitzen von bis zu $c_{p,min} = -0,77$ kommen.

Variation der Straßenhöhe

Bei der Variation der Straßenhöhe ergibt sich durch den Versuchsaufbau eine unterschiedliche Anzahl an Messpunkten. Bei einer Höhe von $H = 76$ mm können alle 7×9 Messpunkte, bei der geringsten Höhe von $H = 26$ mm können nur 2×9 Messpunkte verwendet werden. Ein Vergleich der unteren bzw. oberen Werte ist daher wenig aussagekräftig. Stattdessen werden in diesem Fall zunächst die Werte auf halber Höhe der Straßenschlucht ($z/H = 0,5$) miteinander verglichen. Diese sind anhand der Messpunkte interpoliert worden.

Wie aus Abb. 6.28a ersichtlich wird, stimmen die mittleren Werte für $x/D \geq 0,8$ für die untersuchten Fälle gut überein. Im Zentrum unterscheiden sich die Werte jedoch. Die größten Werte werden hier für kleine Straßenschluchthöhen erreicht. Ruft man sich nun nochmal das Bild des Druckdoms vor Augen, nimmt auch hier der Druck mit der Höhe ab. Bei gleich bleibendem D ist die Höhe $z/H = 0,5$ für kleines H näher am Boden. Der Druck ist in diesem Fall also größer. Je höher die Schlucht, also je größer H/D , desto geringer ist demnach der Druckbeiwert

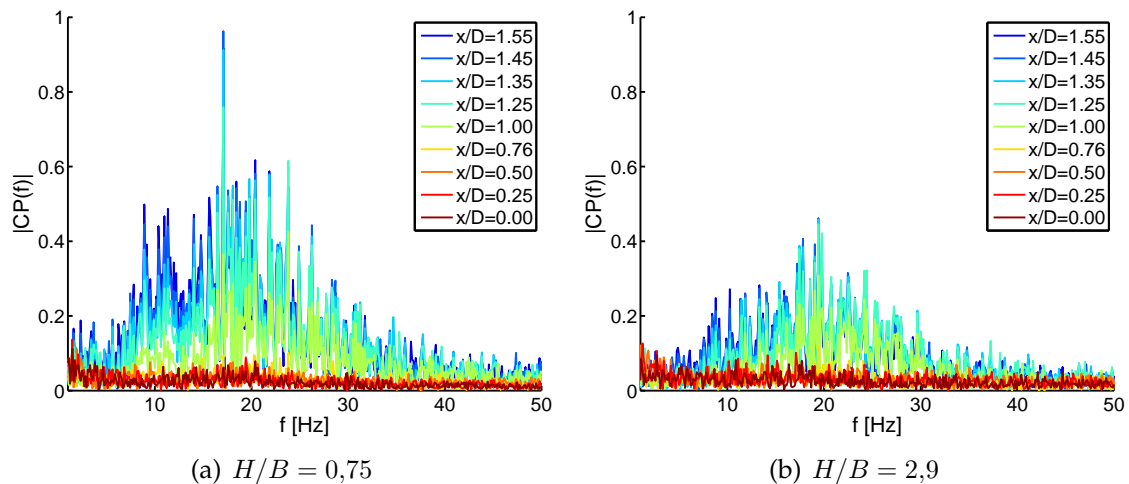


Abbildung 6.27: Einfluss der Breite der Straßenschlucht auf die Frequenzen $|CP(f)|$ bei $z/H = 0,86$, $H/D = 0,3$, $V_{ref} = 6,2m/s$.

bei $x = 0$. Nach dieser Überlegung erscheint es sinnvoller, die Höhe z ebenfalls mit D zu skalieren, was in Abb. 6.28b gezeigt ist. Hier wurde die Höhe z/D konstant gehalten. Für die kleine Straßenhöhe liegt das Profil demnach nahe der Mitte, wohingegen es für ein großes H nahe am Boden liegt. Die Werte bei $x/D = 0$ sind nun für alle untersuchten Straßenhöhen nahe $c_p = 1$, wobei noch ein leichter Trend mit H zu erkennen ist, was vermutlich an der Reibung liegt. (Bei hoher Straßenschlucht entstehen bis zum Boden mehr Reibungsverluste). Für den Bereich $x/D \geq 0,8$ liegen die Kurven nun jedoch nicht mehr übereinander.

Im Zentrum sind die Geschwindigkeiten gering. Die Situation wird dort vom Druckdom, also einem statischen Druck, bestimmt. Dieser ist von D abhängig. Daher skalieren die Kurven dort auch gut mit z/D (Abb. 6.28b). In größerer Entfernung vom Zentrum nehmen die Geschwindigkeiten zu und die Geometrie der Straßenschlucht wird relevanter (Abb. 6.28a). Ein ähnliches Verhalten, also eine deutliche Abhängigkeit der Strömungssituation in Zentrum von D bzw. H/D und einen zunehmenden Einfluss der Straßengeometrie im Outflow, wurde bereits im vorherigen Abschnitt bei den Geschwindigkeiten beobachtet. Je kleiner H/D desto näher liegt die Kurve außerdem an der Druckverteilung im offenen Gelände (OT). D. h. die zuvor beobachtete Aufweitung des Druckdoms innerhalb der Straße ist nur für große H/D relevant.

6.4 Isolierte urbane Struktur (Platz, Einmündung)

Der Druckdom, der im Auftreffbereich der Fallböe entsteht, bestimmt maßgeblich die Größe des Volumenstroms in die Straßenschlucht. Diese hängt bei einer einzelnen Straßenschlucht hauptsächlich vom Verhältnis H/D ab, wie in Abschnitt 6.3.1 gezeigt wurde. Wird nun aber die Fläche, über die Volumen in die

6.4 Isolierte urbane Struktur (Platz, Einmündung)

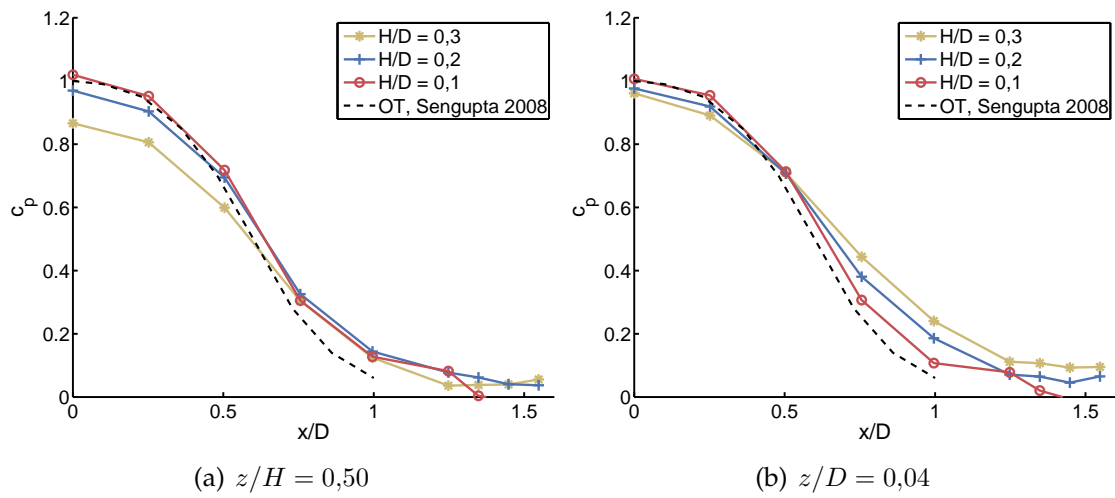


Abbildung 6.28: Einfluss der Höhe der Straßenschlucht auf das Druckfeld
mittlere c_p -Werte, $V_{ref} = 6,2m/s$.

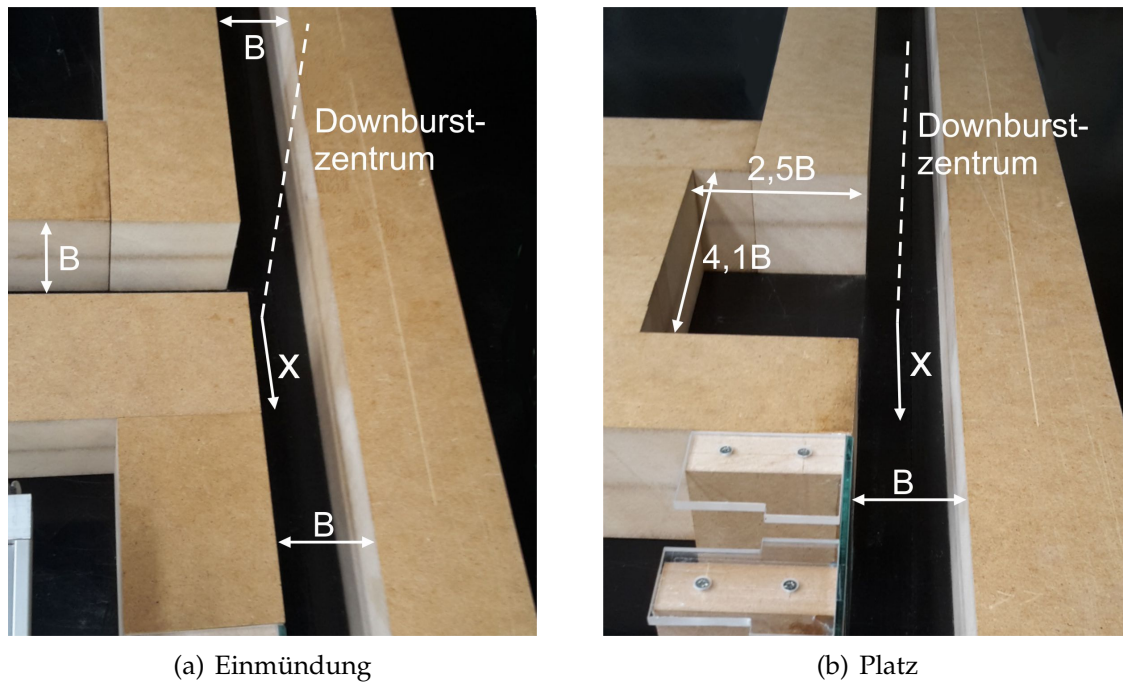


Abbildung 6.29: Modelle Platz und Einmündung
die Struktur liegt jeweils im Auftreffzentrum des Luftstrahls.

6 Einzelner Downburst

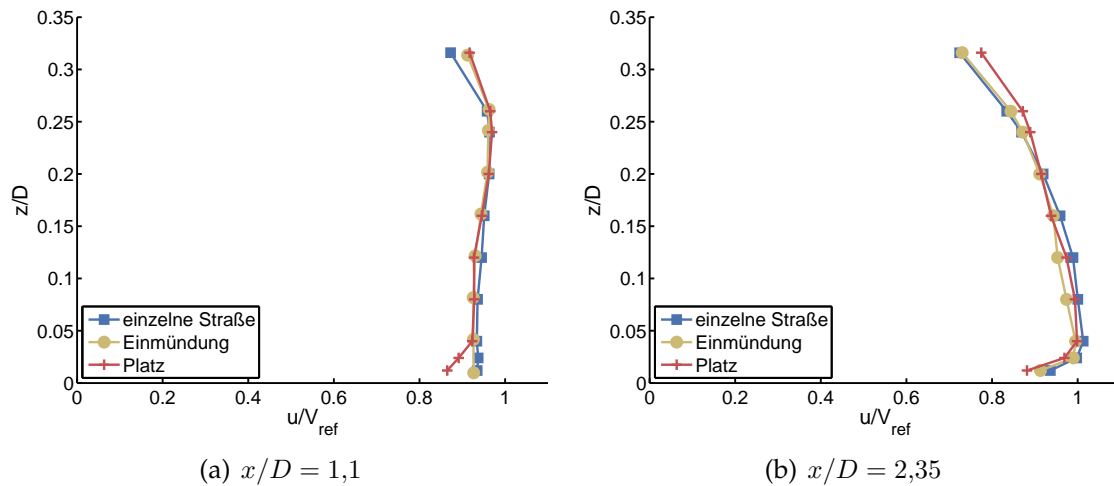


Abbildung 6.30: Vergleich verschiedener Strukturen im Auftreffzentrum Profile für einzelne Straßenschlucht, Einmündung und Platz (wie in Abb. 6.29).

Stadtstruktur einströmt, vergrößert, während die Ausströmfläche gleich bleibt, kann es möglicherweise zu einer Zunahme des ausströmenden Volumenstroms im Outflow kommen, vergleichbar mit einem Trichter.

Um diese Überlegung zu be- oder widerlegen, werden Versuche an zwei abgewandelten Stadtstrukturen durchgeführt. Eine Einmündung sowie ein Platz, der nach zwei Seiten an die Straßenschlucht angeschlossen ist, werden direkt im Zentrum der Böe ($x=0$) platziert. Die beiden Modelle sind in Abb. 6.29 zu sehen. Die Straßenschlucht entspricht jeweils der Basiskonfiguration ($H/D = 0,3$; $H/B = 1,5$).

Wie in den vorangegangenen Experimenten werden Geschwindigkeitsprofile in der Mittelachse der Straßenschlucht ($y=0$) gemessen. Diese sind für zwei Positionen in Abb. 6.30 dargestellt. Wie sich zeigt sind keine signifikanten Unterschiede in den Geschwindigkeitsprofilen aufgrund der abgeänderten Einströmfläche zu beobachten.

Um eine Erklärung für diese Beobachtung zu finden, wird auf ein Beispiel aus der Literatur eingegangen. Eine ähnliche Situation stellt sich nämlich bei der Umströmung zweier länglicher Gebäude ein, die aufeinander zulaufen (s. Abb. 6.31). Auch hier gibt es zwischen den beiden Gebäuden eine Einströmfläche, die deutlich größer ist als die Ausströmfläche an der Engstelle. Bei diesem Beispiel wird häufig eine Vergrößerung der Geschwindigkeit in der Engstelle postuliert. Als Grund wird der Venturieffekt angeführt, also eine Beschleunigung der Strömung aufgrund einer Einengung. Dieser Effekt wurde allerdings ursprünglich für geschlossene Kanäle definiert. Bei einer atmosphärischen Strömung handelt es sich hingegen um eine freie Strömung. Blocken et al. (2008) zeigten, dass der Volumenstrom pro Fläche in der Engstelle im Vergleich zur Anströmung sogar abnimmt. Grund dafür ist ein Druckpolster, das sich zwischen den beiden Gebäuden aufbaut. Aufgrund dieses Überdrucks wird die Strömung abgelenkt und die Gebäu-

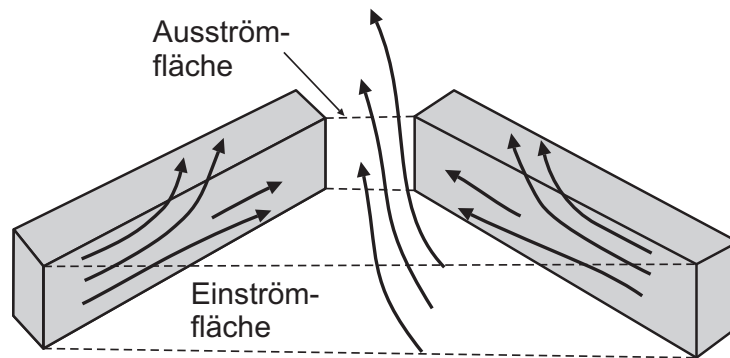


Abbildung 6.31: Windblockeffekt
freie Durchströmung zweier Gebäude; große Einströmfläche, kleine Ausströmfläche, nach Blocken et al. (2008).

de werden stärker seitlich und oberhalb umströmt. Dies wird von den Autoren als Windblockeffekt bezeichnet (s. Abb. 6.31).

Auch im Fall der auftreffenden Fallböe baut sich ein Überdruck auf. Da es sich auch hier um eine freie Strömung handelt, wird die Luft abgelenkt und strömt teilweise seitlich an den Modellen vorbei. Da die Strömung nicht in die Struktur gezwungen wird, kommt es auch hier zu keiner Geschwindigkeitserhöhung durch eine vergrößerte Einströmfläche. Es wird stattdessen wie im Fall der einzelnen Straßenschlucht wieder der Wert der Fallböe bzw. des auftreffenden Strahls V_{ref} erreicht, also eine nahezu vollständige Umwandlung der kinetischen Energie des ankommenden Strahls in einen Druck und dann eine erneute Umwandlung in kinetische Energie im Outflow. Es ist zwar nicht auszuschließen, dass es in der Nähe der Gebäudekanten zu einer lokalen Erhöhung der Geschwindigkeit kommt, dies ist jedoch ein generelles Phänomen bei der Umströmung von Strukturen und kommt ebenso bei einzelnen Gebäuden vor, hat also nicht direkt mit der hier untersuchten Strömungssituation der Fallböe zu tun.

6.5 Idealisierte Stadt (Blockstruktur)

Die bisher beschriebenen Experimente gehen von dem idealisierten Fall einer einzelnen, durchgehenden Straßenschlucht aus. In realen Städten sind Straßenschluchten von Kreuzungen, Plätzen etc. durchbrochen, was zusätzliche Auswirkungen auf die Geschwindigkeiten, den Turbulenzgrad sowie die Druckverteilung an Gebäuden hat. In den folgenden Experimenten wird daher die Strömungssituation innerhalb von Blockstrukturen, also einer Anordnung von mehreren Blöcken, untersucht, um realitätsnähere Randbedingungen zu schaffen. Die verschiedenen Konfigurationen unterscheiden sich dabei in der Packungsdichte der Blockstruktur bzw. der Bebauungsdichte.

Die Bebauungsdichte λ_P wird in der Literatur häufig über das Verhältnis von

6 Einzelner Downburst

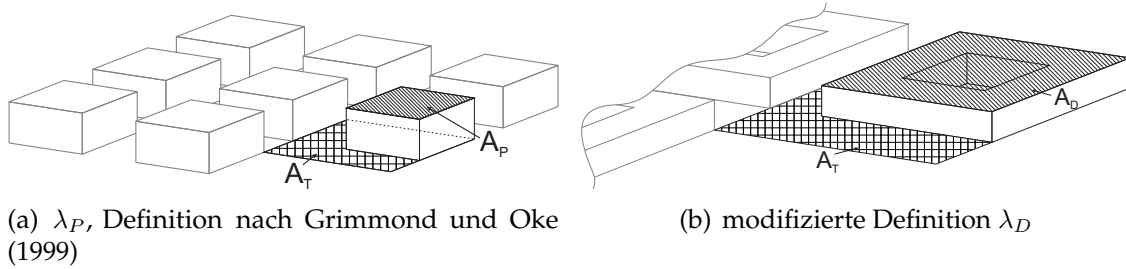


Abbildung 6.32: Definition der Bebauungsdichte λ
Gesamtfläche A_T , projizierte Dachfläche A_P , Totfläche A_D .



Abbildung 6.33: Totfläche A_D am realen Beispiel.

projizierte Dachfläche A_P zur gesamten Grundfläche A_T definiert (Grimmond und Oke, 1999):

$$\lambda_P = \frac{A_P}{A_T} \quad (6.10)$$

Dies ist schematisch in Abb. 6.32a skizziert. Dabei wird ein Gebäude meist als einzelner Block idealisiert, was in einer Vorortbebauung mit Einfamilienhäusern eine gute Approximation ist. In den Innenstädten sind es jedoch häufig Wohnblocks mit Innenhöfen, die unbebaut oder teilweise bebaut sein können. Trifft ein Downburst auf ein solches Gebiet, strömt die Luft lediglich über die Straßenzüge ab. Die Innenhöfe fungieren dabei als Totzone. Für die aktuelle Untersuchung wird daher eine modifizierte Definition verwendet:

$$\lambda_D = \frac{A_D}{A_T} \quad (6.11)$$

wobei A_D die Fläche der Totzonen darstellt, also sowohl Gebäude wie auch geschlossene Innenhöfe. Diese Definition ist in Abb. 6.32b skizziert. In Abb. 6.33 ist das Vorgehen entsprechend für einen realen Wohnblock dargestellt. Nach diesem Prinzip wurden die Bebauungsdichten beispielhaft für vier Stadtteile bzw. Stadtteilbereiche ermittelt. Die Auswertungen sind in Abb. 6.34 gezeigt. Das jeweils untersuchte Gebiet A_T ist in blau, die Totflächen A_D sind in pink dargestellt.

Im ausgewerteten Bereich in Stuttgart Degerloch (Abb. 6.34a) handelt es sich hauptsächlich um einzeln stehende Gebäude. Diese stehen jedoch recht nah beieinander, was zu einer Dichte von $\lambda_D = 0,44$ führt. In der Karlsruher Südweststadt sind die Wohnblocks meist von einer geschlossenen Häuserzeile umgeben, wodurch der gesamte Block als Totzone angesehen wird. Dadurch kommt es zu einer recht hohen Dichte von $\lambda_D = 0,88$. Ein Beispiel, das am ehesten der im Experiment untersuchten gleichmäßigen Blockstruktur entspricht, ist das Planviertel Eixample in Barcelona (Abb. 6.34c).

Die Bebauungsdichte wird in den Experimenten systematisch variiert. Wie in Abschnitt 6.3.1 gezeigt wurde, hat sowohl das Verhältnis H/D , wie auch die Straßengeometrie H/B einen Einfluss auf die Geschwindigkeiten, die Druckverteilung und Fluktuationen. Um in der folgenden Experimentenserie lediglich den Effekt der Bebauungsdichte herauszuarbeiten, werden die beiden genannten Parameter konstant gehalten ($H/D = 0,07$, $H/B = 1,0$). Die Geometrie der Straßen ist dadurch vorgegeben. Die Bebauungsdichte lässt sich daher nur über die Grundfläche der Blöcke, also A_D variieren. In Abb. 6.35 sind die vier untersuchten Konfigurationen gezeigt. Sie besitzen eine Dichte λ_D von 0,40 - 0,76.



(a) Stuttgart Degerloch $\lambda_D = 0,44$



(b) München Altstadt $\lambda_D = 0,63$

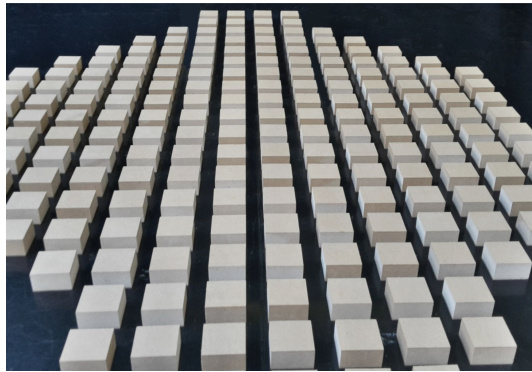


(c) Barcelona Eixample $\lambda_D = 0,68$

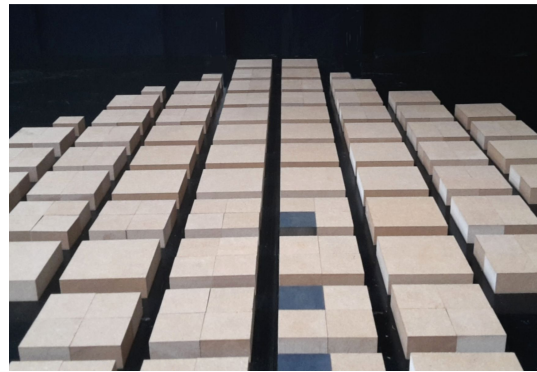


(d) Karlsruhe Südweststadt $\lambda_D = 0,88$

Abbildung 6.34: Bebauungsdichten
Beispiele von realen Städten (Quelle: Open Street Map).



(a) $\lambda_D = 0,40$



(b) $\lambda_D = 0,60$



(c) $\lambda_D = 0,70$



(d) $\lambda_D = 0,76$

Abbildung 6.35: Bebauungsdichten im Experiment
Die vier untersuchten Konfigurationen, $H/D = 0,07$, $H/B = 1,0$.

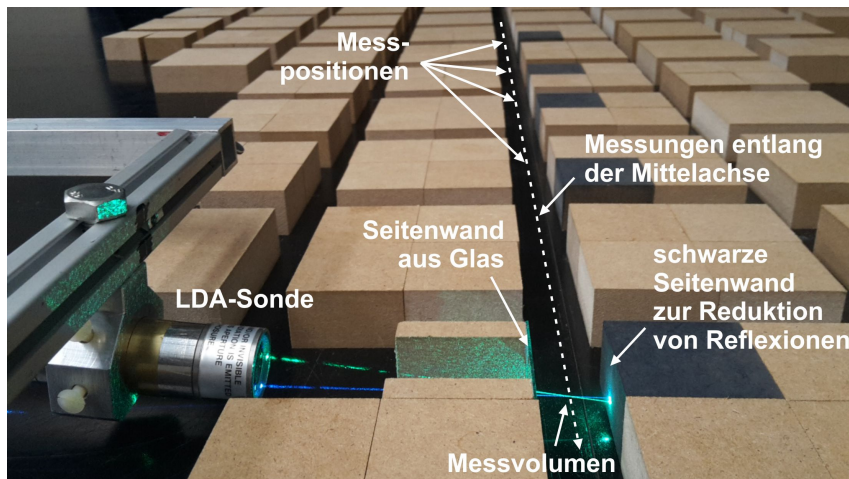


Abbildung 6.36: Messaufbau Blockstruktur Geschwindigkeitsmessungen mit LDA.

6.5.1 Geschwindigkeitsmessungen

Die Geschwindigkeiten wurden in der Straßenschlucht gemessen, die zentral unterhalb des Downburstzentrums verläuft. Die LDA-Messungen wurden in der Mittelachse der Schlucht durchgeführt, jeweils in einem Abschnitt zwischen zwei Kreuzungen. Abb. 6.36 zeigt die Situation während einer Messung. Im Messbereich ist die Seitenwand des Blocks durch Glas ersetzt, um den optischen Zugang für die Laserstrahlen zu ermöglichen. Die Seite des gegenüberliegenden Blocks ist schwarz, um Reflexion und das dadurch entstehende Rauschen im detektierten Signal zu reduzieren.

Abb. 6.37 zeigt Profile der Horizontalgeschwindigkeiten an den beiden Positionen $x/D = 1,1$ und $x/D = 2,6$ für die verschiedenen Bebauungsdichten, eine durchgehende Straßenschlucht (SC, street canyon) und für eine Ausbreitung auf offenem Gelände (OT, open terrain). Am Ende der Beschleunigungsstrecke ($x/D = 1,1$) unterscheiden sich die Profile für die verschiedenen Dichten nur unwesentlich voneinander. Auch die Geschwindigkeiten im OT-Fall ähneln unterhalb von $z/D = 0,07$ den Profilen der anderen Konfigurationen. Das bedeutet, dass die Kreuzungen innerhalb der Beschleunigungsstrecke nicht wesentlich zum Verlust in diesem Bereich beitragen, obwohl auf dieser Strecke bis zu fünf Kreuzungen liegen (bei $\lambda_D = 0,40$). Grund hierfür ist, dass die Geschwindigkeiten im Beschleunigungsbereich noch gering sind. Somit sind die Verluste, die proportional zur Geschwindigkeit im Quadrat sind, ebenfalls klein.

Betrachtet man jedoch die Profile am Ende des Messbereichs (s. Abb. 6.37b), fällt auf, dass die Geschwindigkeiten umso geringer sind, je kleiner die Bebauungsdichte ist, zumindest unterhalb der Straßenschluchtoberkante. Hier wirkt die beschleunigende Kraft des Druckdoms nicht mehr. Die Geschwindigkeiten sind jedoch hoch und die daraus resultierenden Verluste führen zu einer stärkeren Reduktion der Geschwindigkeit. Die Reduktion der Geschwindigkeit ist für

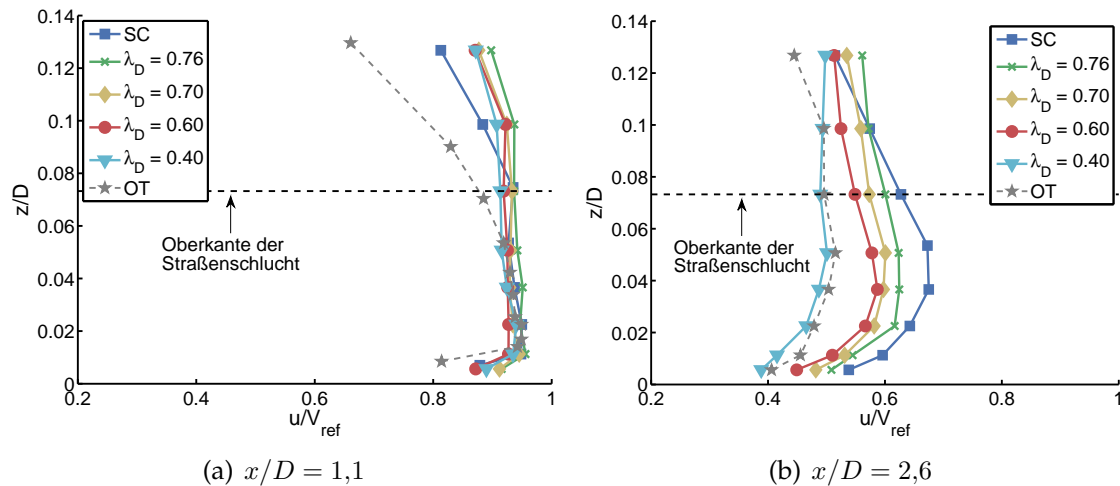


Abbildung 6.37: Profile Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Bebauungsdichten λ_D , für eine einzelne Straßenschlucht (SC) und Ausbreitung auf ebener Platte (OT).

$\lambda_D = 0,40$ am deutlichsten. Hier befinden sich im Abschnitt $1,1 \leq x/D \leq 2,6$ sieben Kreuzungen, im Fall $\lambda_D = 0,76$ sind es nur drei. Im Fall $\lambda_D = 0,40$ haben die mittleren Geschwindigkeiten etwa das Niveau der freien Ausbreitung erreicht. Die Gründe für die Geschwindigkeitsreduktion der beiden Fälle sind jedoch verschieden. Im Fall der freien Ausbreitung reduziert sich die Horizontalgeschwindigkeit durch die radiale Ausbreitung der Strömung. Innerhalb der Blockstruktur sind vermutlich Verluste durch Ablösungen an den Gebäudekanten die Hauptursache. Auch oberhalb der Bebauung lässt sich eine Reduktion der Geschwindigkeiten mit Abnahme der Bebauungsdichte feststellen, welche jedoch nicht so stark ausgeprägt ist.

Die maximalen Horizontalgeschwindigkeiten u_{max} sind in Abb. 6.38 für jedes Profil dargestellt, sowohl für die Blockstrukturen, die einzelne Straßenschlucht als auch für die Ausbreitung des Outflows auf offenem Gelände. Auch hier ist erkennbar, dass in allen Fällen bei $x/D = 1,1$ etwa die gleichen Maximalwerte erreicht werden. Danach nimmt die Geschwindigkeit allmählich ab. Im Fall von $\lambda_D = 0,40$ sind die Geschwindigkeiten im Outflow nur noch leicht höher als auf dem offenen Gelände. Der Effekt der Konservierung der hohen Geschwindigkeiten, wie er für die einzelne Straßenschlucht beobachtet wurde (s. Abschnitt 6.3.1), schwächt sich demnach innerhalb einer aufgelockerten Bebauung ab.

In Abschnitt 6.3.1 wurde weiterhin gezeigt, dass die Turbulenzintensität im Outflow innerhalb einer Straßenschlucht geringer als bei der Ausbreitung auf offenem Gelände ist. Wird die Straße von Kreuzungen unterbrochen, führt dies zu einer zusätzlichen Turbulenz. Abb. 6.39 zeigt die mittlere Turbulenzintensität \overline{T}_u für die untersuchten Konfigurationen. Die mittlere Intensität wurde dabei durch

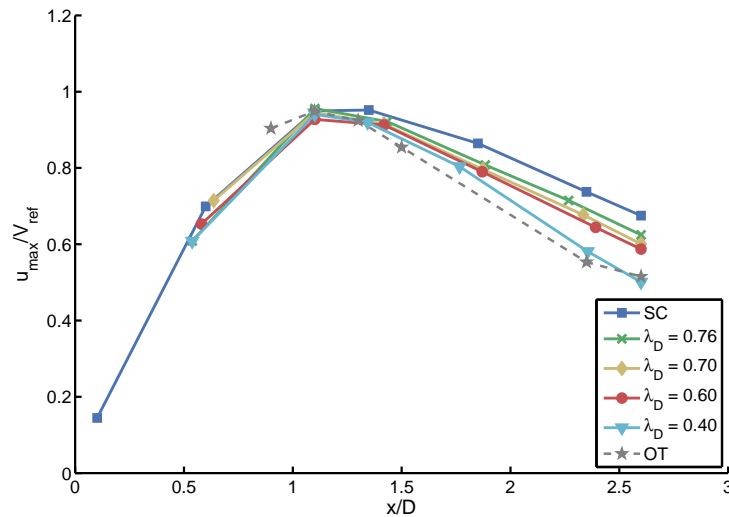


Abbildung 6.38: Maximale Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Bebauungsdichten λ_D , für eine einzelne Straßenschlucht (SC) und Ausbreitung auf ebener Platte (OT).

eine Integration über die Straßenhöhe ermittelt

$$\bar{I}_u = \frac{1}{H} \int_0^H I_u dz \quad (6.12)$$

Wie erwartet sind die Turbulenzintensitäten innerhalb einer einzelnen Straßenschlucht am niedrigsten. Wird die Straße wie bei den Blockstrukturen von einzelnen Kreuzungen unterbrochen, verursacht das im Inflow-Bereich, wo die Horizontalgeschwindigkeiten gering sind, nur geringe Unterschiede. Für $0,60 \leq \lambda_D \leq 0,76$ wächst \bar{I}_u bis etwa $x/D = 2,4$ an und erreicht dann einen konstanten Wert bzw. geht sogar leicht zurück. Der Verlauf ist ähnlich wie bei der einzelnen Straßenschlucht (SC) oder auch wie auf der ebenen Platte (OT). Die Werte sind dabei geringer als die Werte auf offenem Gelände, jedoch leicht höher als in der einzelnen Straßenschlucht. Zwischen den drei Fällen der dichteren Blockstrukturen kann kein nennenswerter Unterschied beobachtet werden. Im Fall $\lambda_D = 0,40$, also der lockersten Bebauungsdichte der vier untersuchten Konfigurationen, steigt die \bar{I}_u bis zum Ende der Messstrecke ($x/D = 2,6$), bis sie dort das Niveau des OT-Zustandes erreicht.

In einem Viertel wie Barcelona Eixample sind nach den gezeigten Ergebnissen Turbulenzintensitäten von maximal 22 % zu erwarten, im Bereich höchster Geschwindigkeiten von 10 % (bei den betrachteten Geometrieverhältnissen). Bei der Ausbreitung auf ebener Platte wird dort ein etwas höherer Wert von 14 % erreicht. Die hier gezeigten Ergebnisse legen nahe, dass es innerhalb von Straßenschluchten zu einer zusätzlichen Abnahme von I_u kommt, auch wenn diese von Kreuzungen unterbrochen werden. In der DIN-Norm wird innerhalb von Städten (Geländekategorie IV) unterhalb von 16 m eine deutlich höhere Turbu-

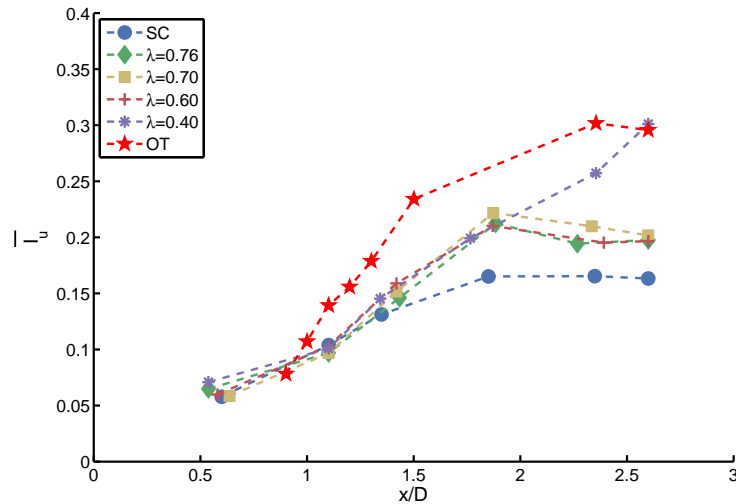


Abbildung 6.39: Mittlere Turbulenzintensität jeweils über die Straßenschluchthöhe gemittelt.

lenzintensität von 37 % angesetzt (DIN, 1991a). Eine Änderung der Turbulenz wirkt sich u. a. auf die Ablöseprozesse an Gebäuden und anderen Strukturen aus (s. Kapitel 2).

Wie gezeigt, ist die Strömung in den aufgelösten Blockstrukturen turbulenter als in einer ununterbrochenen Straßenschlucht, was wiederum auch Auswirkungen auf die turbulente kinetische Energie e_{kin} hat. Diese ist, bezogen auf eine Masseneinheit, wie folgt definiert:

$$e_{kin} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad (6.13)$$

Wird die Strömung nur zweidimensional erfasst, können nur zwei der drei Komponenten direkt aus den Messungen bestimmt werden. Im vorliegenden Fall sind dies $\overline{u'^2}$ und $\overline{w'^2}$. Für eine horizontale Grenzschichtströmung über eine Blockstruktur sind die beiden Komponenten quer zur Hauptströmungsrichtung in etwa gleich groß (Coceal et al., 2006). Daher wird e_{kin} für den vorliegenden Fall näherungsweise wie folgt bestimmt:

$$e_{kin} \approx \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + 2 \cdot \overline{w'^2} \right) \quad (6.14)$$

Die normalisierte turbulente kinetische Energie e_{kin}/V_{ref}^2 ist für die verschiedenen Fälle in Abb. 6.40 dargestellt. In allen Fällen ist e_{kin}/V_{ref}^2 im Inflow-Bereich gering. Das Maximum innerhalb der Straßenschlucht wird bei etwa $x/D = 1,8 - 2,0$ erreicht. Für größere x/D nimmt e_{kin}/V_{ref}^2 wieder ab. Lediglich im Fall $\lambda_D = 0,40$ bleibt die turbulente kinetische Energie bis zum Ende des Messbereichs auf einem hohen Niveau. Der Maximalwert ist für alle vier untersuchten Blockstrukturen in der selben Größenordnung, ist jedoch um etwa 30 - 45 % größer als im Fall der

6 Einzelner Downburst

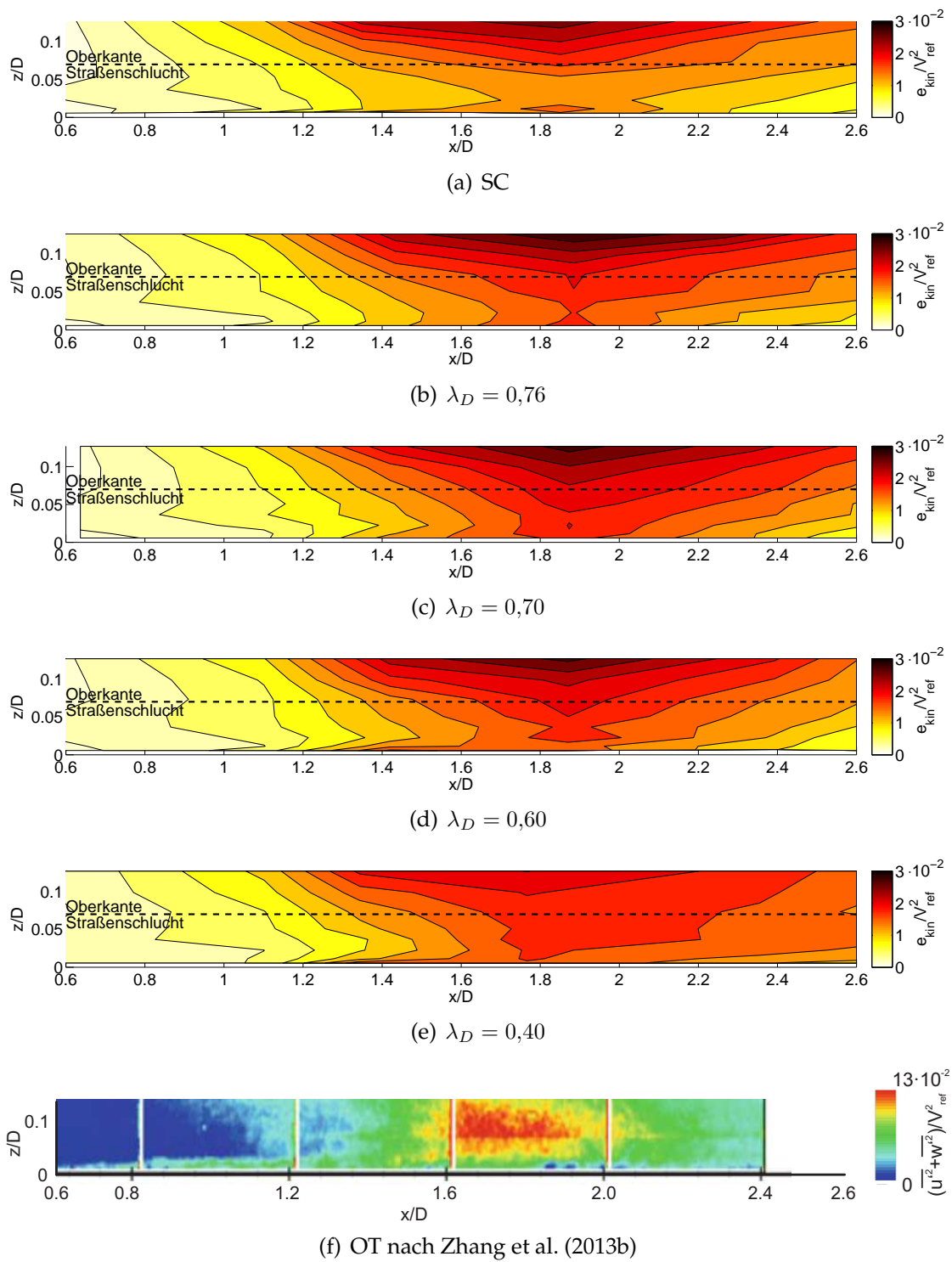


Abbildung 6.40: Turbulente kinetische Energie
normalisiert mit V_{ref}^2 .

einzelnen Straßenschlucht. Sowohl im Fall einer Blockstruktur wie auch bei einer durchgehenden Straßen befinden sich die größten Werte von e_{kin}/V_{ref}^2 oberhalb der Straße am oberen Rand des Messbereichs,

Bei einer rein horizontalen Grenzschichtströmung entstehen durch Ablösungen an den Dachkanten Wirbel, die mit der Hauptströmung stromab transportiert werden. In einer Schicht oberhalb der Gebäude wurde daher eine erhöhte Vorticity (Coceal et al., 2006), sowie eine erhöhte turbulente kinetische Energie (Kastner-Klein und Rotach, 2004) beobachtet. In der Literatur wird der Bereich der Maximalwerte in einer Höhe von etwa $z/H = 1,0 - 1,5$ angegeben, also tiefer als in Abb. 6.40a-e.

Betrachtet man die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie bei einer Ausbreitung auf freiem Gelände (s. Abb. 6.40f), stellt man fest, dass sich auch hier ein Bereich maximaler turbulenter kinetischer Energie ausbildet. Anhand der Grafik ist erkennbar, dass sich e_{kin} im Bereich der größten Geschwindigkeitsgradienten $\partial u/\partial z$ entwickelt, also zum einen in der Grenzschicht am Boden, zum anderen oberhalb von $z_{max} \approx 0,03D$ (Bauchprofil). Nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit bei etwa $x/D = 1,0$ entwickelt sich in dieser Höhe e_{kin} bis sie schließlich bei $1,6 \leq x/D \leq 2,0$ ihr Maximum erreicht. Der Gradient $\partial u/\partial z$ hat dort bereits wieder abgenommen, es wird weniger Turbulenz produziert. Die vorhandenen Wirbel dissipieren, weswegen e_{kin} wieder abnimmt. In Abb. 6.40f ist jedoch die abweichende Definition der turbulenten kinetischen Energie zu beachten, weswegen nur ein qualitativer Vergleich möglich ist.

Der Hauptgrund für das Maximum der kinetischen Energie oberhalb der Straßenstruktur können nicht die Ablöseprozesse sein, wie sie im Fall der AGS dominierend sind, da dieses Maximum bereits im Fall einer durchgehenden Straßenschlucht (Abb. 6.40a) zu beobachten ist. In diesem Fall verläuft die Strömung, zumindest im Outflow, annähernd parallel zu den Kanten und Ablösungen sind dort von untergeordneter Rolle. Da ein Vergleich mit der Ausbreitung auf offenem Gelände (Abb. 6.40f) gezeigt hat, dass das Maximum in etwa der selben Entfernung zum Zentrum auftritt ($1,6 \leq x/D \leq 2,0$), werden die oben beschriebenen Prozesse für die Produktion von e_{kin} auch im Fall der Straßenschlucht als maßgebend erachtet. Wie aus den Geschwindigkeitsprofilen in Abb. 6.37 ersichtlich wurde, fließt ein Teil der Luft oberhalb der Stadtstruktur ab, sodass es erst in einer Höhe von etwa $z/D = 0,1$ zu einer Abnahme von u kommt und dort entsprechend die Maximalwerte von e_{kin} innerhalb des Messfeldes auftreten. Innerhalb der Straßenschlucht deutet ein schwächeres, lokales Maximum in Bodennähe außerdem auf die Grenzschicht hin, die sich dort entwickelt.

Ein Vergleich von e_{kin}/V_{ref}^2 für die durchgehende Straßenschlucht mit den Blockstrukturen zeigt ein grundsätzlich ähnliches Verhalten, jedoch ein etwas höheres Niveau im Fall der Blockstruktur. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass die beschriebenen Prozesse auch hier in ähnlicher Weise ablaufen und die zusätzlichen Ablöseprozesse an den Blockkanten lediglich zu einer generellen Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie führen. Erst bei einer sehr lockeren Bebauung mit $\lambda_D = 0,40$ ändert sich das Verhalten etwas. Hier ist das Maximum

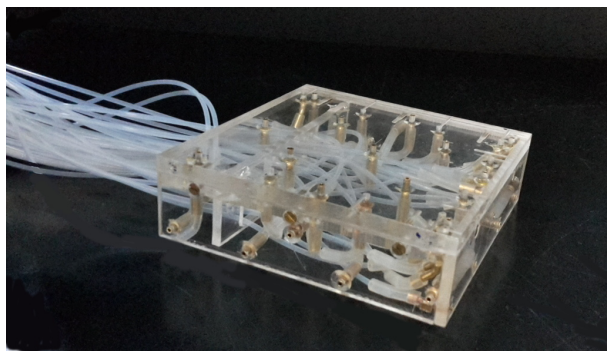
oberhalb der Straße weniger ausgeprägt, jedoch sind die Werte innerhalb der Straßenschlucht für $x/D > 1,8$ höher. Es scheinen sich hier die Anteile von Geschwindigkeitsgradient und Strömungsablösungen an der gesamten turbulenten kinetischen Energie zu verschieben. In diesem Fall sind die Geschwindigkeiten und somit auch der Geschwindigkeitsgradient generell geringer, jedoch gibt es mehr Kanten an denen sich die Strömung ablöst. Da dieser zweite Effekt auch innerhalb der Straßen auftritt, wird dies in diesem Fall als Grund für eine Erhöhung von e_{kin} auch innerhalb der Struktur gesehen.

Bei Betrachtung der turbulenten kinetischen Energie ist außerdem zu berücksichtigen, dass die Messungen nicht im Kreuzungsbereich, sondern jeweils in den Abschnitten dazwischen in den Straßenschluchten durchgeführt wurden. Über die Kreuzungsbereiche wurde demnach in den gezeigten Abbildungen hinweginterpoliert. Es ist also durchaus möglich, dass sich dort lokal andere Werte ergeben, wie Kastner-Klein und Rotach (2004) für eine Grenzschichtströmung gezeigt haben. Des Weiteren wurde entlang der Straße gemessen, die vom Downburstzentrum wegführt. In den Straßen quer dazu wird sich die Strömung anders ausbilden. Im Outflow-Bereich, wo ein Teil der Strömung horizontal oberhalb der Strukturen abfließt, ist es möglich, dass sich wie in einer Grenzschichtströmung ein *skimming flow*, also eine rotierende Walze mit horizontaler Achse innerhalb der Straßenschlucht, einstellt, wie in Oke (1988) beschrieben. Messungen wurden dort jedoch nicht durchgeführt.

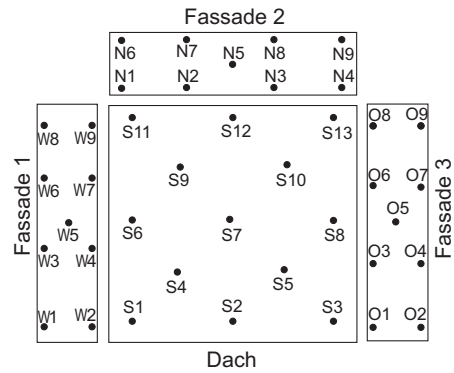
Ein Gebäude, das sich in einer solchen Strömung befindet, erfährt dabei eine Windlast, die sich von einer horizontalen Grenzschichtströmung unterscheidet. Im Folgenden wird daher die Druckverteilung auf einen Block untersucht, der sich innerhalb einer solchen Struktur befindet.

6.5.2 Druckmessungen

Die Bebauungsdichte ist für alle Druckmessungen konstant ($\lambda_D = 0,60$). Um die Druckverteilung zu bestimmen, wird ein Block mit 40 Druckanbohrungen verteilt auf drei Fassaden- und die Dachfläche versehen. Ein Foto des Messmoduls sowie eine Skizze der mit den Druckanbohrungen sind in Abb. 6.41 gezeigt. Aus früheren Arbeiten ist bekannt, dass ein Gebäude, das von einem Downburst betroffen ist, durch verschiedene Lastverteilungen beansprucht wird, je nach Position des Gebäudes zum Auftreffzentrum (Chay und Letchford, 2002; Zhang et al., 2013b). Daher wird die Druckverteilung an drei verschiedenen Positionen untersucht: im Zentrum des Downburst ($x/D = 0,1$), wo der Überdruck durch den auftretenden Druckdom am größten ist; am Ende der Beschleunigungsstrecke ($x/D = 1,1$), wo die größten Geschwindigkeiten auftreten und gegen Ende des Messbereichs ($x/D = 2,3$), wo die Turbulenzintensitäten höher sind, als in den beiden ersten Fällen. Die Messpositionen innerhalb der Blockstruktur sind in Abb. 6.42 gezeigt. Die Drücke wurden mit einer Frequenz von 1 000 Hz gemessen, das Druckmesssystem ist in Abschnitt 3.2 beschrieben.



(a) Foto



(b) Druckanbohrungen

Abbildung 6.41: Messmodul für Druckmessungen mit 40 Druckanbohrungen an drei Fassaden- und der Dachfläche.

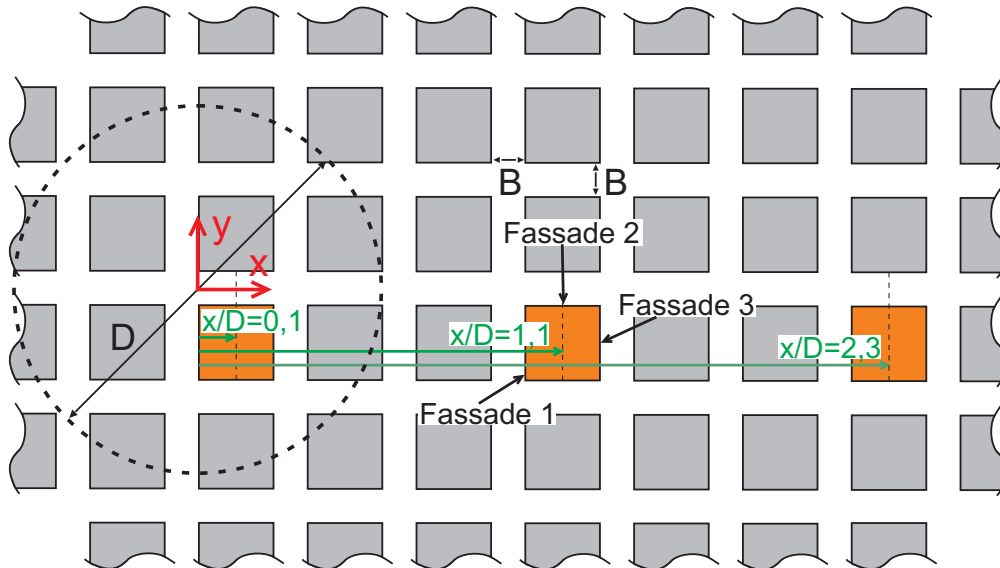


Abbildung 6.42: Messpositionen in Blockstruktur (Draufsicht)
Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Strahls.

Die mittleren c_p -Werte für die stationären Messungen sind auf der linken Seite in Abb. 6.43 dargestellt. Zur Bestimmung von c_p wird auch hier die Geschwindigkeit V_{ref} im Strahl verwendet ($c_p = \bar{p} / (0,5\rho V_{ref}^2)$). Im Zentrum sind, wie erwartet, die Drücke an allen Flächen hoch. Die obere linke Ecke des Gebäudes, also Messpunkt S11 (s. Abb. 6.42), liegt dem Zentrum am nächsten. Hier werden Werte von $c_p = 1,0$ erreicht. Der Wert nimmt zur gegenüberliegenden Ecke langsam ab. Dort werden Werte von $c_p = 0,8$ beobachtet. Die Fluktuationen (s. Abb. 6.43b) sind im Zentrum relativ gering, da dieser Bereich vom statischen Druckdom dominiert wird und Geschwindigkeiten sowie die entsprechenden Turbulenzen gering sind.

Im Übergang zum Outflow, wo die höchsten Horizontalgeschwindigkeiten auftreten ($x/D = 1,1$), werden sowohl das Dach wie auch die Fassaden 2 und 3 im Mittel quasi nicht belastet ($c_p = 0 - 0,1$). Auf der windzugewandten Fassade 1 werden c_p -Werte von $0,1 - 0,5$ gemessen, obwohl innerhalb der Straßenschlucht, die an Fassade 2 entlang läuft, Geschwindigkeiten von etwa $0,95V_{ref}$ gemessen wurden, also Werte bis zu $c_p = 0,9$ möglich wären. Durch die umliegenden Gebäude gibt es also eine Abschirmung der Fassade 1, ähnlich wie von Sim et al. (2016) beobachtet. Die Fluktuationen sind ebenfalls an der Fassade 1 an der Kante zum Dach am größten. Ein weiteres, kleineres Maximum liegt an der Ecke zwischen Fassade 2 und 3. An den anderen Fassaden- und Dachflächen sind die Fluktuationen geringer, sie liegen jedoch über denen im Zentrum.

An der Stelle $x/D = 2,3$ (s. Abb. 6.43e) ist die Druckverteilung ähnlich wie an der vorherigen Position. Aufgrund der bereits reduzierten Geschwindigkeiten sind die Werte jedoch etwas geringer. An Fassade 1 sind Werte bis zu $c_p = 0,2$ zu beobachten. Ähnlich ist es bei den Fluktuationen. Auch hier sind die größten Fluktuationen an Fassade 1 sowie an den windzugewandten Kanten von Fassade 2 und dem Dach. Richtung Leeseite nehmen sie stark ab.

Die höchsten Belastungen sind demnach im Zentrum der Fallböe zu erwarten. Im Outflow werden Dachflächen aufgrund der vernachlässigbaren Vertikalkomponente und Fassaden aufgrund der abschirmenden Wirkung der umliegenden Gebäude deutlich weniger belastet. Zu beachten ist, dass hier eine fixe Straßengeometrie untersucht wurde ($H/B = \text{konst.}$). Bei einer Variation von H/B wird sich die Strömung innerhalb der Querstraßen und damit verbunden die abschirmende Wirkung vermutlich ändern. Auch kann eine andere Anordnung der Blöcke, etwa versetzt, Auswirkungen auf die Druckverteilung, insbesondere auf Fassade 1 haben.

6.5.3 Instationäre Betrachtung

Eine wichtige Eigenschaft von Fallböen ist, dass sie ein stark instationäres Verhalten aufweisen, d. h. ein plötzliches Ansteigen der Geschwindigkeiten, ein Wechsel der Windrichtung und evtl. das Entstehen eines Ringwirbels. Wie in Kapitel 5 gezeigt wurde, kann es dadurch zu Spitzengeschwindigkeiten kommen, die die

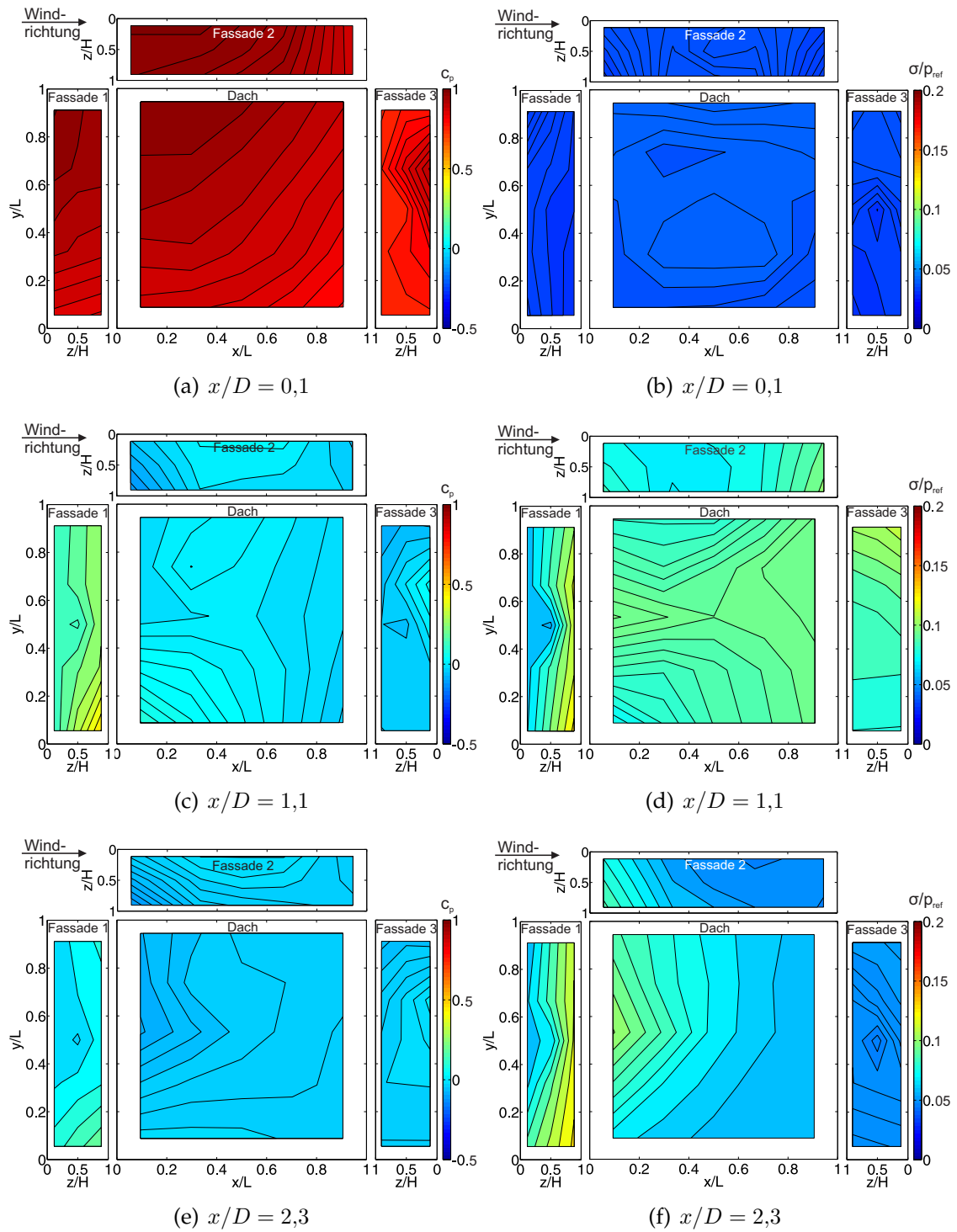


Abbildung 6.43: Druckverteilung an einem einzelnen Block $\lambda_D = 0,6$; mittlere c_p -Werte (links) und Druckschwankungen (rechts).

Werte im stationären Fall übersteigen. Aus der Literatur ist außerdem ein sog. *Overshoot-Effekt* bekannt, der durch das plötzliche Ansteigen der Geschwindigkeit verursacht wird und an Gebäuden zu Spitzenbelastungen führt (s. a. Kapitel 2).

Das Untersuchen solcher komplexen instationären Zusammenhänge bringt einige Schwierigkeiten mit sich. Dies sind u. a. die Realisierung einer instationären Strömung mit den gewünschten Eigenschaften im Experiment, die Messungen an sich, da der instationäre Zustand immer nur kurz anhält müssen u. U. viele Wiederholungen durchgeführt werden, und die Auswertung der Daten, da etablierte Parameter meist nicht ohne weiteres auf instationäre Strömungen anwendbar sind. Da die Interaktion von Fallböen und Stadtstrukturen bisher kaum untersucht wurde, bezieht sich der Hauptteil dieses Kapitels aufgrund der o. g. Sachverhalte auf den vereinfachten Fall einer stationären Strömung, um zunächst grundlegende Zusammenhänge, wie etwa die Geometrieverhältnisse der Straßenschlucht, aufzuzeigen. Fujita (1990) beschrieb den Downburst als fallende Luftsäule, sodass sich, je nach Dauer, nach dem ersten Auftreffen über eine kurze Zeit solche stationären Zustände einstellen können. Um aber auch Effekte aufzuzeigen, die der Instationarität geschuldet sind, wird die Windlast während einer plötzlich anlaufenden Fallböe an einem Beispiel betrachtet.

Eine instationäre Böe lässt sich im Labor durch plötzliches Anlaufen eines Ventilators realisieren. Die Anstiegszeit zwischen Ruhe und Endgeschwindigkeit wird als t_r bezeichnet. Über die Steuerung des Ventilators lässt sich t_r variieren. Für die Zeitreihen wurde außerdem ein gleitendes Mittel der c_p -Werte mit einem Intervall von $T = 0,03$ s bestimmt.

Durch das plötzliche Anlaufen wird bei diesem Versuchsstand ebenfalls ein Ringwirbel erzeugt, wie sich anhand von Visualisierungen bestätigen ließ. Die Vorticity und damit die Stärke der Ringwirbels hängt vom Geschwindigkeitsgradienten $\partial w / \partial x$ an der Grenze des Strahls zur Umgebungsluft ab. Je kürzer t_r , desto schneller wird die Endgeschwindigkeit erreicht und desto stärker ist demnach der Ringwirbel.

Welche Druckbelastung ein Gebäude unter einer solchen Strömung erfährt, wird im Folgenden betrachtet. Wie im stationären Fall wird die Druckverteilung an drei Stellen x/D gemessen. Auch hier wird der stationäre Wert V_{ref} zu Bestimmung der c_p -Werte verwendet. Abb. 6.44 zeigt die Zeitreihe der c_p -Werte an der Stelle $x/D = 0,1$ beispielhaft für den Punkt S11. Alle anderen Messpunkte zeigen jedoch ein ähnliches Verhalten. Hier lässt sich erkennen, dass die Druckbelastung für eine kurze Anlaufzeit t_r ein kurzzeitiges Maximum erreicht. Nimmt die Geschwindigkeit langsamer zu (s. Abb. 6.44b), wird der Endwert ohne einen vorherigen *Overshoot* erreicht.

Ein Maß für die Belastung durch das transiente Verhalten ist das Verhältnis aus Maximalwert der gemessenen Druckreihe zum stationären Wert. Analog für die Definition von R_{amp} in Kapitel 5 für die Geschwindigkeiten, wird hier der Verstärkungsfaktor $R_{amp,p}$ für die Druckbeiwerte definiert:

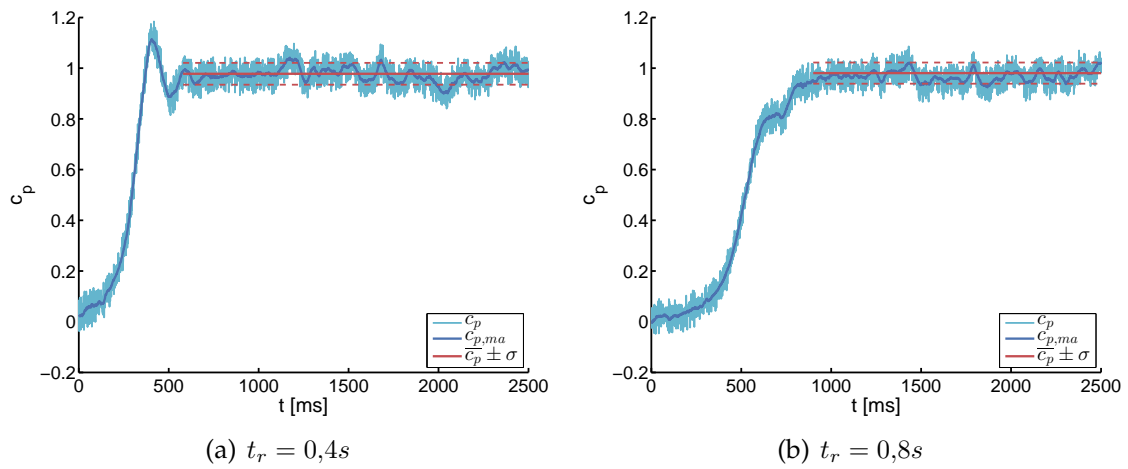


Abbildung 6.44: Druckmessungen instationär bei $x/D = 0,1$, Punkt S11 gemessene Zeitreihe c_p , gleitendes Mittel $c_{p,ma}$ und Wert aus stationärer Messung $\bar{c}_p \pm \sigma$.

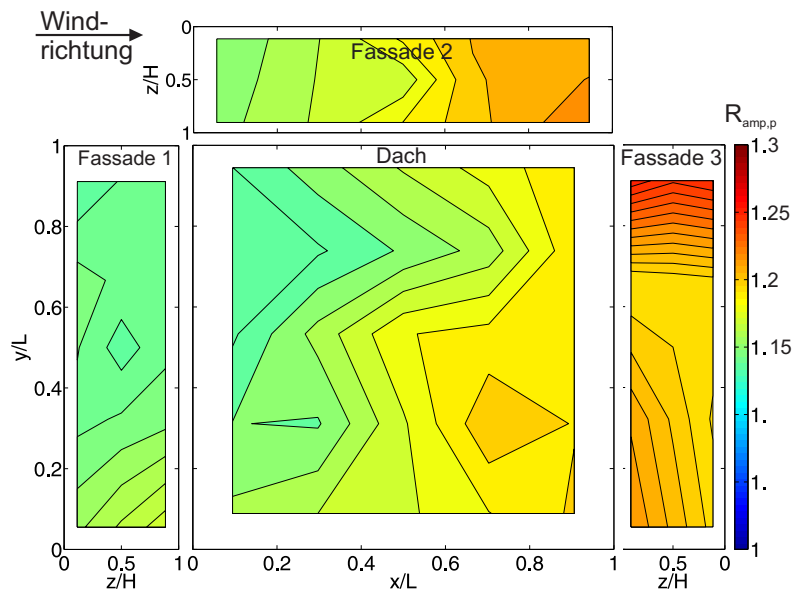


Abbildung 6.45: Verstärkungsfaktor $R_{amp,p}$
 $t_r = 0,4s$ bei $x/D = 0,1$.

6 Einzelner Downburst

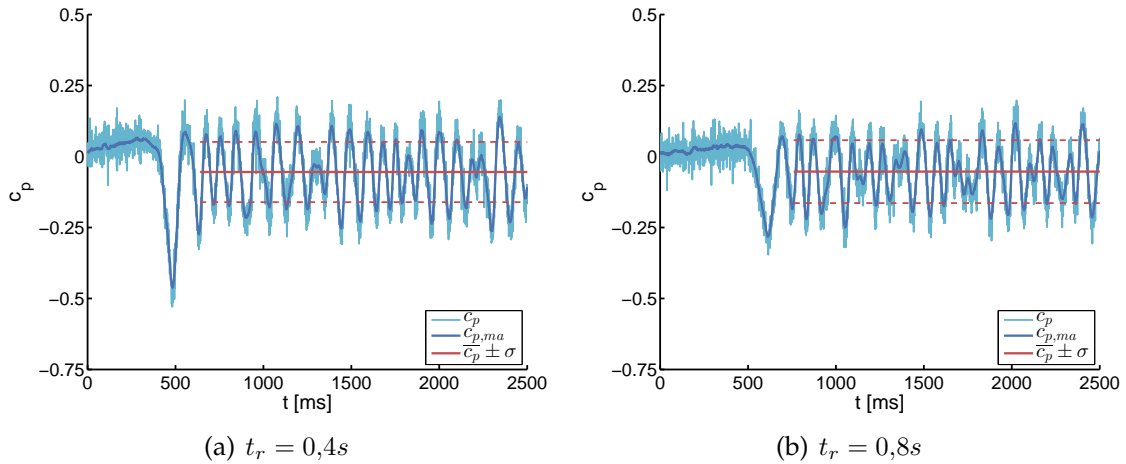


Abbildung 6.46: Druckmessungen instationär bei $x/D = 1,1$, Punkt N1 gemessene Zeitreihe c_p , gleitendes Mittel $c_{p,ma}$ und Wert aus stationärer Messung $\overline{c_p} \pm \sigma$.

$$R_{amp,p} = \frac{\max(c_{p,ma,is})}{\overline{c_{p,s}}} \quad (6.15)$$

$c_{p,ma,is}$ ist das gleitende Mittel (ma) für die c_p -Reihe der instationären Messungen, $\overline{c_{p,s}}$ der Mittelwerte der stationären Messung. In der Literatur wird dies teilweise auch als *Overshoot Koeffizient* bezeichnet (Takeuchi et al., 2008). In Abb. 6.45 ist $R_{amp,p}$ für $t_r = 0,4$ s für den Block im Zentrum des Strahls abgebildet. Es werden dabei Werte zwischen 1,1 und 1,3 erreicht. Wie anhand von Abb. 6.44b ersichtlich wird, gibt es keinen *Overshoot* für $t_r = 0,8$ s, weswegen für diesen Fall kein $R_{amp,p}$ ermittelt wird.

Für die instationäre Druckbelastung an der Stelle $x/D = 1,1$ ist in Abb. 6.46 beispielhaft die Zeitreihe für den Punkt N1 an der Fassade 2 gezeigt. Hier ist für $t_r = 0,4$ s zu Beginn eine kurzzeitige Sogspitze zu beobachten. Dies entspricht einem Abstand von $3,7\sigma$ vom Mittelwert. Da der Mittelwert nahe null liegt, ist die Berechnung von $R_{amp,p}$ hier wenig aussagekräftig. Dieser kurzzeitige Sog wird an dieser Stelle auf die Geschwindigkeitserhöhung durch den Ringwirbel zurückgeführt. Auch für eine längere Anlaufzeit von $t_r = 0,8$ s (s. Abb. 6.46b) wird zu Beginn ein isolierter Sogbereich beobachtet, was ebenfalls auf den Ringwirbel zurückgeführt wird. Da der Ringwirbel in diesem Fall jedoch schwächer ist, ist auch das Minimum in den c_p -Werten weniger ausgeprägt und befindet sich stattdessen etwa im Bereich der Schwankungen der nachfolgenden stationären Phase.

In Abb. 6.47 sind die Zeitreihen aller Messpunkte dargestellt. In den Abbildungen für die Fassaden markieren gestrichelte Linien jeweils Druckanbohrungen in Bodennähe und durchgezogene Linien nahe der Oberkante. Zu Beginn ist für die Fassaden 1 und 2 sowie für die Dachfläche bis etwa $t = 400$ ms ein leichter Anstieg zu beobachten. Dies ist ein Indiz dafür, dass sich zu Beginn der Böenfront

eine Druckwelle ausbreitet. An Fassade 1 findet nach einem kurzen Absinken der Druckbeiwerte ein Anstieg derselben statt. Der Peak wird am Punkt W2 als erstes erreicht und ist dort am größten. Generell sind die Maximalwerte an der Unterseite der Fassade geringer als in der Nähe der Oberkante. Auch nach dem ersten und größten Maximum ist in der Zeitreihe ein periodisches Verhalten zu erkennen. Maximalwerte treten dann an allen Stellen gleichzeitig auf.

An der Fassade 2 ist auch ein leichter zeitlicher Versatz zu erkennen. Die Minima an der Luvseite werden etwas früher erreicht als an der Leeseite. Die Instabilitäten werden mit der Strömung stromab transportiert. An der vorderen und hinteren Kante sind die Werte außerdem etwas höher als im mittleren Teil der Fassade. Auch hier wird ein periodisches Verhalten beobachtet, wobei stets ein zeitlicher Versatz zwischen Luv- und Leeseite besteht. Es ist außerdem zu beachten, dass ein ständiger Wechsel zwischen Druck und Sog stattfindet.

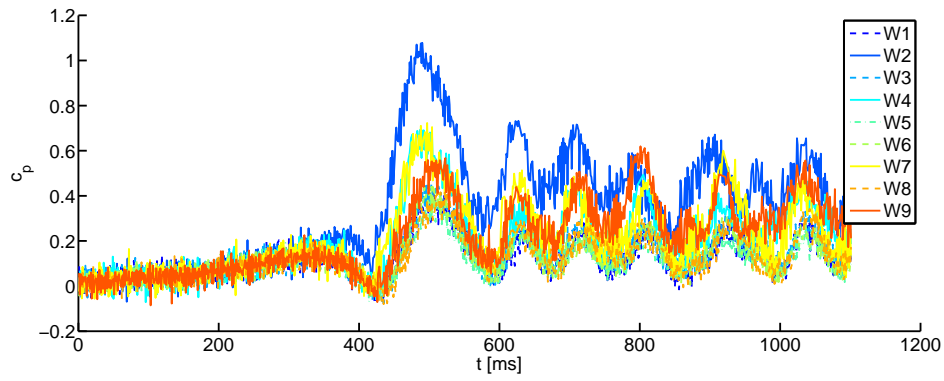
In Abb. 6.47c sind die Kurven für die Fassade 3 gezeigt. Die betragsmäßig größten Minima werden hier an der Kante zwischen Fassade 2 und 3 erreicht. Die Minima und Maxima treten an allen Punkten zum selben Zeitpunkt auf.

Zeitreihen für sieben Messstellen auf dem Dach sind in Abb. 6.47d gezeigt. Auch hier lässt sich ein zeitlicher Versatz beobachten. Interessanterweise treten die Extrema zuerst am Punkt S1 auf und breiten sich dann diagonal über die Dachfläche aus, sodass sie zuletzt am Punkt S13 gemessen werden. Dies korreliert mit der Beobachtung an Fassade 1, auch dort tritt das Maximum zuerst am entsprechenden Punkt W2 auf.

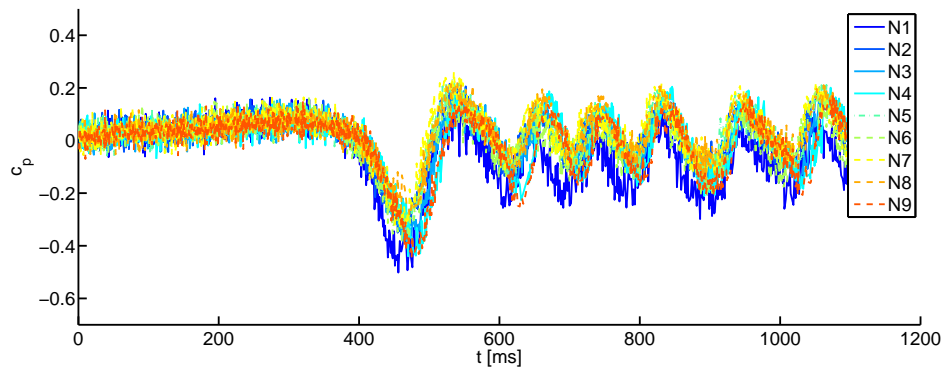
Ein ähnliches Verhalten ist an der Stelle $x/D = 2,3$ zu beobachten. In Abb. 6.48 sind die Zeitreihen für die Fassade 1 und 3 dargestellt. An Fassade 3 ist wieder ein periodisches Verhalten an allen Messpunkten zu beobachten. An Fassade 1 wird dies sehr viel mehr von zufälligen Fluktuationen überlagert.

Als Ursache für diese Beobachtungen wird der Einfluss der Ringwirbels direkt im Auftreffzentrum als nicht relevant erachtet, da sich dieser um den Strahl bildet und daher etwa im Bereich $x/D = 1,1$ auf die Stadtstruktur trifft. Takeuchi und Maeda (2013) haben eine ähnliche Beobachtung für die gesamte Widerstands- bzw. Auftriebskraft gemacht. Sie führen dies auf Ablöseprozesse zurück, die sich in einer plötzlich anlaufenden Strömung von denen einer stationären Strömung unterscheiden. In Abb. 6.45 lässt sich erkennen, dass die höchsten Werte von $R_{amp,p}$ an der Kante zwischen Fassade 2 und 3 und generell an Fassade 3 auftreten, was wahrscheinlich von den oben angesprochenen Ablösemechanismen herrührt. Da die Geschwindigkeiten direkt im Zentrum jedoch gering sind, spielen dort Ablösemechanismen vermutlich eine eher untergeordnete Rolle. Ein *Overshoot* in den Geschwindigkeiten, wie er von Takeuchi und Maeda (2013) beobachtet wurde, was dann auch zu höheren Drücken führt, ist denkbar, wurde in diesen Experimenten jedoch nicht untersucht. Auch das Vorhandensein einer Druckwelle, die sich vor der Böenfront ausbreitet, ist für diesen Fall nicht auszuschließen.

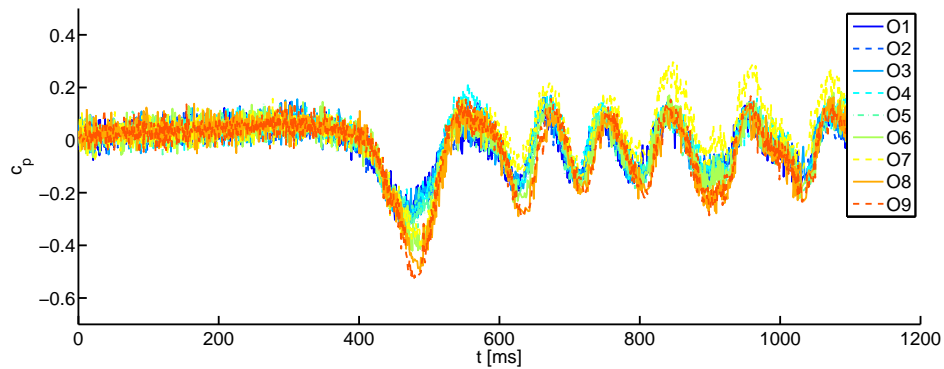
6 Einzelner Downburst



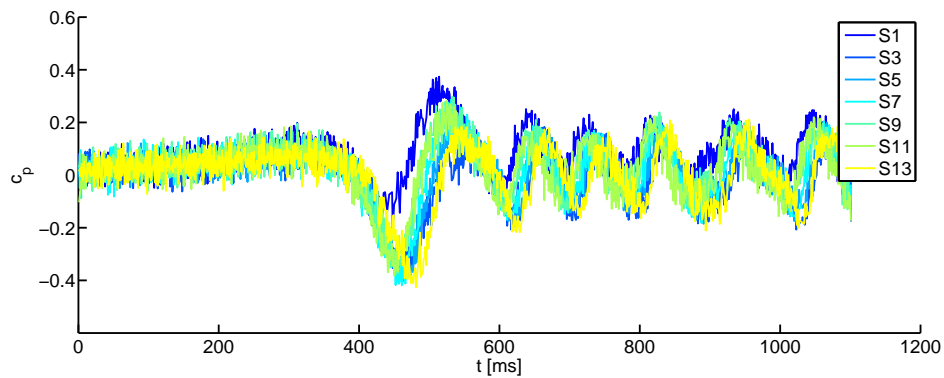
(a) Fassade 1



(b) Fassade 2

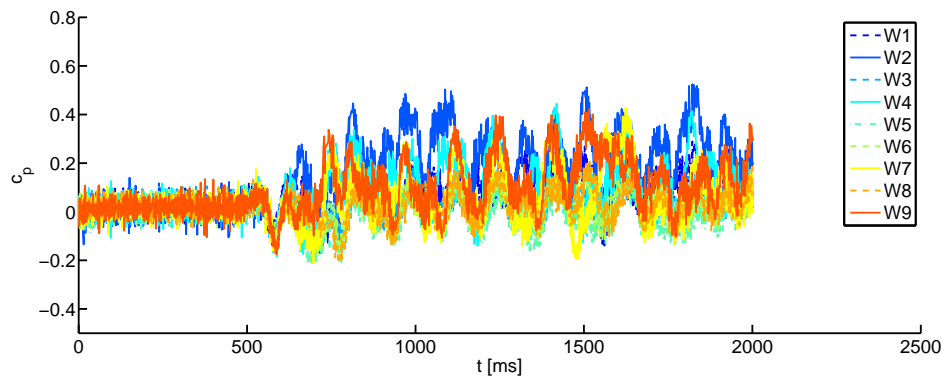


(c) Fassade 3

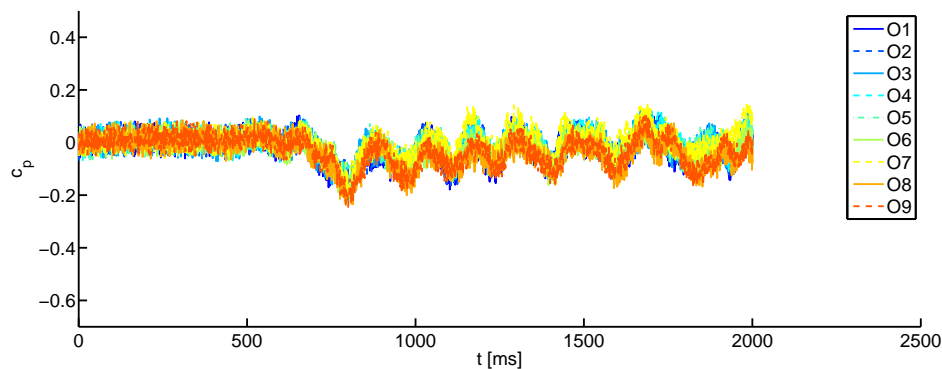


(d) Dach

Abbildung 6.47: Zeitreihe der c_p -Werte instationär
 $x/D = 1,1, t_r = 0,4s$.



(a) Fassade 1



(b) Fassade 3

Abbildung 6.48: Zeitreihe der c_p -Werte instationär
 $x/D = 2,3, t_r = 0,4s$.

Der Ringwirbel trifft im Bereich $x/D = 1,1$ auf die Blockstruktur auf. Wie aus Kapitel 5 bekannt ist, ist die zusätzliche Erhöhung der Geschwindigkeiten innerhalb der Straßen durch die Rotation des Wirbels dort am höchsten. Er wird daher dort als Hauptursache für die beobachteten Spitzenbelastungen gesehen. Wie ebenfalls in Kapitel 5 gezeigt, schwächt sich der Ringwirbel nach dem Auftreffen und weiteren Ausbreiten oberhalb der Gebäude ab. Dies erklärt, warum die Zeitreihen der Druckbeiwerte in weiterer Entfernung vom Zentrum ($x/D = 2,3$) keinen deutlichen *Overshoot Effekt* aufweisen.

Die Maximalbelastungen sind außerdem für eine längere Anlaufzeit t_r geringer. Dies führt, wie beschrieben, zu einem schwächeren Ringwirbel und ist daher Ursache für die geringeren Auswirkungen in den Druckmessungen. Die Stärke des Ringwirbels hat also einen signifikanten Einfluss auf die kurzzeitigen Spitzenbelastungen. Es stellt sich demnach die Frage, ob die im Labor erzeugten Ringwirbel eine gute Approximation der Realität darstellen. Bei einem Luftstrahl, wie hier verwendet, ist der Geschwindigkeitsgradient zur Umgebung bereits direkt am Austritt aus der Düse hoch. Bei einer dichtegetriebenen Fallböe nimmt die Vertikalgeschwindigkeit erst allmählich zu. Ringwirbel in der Natur sind demnach möglicherweise schwächer, weisen also eine geringere Vorticity auf, als die

hier simulierten. Es sind jedoch keine Informationen über die Vorticity in realen Fallböen bekannt.

Die beobachteten regelmäßigen Schwankungen können von Instabilitäten in der Scherschicht herrühren, die sich hinter dem ersten Ringwirbel bilden. Mit zunehmender Lauflänge werden diese von den Turbulenzen überlagert, die sich durch Strömungsablösungen an den Kanten bilden. Diese Fluktuationen werden stromab transportiert und führen an der windzugewandten Seite (Fassade 1, $x/D = 2,3$) zu höheren Schwankungen.

Die Schwankungen treten außerdem etwa zeitgleich an der gesamten Fläche auf (insbesondere bei Fassade 3). Dies führt dazu, dass die Gesamtkraft auf die Fassade, also das Integral der Druckwerte, ebenfalls extremal wird. Das periodische Verhalten kann außerdem eine Resonanzschwingung einzelner Gebäudeteile zur Folge haben. An der Stelle $x/D = 1,1$ ergibt eine Fourier-Transformation an allen Punkten zwei dominante Frequenzen von 9,5 und 11,4 Hz.

Bei Vergleich mit der Natur ist jedoch zu beachten, dass dort ein zusätzlicher Dichteunterschied zwischen Outflow und Umgebungsluft herrscht. Zhang et al. (2013a) schlussfolgerten anhand von numerischen Simulationen, dass die Strömung in einem auftreffenden Mono-Fluid-Strahl sehr viel mehr von solchen Instabilitäten dominiert wird, wohingegen dichtegetriebene Fallböen eher einen ruhigeren Outflow erzeugen, in dem Instabilitäten gedämpft werden.

6.6 Zusammenfassung und Fazit

In diesem Teil wurde die Strömungssituation innerhalb von städtischer Bebauung während einer Fallböe im Labor gemessen und der Einfluss einzelner Randbedingungen, wie die Größe der Fallböe oder die Geometrie der Straßenschlucht, systematisch untersucht. Die untersuchten Bebauungsstrukturen reichten dabei von einer durchgehenden Straßenschlucht bis zu einer aufgelösten Struktur aus einzelnen Blöcken.

Zunächst konnte gezeigt werden, dass für die untersuchten Konfigurationen ein Volumeneintrag in die Straßenschluchten bis zu einer Entfernung von etwa $1,1 - 1,2D$ vom Zentrum stattfindet. Dieser Teil wird als Inflow-Bereich bezeichnet. In größerer Entfernung ist die Strömung nahezu horizontal. Dies wird Outflow genannt.

Es hat sich gezeigt, dass der im Inflow-Bereich auftretende Druckdom den Volumenstrom in die Straßenschlucht reguliert. Für den Volumenstrom ebenso wie für die Vertikalgeschwindigkeit auf Dachhöhe zeigt sich ein linearer Zusammenhang zum Verhältnis H/D (Gebäudehöhe/Durchmesser Fallböe). Die Fallgeschwindigkeit der Böe hat dabei keinen Einfluss auf die normalisierten Größen.

Die Vertikalgeschwindigkeiten werden außerdem als Ursache für eine auftretende Sekundärströmung gesehen. Durch sie wird Volumen von der Mitte der

Straßenschlucht in Richtung Wand transportiert. Da die Vertikalgeschwindigkeit jedoch mit abnehmendem H/D geringer wird, ist anzunehmen, dass dabei auch die Sekundärströmung schwächer wird.

Innerhalb der Straßenschlucht werden maximale Horizontalgeschwindigkeiten in der Größenordnung der Vertikalgeschwindigkeit der Fallböe gemessen. Sie werden am Rande des Inflow-Bereichs bei $x/D \approx 1,1$ erreicht. Diese hohen Geschwindigkeiten bleiben innerhalb der Schlucht umso länger erhalten, je größer H/D ist. Dies wurde durch einen Konservierungsfaktor ε ausgedrückt. Alle untersuchten Konfigurationen haben dabei einen größeren Konservierungsfaktor als bei der Böenausbreitung auf offenem Gelände. Im Falle einer von Kreuzungen unterbrochenen Straßenschlucht nehmen die Geschwindigkeiten schneller ab als in einer durchgehenden Schlucht. Die Abnahme ist abhängig von der Bebauungsdichte, je dichter also die Bebauung, desto länger bleiben hohe Geschwindigkeiten erhalten.

Die Turbulenzintensitäten sind innerhalb der Straßenschlucht geringer als auf freiem Gelände. Innerhalb der Blockstruktur ist die Turbulenzintensität aufgrund der Ablösungen an den Kanten der einzelnen Blöcke bzw. Gebäude größer, jedoch ist sie immer noch geringer als bei einer Ausbreitung der Fallböe auf freiem Gelände.

Die turbulente kinetische Energie erreicht ihr Maximum in einer Entfernung von etwa $1,8D$ vom Auftreffzentrum. Analog zu den Turbulenzintensitäten ist auch die turbulente kinetische Energie innerhalb der Blockstruktur höher als in einer durchgehenden Straßenschlucht. In beiden Fällen sind jedoch oberhalb der Strukturen, also über den Dächern, höhere Werte zu beobachten als innerhalb der Schlucht. Dieses Maximum tritt in Höhe des größten Geschwindigkeitsgradienten auf. Die Entwicklung der turbulenten kinetischen Energie oberhalb der Gebäude ist vergleichbar mit der auf freiem Gelände.

Der Druckdom verursacht Überdrücke an den Fassaden und Dächern der Gebäude, wobei die größten Werte im Auftreffzentrum auftreten. Im Outflow sind die mittleren Druckwerte aufgrund einer nahezu horizontalen Strömung gering. In einer Blockstruktur kommt zusätzlich ein Abschirmungseffekt durch die umliegenden Gebäude hinzu. Die Schwankungen nehmen in diesem Bereich jedoch zu. Zum einen entwickelt sich eine Scherschicht an der Oberseite der Straßenschluchten. Hier steigen die Fluktuationen mit zunehmenden Verhältnis von H/B (Straßenschluchthöhe/-breite). Zum anderen entstehen in einer Blockstruktur durch Ablösungen an den Kanten zusätzlich Schwankungen.

Tritt die Fallböe plötzlich auf, kann es zu einem *Overshoot Effekt* kommen. Im Zentrum der Fallböe treten dabei bis zu 30 % höhere Belastungen auf als im stationären Fall. Auch im Outflow verursacht der entstehende Ringwirbel Sog-/Druckspitzen, jedoch sind diese weniger ausgeprägt als im Zentrum. Mit langsamer steigenden Geschwindigkeit und schwächerem Ringwirbel verringert sich dieser Effekt, sodass sich die zum Beginn verursachten Belastungsspitzen im Rahmen der Schwankungen im stationären Fall befinden.

6 Einzelner Downburst

Da bisher noch keine detaillierten Untersuchungen zur Strömungssituation innerhalb von komplexen, bebauten Strukturen unter dem Einfluss einer Fallböe existieren, konnten zunächst mit einer vereinfachten Problemstellung, also unter Vernachlässigung der Instationarität, der sich evtl. bewegenden oder schräg auftreffenden Fallböe, oder einer komplexen Bebauung, erste grundlegende Zusammenhänge aufgezeigt werden. Durch schrittweises Hinzunehmen einzelner Einflussfaktoren wie der Bebauungsdichte oder das plötzliche Anlaufen der Böe, konnten zusätzliche Effekte aufgezeigt werden.

7 Dichtegetriebene Experimente

Die Simulation der Fallböe mithilfe eines Wandstrahl, wie in den vorherigen beiden Kapiteln, bildet die Wirklichkeit nicht ganz korrekt nach. Insbesondere der Dichteunterschied wird dabei vernachlässigt. Daher werden zusätzlich wenige, ausgewählte Experimente mit einer dichtegetriebenen Fallböe durchgeführt, mit dem Ziel, grundsätzliche Beobachtungen zu verifizieren oder Unterschiede aufzuzeigen. Die Ergebnisse sind im folgenden Kapitel beschrieben. Im vorliegenden Fall wird zur Erhöhung der Dichte der Luft CO_2 beigemischt, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben.

7.1 Visualisierungen

Der Versuchsaufbau besteht aus einem Sammelbehälter für das Gasgemisch. Das Gasgemisch fällt dann aufgrund der Schwerkraft durch ein Leitrohr in Richtung Bodenplatte. Eine genauere Beschreibung des Versuchsaufbaus ist in Abschnitt 4.3 zu finden.

In Abb. 7.1 ist die fallende Böe kurz nach Öffnen des Absperrschiebers zu sehen. Bereits kurz nach dem Austritt der Böe aus dem Acrylglasleitrohr tritt eine Interaktion mit der Umgebungsluft ein. Aufgrund der Scherschicht zwischen Böe und Umgebungsluft entsteht ein Ringwirbel, der sich bis zum Auftreffen auf der Bodenplatte vollständig ausgebildet hat. Auch im Nachlauf des Wirbels lassen sich in der Grenzschicht kleine Instabilitäten (Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten) erkennen.

Nach dem Auftreffen auf der Bodenplatte breitet sich der Ringwirbel radial aus (vgl. Abb. 7.2). Nach Passieren des ersten, großen Ringwirbels erscheint der Nachlauf „gepulst“. Dies ist vermutlich auf die bereits erwähnten Instabilitäten in der Scherschicht bzw. auf daraus entstandene, weitere Wirbel zurückzuführen.

Trifft der Ringwirbel auf das Straßenmodell (das Beispiel in Abb. 7.3 zeigt eine Einmündung), breitet sich der Wirbel auf der Oberseite des Modells aus. Ein Teil des Fallböenvolumens tritt in die Straße ein (Abb. 7.3a) und breitet sich schneller aus als der Rest der Fallböe.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Fallböe für die beiden Fälle wurde für diese Experimentenserie grob bestimmt. Hierfür wurde die Ausbreitung senkrecht von oben gefilmt und die Position der Böenfront anhand von Markierungen auf der Bodenplatte manuell in den Einzelbildern bestimmt. Dabei wurde gezeigt,

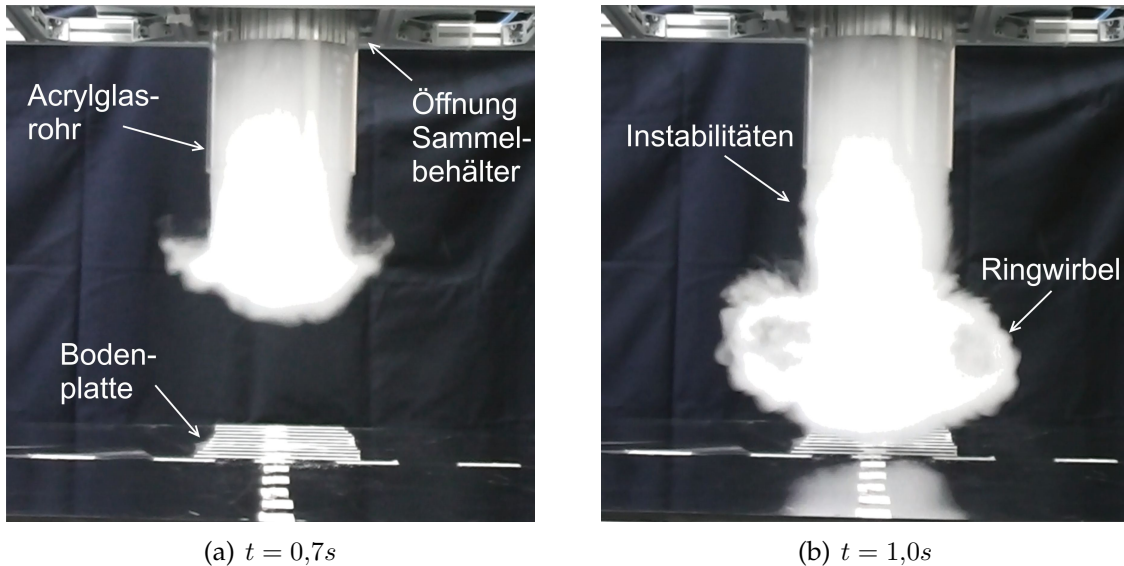


Abbildung 7.1: Entwicklung des Ringwirbels

Bøe aus Trockeneisnebel; Seitenansicht; Zeitangabe nach Öffnen des Schiebers.

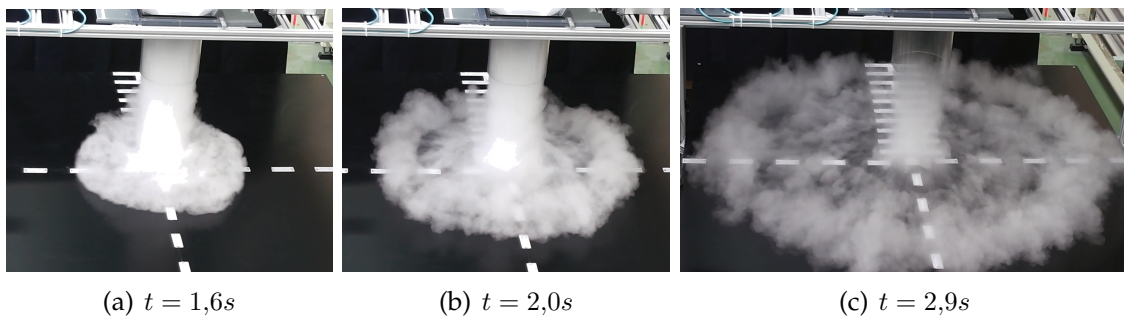


Abbildung 7.2: Ausbreitung der Fallbøe auf ebener Platte

Bøe aus Trockeneisnebel; Aufnahme von schräg oben; Zeitangabe nach Öffnen des Schiebers.

dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit in einem Bereich von $1,7-2,5D$ in der Straßenschlucht ($H/D=0,4$; $H/B=1,25$) mehr als doppelt so groß ist wie auf der ebenen Platte (Eggs, 2015). Aufgrund fehlender Informationen zu V_{ref} und $u(x=1,1D)$ kann ein quantitativer Vergleich zu den Ergebnissen im vorherigen Kapitel nicht erfolgen.

7.2 Geschwindigkeitsmessungen

Im folgenden Abschnitt sind die LDA-Geschwindigkeitsmessungen beschrieben. Die Bøe wird mithilfe eines Gemischs aus CO_2 , Luft und Staubpartikel simuliert. Wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, zeigten Lundgren et al. (1992), dass für eine

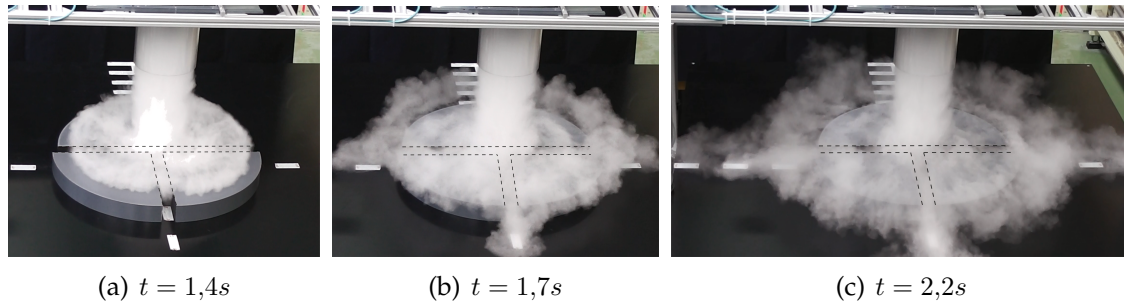


Abbildung 7.3: Ausbreitung der Fallböe in Straßenschlucht

Böe aus Trockeneisnebel; Aufnahme von schräg oben; Zeitangabe nach Öffnen des Schiebers.

Grashofzahl von $Gr \geq 9 \cdot 10^6$ die Strömung der fallenden Böe unabhängig von Gr ist.

Um diese Vorgabe zu erreichen, muss das Gasgemisch für die hier beschriebene Experimentenreihe eine Dichte von mindestens $1,35 \text{ kg/m}^3$ aufweisen. In allen im Folgenden beschriebenen Experimenten lag der Sauerstoffgehalt zwischen 15,1 % und 15,4 %, was gemäß der Kalibrierkurve in Abb. 4.13 einer Dichte von $1,50 - 1,52 \text{ kg/m}^3$ und somit einer Gr-Zahl von $Gr \approx 1,9 \cdot 10^7$ entspricht.

7.2.1 Auswertemethoden

Da das Fallen des Gasgemisches ein instationärer Vorgang ist, bedarf es einiger Vorüberlegungen, die die Auswertung der Daten betreffen.

Messpunkte und Reproduzierbarkeit

In dieser Experimentenserie sollen Geschwindigkeitsmessungen in der fallenden Böe vor dem Auftreffen, sowie im Outflow auf ebener Platte und innerhalb einer Modellstraßenschlucht ($H \times B = 76 \times 50 \text{ mm}$) gemessen werden. Die Messpunkte sind in Abb. 7.4 dargestellt. Messungen an den Punkten 1 bis 3 in der fallenden Böe wurden zwei, an den restlichen Punkten drei Mal wiederholt. Punkte 1 bis 3 sind so weit unten gewählt, dass dem fallenden Fluidpaket ausreichend Zeit für die Beschleunigung bleibt, jedoch auch so weit oben, dass der entstehende Druckdom im Auftreffbereich keinen großen Einfluss auf die Geschwindigkeiten hat. Bei Messung der Punkte 1 bis 3 war kein Modell auf der Bodenplatte.

Da die dichtegetriebenen Experimente aufwendig sind und sie lediglich zur Validierung dienen, soll das Geschwindigkeitsprofil an nur einer Stelle x/D im Outflow gemessen werden. Dies soll möglichst im Bereich der maximalen Geschwindigkeiten liegen. Die größten Geschwindigkeiten treten bei Yao und Lundgren (1996) in einem Abstand vom Zentrum nahe $x/D_0 = 0,60$ auf. Alahyari und

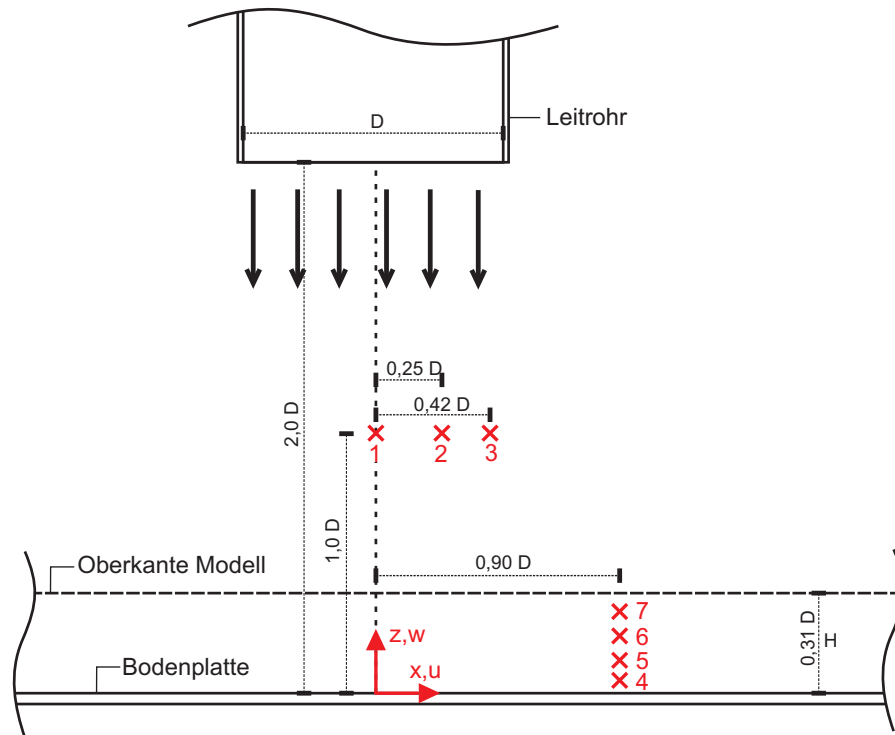


Abbildung 7.4: Versuchsaufbau mit Messpunkte für Geschwindigkeitsmessungen.

Longmire (1995) beobachteten Maximalwerte der horizontalen Geschwindigkeit ebenfalls bei $0,6D_0$ vom Zentrum. Hier ist die Verwendung D_0 (äquivalenter Kugeldurchmesser) in den oben erwähnten Arbeiten und D (Durchmesser der Behälteröffnung) in der vorliegenden Arbeit zu beachten. In der numerischen Simulation von Mason et al. (2009) wird die maximale horizontale Geschwindigkeit in einem deutlich größeren Abstand von $x/D = 1,25$ beobachtet.

Die Position x , an dem die maximalen Werte gemessen werden, hängt jedoch auch von der Höhe des Messpunktes ab (Alahyari und Longmire, 1995). Zur Bestimmung der Position, an der die maximale horizontale Geschwindigkeit im untersten Messpunkt (Punkt 4) auftritt, wurden daher in einem Vorversuch Messungen in den Positionen $x/D = 0,8$, $x/D = 0,9$ und $x/D = 1,2$ in einer Höhe von $z/D = 0,04$ auf ebener Platte durchgeführt. Maximalwerte ergaben sich für $x/D = 0,9$. Die weiteren Untersuchungen wurden daher an dieser Position durchgeführt.

Die Messungen wurden synchronisiert, sodass der Nullpunkt jeder Messung dem Zeitpunkt entspricht, an dem der Absperrschieber unterhalb des Sammelbehälters geöffnet wurde. Die Messreihen verschiedener Läufe am selben Messpunkt unterscheiden sich dabei nur gering. Die drei durchgeführten Messungen sind in Abb. 7.5 beispielhaft für Punkt 4 in der Straßenschlucht dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der drei Kurven. Die gemessenen Ergebnisse sind demnach gut reproduzierbar.

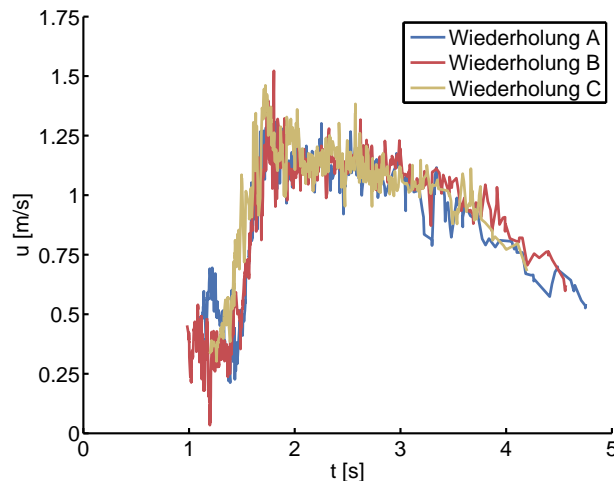


Abbildung 7.5: Horizontale Geschwindigkeit am Punkt 4 in der Straßenschlucht. Messreihen für drei durchgeführte Wiederholungen zeigen gute Reproduzierbarkeit.

Die Namen der einzelnen Experimente setzen sich aus dem Punkt (1 bis 7) und der jeweiligen Wiederholung (A, B, C) zusammen. So wird die zweite Wiederholung am Punkt 5 als P5-B bezeichnet.

Filterung der Daten

Das plötzliche Öffnen des Schiebers erzeugt eine stark instationäre Strömung. Die dadurch entstehende Böenfront hat eine hohe Konzentration an Partikeln. Im Nachlauf nimmt die Konzentration ab, bis gegen Ende der Messung nur noch einzelne aufgewirbelte Partikel gemessen werden. Die größten Geschwindigkeiten ergeben sich jedoch am Anfang, weshalb dieser am relevantesten ist. Dieser Bereich hat eine Dauer von etwa 2 s. Um Abschnitte mit geringer Partikelkonzentration und daher geringer Messfrequenz zu entfernen, wird die Zeitreihe abgeschnitten, sobald der Hauptbereich von 2 s passiert ist und der Abstand zwischen zwei gemessenen Punkten größer als 0,15 s ist.

In den Messreihen treten außerdem Störsignale auf, die zu unrealistischen Geschwindigkeiten führen. Als Grund hierfür wird die sehr kurze Zeitdauer eines Versuches gesehen. Es bleibt daher nicht genügend Zeit das Messsystem optimal auf die Strömung einzustellen. Um die Störsignale herauszufiltern, wird zunächst ein gleitendes Mittel gebildet ($T = 0,3$ s) und von der Zeitreihe subtrahiert. Aus dem verbleibendem Turbulenzanteil wird die Standardabweichung σ berechnet. Alle Daten, die mehr als $\pm 3,5 \cdot \sigma$ vom Mittelwert abweichen, werden herausgefiltert. Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeiten normalverteilt sind, entspräche dies weniger als 0,5 % der gemessenen Werte.

Für die folgenden statistischen Auswertungen ist es sinnvoll eine zeitlich äquidistante Zeitreihe zu verwenden. Aus der vorliegenden Messreihe wird daher eine

7 Dichtegetriebene Experimente

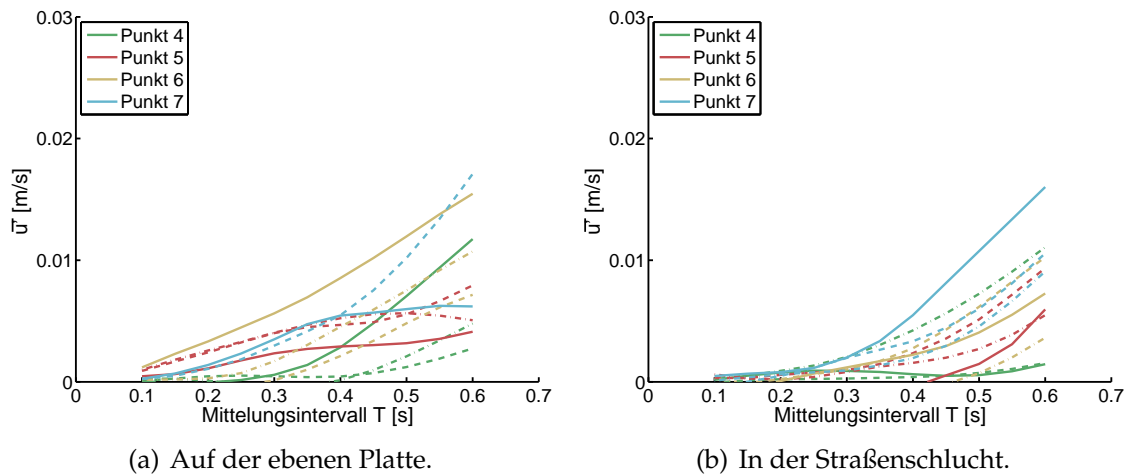


Abbildung 7.6: Einfluss des Mittelungsintervalls auf die gemittelte Turbulenz jeweils drei durchgeführte Experimente (Wiederholung A: durchgezogene Linie, B: strichpunktierte Linie, C: gepunktete Linie) für die Punkte 4 bis 7.

Zeitreihe mit äquidistanten Stützstellen interpoliert. Generell gilt, dass Messungen in Bodennähe hinsichtlich der Partikeldichte eine bessere Qualität aufweisen, als höher gelegene Punkte. Dies liegt daran, dass an den unteren Punkten ein kontinuierlicher Outflow stattfindet, wohingegen die oberen Punkte nur von einzelnen Wirbeln „gestreift“ werden.

Mittlere Geschwindigkeiten

Entsprechend der Vorgehensweise wie sie z. B. in Holmes et al. (2008) beschrieben ist, wird die Zeitreihe in einen zeitabhängigen Mittelwert $\bar{u}(t)$ und eine verbleibende zufällige Turbulenz $u'(t)$ zerlegt. $\bar{u}(t)$ wird dabei als gleitendes Mittel (engl.: *moving average, ma*) berechnet. Bei der Wahl des Mittelungsintervalls T sollen folgende Kriterien berücksichtigt werden:

- Die verbleibende Turbulenz sollte einen Mittelwert nahe Null aufweisen ($\overline{u'} \approx 0$).
- Die Haupteigenschaften der Strömung, also die deterministischen, niederfrequenten Schwankungen, sollen erhalten bleiben.

Das erste Kriterium lässt sich im Bezug auf das Mittelungsintervall T als obere Grenze ansehen. Der Einfluss des gewählten Intervalls auf \bar{u} ist in Abb. 7.6 dargestellt. Insbesondere in der Straßenschlucht lässt sich eine deutliche Grenze bei ca. $T = 0,3$ s erkennen. Auch auf der ebenen Platte weisen einige Messungen diesen Grenzwert auf. Jedoch gibt es an jedem Punkt auch Messungen, an denen die Kurve früher ansteigt. Dies ist möglicherweise auch auf eine zu geringe Partikeldichte zurückzuführen. Dennoch ist der Mittelwert bei allen Messungen für ein Mittelungsintervall $T \leq 0,2$ s ausreichend nahe an Null.

Das zweite Auswahlkriterium zielt darauf ab, die deterministischen Hauptcharakteristiken der Strömung, die etwa in Zusammenhang mit auftretenden Ringwirbeln entstehen, zu erhalten und von der zufälligen Turbulenz zu trennen. Es stellt sozusagen eine untere Grenze für das Mittelungsintervall dar. Wird dieses zu klein gewählt, werden die hochfrequenten, zufälligen Turbulenzen nicht vollständig herausgefiltert.

Da das gleitende Mittel also deterministisch ist, muss es für verschiedene Messungen am gleichen Messpunkt ähnlich sein. Dieser Vergleich wurde herangezogen, um ein geeignetes Mittelungsintervall zu wählen. In Abb. 7.7 sind beispielhaft zwei Messungen für den Punkt 4 mit unterschiedlichen Mittelungsintervallen dargestellt. Bei einem Intervall von $T = 0,05$ s ergeben sich noch starke Fluktuationen, die zufällige Turbulenz ist nicht komplett herausgefiltert. Bei einem zu groß gewählten Intervall ($T = 0,5$ s) werden die Hauptcharakteristiken, z. B. der steile Anstieg der Geschwindigkeiten zu Beginn der Messung, nicht gut wiedergegeben. Bei einem Intervall von $T = 0,2$ s ergeben sich zwar noch Schwankungen, diese erscheinen jedoch sehr regelmäßig und lassen sich in ähnlicher Weise in beiden Messungen finden. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Messungen an den anderen Messpunkten, weshalb für die folgende Analyse ein Mittelungsintervall von $T = 0,2$ s gewählt wird.

7.2.2 Fallende Böe

Die Punkte 1 bis 3 wurden in der fallenden Böe ohne Modell gemessen. In Abb. 7.8a ist der Verlauf der vertikalen Geschwindigkeit im Punkt 1 gezeigt. Auch hier ist eine gute Reproduzierbarkeit der Messungen zu erkennen. Der Maximalwert des gleitenden Mittels ergibt sich in beiden Wiederholungen zu $w_{min} = -1,23$ m/s und wird jeweils zum Zeitpunkt $t = 1,6$ s erreicht. Im Folgenden wird daher der Wert $V_{ref} = 1,23$ m/s als Referenzgeschwindigkeit bezeichnet.

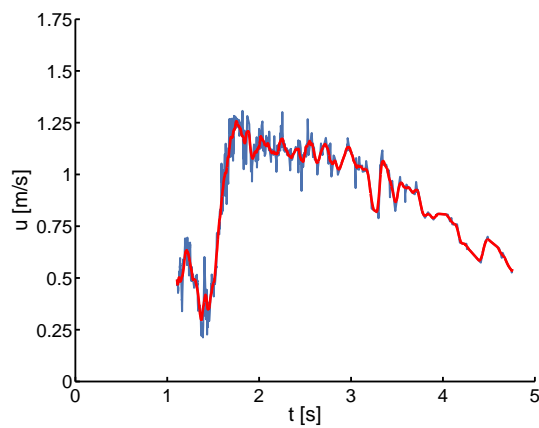
Da sich die einzelnen Messungen am selben Punkt nur gering unterscheiden, ist in Abb. 7.8b jeweils nur eine Wiederholung pro Messpunkt dargestellt. In den Punkten 1 und 2 ist die erreichte Maximalgeschwindigkeit annähernd gleich. Durch den Einfluss der Scherschicht nimmt die Geschwindigkeit im Randbereich ab. Der Maximalwert beträgt dort noch 87 % der Referenzgeschwindigkeit.

Analog dem Vorgehen für das gleitende Mittel lässt sich auch $\sigma_u(t)$ für ein bestimmtes Zeitintervall T ermitteln, mithilfe dessen dann die Turbulenzintensität definiert werden kann:

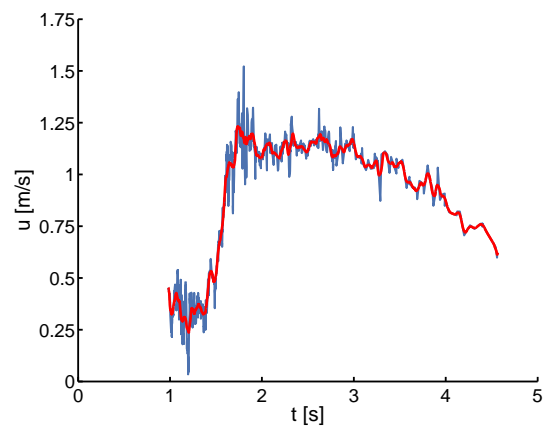
$$I_u(t) = \frac{\sigma_u(t)}{\bar{u}(t)} \quad (7.1)$$

wobei $\bar{u}(t)$ das gleitende Mittel der Geschwindigkeit ist. Für die Bestimmung von I_u wurde dasselbe Mittelungsintervall wie für die Geschwindigkeiten verwendet.

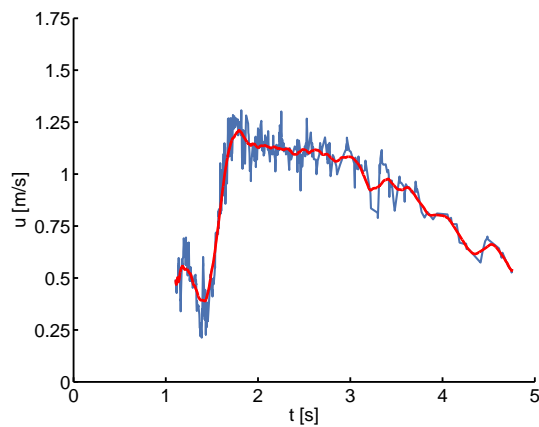
7 Dichtetriebene Experimente



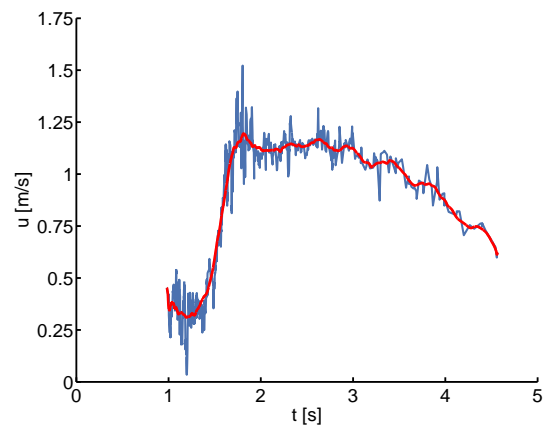
(a) Punkt 4, Messung A, $T = 0,05s$



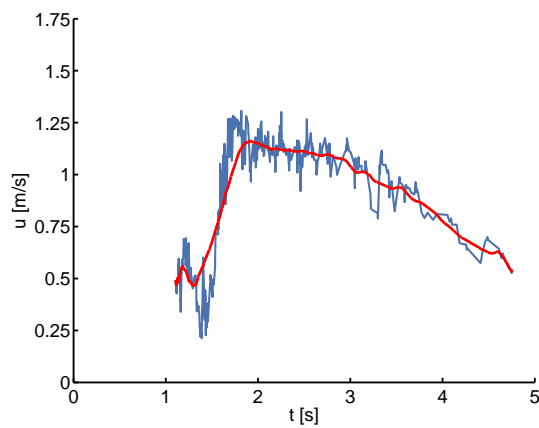
(b) Punkt 4, Messung B, $T = 0,05s$



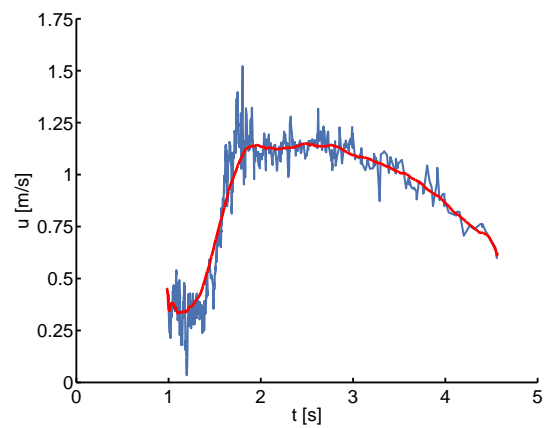
(c) Punkt 4, Messung A, $T = 0,2s$



(d) Punkt 4, Messung B, $T = 0,2s$

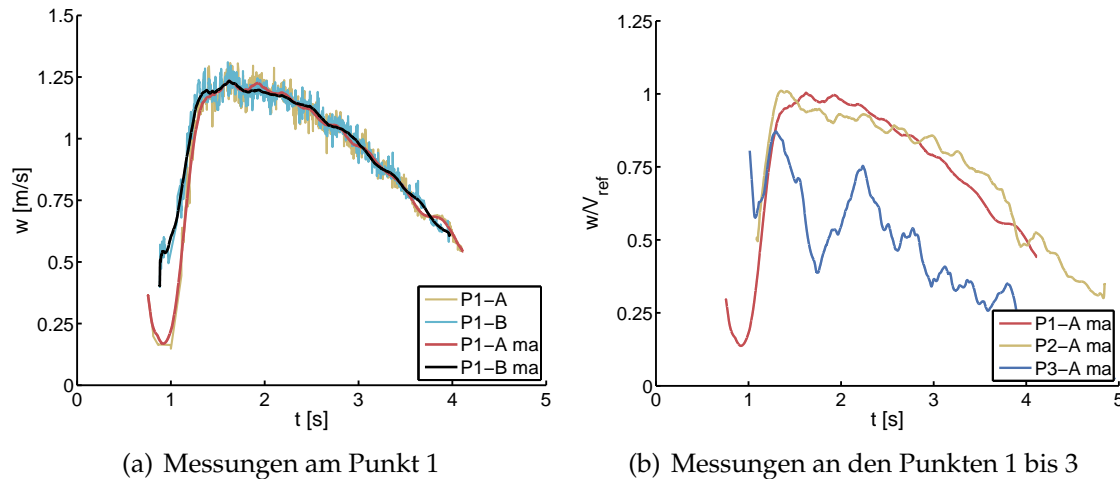


(e) Punkt 4, Messung A, $T = 0,5s$



(f) Punkt 4, Messung B, $T = 0,5s$

Abbildung 7.7: Variation des Mittelungsintervalls Messreihe (blau) und gleitendes Mittel (rot) für zwei verschiedene Messungen in Punkt 4 in der Straßenschlucht.



(a) Messungen am Punkt 1

(b) Messungen an den Punkten 1 bis 3

Abbildung 7.8: Vertikale Geschwindigkeiten der fallenden Böe in den Punkten 1, 2 und 3 (ma=gleitendes Mittel).

In Abb. 7.9 sind sowohl die Fluktuation wie auch die Turbulenzintensität dargestellt. Zwischen ca. 1,2 s und 3,0 s, sind die Turbulenzintensitäten im inneren Bereich der Böe gering. Im Punkt 1 ($x/D = 0$) liegt sie bei 1 - 4 % und in Punkt 2 ($x/D = 0,25$) bei etwa 2 - 7 %. Im Bereich der Scherschicht im Punkt 3 ($x/D = 0,42$) nehmen die Intensitäten deutlich zu. Dort bewegen sie sich zwischen 7 - 37 %. Die Schwankungen erscheinen dabei sehr periodisch, was vermutlich auf die Kelvin-Helmholtz Instabilitäten in der Grenzschicht zurückzuführen ist. Dies gilt für alle Wiederholungen, auch die nicht hier gezeigten. Im Anfangs- und Endbereich der Böe sind die Turbulenzintensitäten größer, was sich jedoch durch die geringen mittleren Geschwindigkeiten ergibt.

7.2.3 Ausbreitung der Böe

Abb. 7.10 zeigt das Auftreffen des Ringwirbels auf ebener Platte und seine Ausbreitung. Der Nachlauf des Wirbels hat eine deutlich geringere Höhe als der Wirbel selbst. In Abb. 7.11 trifft die Böe auf die Straßenschlucht auf. Der Ringwirbel breitet sich hier oberhalb der Straßenschlucht aus. In der Straße ist eine nahezu senkrechte Böenfront zu erkennen, die sich vor dem Wirbel durch die Schlucht schiebt. Für diese beiden Fälle wurde Geschwindigkeitsprofile für die horizontale Komponente u an der Position $x/D = 0,9$ gemessen, was etwa in der Mitte der gezeigten Fotos liegt.

In Abb. 7.12 ist der Geschwindigkeitsverlauf für die Punkte 4 bis 7 sowohl für die Ausbreitung auf ebener Platte, wie auch innerhalb der Straßenschlucht dargestellt. In Punkt 4 nahe des Bodens zeigen beide Kurven einen ähnlichen Verlauf. Auf ebener Platte werden jedoch größere Maximalgeschwindigkeiten erreicht. In den Punkten 5 bis 7 zeigt sich auf ebener Platte ein dominanter Peak, der als Folge des ersten großen Ringwirbels zu sehen ist. Insbesondere in den Punkten 6

7 Dichtegetriebene Experimente

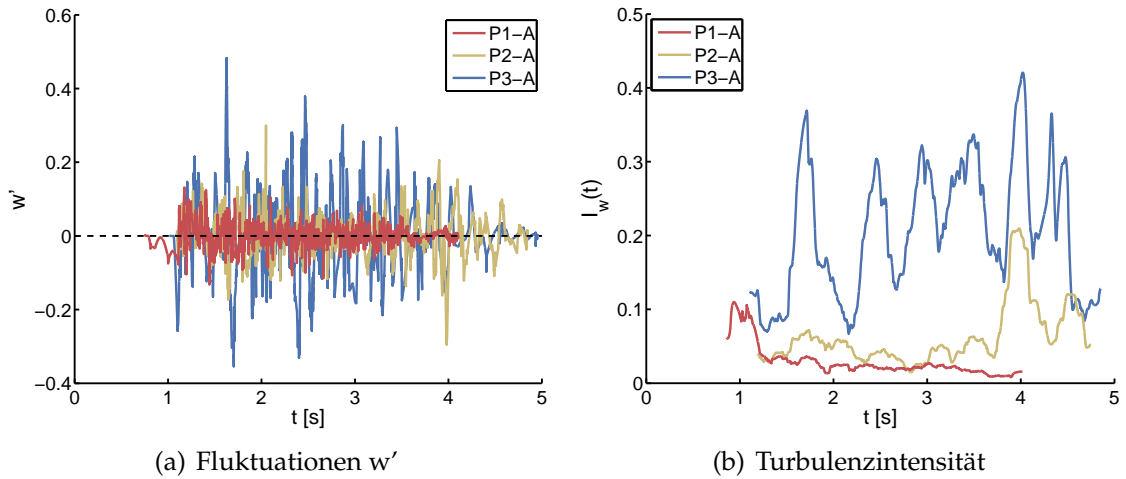


Abbildung 7.9: Turbulenz
Fluktuationen und Turbulenzintensitäten an den Punkten 1 bis 3.

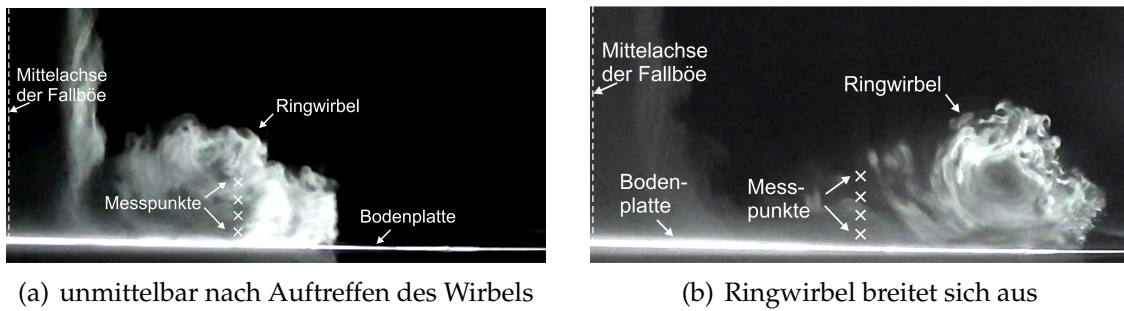


Abbildung 7.10: Visualisierung der dichtegetriebenen Fallböe
Ausbreitung auf ebener Platte.

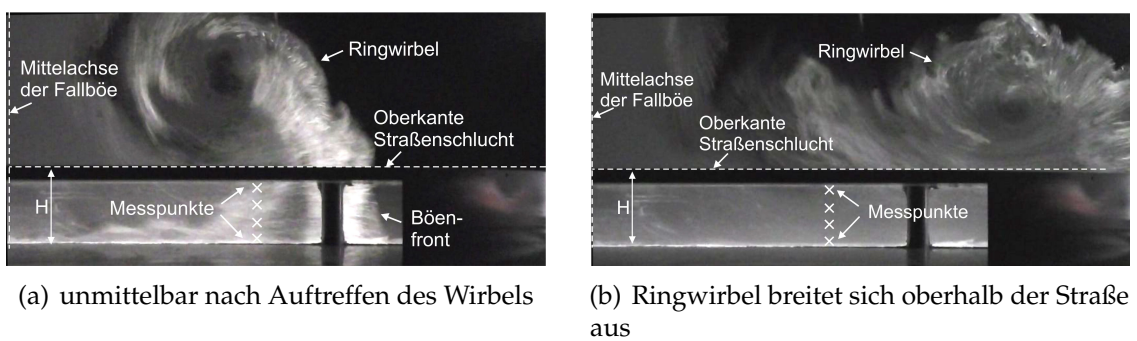


Abbildung 7.11: Visualisierung der dichtegetriebenen Fallböe
Ausbreitung in der Straßenschlucht.

und 7 geht die Geschwindigkeit schnell gegen null, da die Nachlaufzone hinter dem Ringwirbel, wie auch in Abb. 7.10 zu sehen ist, eine geringere Höhe aufweist und unterhalb der beiden Messpunkte liegt. Innerhalb der Straßenschlucht sind die Geschwindigkeiten in allen Punkten auf annähernd gleichem Niveau. Ebenso ist der Zeitpunkt, zu dem die Front den Messpunkt erreicht, in allen Fällen nahezu identisch. Auch dies wird durch die in Abb. 7.11 beobachtete Böenfront unterstützt. Die Geschwindigkeiten bleiben in der Straße für etwa 2 s auf hohem Niveau.

In Abb. 7.13 sind die Turbulenzintensitäten dargestellt (vgl. Gleichung 7.1). Bei der ebenen Ausbreitung auf der Platte schwanken die Turbulenzen im Bereich 3 - 30 %. In Punkt 4 sind die Turbulenzen durch die stärkere Beschleunigung der Strömung geringer als im höher gelegenen Punkt 5. In Punkt 6 scheinen die Turbulenzen und ihre Schwankungen geringer, was sich jedoch aufgrund der kurzen Dauer der Zeitreihe nicht eindeutig belegen lässt.

Holmes et al. (2008) haben die Turbulenzintensitäten für eine Messungen im Outflow des Lubbock-Reese Downbursts in Texas, USA ermittelt. In einer Messhöhe von 10 m schwanken sie zwischen ca. 10 und 35 % und sind vergleichbar mit den Ergebnissen in Punkt 5. In der Zeitspanne, in der sehr große Geschwindigkeiten erreicht werden ($> 25 \text{ m/s}$), ist die Turbulenzintensität 9 - 11 %. Im Punkt 5 bewegen sich die Turbulenzintensitäten im Bereich hoher Geschwindigkeiten ($> 0,8V_{ref}$) zwischen 7 % und 18 % für alle drei Wiederholungen, wobei sich für die Messung P5-C Turbulenzen zwischen 7 - 9 % einstellen. Die Werte des Experiments bewegen sich demnach in einem realistischen Bereich. Im Punkt 4 sind die Werte etwas geringer.

Innerhalb der Straßenschlucht sind die Turbulenzintensitäten deutlich geringer. Zu Beginn der Böenfront werden in allen Punkten Werte von $I_u \approx 15 \%$ erreicht. Nach Erreichen der maximalen Geschwindigkeit, also im Nachlauf des Ringwirbels, sinken die Werte und bewegen sich zwischen 1 - 8 %. Der Peak im Punkt 7 bei 3,1 s korreliert mit einem kurzen, starken Absinken der Geschwindigkeit (vgl. Abb. 7.12d). Dies ist auch in den anderen beiden Messungen an diesem Punkt zu beobachten.

In Abb. 7.14 sind die maximalen, horizontalen Geschwindigkeiten dargestellt (jeweils Mittelwert aus drei Messungen sowie die Streuung). Zu beachten ist, dass diese nicht exakt zum selben Zeitpunkt auftreten. Sie entsprechen also der Einhüllenden.

7.3 Zusammenfassung und Einordnung

Die fallende Böe hat in ihrem Zentrum eine nahezu konstante Maximalgeschwindigkeit, was den Eigenschaften des Luftstrahls in Kapitel 6 entspricht. Auch die dortige Turbulenzintensität ist in der selben Größenordnung. Im Randbereich nimmt die Geschwindigkeit in der dichtegetriebenen Böe jedoch etwas

7 Dichtgetriebene Experimente

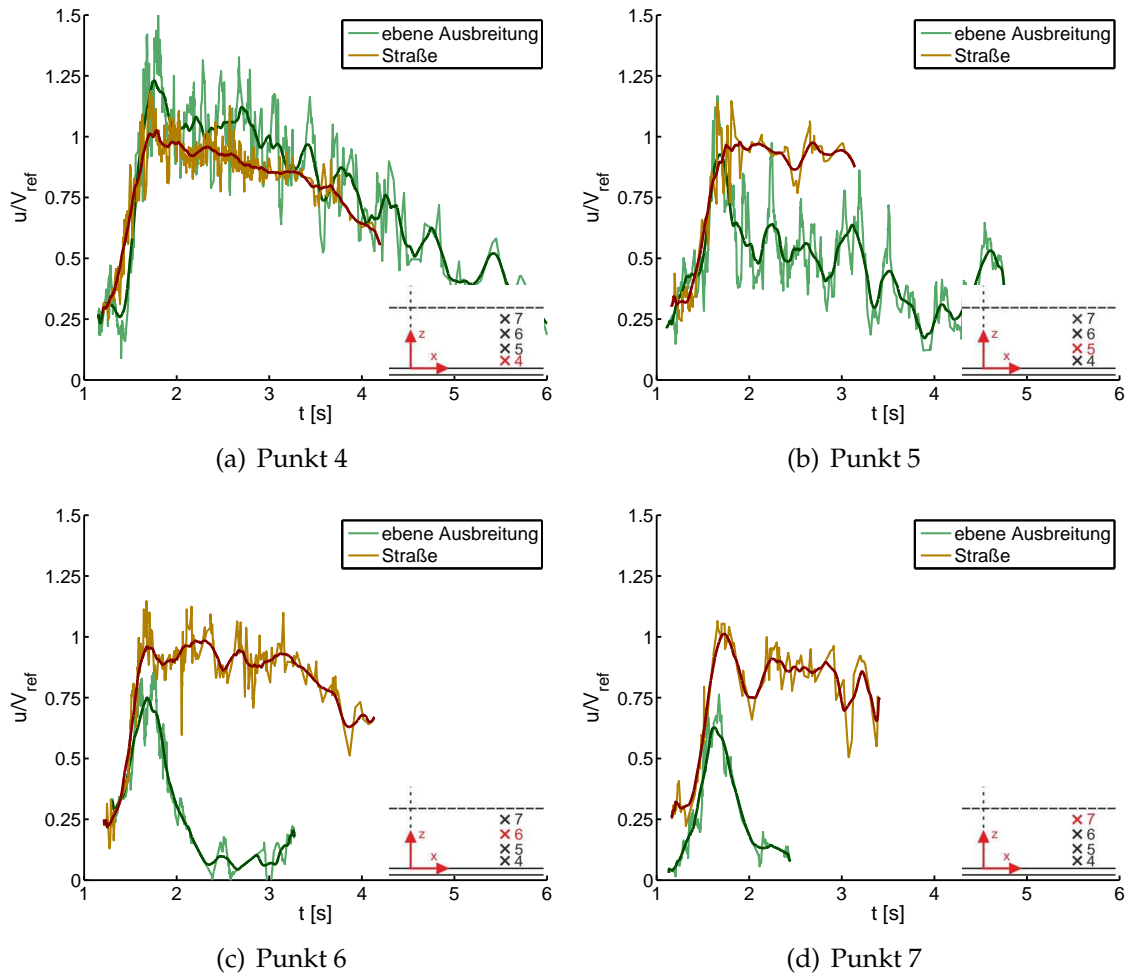


Abbildung 7.12: Horizontale Geschwindigkeiten im Outflow der Böe Punkte 4 bis 7, ebene Ausbreitung und innerhalb der Straßenschlucht.

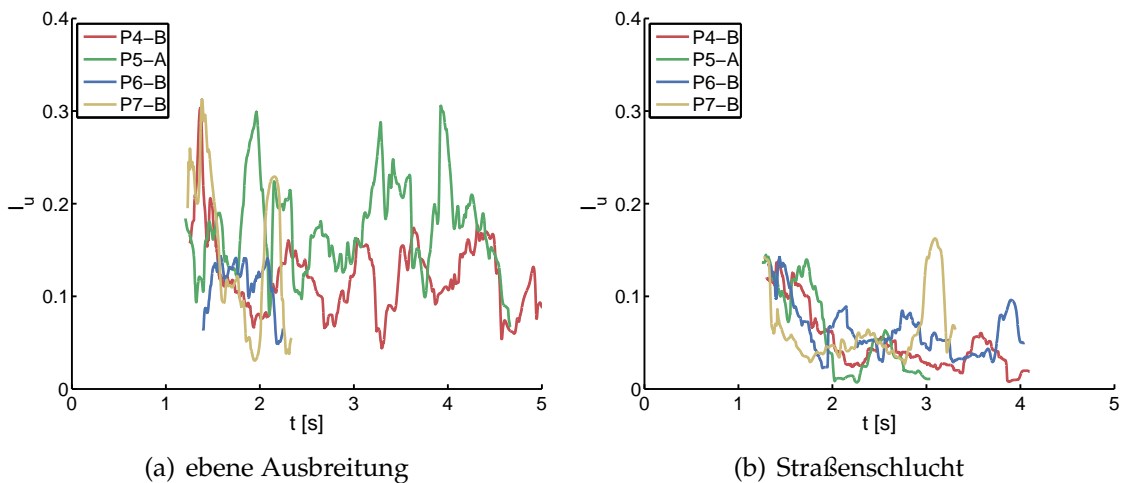


Abbildung 7.13: Turbulenzintensitäten im Outflow der Böe Punkte 4 bis 7, ebene Ausbreitung und innerhalb der Straßenschlucht.

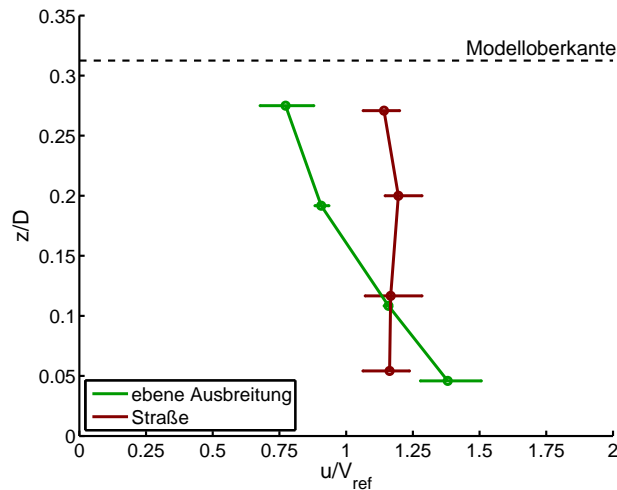


Abbildung 7.14: Maximale, horizontale Geschwindigkeiten (Einhüllende) Mittelwert der Maxima aus jeweils drei Wiederholungen, sowie Streuung.

schneller ab. Außerdem lassen sich dort periodische Schwankungen erkennen, die auf Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten zurückgeführt werden. Diese sind im Mono-Fluid-Strahl nicht bzw. nicht so ausgeprägt zu erkennen.

In allen in dieser Arbeit durchgeführten instationären Experimenten wurde zu Beginn ein Ringwirbel erzeugt. Bei einer Ausbreitung auf der ebenen Platte führt dies zu einem kurzzeitigen Peak in den Geschwindigkeiten, der die Magnitude der Fallgeschwindigkeit der Böe übersteigt. Nach Erreichen des Peaks konnte sowohl bei den dichtegetriebenen Versuchen wie auch beim isolierten Strahl (Kapitel 6) ein periodisches Verhalten beobachtet werden. In wieweit diese vergleichbar sind, wurde nicht genauer untersucht.

Beim Vorhandensein einer Modellstraßenschlucht hat sich außerdem gezeigt, dass sich der Ringwirbel in allen Fällen oberhalb des Modells ausbreitet und nicht in die Straßenschlucht eindringt. In der Straße konnte eine Art Böenfront beobachtet werden, die zu einem plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeiten führt. In der Straße war hier eine vertikale Böenfront zu beobachten. Auch in den Messungen in Kapitel 5 steigen die Geschwindigkeiten an verschiedenen Höhen z zum selben Zeitpunkt an. Auch konnte gezeigt werden, dass die Geschwindigkeiten innerhalb der Schlucht, wie beim Wandstrahl, langsamer abnehmen als auf der ebenen Platte. Die gemessenen Turbulenzintensitäten sind dabei geringer als bei einer Ausbreitung auf ebener Platte, wie auch in Kapitel 6 festgestellt wurde. Die Werte liegen dabei sowohl beim Wandstrahl als auch bei den dichtegetriebenen Experimenten bei etwa 5%.

Die Höhe des Outflows auf der ebenen Platte war kleiner als die Straßenschluchthöhe. Das Maximum liegt auf Höhe des untersten Messpunktes oder darunter. Innerhalb der Straßenschlucht kann der Outflow jedoch über die gesamte Höhe beobachtet werden. Der Outflow weitet sich sozusagen nach oben auf. Die maximalen Horizontalgeschwindigkeiten sind dabei nahezu konstant über die Höhe.

Dieses Verhalten konnte bereits in den Versuchen in Kapitel 5 gezeigt werden.

Aus der Literatur sind jedoch auch einige Unterschiede zwischen dichtegetriebenen und Mono-Fluid-Experimenten bekannt, etwa das Abprallen des Ringwirbels nach dem Auftreffen für den Luftstrahl, wie es auch in Kapitel 5 gezeigt wurde. Bei einem Fluidpaket mit höherer Dichte wird dieses Abprallen jedoch gedämpft (Zhang et al., 2013a). In den Visualisierungen konnte in den hier durchgeführten Experimenten kein signifikantes Abprallen beobachtet werden.

Als weiterer Unterschied wird genannt, dass sich der Ringwirbel beim Luftstrahl bereits im Fallen bildet, wohingegen sich bei einem dichteren Luftpaket die Luft erst am Boden aufrollt, woraus dann der Ringwirbel entsteht (numerische Untersuchung, Zhang et al. (2013a)). Bei den hier durchgeführten Experimenten hat sich jedoch gezeigt, dass in beiden Fällen ein Aufrollen bereits im Fallen, also vor dem Auftreffen, entsteht. Bei der dichtegetriebenen Fallböe geschieht dies evtl. etwas später, da der Geschwindigkeitsgradient zu Beginn noch gering ist. Auch in Abschnitt 2.2 ist das Strömungsfeld einer realen Fallböe gezeigt, die bereits im Fallen einen Wirbel ausgebildet hat. Die gezeigten Simulationen sind demnach als realistisch einzustufen. Es sei jedoch erwähnt, dass nicht bei jeder Fallböe ein Ringwirbel entsteht.

Des Weiteren wird oft angemerkt, dass sich Outflows höherer Dichte mit größerem Abstand zum Zentrum wie Dichteströmungen verhalten, was im Fall eines Outflows gleicher Dichte selbstverständlich nicht der Fall ist. Auf diesen, weiter vom Zentrum entfernten Bereich, wird in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht eingegangen, da er im Hinblick auf Spitzenwindlasten nicht relevant ist. Zhang et al. (2013a) beobachteten jedoch auch an den Grenzschichten, dass Strömungsstrukturen im Outflow eines Wandstrahls von Instabilitäten in der Scherschicht dominiert werden, während ein Outflow mit höherer Dichte eher gedämpft wird und ruhiger ist. Zumindest im zentrumsnahen Bereich kann dies anhand der hier durchgeführten Messungen nicht bestätigt werden.

Es konnte demnach gezeigt werden, dass grundsätzliche Eigenschaften der Strömung sowohl bei einem Mono-Fluid-Strahl wie auch bei einer dichtegetriebenen Fallböe beobachtet werden konnten, insbesondere nahe des Zentrums, wo Spitzengeschwindigkeiten zu erwarten sind.

8 Funktionale Zusammenhänge

Die aus den vorherigen Kapiteln gewonnenen Erkenntnisse sollen hier zusammengeführt werden. Zunächst lässt sich das von einer Fallböe betroffene Gebiet in einen Inflow- und Outflow-Bereich unterteilen.

8.1 Inflow

Im Inflow-Bereich, der sich bis zu einem Abstand vom Auftreffzentrum von etwa $x_n = 1,1D$ erstreckt, entwickelt sich durch den Staudruck der Böe ein Druckdom. Der Maximalwert ist dabei proportional zum Quadrat der Fallgeschwindigkeit der Böe V_{ref}^2 (Sengupta und Sarkar, 2008). Die Ausdehnung des Druckdoms ist proportional zum Fallböendurchmesser D (Proctor, 1989). Dies führt zu einer linearen Abhängigkeit der normalisierten Vertikalgeschwindigkeit w/V_{ref} in Gebäudehöhe H vom Verhältnis H/D . Entsprechend ist auch der Volumenstrom in die Straßenschluchten q_{in} linear abhängig von H/D . Die empirisch bestimmte Formel für den normalisierten Volumenstrom pro Breitereinheit ist dabei (s. Abschnitt 6.3.1):

$$\begin{aligned}q_{in} &= 0,98 \cdot \frac{H}{D} + 0,01 \\q_{in} &\approx 0,98 \cdot \frac{H}{D}\end{aligned}\tag{8.1}$$

Der normalisierte Volumenstrom q_{in} ist demnach etwa proportional zu H/D . Aus diesem normalisierten Volumenstrom soll nun der tatsächliche Volumenstrom $q_{in,eff}$ in $[m^2/s]$ ermittelt werden:

$$\begin{aligned}q_{in,eff} &= \int_0^{x_n \cdot D} w \, d(x) \\&= q_{in} \cdot V_{ref} \cdot D \\&\approx 0,98 \cdot \frac{H}{D} \cdot V_{ref} \cdot D \\&= 0,98 \cdot H \cdot V_{ref}\end{aligned}\tag{8.2}$$

Der tatsächliche Volumenstrom ist demnach unabhängig von D .

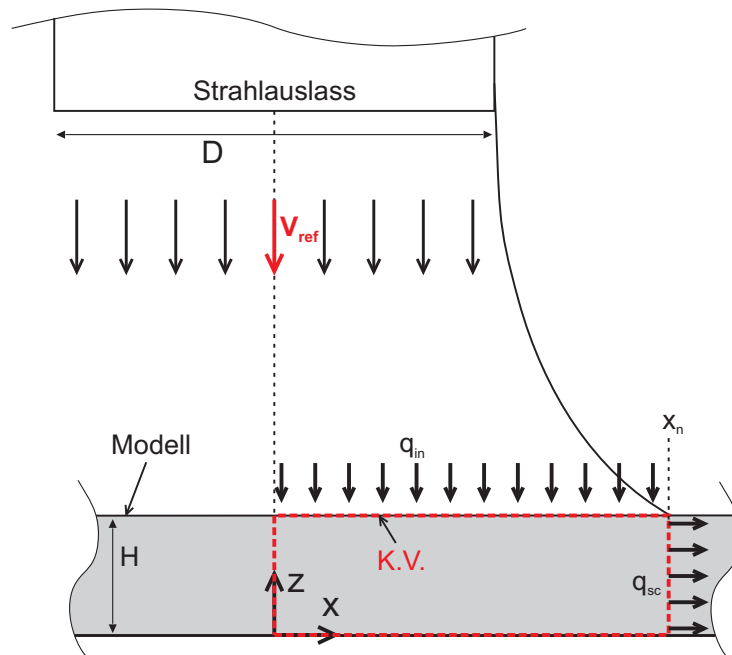


Abbildung 8.1: Skizze der Fallböe und Straßenschlucht Inflow-Bereich mit Kontrollvolumen (K.V.).

Weiterhin entspricht der Volumenstrom $q_{in,eff}$ nach der Kontinuitätsgleichung dem Volumenstrom $q_{sc,eff}$ in der Straßenschlucht an der Stelle x_n , demnach ist $q_{sc,eff}(x_n) = 0,98V_{ref}H$. Das entsprechende Kontrollvolumen ist in Abb. 8.1 eingezeichnet. Sowohl $q_{in,eff}$ wie auch $q_{sc,eff}$ sind pro Breitereinheit definiert. Bestimmt man nun den Volumenstrom pro Quadratmeter Querschnittsfläche ergibt sich mit $H = B = 1$ m: $Q_{sc,eff}(x_n) = 0,98V_{ref}$ [m³/s]. Der Volumenstrom pro Quadratmeter ist demnach unabhängig von H und D . Entsprechend lässt sich daraus auch die mittlere Geschwindigkeit u_b berechnen:

$$u_b = \frac{q_{sc,eff}}{H} = 0,98V_{ref} \quad (8.3)$$

u_b ist dabei die Horizontalgeschwindigkeit gemittelt über die Profilhöhe H (engl.: *bulk velocity*). Da die Geschwindigkeit u an der Stelle x_n etwa konstant über H ist, gilt hier $u_b \approx u_{max}$. Nach dieser Überlegung ist also die zu erwartende Maximalgeschwindigkeit, ebenfalls unabhängig von der Geometrie, was durch die Messungen bestätigt werden konnte (Messwerte: $u_{max} = 0,95 - 1,0V_{ref}$, vgl. Abschnitt 6.3).

Die Stelle x_n , also die Grenze zwischen In- und Outflow, ist demnach eine Art Kontrollquerschnitt, an dem der Volumenstrom pro Fläche und entsprechend die Geschwindigkeiten in allen untersuchten Fällen gleich sind, zumindest für die Ergebnisse in Kapitel 6, wo $H/D \leq 0,3$. Es sei darauf hingewiesen, dass auch die Bebauungsstruktur im Inflow-Bereich (Kreuzungen, Plätze usw.) keine signifikante Rolle im Hinblick auf die Maximalgeschwindigkeiten bzw. Volumenstrom

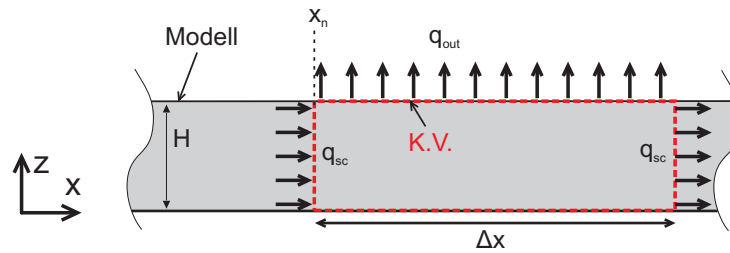


Abbildung 8.2: Ausbreitung der Strömung in der Straßenschlucht
Outflow-Bereich mit Kontrollvolumen (K.V.).

spielt (vgl. Abschnitt 6.4).

Die Beschleunigung der Strömung in der Straßenschlucht wird durch den Druckdom, der im Auftreffzentrum entsteht, verursacht. Für die in Kapitel 6 untersuchten Größenverhältnisse ($H/D \leq 0,3$) ist der Druck über H etwa konstant, was zum beobachteten konstanten Geschwindigkeitsprofil bei x_n führt. Für kleinere Fallböen ($H/D > 0,3$) ist der Druckgradient innerhalb H größer, was bedeutet, dass die Strömung in Bodennähe stärker beschleunigt wird als am oberen Rand der Straßenschlucht. Dies war in den Experimenten in Kapitel 5 der Fall.

Aufgrund der starken Beschleunigung sind die Turbulenzintensitäten, ebenso wie die Druckschwankungen an Gebäuden, im Inflow-Bereich auf einem geringem Niveau. Der Druckdom bewirkt jedoch bei einem geschlossenen Gebäude einen Überdruck an Fassaden- und Dachflächen. Die kinetische Energie des ankommenden Strahls wandelt sich vollständig in statische Energie um ($p = 0,5\rho V_{ref}^2$). Diese Werte werden an den Gebäudeflächen im Zentrum gemessen und nehmen mit Abstand zum Zentrum entsprechend ab.

8.2 Outflow

Nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit kommt es im Fall einer Ausbreitung auf freiem Gelände aufgrund der radialen Ausbreitung zu einer schnellen Abnahme der Geschwindigkeiten und damit zu einer Vergrößerung des Strömungsquerschnitts. Innerhalb von Straßenschluchten wird die radiale Ausbreitung verhindert und hohe Geschwindigkeiten können dort konserviert werden. Die Konservierung ist zum einen von H/D abhängig, d. h. je größer H/D , desto länger bleiben die Geschwindigkeiten erhalten. Zum anderen ist sie von der Bebauungsdichte λ_D abhängig – je geringer die Bebauungsdichte, desto schneller die Abnahme der Geschwindigkeiten. Letzteres wird auf die zusätzliche Energie-dissipation durch die Ablösungen an einzelnen Gebäuden zurückgeführt. Um den ersten Zusammenhang zu beleuchten, wird ein Kontrollvolumen im Outflow betrachtet (s. Abb. 8.2) nach der Kontinuitätsgleichung gilt dann:

$$\begin{aligned}
 q_{sc}(x_n) &= q_{out}(z = H) + q_{sc}(x_n + \Delta x) \\
 \int_0^H u(x_n) dz &= \int_{x_n}^{x_n + \Delta x} w(H) dx + \int_0^H u(x_n + \Delta x) dz \\
 u_b(x_n) \cdot H &= w_b(H) \cdot \Delta x + u_b(x_n + \Delta x) \cdot H \\
 H &= \frac{w_b(H)}{u_b(x_n)} \Delta x + \frac{u_b(x_n + \Delta x)}{u_b(x_n)} H
 \end{aligned} \tag{8.4}$$

Wie oben bedeutet der Index b eine Mittelung über das vertikale Profil für die Komponente u bzw. Mittelung über das horizontale Profil für die Komponente w . Die Gleichung ausgewertet an der Stelle $x = 2,6D$, $x_n = 1,1D$ und $\Delta x = 1,5D$ ergibt:

$$1 = \frac{w_b(H)}{u_b(1,1D)} \frac{1,5D}{H} + \underbrace{\frac{u_b(2,6D)}{u_b(1,1D)}}_{=: \varepsilon_b} \tag{8.5}$$

Analog für die Definition des Konservierungsfaktors für die Maximalgeschwindigkeiten ε in Abschnitt 6.3.1 wird der Konservierungsfaktor ε_b für die mittleren Geschwindigkeiten definiert und entspricht damit dem letzten Term auf der rechten Seite. Mit Gleichung (8.3) ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_b &= 1 - 1,5 \frac{w_b(H)}{0,98V_{ref}} \frac{D}{H} \\
 \frac{w_b(H)}{V_{ref}} &= 0,65 (1 - \varepsilon_b) \frac{H}{D}
 \end{aligned} \tag{8.6}$$

Soll die Geschwindigkeit erhalten bleiben, also $\varepsilon_b = 1,0$, muss die Vertikalgeschwindigkeit null sein, was ebenso aus obiger Gleichung hervorgeht. Weiterhin wird ersichtlich, dass bei konstantem $w_b(H)/V_{ref}$ ε_b umso größer ist, je größer H/D .

Die genaue Bestimmung von $w_b(H)$ anhand der Messungen ist mit großer Unsicherheit behaftet, da w an dieser Stelle sehr viel kleiner als u ist (Faktor 30) und schon kleine Verdrehungen der Sonde zu großen relativen Fehlern führen. Daher lässt sich auch nicht sicher sagen, ob $w_b(H)$ für die verschiedenen Konfigurationen variiert. Gleichung (8.6) wurde daher für einen Wert von $w_b(H)/V_{ref} = 0,01$, was in der Größenordnung der gemessenen Werte liegt, ausgewertet und ist zusammen mit den Messwerten in Abb. 8.3 dargestellt. Es zeigt sich, dass die Gleichung eine gute Übereinstimmung mit den Messwerten aufweist.

In diesen Überlegungen findet jedoch ein weiterer Aspekt keine Berücksichtigung: Je nachdem wie groß die Fallböe im Verhältnis zu den Gebäuden ist, fließt ein Teil der Luft oberhalb ab oder aber der Großteil des Outflows fließt innerhalb der Straßenschluchten ab. Im zweiten Fall ist ein stärkerer Geschwindigkeitsgradient über die Höhe der Straßenschlucht zu beobachten, da die Luft oberhalb der

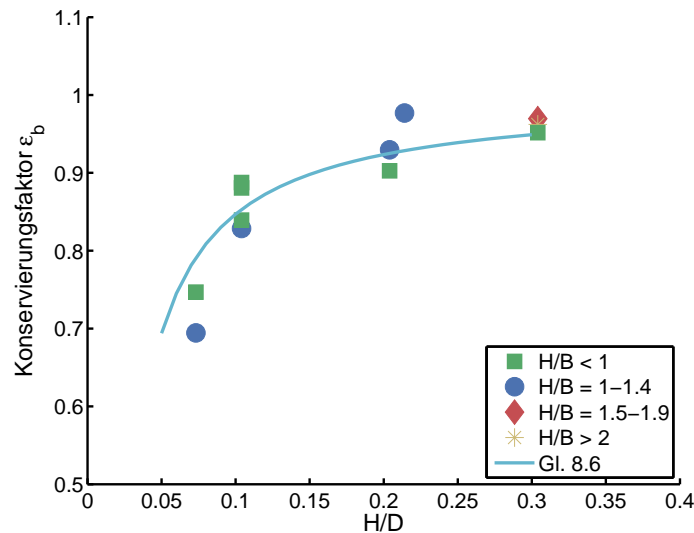


Abbildung 8.3: Konservierungsfaktor ε_b
Messwerte und Gleichung (8.6) mit $w_b/V_{ref} = 0,01$.

Straße nahezu in Ruhe ist (für $H/D = 0,3$). Im ersten Fall hingegen, also einer Straßenschlucht, die so klein ist, dass sich ein Teil des Outflows radial oberhalb der Dächer ausbreitet, ist der Geschwindigkeitsgradient innerhalb der Schlucht geringer ($H/D = 0,07$). Auch dies hat möglicherweise einen Einfluss auf $w_b(z = H)$ und somit auf den Volumenausstrag an der Oberseite der Straßenschlucht. Aufgrund der guten Übereinstimmung in Abb. 8.3 ist jedoch anzunehmen, dass sich der hier beschriebene Effekt, zumindest im untersuchten Bereich von $0,07 \leq H/D \leq 0,3$, nur gering auswirkt.

Abb. 8.3 legt zunächst den Schluss nahe, dass Geschwindigkeiten innerhalb von kleinen Downbursts, also großes H/D , länger konserviert werden, wobei beachtet werden muss, dass sich „länger“ hier auf die normalisierte Strecke $x/D = 2,6$ bezieht. Für kleine Fallböen ist diese Strecke jedoch kürzer. Dies soll an einem Beispiel nochmals verdeutlicht werden. Im Fall A hat die Fallböe einen Durchmesser von $D_A = 300$ m und trifft eine eine Bebauung mit $H = 21$ m. Nach Abb. 8.3 ist $\varepsilon_b \approx 0,7$ für $H/D = 0,07$. Dies ist bezogen auf eine Strecke von $2,6D = 780$ m. Im Fall B mit gleicher Gebäudehöhe aber kleinerer Böe mit $D_B = 100$ m ist zwar $\varepsilon_b \approx 0,9$ für $H/D = 0,21$. Die Strecke $2,6D$ beträgt jedoch nur 260 m.

Ist die Fallböe im Vergleich zur Bebauung noch kleiner, wie in Kapitel 5, kann eine vertikale Ausdehnung des Outflows $H_{out,sc}$ innerhalb der Straße beobachtet werden. Wie in Gleichung (2.14) gezeigt wurde, ist eine Reduktion der Geschwindigkeit hier nur möglich, indem sich die Strömung vertikal aufweitet. In den gezeigten Ergebnissen in Kapitel 5 breitet sich der Outflow auf der ebenen Platte nur in geringer Höhe aus ($H_{out,ot} < H$), wohingegen es zu der eben beschriebenen vertikalen Aufweitung des Outflows kommt, wenn die Böe auf die Straßenschlucht trifft ($H_{out,sc} \approx H$). Dies ist der Grund für die beobachteten Geschwindigkeitszunahme bei Vergleich von *ot*- und *sc*-Verhältnissen.

8.3 Einschränkungen

Es konnte gezeigt werden, dass einige Überlegungen auf Basis der Massenerhaltung gut mit den Messwerten übereinstimmen und so gewisse Zusammenhänge aufzeigen können. Dennoch basiert dies auf vereinfachten Annahmen. Zunächst sei hier die Instationarität genannt. Anhand der Messungen wird ersichtlich, dass ein Zusammenhang zwischen der Stärke des Ringwirbels und der Geschwindigkeitserhöhung bzw. Erhöhung der Drucklasten besteht. Eine quantitative Relation konnte jedoch nicht hergestellt werden, da hierfür weitere Größen, wie etwa die Vorticity für verschiedene Fälle, erforderlich sind. Als erster Ansatz wäre hier eine Überlagerung aus den Strömungsgeschwindigkeiten im stationären Fall sowie der Rotation des Wirbels denkbar.

Die Betrachtungen gehen außerdem von einem zweidimensionalen Fall aus, d. h. eine Sekundärströmung wird vernachlässigt. Wie gezeigt werden konnte, tritt eine Sekundärströmung jedoch auf. Allerdings wird diese vermutlich umso schwächer, je kleiner H/D . Insbesondere im Outflow-Bereich ist sie bereits so abgeschwächt, dass sie keinen nennenswerten Einfluss mehr hat. In den Messungen ist des Weiteren kein Dichteunterschied berücksichtigt, der zu einer Dämpfung der Schwankungen in der Scherschicht führt. Dies hat jedoch vermutlich nur geringe Auswirkungen auf die Strömung in der Straßenschlucht.

Um auch komplexere Systeme abzubilden, ist etwa die Erweiterung des Modells um eine Hintergrundgeschwindigkeit oder Translationsbewegung des Systems denkbar. Die wurde bereits für den Fall der Ausbreitung einer Fallböe auf ebener Fläche durchgeführt, etwa in Holmes und Oliver (2000).

9 Windlasten nach DIN-Norm

In DIN EN 1991 1-4 bzw. EUROCODE 1 Teil 1-4 ist geregelt, in welcher Form Windlasten auf Tragwerke berücksichtigt werden müssen. Eine wichtige Frage, die sich im Zusammenhang mit konvektiven Böen stellt, ist, ob die dadurch entstehenden Windbelastungen durch die Vorgaben in den Normen abgedeckt sind. Dies lässt sich jedoch nicht pauschal beantworten. In diesem Abschnitt wird daher auf einige Aspekte eingegangen, die bei Vergleichen der Windlasten beachtet werden müssen.

Die Richtlinien zur Bestimmung von Windlasten basieren meist auf der Annahme synoptischer Winde, also einer horizontalen Grenzschichtströmung. Kennzahlen, die zur Beschreibung der Strömung und den Windlasten verwendet werden, lassen sich nicht eins zu eins auf konvektive Ereignisse übertragen. Grund hierfür ist zunächst die Instationarität solcher Ereignisse. Dieser Aspekt ist ausführlich in Kapitel 2 beschrieben. Ein weiterer Unterschied ist, dass Vertikalgeschwindigkeiten in der DIN-Norm keine Berücksichtigung finden. Diese sind in konvektiven Fallböen allerdings nicht vernachlässigbar.

9.1 Berechnung der Windlasten nach DIN

In der DIN EN 1991-1-4:2010-12 wird als Basiswindgeschwindigkeit das 10 min-Mittel der Horizontalgeschwindigkeit in einer Höhe von 10 m mit einer Wiederkehrperiode von 50 Jahren verwendet. Die Basiswindgeschwindigkeit hängt von der Windzone ab. Deutschland ist dabei in vier Windzonen eingeteilt, wobei Zone 4 mit den höchsten Windgeschwindigkeiten im Küstenbereich liegt und Zone 1 mit den geringsten Geschwindigkeiten den größten Teil Süddeutschlands abdeckt. Weiterhin findet die Oberflächenrauheit in Form der Geländekategorie Berücksichtigung. In der Kategorie IV (Stadtgebiete) werden aufgrund der großen Rauheit die geringsten Geschwindigkeiten angesetzt (DIN, 1991b,a). Ggf. müssen weitere Anpassungen vorgenommen werden, etwa aufgrund der Topografie des Geländes.

Unter Berücksichtigung der Basiswindgeschwindigkeit und Geländekategorie kann dann die Böengeschwindigkeit in einer entsprechenden Referenzhöhe ermittelt werden, die die Grundlage für die Berechnung der Druckbelastung auf das Gebäude bzw. auf Gebäudeteile bildet. Unter gewissen Umständen kann auch eine vereinfachte Auslegung des Bauwerks erfolgen, bei der die Geländekategorie nicht miteinbezogen werden muss.

Die Druckverteilung am Gebäude selbst mit entsprechenden Druck- und Sogbereichen ist außerdem von der Geometrie des Gebäudes abhängig, also etwa ob das Dach als Giebel- oder Flachdach ausgebildet ist. In der Norm sind hierzu für die unterschiedlichen Bereiche des Gebäudes Druckbeiwerte (c_p -Werte) angegeben, mit denen dann, unter Verwendung der Böengeschwindigkeit, die Druckverteilung berechnet werden kann. So wird z. B. durch negative Beiwerte an den Dachkanten der starken Sogbelastung durch die Strömungsablösung Rechnung getragen. Ebenso findet die Größe einzelner Gebäudeteile in den Beiwerten Berücksichtigung (z. B. $c_{pe,10}$ für Flächen von $\geq 10 \text{ m}^2$).

Anhand der Böengeschwindigkeit in Referenzhöhe und den Druckbeiwerten kann dann die Druckverteilung am Gebäude bzw. die resultierende Kraft auf die Gebäudeteile ermittelt werden. Zu beachten ist, dass sich die in der Norm angegebenen Druckbeiwerte aus einem 90° -Windrichtungssektor beziehen. Um auch Anströmungen aus anderen Richtungen zu berücksichtigen, muss die Berechnung für alle vier 90° -Sektoren durchgeführt werden. Jeweils die maximalen Sog- und Druckwerte aus den vier Berechnungen sind dann maßgebend für die Auslegung des Gebäudes.

9.2 Vergleich der Windlasten

Ein direkter Vergleich von c_p -Werten an Gebäuden in einer Grenzschichtströmung und in einem konvektivem Outflow ist wenig aussagekräftig, da die c_p -Werte von der jeweils gewählten Referenzgeschwindigkeit abhängen. Dies ist ausführlicher in Kapitel 2 beschrieben. In diesem Kapitel werden stattdessen Absolutdrücke berechnet. Aufgrund der vielen Einflüsse auf die Böengeschwindigkeit, die schließlich die Referenzgeschwindigkeit darstellt, gibt es sehr viele Kombinationsmöglichkeiten, weswegen sich keine generellen Aussagen treffen lassen. Daher soll hier auf zwei Beispiele eingegangen werden, für die ein Vergleich der Windlast nach DIN-Norm und während eines Downbursts auf Grundlage der in den vorherigen Kapiteln vorgestellten Ergebnisse gezogen werden.

Die Berechnung nach DIN-Norm wird beispielhaft für zwei Fälle berechnet. Die Geometrieverhältnisse des Gebäudes bzw. Gebäudekomplexes in den ersten beiden Beispielen entsprechen dabei, für eine bessere Vergleichbarkeit, denen des Experiments aus Abschnitt 6.5.2. Die Randbedingungen wurden weiterhin wie folgt gewählt:

Beispiel 1:

- Flachdach
- Windzone 1 (z. B. Frankfurt, Dortmund, Stuttgart, Karlsruhe)
- Geländekategorie IV (Stadtgebiet)

- Gebäudeabmessungen $H/B/L = 26/90/90$ m (entspricht Maßstab 1:1 000)

Beispiel 2:

- Flachdach
- Windzone 2 (z. B. München, Berlin, Hannover, Dresden)
- vereinfachte Berechnung (d. h. die Geländekategorie muss nicht berücksichtigt werden)
- Gebäudeabmessungen $H/B/L = 20,8/72/72$ m (entspricht Maßstab 1:800)

Die Dach- und Fassadenflächen werden als durchgängig angesehen (Verwendung von $c_{pe,10}$). Eine mögliche Reduktion der Lasten aufgrund einer durchlässigen Dachhaut, die einen Druckausgleich ermöglicht, wird nicht berücksichtigt.

Die nach DIN-Norm anhand dieser Randbedingungen ermittelten dynamischen Drücke für die Beispiele 1 und 2 sind in Abb. 9.1a und b gezeigt. Da hier von einer rein horizontalen Strömung ausgegangen wird, weist lediglich die Luvseite hohe positive Drücke von $0,36 \text{ kN/m}^2$ (Beispiel 1) bzw. $0,63 \text{ kN/m}^2$ (Beispiel 2) auf. Zu beachten ist, dass bei der Auslegung nach DIN-Norm alle Windrichtungen berücksichtigt werden müssen, sodass letzten Endes alle Fassaden auf diesen Maximalwert ausgelegt werden. Auf dem Dach werden Drücke von max. $0,10 \text{ kN/m}^2$ (Beispiel 1) und $0,18 \text{ kN/m}^2$ (Beispiel 2) berücksichtigt. Auf diese Lasten werden die Gebäude in den zwei gewählten Beispielen nach DIN-Norm ausgelegt.

Die entstehenden Drücke im Zentrum der Fallböe sind hauptsächlich statische Drücke. Sie treten jedoch plötzlich auf, sodass sie anfangs, bevor ein Druckausgleich mit dem Gebäudeinneren stattfinden kann, als Belastung an Fassaden und Dächern wirken. Diese Last wird im Folgenden mit der Last verglichen, auf die die Gebäude ausgelegt werden, also den Lasten nach DIN-Norm.

Für die Berechnung der Absolutdrücke unter dem Einfluss eines Downbursts werden die Ergebnisse aus Abschnitt 6.5.2 verwendet. Für die Berechnungen der Windlast in konvektiven Outflows müssen außerdem einige Annahmen getroffen werden. Die Geschwindigkeiten in der DIN-Norm basieren auf 50-jährigen Werten. Für die konvektiven Ereignisse werden daher ebenfalls Werte mit einer Wiederkehrperiode von 50 Jahren verwendet. Da die Unterschiede der konvektiven Böengeschwindigkeiten hinsichtlich der geografischen Lage keine signifikanten Unterschiede aufweisen, wird ein über Deutschland gemittelter Wert von $30,2 \text{ m/s}$ verwendet (Mohr et al., 2017). Des Weiteren wird angenommen, dass die maximale Vertikalgeschwindigkeit der maximalen Horizontalgeschwindigkeit entspricht.

In Abb. 9.1c und d sind die Druckverteilungen innerhalb des Downbursts dargestellt. Im Zentrum ($x/D = 0,1$) werden an allen Flächen Werte von $0,42$ bis $0,56 \text{ kN/m}^2$ erreicht. Vergleicht man dies mit den Fassaden in den Beispielen 1 und 2 zeigt sich, dass je nach Randbedingungen die Werte im Downburstzentrum

9 Windlasten nach DIN-Norm

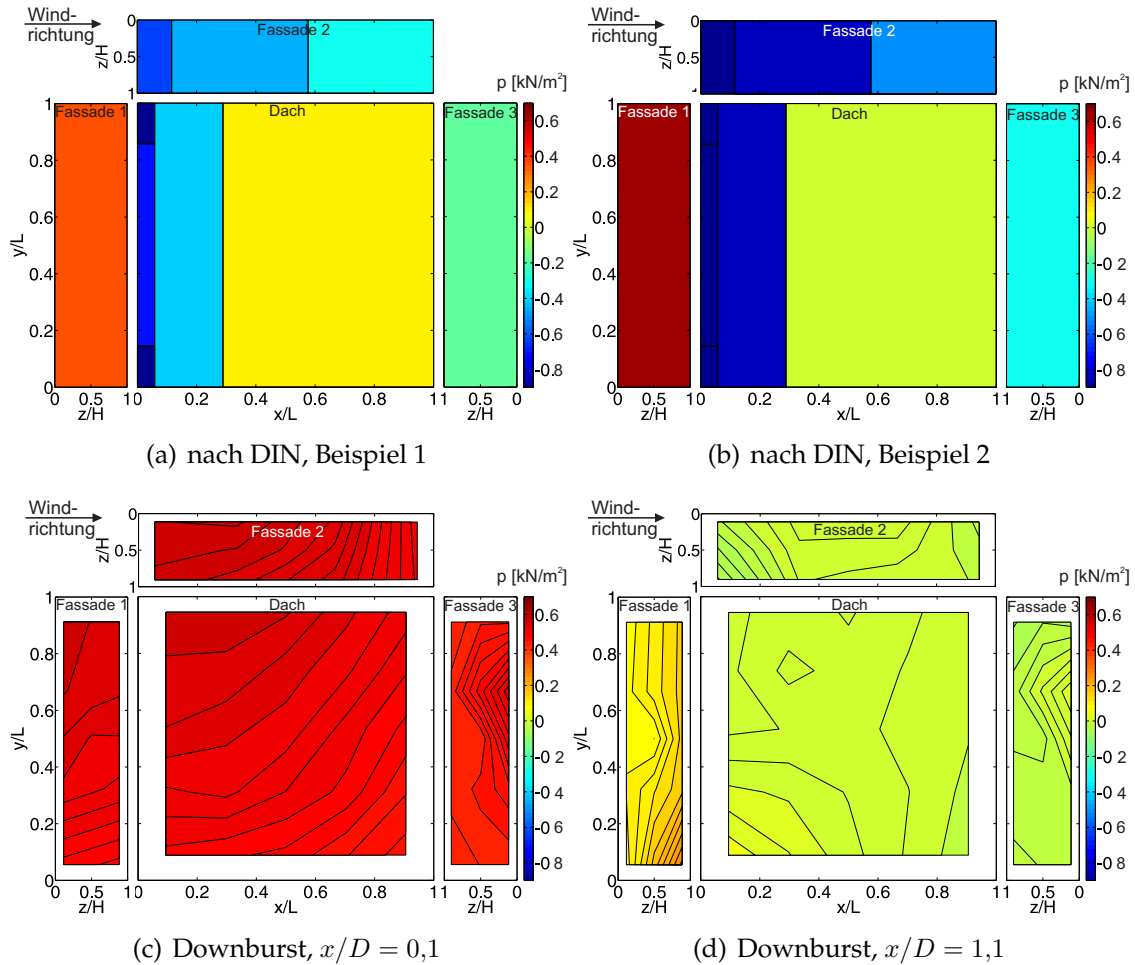


Abbildung 9.1: Druckbelastung auf Gebäude mit Flachdach
Vergleich der Vorgaben in der DIN-Norm mit experimentellen Untersuchungen
im Downburst.

die Werte nach DIN-Norm unter- bzw. überschreiten. Da die DIN-Norm jedoch keine vertikalen Geschwindigkeiten berücksichtigt, sind die Werte, die innerhalb des Downbursts auf den Dächern gemessen werden, deutlich höher als nach DIN. Hier werden maximal $0,18 \text{ kN/m}^2$ (Beispiel 2) angenommen, im Gegensatz zu $0,56 \text{ kN/m}^2$ im Zentrum der Fallböe. Da bei Flachdächern in der DIN-Norm ein c_p -Wert von $0,2$ angegeben wird, werden auch für andere Fallbeispiele (Windzone, Gebäudehöhe etc.) keine Windlasten erreicht, die den hier gezeigten Werten im Zentrum der Fallböe entsprechen. Die Druckwerte, wie sie für die Stelle $x/D = 1,1$ ermittelt wurden (Abb. 9.1d), werden von den Angaben in der DIN-Norm (beide Beispiele) abgedeckt.

Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass die gezeigten Beispiele Flachdächer besitzen. Da der statische Druck im Zentrum der Fallböe an allen Gebäudeflächen auftritt, wird davon ausgegangen, dass dies in gleicher Weise für Giebeldächer gilt, auch wenn dies hier nicht explizit untersucht wurde. Auch dort kann demnach von einer Druckbelastung von $0,56 \text{ kN/m}^2$ ausgegangen werden. In der



Abbildung 9.2: Windschäden an Gebäuden
Framersheim nach Downburst vom 7.7.2015, © Susanna Mohr, KIT.

DIN-Norm werden für geneigte Dachflächen höhere Druckwerte angenommen. Würde etwa das Beispiel 2 mit einem Giebeldach mit einer Neigung von 45° ausgebildet, müsste auf dem Großteil der windzugewandten Seite ein Wert von $0,54 \text{ kN/m}^2$ angesetzt werden, also beinahe den hier ermittelten Werten der Belastung durch die Fallböe.

Diese Betrachtungen gelten außerdem für Gebäude mit geschlossener Außenhaut. Kann ein Druckausgleich stattfinden, wie etwa bei einer Dacheindeckung mit Ziegeln, sind die Windlasten ggf. geringer. Dennoch sollte beachtet werden, dass sich der Überdruck innerhalb kurzer Zeit aufbaut und sich daher auch bei durchlässigen Dächern zunächst ein Druckunterschied zwischen Gebäudeinnerem und -äußerem aufbaut. Weiterhin ist zu beachten, dass es durch das plötzliche Auftreffen der Böe zu kurzzeitig zu höheren Spitzenlasten kommen kann. Die hier gezeigten Werte gelten für eine stationäre Betrachtung.

Anhand dieser Beispiele zeigt sich also, dass sich aufgrund des entstehenden Druckdoms im Zentrum kurzzeitig zu Beginn der Böe an allen Gebäudeflächen hohe Drücke einstellen. An den Fassaden liegen die Windlasten dabei teilweise noch unterhalb der ausgelegten Last. Je nach Art des Daches übersteigt die Belastung durch eine Fallböe deutlich die Lasten, auf die das Dach ausgelegt wurde. Dächer sind daher stärker durch Fallböen gefährdet.

So verursachte die Fallböe vom 7. Juli 2015 in der Gemeinde Framersheim in Rheinhessen große Schäden, u. a. auch an den Dächern der Gebäude, wie auf den Fotos in Abb. 9.2 zu sehen ist. Hier ist deutlich zu erkennen, dass es nicht nur zu einem Schaden an der Dacheindeckung kam, sondern auch Teile des Dachstuhls, also tragende Elemente, beschädigt wurden. Anhand der Schäden wird von einer F2 Fallböe ausgegangen (Wikipedia, 2017), also Geschwindigkeiten bis zu 70 m/s . Diese Fallböe war demnach deutlich stärker als der hier verwendete 50-jährige Wert von 30 m/s .

10 Zusammenfassung und Ausblick

In der Literatur lassen sich einige Arbeiten darüber finden, wie sich Fallböen auf isolierte Strukturen auswirken. In der vorliegenden Arbeit wurde zum ersten Mal die Ausbreitung einer Fallböe in dicht bebautem Gebiet betrachtet. Ein Überblick über die wichtigsten Ergebnisse ist in Abb. 10.1 gezeigt. Zunächst konnte das von einer Fallböe betroffene Gebiet in einen Inflow- und Outflow-Bereich unterteilt werden. Der Inflow-Bereich befindet sich im Auftreffzentrum der Böe und wird vom dort entstehenden Staudruck dominiert. Außerhalb davon befindet sich der Outflow-Bereich. Dort herrscht Atmosphärendruck und die Strömung ist nahezu horizontal.

Der im Auftreffzentrum entstehende Überdruck reguliert zunächst die vertikale Geschwindigkeit und steuert so den Volumenstrom in die Straßen. Es konnte dabei gezeigt werden dass der Volumenstrom proportional zum Verhältnis von Gebäudehöhe H zum Fallböendurchmesser D ist, also je größer H/D , desto größer auch der vertikale Volumenstrom in der Straßenschlucht.

Da sich dieser Druck innerhalb kurzer Zeit aufbaut, wirkt der Überdruck kurzzeitig als Belastung für geschlossene, also luftdichte Gebäude bis ein Druckausgleich zwischen Gebäudeinnerem und -äußerem stattgefunden hat. Der Druck erreicht im Zentrum an allen Fassaden- sowie auf der Dachfläche den Staudruck der Böenanströmung $1/2\rho V_{ref}^2$. Da in den Normen, wie etwa der DIN, ein solcher statischer Druck keine Berücksichtigung findet und stattdessen nur die dynamischen Drücke einer rein horizontalen Strömung angesetzt werden, übersteigen die gemessenen Werte im Zentrum der Fallböe insbesondere auf (Flach-)Dächern die von der Norm angegebenen Lasten.

Die Luft in den Straßen wird durch den Überdruck beschleunigt und breitet sich dort zunächst als vertikale Böenfront aus. Maximale Geschwindigkeiten werden am Rande des Inflow-Bereichs im Abstand von etwa $1,1D$ vom Zentrum beobachtet. Die Geschwindigkeiten entsprechen dabei 95 - 100 % der Vertikalgeschwindigkeit der Fallböe. Die Maximalgeschwindigkeiten sind unabhängig von den Geometrieverhältnissen. Auch die Bebauungsstruktur im Zentrum (Platz, Kreuzungen etc.) haben keinen Einfluss darauf. Bei sehr kleinen Böen ist eine Auffachung des Outflows zu beobachten, sodass auch dort eine Strömung über die gesamte Straßenschluchthöhe zu beobachten ist.

Nach Erreichen der Maximalgeschwindigkeit nehmen die Geschwindigkeiten innerhalb der Straße langsamer ab als bei einer Ausbreitung auf freiem Gelände.

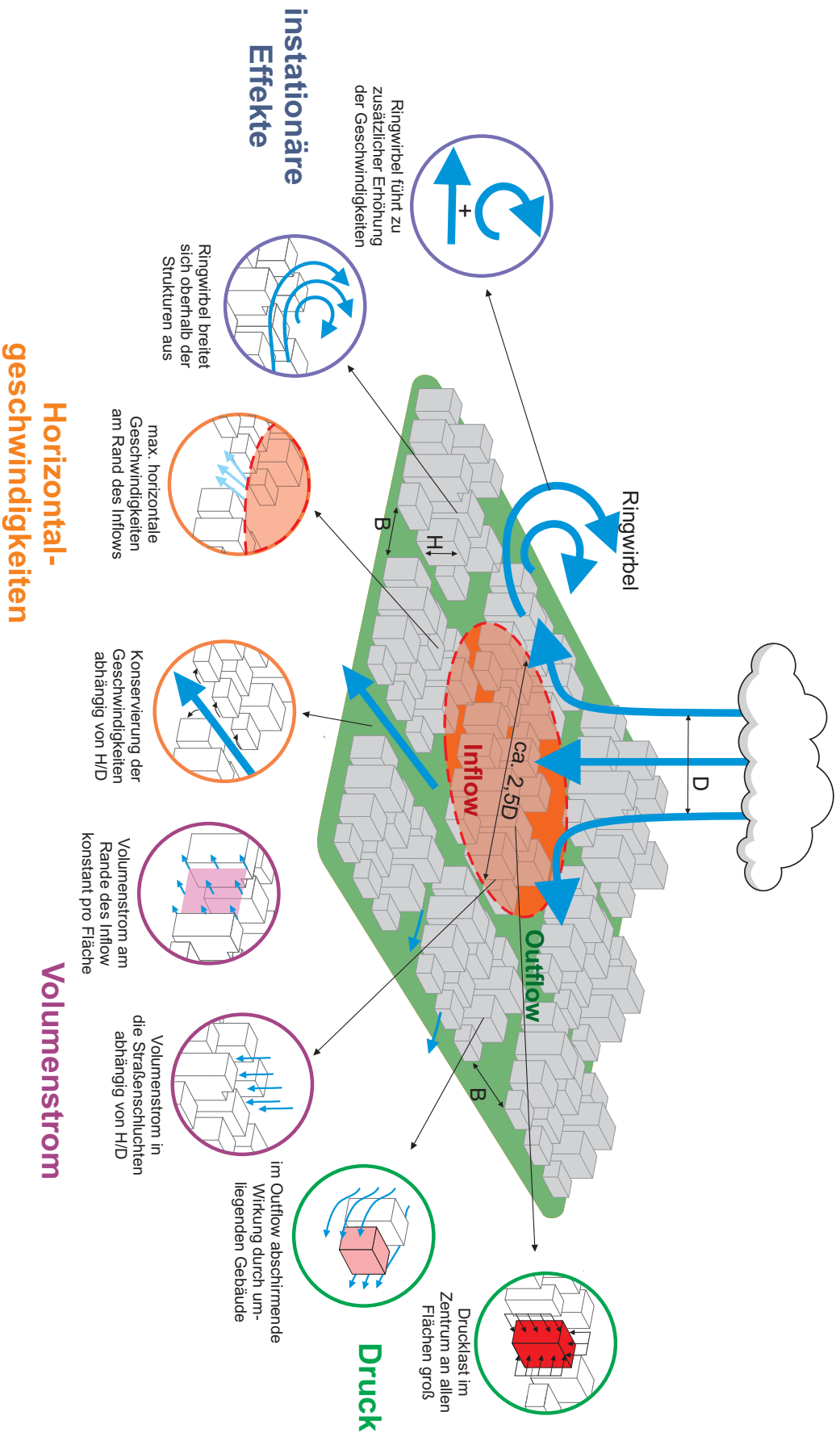


Abbildung 10.1: Überblick über die wichtigsten Ergebnisse.

Dies wurde durch einen Konservierungsfaktor ε ausgedrückt. Hohe Geschwindigkeiten bleiben umso länger erhalten, je größer H/D und je dichter die Bebauung ist.

Durch den plötzlichen Anstieg der Geschwindigkeiten während einer Fallböe, meist in Verbindung mit einer Änderung der Windrichtung, können zusätzliche Effekte auftreten. Außerdem kann am Rand der Fallböe ein Aufrollen beobachtet werden und ein Ringwirbel entsteht. Trifft dieser auf die Bebauungsstruktur, prallt er leicht ab und breitet sich oberhalb der Gebäude aus. Unterhalb des Wirbels breitet sich die Strömung in der Straßenschlucht als vertikale Front aus. Durch die Rotation des Wirbels wird dort eine zusätzliche, kurzzeitige Geschwindigkeitserhöhung hervorgerufen, wodurch Spitzengeschwindigkeiten erreicht werden, die die stationären Werte übersteigen. Die Erhöhung ist dort, wo der Ringwirbel auf die Bebauung trifft, am größten. Dies konnte anhand eines Erhöhungsfaktor R_{amp} gezeigt werden. Die instationären Messungen haben weiterhin gezeigt, dass i. Vgl. zur Ausbreitung auf freiem Gelände innerhalb der Straßenschlucht nicht nur eine räumliche Konservierung hoher Geschwindigkeiten auftritt, sondern auch eine zeitliche.

Auch bei der Druckbelastung kann das plötzliche Ansteigen der Geschwindigkeit sowie der Ringwirbel zu kurzzeitigen Sog- und Druckspitzen führen. Dieser Effekt nimmt jedoch mit zunehmendem Abstand vom Zentrum ab.

Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass die Turbulenzintensität in den Straßenzügen im Outflow höher ist als im Inflow, da sich hier die Turbulenz allmählich entwickelt. Sie ist außerdem geringer als bei der freien Ausbreitung, auch bei einer von Kreuzungen unterbrochenen Straßenschlucht, die aufgrund der zusätzlichen Ablösekanten eine etwas höhere Turbulenzintensität aufweist.

Die turbulente kinetische Energie erreicht ihr Maximum bei einem Abstand von etwa $1,8D$ vom Zentrum, was vergleichbar ist mit einer Ausbreitung auf freiem Gelände. Oberhalb der Bebauungsstruktur wurden jedoch größere Werte beobachtet als innerhalb der Schlucht. Dieses Maximum wird daher auf eine radiale Ausbreitung der Strömung oberhalb des Dachniveaus zurückgeführt. Eine lockere Bebauungsdichte sorgt durch die zusätzlichen Ablösekanten für eine zusätzlichen Anstieg der turbulenten kinetischen Energie.

Die Strömungssituation, die durch eine Fallböe verursacht wird, ist komplex – die Böe selbst ist instationär, möglicherweise ist sie in eine Hintergrundströmung eingebettet oder sie weist zusätzlich eine Translation auf. Um grundlegende Zusammenhänge aufzuzeigen, wurde das System vereinfacht. Als einfachster Fall wurde eine stationäre, sich nicht bewegende Böe in ruhender Umgebung erzeugt. Hierbei konnten einige systematische Zusammenhänge aufgezeigt werden. Weiterhin wurden einzelne komplexere Situationen untersucht, wie die Berücksichtigung einer Hintergrundströmung oder eine plötzlich anlaufende Böe. Eine systematische Variation der Randbedingungen oder die Betrachtung, wie genau diese Faktoren ineinander greifen, wurde nicht vorgenommen, sodass dort weiterer Forschungsbedarf besteht.

Auch die Stadtstrukturen wurden schrittweise an reale Verhältnisse angenähert – von der Betrachtung einer isolierten Straßenschlucht, über eine einzelne Einmündung hin zu einer regelmäßigen Blockstruktur. Auch hier konnten grundlegende Effekte der Geometrieverhältnisse gezeigt werden. Dennoch sind weitere Variationen möglich. So ist denkbar, dass sich eine Ansammlung unterschiedlich hoher Gebäude auf die Ausbreitung des Ringwirbels auswirkt und auch die Druckbelastung an exponierten Gebäuden sich von den hier untersuchten Fällen unterscheiden wird.

Bei der Übertragung der Ergebnisse auf die Natur müssen einige Annahmen getroffen werden, da es nur wenige Informationen von realen Ereignissen diesbezüglich gibt, etwa bei der Abschätzung von Windgeschwindigkeiten, um Windlasten zu ermitteln und diese mit der DIN-Norm zu vergleichen oder bei der Einschätzung inwieweit die im Labor simulierte Böe mit Ringwirbel den tatsächlichen Gegebenheiten entspricht. Wünschenswert wäre daher eine bessere Datengrundlage realer Ereignisse, wie es schon von vielen Wissenschaftlern in diesem Fachbereich angemerkt wurde.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Fotos einer Fallböe und einer Straßenschlucht.	2
2.1	Schnitt durch Downburstzentrum	11
2.2	Schemaskizze des entstehenden Druckdoms	13
2.3	Vertikales Geschwindigkeitsfeldes eines Downbursts	14
2.4	Andrews AFB Downburst	14
2.5	Referenzgeschwindigkeit bei verschiedenen Gebäudehöhen	20
2.6	Overshoot Phänomen	22
2.7	Schemaskizze der Ausbreitung einer Fallböe.	27
3.1	Vergleich von realen Downburst-Ereignissen und Wandstrahl	33
3.2	Grundprinzip der LDA-Messung	37
3.3	Interferenzstreifenmodell	39
3.4	Grundprinzip der PIV-Messung.	41
3.5	Kreuzkorrelationsfunktion	41
4.1	Versuchsaufbau - Prinzipskizze	48
4.2	Versuchsaufbau im Windkanal	49
4.3	Hintergrundgeschwindigkeit	50
4.4	Versuchsaufbau einzelner Downburst	53
4.5	Technische Daten des Ventilators	54
4.6	Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile	55
4.7	Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile	56
4.8	Nebelzugabe	57
4.9	Strahlgeschwindigkeit V_c entlang der Mittelachse	57
4.10	Versuchsaufbau dichtegetriebene Experimente	58
4.11	Versuchsaufbau dichtegetriebene Experimente	59
4.12	Validierung der Dichtebestimmung	61
4.13	Kalibrierkurve zur Dichtebestimmung	61
5.1	Variation der Windrichtung	64
5.2	Geschwindigkeitsprofile Fall 1, $\beta = 0^\circ$	65
5.3	Geschwindigkeitsprofile Fall 2, $\beta = 45^\circ$	66
5.4	Geschwindigkeitsprofile Fall 3, $\beta = 90^\circ$	66
5.5	Horizontale Geschwindigkeitskomponente, stationär	68
5.6	Horizontalgeschwindigkeiten, stationär	69
5.7	Vertikale Geschwindigkeitskomponente, stationär	69
5.8	Ausbreitung des Ringwirbels auf ebener Platte	71
5.9	Ausbreitung d. Ringwirbels auf u. innerhalb d. Straßenschlucht	72

5.10	Ausbreitung des Ringwirbels mit Vorticity	74
5.11	Ausbreitung des Ringwirbels mit Vorticity	75
5.12	Zeitreihe für festen Punkt auf ebener Platte	76
5.13	Zeitreihe an zwei Punkten in der Straßenschlucht	78
5.14	Verstärkungsfaktor R_{amp}	79
5.15	Horizontale Geschwindigkeitskomponente, instationär	81
5.16	Vertikale Geschwindigkeitskomponente, instationär	82
5.17	U^2/U_{ref}^2 des momentanen Strömungsfeldes	84
6.1	Re-Abhängigkeit	89
6.2	Geschwindigkeitsprofile	90
6.3	Profile der Turbulenzintensitäten	92
6.4	Horizontale Geschwindigkeiten	93
6.5	Straßenschluchtmodell	93
6.6	Skizze des Messbereichs.	94
6.7	Geschwindigkeitsmessungen mit LDA-System	95
6.8	Geschwindigkeiten Basiskonfiguration	96
6.9	Vertikalgeschwindigkeiten und Volumenstrom	97
6.10	Änderung von q_{in} über die Straßenbreite	98
6.11	Vergleich der Volumenströme am Kontrollvolumen	99
6.12	Geschwindigkeitsprofile in der Straßenschlucht	100
6.13	Entwicklung der Maximalgeschwindigkeit	101
6.14	Impulseinträge infolge Strömung durch Fläche δF	102
6.15	Anteile vertikaler Impulstransport, Basiskonfiguration.	103
6.16	Vertikaler Impulstransport \overline{uw} , $H/B = konst.$	104
6.17	Vertikaler Impulstransport \overline{uw} , $H/D = konst.$	105
6.18	Turbulenzintensität I_u	106
6.19	Vektorfelder und Stromlinien in der Straßenschlucht	108
6.20	Sekundärströmung in der Straßenschlucht in der y - z -Ebene	108
6.21	Visualisierung instantaner Strömungsfelder	109
6.22	Visualisierungen instantaner Strömungsfelder	110
6.23	Messmodul für Druckmessungen	111
6.24	Druckmessungen, Basiskonfiguration	113
6.25	Einfluss der Strahlgeschwindigkeit auf das Druckfeld	114
6.26	Einfluss der Breite der Straßenschlucht auf das Druckfeld	115
6.27	Einfluss der Breite der Straßenschlucht auf die Frequenzen	116
6.28	Einfluss der Höhe der Straßenschlucht auf das Druckfeld	117
6.29	Modelle Platz und Einmündung	117
6.30	Vergleich verschiedener Strukturen im Auftreffzentrum	118
6.31	Windblockeffekt	119
6.32	Definintion der Bebauungsdichte λ	120
6.33	Totfläche A_D am realen Beispiel.	120
6.34	Bebauungsdichten	122
6.35	Bebauungsdichten im Experiment	123
6.36	Messaufbau Blockstruktur	124
6.37	Profile Horizontalgeschwindigkeiten	125

6.38	Maximale Horizontalgeschwindigkeiten	126
6.39	Mittlere Turbulenzintensität	127
6.40	Turbulente kinetische Energie	128
6.41	Messmodul für Druckmessungen	131
6.42	Messpositionen in Blockstruktur (Draufsicht)	131
6.43	Druckverteilung an einem einzelmem Block	133
6.44	Druckmessungen instationär bei $x/D = 0,1$, Punkt S11	135
6.45	Verstärkungsfaktor $R_{amp,p}$	135
6.46	Druckmessungen instationär bei $x/D = 1,1$, Punkt N1	136
6.47	Zeitreihe der c_p -Werte instationär	138
6.48	Zeitreihe der c_p -Werte instationär	139
7.1	Entwicklung des Ringwirbels	144
7.2	Ausbreitung der Fallböe auf ebener Platte	144
7.3	Ausbreitung der Fallböe in Straßenschlucht	145
7.4	Versuchsaufbau mit Messpunkte	146
7.5	Horizontale Geschwindigkeit am Punkt 4 in der Straßenschlucht	147
7.6	Einfluss des Mittelungsintervalls auf die gemittelte Turbulenz	148
7.7	Variation des Mittelungsintervalls	150
7.8	Vertikale Geschwindigkeiten der fallenden Böe	151
7.9	Turbulenz	152
7.10	Visualisierung der dichtegetriebenen Fallböe	152
7.11	Visualisierung der dichtegetriebenen Fallböe	152
7.12	Horizontale Geschwindigkeiten im Outflow der Böe	154
7.13	Turbulenzintensitäten im Outflow der Böe	154
7.14	Maximale, horizontale Geschwindigkeiten (Einhüllende)	155
8.1	Skizze der Fallböe und Straßenschlucht	158
8.2	Ausbreitung der Strömung in der Straßenschlucht	159
8.3	Konservierungsfaktor ε_b	161
9.1	Druckbelastung auf Gebäude mit Flachdach	166
9.2	Windschäden an Gebäuden	167
10.1	Überblick über die wichtigsten Ergebnisse.	170

Tabellenverzeichnis

3.1	Downburst-Versuchseinrichtungen (Auswahl).	35
6.1	Untersuchte Parameter.	94

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A_D	Fläche der Totzonen
A_P	projizierte Dachfläche
A_T	gesamte Grundfläche des Untersuchungsgebiets
B	Straßenschluchtbreite
b	Auftrieb
c_p	Druckbeiwert
$CAPE$	konvektiv verfügbare potentielle Energie (<i>convective available potential energy</i>)
CIN	konvektive Sperre (<i>convective inhibition</i>)
D	Durchmesser des Downbursts oder Luftstrahls
d	Nullpunktverschiebung der Hintergrundströmung im Windkanal
D_0	äquivalenter Kugeldurchmesser
$DCAPE$...	$CAPE$ für Abwind (<i>downdraft CAPE</i>)
e_{kin}	turbulente kinetische Energie
Gr	Grashof-Zahl
H	Gebäude- / Straßenschluchthöhe
H_{Jet}	Höhe des Strahlauslasses über der Bodenplatte
H_{out}	Höhe des Outflows
H_s	Höhe, aus der das Luftpaket zu fallen beginnt
I_u	Turbulenzintensität der u -Komponente
I_w	Turbulenzintensität der w -Komponente
L	Gebäudelänge
NFK	Niveau der freien Konvektion
NNA	Niveau des neutralen Aufstiegs
p	Druck
Q	Volumenstrom
$q_{in,eff}$	Volumeneintrag pro Breitereinheit [m^2/s]
q_{in}	normalisierter Volumeneintrag pro Breitereinheit
R	Radius des Downbursts oder Luftstrahls
r_c	Mischungsverhältnis von Wolkenwasser
r_i	Mischungsverhältnis von Eis
R_K	äquivalenter Kugelradius

Nomenklatur

r_r	Mischungsverhältnis von Regen
R_{amp}	Verstärkungsfaktor, Verhältnis von instat. zu stationären Werten
Re	Reynolds-Zahl
Re_B	Reynolds-Zahl $Re = V_{ref} \cdot B/\nu$
Re_D	Reynolds-Zahl $Re = V_{ref} \cdot D/\nu$
T	Mittelungsintervall
t_r	Anstiegszeit der Geschwindigkeit
u	horizontale Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung
u_b	über das Profil gemittelte Geschwindigkeit (<i>bulk velocity</i>)
$u_{max,tot}$	Maximalgeschwindigkeit im gesamten Messfeld
u_{max}	Maximalgeschwindigkeit eines Profils
u_{rb}	Referenzgeschwindigkeit der Hintergrundströmung im Windkanal
v	horizontale Geschwindigkeitskomponente in y -Richtung
V_{amb}	Geschwindigkeit der Hintergrundströmung
V_c	Geschwindigkeit in der Mittelachse des Luftstrahls
V_{ref}	Geschwindigkeit des Luftstrahls
w	vertikale Geschwindigkeitskomponente
x	Abstand vom Auftreffzentrum der Fallböe
x_{max}	Abstand vom Zentrum bei $u_{max,tot}$
z	Höhe über Boden
z_{max}	Höhe, in der die max. horiz. Geschwindigkeit auftritt
z_{rb}	Referenzhöhe der Hintergrundströmung im Windkanal

Griechische Buchstaben

α	Profilexponent
β	Winkel zwischen Windrichtung und Straßenschlucht
δ	Höhe der Grenzschicht
γ	Winkel zwischen Strömungsrichtung und der Horizontalen
λ	Bebauungsdichte
λ_l	Wellenlänge des Laserlichts
ω	Vorticity
ρ	Dichte
σ	Standardabweichung
θ_v	potentielle virtuelle Temperatur
$\theta_{v,u}$	potentielle virtuelle Temperatur im Umgebungsfluid
ε	Konservierungsfaktor

Abkürzungen

AGS	atmosphärische Grenzschichtströmung
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
MA	gleitendes Mittel (moving average)
OT	ebene Platte (open terrain)
PIV	Particle Image Velocimetry
SC	Straßenschlucht (street canyon)

Literaturverzeichnis

- Alahyari, A. und Longmire, E. K. (1995). Dynamics of experimentally simulated microbursts. *AIAA Journal*, 33(11):2128–2136.
- Barlow, J. B., Rae, W. H., und Pope, A. (1999). *Low-speed wind tunnel testing*. John Wiley & Sons, third edit edition.
- Barthlott, C., Mühr, B., und Hoose, C. (2017). Sensitivity of the 2014 Pentecost storms over Germany to different model grids and microphysics schemes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 143(704):1485–1503.
- Bergh, H. und Tijdeman, H. (1965). Theoretical and experimental results for the dynamic response of pressure measuring systems. *National Aero- and Astronautical Research Institute Amsterdam*, Report:NLR–TR F.238.
- Blocken, B., Moonen, P., Stathopoulos, T., Asce, F., und Carmeliet, J. (2008). Blocken(2008)_Numerical study on the existence of the venturi efect.pdf. 134(12):1021–1028.
- Bradshaw, P. und Pankhurst, R. (1964). The design of low-speed wind tunnels. *Progress in Aerospace Sciences*, 5:1–69.
- Brasseur, O. (2001). Development and application of a physical approach to estimating wind gusts. *Monthly Weather Review*, 129:5–25.
- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems; Illustrations of the use of dimensional equations. *Physical Review*, 4(4):345–376.
- Butler, K., Cao, S., Kareem, A., Tamura, Y., und Ozono, S. (2010). Surface pressure and wind load characteristics on prisms immersed in a simulated transient gust front flow field. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 98(6-7):299–316.
- Castro, I. P. und Robins, A. G. (1977). The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *Journal of Fluid Mechanics*, 79(2):307–335.
- Chay, M. und Letchford, C. W. (2002). Pressure distributions on a cube in a simulated thunderstorm downburst—Part A: stationary downburst observations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90(7):711–732.
- Choi, E. C. (2000). Wind characteristics of tropical thunderstorms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 84(2):215–226.

- Choi, E. C. (2004). Field measurement and experimental study of wind speed profile during thunderstorms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 92(3-4):275–290.
- Choi, E. C. und Hidayat, F. a. (2002). Dynamic response of structures to thunderstorm winds. *Progress in Structural Engineering and Materials*, 4(4):408–416.
- Coceal, O., Thomas, T. G., Castro, I. P., und Belcher, S. E. (2006). Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology*, 121(3):491–519.
- Counihan, J. (1969). An improved method of simulating an atmospheric boundary layer in a wind tunnel. *Atmospheric Environment*, 3:197–214.
- De Gaetano, P., Repetto, M. P., Repetto, T., und Solari, G. (2014). Separation and classification of extreme wind events from anemometric records. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 126:132–143.
- De Meutter, P., Gerard, L., Smet, G., Hamid, K., Hamdi, R., Degrauwe, D., und Termonia, P. (2015). Predicting Small-Scale, Short-Lived Downbursts: Case Study with the NWP Limited-Area ALARO Model for the Pukkelpop Thunderstorm. *Monthly Weather Review*, 143(3):742–756.
- Deutsche Rück (2015). *Sturmdokumentation 2014 Deutschland*. Deutsche Rückversicherung, Düsseldorf, Deutschland.
- Deutscher Wetterdienst (2017). Wetterlexikon – downburst. http://www.dwd.de/DE/service/lexikon/lexikon_node.html. abgerufen: 06.06.2017.
- DIN (1991a). DIN EN 1991-1-4/NA Nationaler Anhang, Eurocode 1: Einwirkungen auf Tragwerke - Teil 1-4: Allgemeine Einwirkungen - Windlasten.
- DIN (1991b). EN 1991-1-4, Eurocode1: Einwirkungen auf Tragwerke, Teil 1-4: Allgemeine Einwirkungen - Windlasten.
- Dodge, J., Arnold, J., Wilson, G., Evans, J., und Fujita, T. T. (1986). The Cooperative Huntsville Meteorological Experiment (COHMEX). *American Meteorological Society*, 67:417–419.
- Doswell, C. A. (1987). The Distinction between Large-Scale and Mesoscale Contribution to Severe Convection: A Case Study Example.
- Dotzek, N. (2004). Tornado- und Downburstklimatologie. *Deutscher Wetterdienst, Klimastatusbericht*, pages 171–180.
- Dotzek, N. und Friedrich, K. (2009). Downburst-producing thunderstorms in southern Germany: Radar analysis and predictability. *Atmospheric Research*, 93:457–473.

- Durañona, V., Sterling, M., und Baker, C. J. (2007). An analysis of extreme non-synoptic winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95(9-11):1007–1027.
- Durst, F. (2006). *Grundlagen der Strömungsmechanik: Eine Einführung in die Theorie der Strömungen von Fluiden*. Springer Berlin Heidelberg.
- Dyrbye, C. und Hansen, S. O. (1997). *Wind loads on structures*. John Wiley & Sons, Chichester.
- Eggs, F. (2015). *Bau einer Versuchseinrichtung zur Simulation von Fallböen mit Verifikationsmessungen*. Bachelor thesis, Karlsruhe Institute of Technology.
- Emanuel, K. A. (1994). *Atmospheric Convection*. Oxford Univ. Press, New York, USA.
- Fujita, T. T. (1976). Spearhead echo and downburst near the approach end of A.. John F. Kennedy Airport Runway, New York City. *SMRP Research Paper*, 137(March):1–56.
- Fujita, T. T. (1981). Tornadoes and Downbursts in the Context of Generalized Planetary Scales. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 38(8):1511–1534.
- Fujita, T. T. (1985). Downburst: Microburst and Macrobust. *University of Chicago Press*, page 122p.
- Fujita, T. T. (1990). Downbursts: meteorological features and wind field characteristics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 36:75–86.
- Fujita, T. T. und Byers, H. (1977). Spearhead Echo and Downburst in the Crash of an Airliner. *Monthly Weather Review*, 105(2):129–146.
- Fujita, T. T. und Caracena, F. (1977). An analysis of three weather-related aircraft accidents. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 58(11):1164–1181.
- Gatzen, C. (2013). Warm-season severe wind events in Germany. *Atmospheric Research*, 123:197–205.
- Grimmond, C. und Oke, T. (1999). Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *American Meteorological Society*, 38:1262–1292.
- Groenemeijer, P., Púčik, T., Holzer, A. M., Antonescu, B., Riemann-Campe, K., Schultz, D. M., Kühne, T., Feuerstein, B., Brooks, H. E., III, C. A. D., Koppert, H.-J., und Sausen, R. (2017). Severe convective storms in Europe: Ten years of research at the European Severe Storms Laboratory. *Bulletin of the American Meteorological Society*.
- Gromke, C., Jamarkattel, N., und Ruck, B. (2016). Influence of roadside hedgerows on air quality in urban street canyons. *Atmospheric Environment*, 139:75–86.

- Gunter, W. S. und Schroeder, J. L. (2015a). Dual-Doppler Radar and Surface Measurements of Thunderstorm Outflow Winds. In *14th International Conference on Wind Engineering*, pages 2111, 1–9, Porto Alegre, Brazil.
- Gunter, W. S. und Schroeder, J. L. (2015b). High-resolution full-scale measurements of thunderstorm outflow winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 138:13–26.
- Gurley, K. und Kareem, A. (1999). Applications of wavelet transforms in earthquake, wind and ocean engineering. *Engineering Structures*, 21(2):149–167.
- Hart, D. P. (2000). PIV error correction. *Experiments in Fluids*, 29(1):13–22.
- Hirth, B. D., Schroeder, J. L., und Weiss, C. C. (2008). Surface Analysis of the Rear-Flank Downdraft Outflow in Two Tornadoic Supercells. *Monthly Weather Review*, 136(7):2344–2363.
- Hjelmfelt, M. R. (1988). Structure and Life Cycle of Microburst Outflows Observed in Colorado. *Journal of Applied Meteorology*, 27(8):900–927.
- Hofherr, T. und Kunz, M. (2010). Extreme wind climatology of winter storms in Germany. *Climate Research*, 41(2):105–123.
- Holmes, J. D., Hangan, H., Schroeder, J. L., Letchford, C. W., und Orwig, K. D. (2008). A forensic study of the Lubbock-Reese downdraft of 2002. *Wind and Structures*, 11(2):137–152.
- Holmes, J. D. und Oliver, S. (2000). An empirical model of a downburst. *Engineering Structures*, 22(9):1167–1172.
- Hölscher, N. und Niemann, H. J. (1998). Towards quality assurance for wind tunnel tests: a comparative testing program of the Windtechnologische Gesellschaft. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 74-76:599–608.
- Holton, J. R. (2004). *An introduction to dynamic meteorology*. Elsevier Acad. Press, Amsterdam, NLD.
- Houze, R. J. (1993). *Cloud dynamics*. Academic Press, Inc., San Diego, USA.
- Irwin, H. (1981). The Design of Spires for Wind Simulation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 7:361–366.
- Irwin, H., Cooper, K., und Girard, R. (1979). Correction of distortion effects caused by tubing systems in measurements of fluctuating pressures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 5:93–107.
- Jacobson, M. Z. (2005). *Fundamentals of Atmospheric Modeling*. Cambridge University Press.

- Jesson, M., Sterling, M., Letchford, C. W., und Baker, C. (2015a). Aerodynamic forces on the roofs of low-, mid- and high-rise buildings subject to transient winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 143:42–49.
- Jesson, M., Sterling, M., Letchford, C. W., und Haines, M. (2015b). Aerodynamic forces on generic buildings subject to transient, downburst-type winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 137:58–68.
- Kaiser Ventilatorenbau GmbH (2016). Datenblatt. <https://kaiser-kg.de>. abgerufen: 20.05.2016.
- Kastner-Klein, P. und Rotach, M. W. (2004). Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Boundary Layer Meteorology*, 111:55–84.
- Kim, J. und Hangan, H. (2007). Numerical simulations of impinging jets with application to downbursts. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95(4):279–298.
- Knupp, K. R. (1987). Downdrafts within High Plains Cumulonimbi. Part I: General Kinematic Structure.
- Letchford, C. W. und Chay, M. (2002). Pressure distributions on a cube in a simulated thunderstorm downburst. Part B: moving downburst observations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90(7):733–753.
- Letchford, C. W., Mans, C., und Chay, M. (2002). Thunderstorms—their importance in wind engineering (a case for the next generation wind tunnel). *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90(12-15):1415–1433.
- Lombardo, F. T. (2012). Improved extreme wind speed estimation for wind engineering applications. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104-106:278–284.
- Lombardo, F. T. und Mason, M. S. (2016). Investigation of a downburst loading event on a full-scale low-rise building. In *8th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications*, Northeastern University, Boston, Massachusetts, USA.
- Lombardo, F. T., Smith, D. a., Schroeder, J. L., und Mehta, K. C. (2014). Thunderstorm characteristics of importance to wind engineering. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 125:121–132.
- Lundgren, T., Yao, J., und Mansour, N. (1992). Microburst modelling and scaling. *Journal of Fluid Mechanics*, 239:461–488.
- Markowski, P. und Richardson, Y. (2010). *Mesoscale meteorology in midlatitudes*. Wiley-Blackwell, West Sussex, UK, 1 edition.

- Mason, M. S., Letchford, C. W., und James, D. (2005). Pulsed wall jet simulation of a stationary thunderstorm downburst, Part A: Physical structure and flow field characterization. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 93(7):557–580.
- Mason, M. S. und Wood, G. S. (2005). Influence of jet inclination on structural loading in an experimentally simulated microburst. In *6th Asia-Pacific Conference on Wind Engineering*, Seoul, South Korea.
- Mason, M. S., Wood, G. S., und Fletcher, D. F. (2009). Numerical simulation of downburst winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 97(11-12):523–539.
- Mathias, L., Ermert, V., Kelemen, F. D., Ludwig, P., und Pinto, J. G. (2017). Synoptic analysis and hindcast of an intense bow echo in Western Europe: The 09 June 2014 storm. *Weather and Forecasting*, 32:1121–1141.
- Mayer, N. (2016). *Messung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Fallböen in bebautem Gebiet*. PhD thesis.
- McCarthy, J., Wilson, J., und Fujita, T. T. (1982). The Joint Airport Weather Studies Project (JAWS). *AIAA Paper*.
- McConville, A., Sterling, M., und Baker, C. (2009). The physical simulation of thunderstorm downbursts using an impinging jet. *Wind and Structures An International Journal*, 12(2):133–149.
- Mehta, R. D. (1977). The aerodynamic design of blower tunnels with wide-angle diffusors. *Progress in Aerospace Sciences*, 18:59–120.
- Mohr, S. und Kunz, M. (2013). Recent trends and variabilities of convective parameters relevant for hail events in Germany and Europe. *Atmospheric Research*, 123:211–228.
- Mohr, S., Kunz, M., Richter, A., und Ruck, B. (2017). Statistical characteristics of convective wind gusts in Germany. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 17:957–969.
- Munich Re (1993). Winterstürme in Europa. *Publication of the Munich Re, Ordering Number 2041-E-d*.
- Munich Re (2002). Winterstorms in Europe (III), Analysis of loss potentials. *Order Number at Munich Re: 302-03108 (German), 302-03109 (English), 302-03110 (French) or www.munichre.com*.
- National Weather Service, USA (2017). Downbursts. <http://www.weather.gov/cae/downburst.html>. abgerufen: 07.06.2017.
- Nicholls, M., Pielke, R., und Meroney, R. (1993). Large eddy simulation of microburst winds flowing around a building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 47:229–237.

- Oke, T. (1988). Street design and urban canopy layer climate. *Energy and buildings*, 11:103–113.
- Orwig, K. D. und Schroeder, J. L. (2007). Near-surface wind characteristics of extreme thunderstorm outflows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95(7):565–584.
- Pistotnik, G., Holzer, A. M., Kaltenböck, R., und Tschannett, S. (2011). An F3 downburst in Austria-A case study with special focus on the importance of real-time site surveys. *Atmospheric Research*, 100(4):565–579.
- Plate, E. (1993). *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten: Vortragsband der 3. Dreiländertagung D-A-CH'93 der Windtechnologischen Gesellschaft eV.*
- Plate, E. (1995). *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten.* Windtechnologische Gesellschaft WTG, Karlsruhe.
- Ponte, J. und Riera, J. D. (2010). Simulation of extreme wind series caused by thunderstorms in temperate latitudes. *Structural Safety*, 32(4):231–237.
- Prandtl, L. (1933). Attaining a Steady Air Stream in Wind Tunnels. *Technical Memorandum National Advisory Committee For Aeronautics*, (October):40.
- Proctor, F. H. (1988). Numerical simulations of an isolated microburst. Part I: Dynamics and structure. *Journal of the atmospheric sciences*, 45(21):3137–3160.
- Proctor, F. H. (1989). Numerical simulations of an isolated microburst. Part II: Sensitivity experiments. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(14):2143–2165.
- Raffel, M., Willert, C. E., Wereley, S. T., und Kompenhans, J. (2007). *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, Berlin Heidelberg New York, second edition.
- Richter, A., Ruck, B., Mohr, S., und Kunz, M. (2016). Interaction of severe convective gusts with a street canyon. *Urban Climate*.
- Richter, A., Ruck, B., Mohr, S., und Kunz, M. (2017). Flow field within a street canyon in a simulated downburst. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, submitted.
- Romanic, D., Parvu, D., und Hangan, H. (2016). Downburst Reconstruction using Physical Simulation and Analytical Model with Application to Urban Environments. In *First international Conference on Urban Physics*, pages 1–12, Quito, Ecuador.
- Ruck, B. (1987). *Laser-Doppler-Anemometrie.* AT-Fachverlag GmbH, Stuttgart, Germany.

- Santiago, J. L., Martilli, A., und Martin, F. (2007). CFD simulation of airflow over a regular array of cubes. Part I: Three-dimensional simulation of the flow and validation with wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, 122(3):609–634.
- Sarpkaya, T. (1966). Separated flow about lifting bodies and impulsive flow about cylinders. *AIAA Journal*, 4(3):414–420.
- Scheiman, J. und Brooks, J. (1981). Comparison of experimental and theoretical turbulence reduction characteristics for screens, honeycomb, and honeycomb-screen combinations. *Journal of Aircraft*, 18(8):638–643.
- Scholtz, M. T. und Trass, O. (1970). Mass transfer in a nonuniform impinging jet: Part I. Stagnation flow-velocity and pressure distribution. *AIChE Journal*, 16(1):82–90.
- Sciacchitano, A., Neal, D. R., Smith, B. L., Warner, S. O., Vlachos, P. P., Wieneke, B., und Scarano, F. (2015). Collaborative framework for PIV uncertainty quantification: comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology*, 26(7):074004.
- Sengupta, A. und Sarkar, P. P. (2008). Experimental measurement and numerical simulation of an impinging jet with application to thunderstorm microburst winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(3):345–365.
- Sim, T. S., Ong, M. C., Quek, W. Y., Sum, Z. W., Lai, W. X., und Skote, M. (2016). A numerical study of microburst-like wind load acting on different block array configurations using an impinging jet model. *Journal of Fluids and Structures*, 61:184–204.
- Solari, G. (2016). Thunderstorm response spectrum technique: Theory and applications. *Engineering Structures*, 108:28–46.
- Solari, G., Burlando, M., Gaetano, P. D., und Repetto, M. P. (2015a). Characteristics of thunderstorms relevant to the wind loading of structures. *Wind and Structures*, 20(6):763–791.
- Solari, G., De Gaetano, P., und Repetto, M. P. (2015b). Thunderstorm response spectrum: Fundamentals and case study. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 143(0):62–77.
- Solari, G., Repetto, M. P., Burlando, M., De Gaetano, P., Pizzo, M., Tizzi, M., und Parodi, M. (2012). The wind forecast for safety management of port areas. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104-106:266–277.
- Srivastava, R. C. (1985). A simple model of evaporatively driven downdraft - Application to microburst downdraft. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(10):1004–1023.

- Takeuchi, T. und Maeda, J. (2013). Unsteady wind force on an elliptic cylinder subjected to a short-rise-time gust from steady flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 122:138–145.
- Takeuchi, T., Maeda, J., Kawakami, R., und Takeuchi, N. (2016). Effects of Wind Direction on Properties of Unsteady Wind Pressure on a Gable Roof Body Under a Short-Rise-Time Gust. In *8th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics and Applications*, Northeastern University, Boston, Massachusetts, USA.
- Takeuchi, T., Maeda, J., und Kawashita, H. (2008). The Overshoot of Aerodynamic Forces on a Railcar-Like Body Under Step-Function-Like Gusty Winds. In *Sixth International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Applications*, pages 20–24, Milano, Italy.
- Tischmacher, M. und Ruck, B. (2013). Interaction of gusts and forest edges - an experimental wind-tunnel study. *Forestry*, 86(5):523–532.
- VDI-Richtlinie (2000). Umweltmeteorologie Physikalische Modellierung von Strömungs- und Ausbreitungsvorgängen in der atmosphärischen Grenzschicht Windkanalanwendungen.
- von Böckh, P. und Wetzels, T. (2011). *Wärmeübertragung*. Springer Berlin Heidelberg, 4. bearbeitete edition.
- Wakimoto, R. M. (1982). The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data. *Monthly Weather Review*, 110:1060–1082.
- Wakimoto, R. M. (2001). Severe Convective Storms, Convectively driven high wind events. In *Meteorological Monographs, The American Meteorological Society*, pages 255–298. Boston, USA.
- Walker, J. D. A., Smith, C. R., Cerra, A. W., und Doligalski, T. L. (1987). The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 181(-1):99.
- Wang, L. und Kareem, A. (2005). Modeling and Simulation of Transient Winds in Downbursts / Hurricanes. In *Proceedings of the 10th American Conference on Wind Engineering, Baton Rouge, LA*, pages 1–12.
- Wieringa, J. (1973). Gust factors over open water and built-up country. *Boundary-Layer Meteorology*, 3:424–441.
- Wieringa, J. (1986). Roughness-dependent geographical interpolation of surface wind speed averages. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112(473):867–889.
- Wikipedia (2017). Framersheim – Wikipedia, Die freie Enzyklopädie. <https://de.wikipedia.org/w/index.php?title=Framersheim&oldid=165242941>. abgerufen: 12.05.2017.

- Wilson, J., Roberts, R., Kessinger, C., und McCarthy, J. (1984). Microburst Wind Structure and Elevation of Doppler Radar for Airport Wind shear detection. *Journal of Climate and Applied Meteorology*, 23:898–915.
- Wood, G. S., Kwok, K. C., Motteram, N. A., und Fletcher, D. F. (2001). Physical and numerical modelling of thunderstorm downbursts. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 89(6):535–552.
- Xu, Z. und Hangan, H. (2008). Scale, boundary and inlet condition effects on impinging jets. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 96(12):2383–2402.
- Yao, J. und Lundgren, T. (1996). Experimental investigation of microbursts. *Experiments in Fluids*, 21(1):17–25.
- Zhang, Y. (2013). *Study of microburst-like wind and its loading effects on structures using impinging-jet and cooling-source approaches*. PhD thesis, Iowa State University.
- Zhang, Y., Hu, H., und Sarkar, P. P. (2013a). Modeling of microburst outflows using impinging jet and cooling source approaches and their comparison. *Engineering Structures*, 56:779–793.
- Zhang, Y., Sarkar, P. P., und Hu, H. (2013b). An experimental study of flow fields and wind loads on gable-roof building models in microburst-like wind. *Experiments in Fluids*, 54(5):1511.