

# Systematische Windkanaluntersuchungen zur Evaluierung von Parametrisierungsansätzen für die städtische Rauigkeitsschicht

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften im Department  
Geowissenschaften  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

**Anne Merike Schultz**  
aus Karlsruhe

Hamburg  
2008

Als Dissertation angenommen vom  
Department Geowissenschaften der Universität Hamburg  
auf Grund der Gutachten von

Prof. Dr. Michael Schatzmann  
und  
Dr. Gerhard Peters

Hamburg, den 2.10.2008

Professor Dr. Kay-Christian Emeis  
(Leiter des Department Geowissenschaften)

# Inhaltsverzeichnis:

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis .....	iv
<b>1 Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>2 Stand der Forschung .....</b>	<b>5</b>
2.1 Vertikalaufbau und Grenzschichtentwicklung.....	5
2.2 Windprofil innerhalb der Trägheitsschicht.....	8
2.3 Charakteristiken der Rauigkeitsschicht (RS).....	10
2.3.1 Höhe und Normierungskonzepte der Rauigkeitsschicht .....	10
2.3.2 Turbulente Impulsflüsse in der Rauigkeitsschicht.....	11
2.3.3 Mittleres Windprofil der städtischen Rauigkeit .....	12
2.4 Turbulente Spektren in der städtischen Grenzschicht .....	15
2.5 Quadrantanalyse .....	17
<b>3 Parametrisierungsansätze städtischer Bebauung .....</b>	<b>21</b>
3.1 Anpassung der Rauigkeitslänge an städtische Gebiete .....	22
3.1.1 Morphometrische Modelle .....	24
3.2 Ansätze, die den Gebäudewiderstand berücksichtigen.....	28
3.3 Bestimmung des mittleren Windprofils mit “local scaling“ .....	35
<b>4 Experimentelle Durchführung .....</b>	<b>41</b>
4.1 Windkanal und verwendete Messtechnik .....	41
4.2 Idealisierte Rauigkeiten.....	45
4.2.1 Untersuchte Varianten.....	47

4.2.2	Geometrische Beschreibung der verwendeten Rauigkeiten .....	49
4.2.3	Versuchsaufbau im Windkanal.....	52
4.3	Durchgeführte Experimente .....	55
<b>5</b>	<b>Modellierungs- und Datenqualität.....</b>	<b>63</b>
5.1	Qualitätsanforderungen an den Modellversuch.....	63
5.1.1	Ähnlichkeitsgesetze.....	63
5.1.2	Reynoldszahlunabhängigkeit .....	66
5.1.3	Modellmaßstab .....	68
5.1.4	Versperrung und Druckkriterium.....	72
5.1.5	Laterale Homogenität der Strömung.....	74
5.2	Datenqualität.....	76
5.2.1	Datenanalyse .....	78
5.2.2	Vertrauensbereich von Messungen .....	79
5.3	Horizontale Repräsentativität lokaler Punktmessungen.....	80
<b>6</b>	<b>Darstellung der Ergebnisse .....</b>	<b>91</b>
6.1	Vergleichbarkeit von Messungen unterschiedlicher Konfigurationen .....	91
6.2	Bestimmung des Einflussbereichs der Rauigkeitselemente .....	96
6.3	Vertikale Struktur .....	102
6.4	Flächengemittelte Profile .....	106
6.4.1	Klassifizierung von Profilen .....	110
6.4.2	Parametrisiertes Profil .....	116
6.5	Vergleich mit vorhandenen Parametrisierungsansätzen.....	121

6.5.1	Vergleich mit morphometrischen Modellen .....	126
6.5.2	Parametrisierungsansätze der mittleren Windgeschwindigkeit.....	130
6.5.3	Parametrisierungsansätze für die turbulenten Impulsflüsse.....	137
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>145</b>
	<b>Anhang A: Datenqualität .....</b>	<b>149</b>
	Fehlerfortpflanzung nach Gauß.....	149
	Erläuterungen zum Softwarecoincidence-Modus des LDA .....	151
	Übersicht über die durchgeführten Wiederholbarkeitsmessungen .....	153
	<b>Anhang B: Horizontale Repräsentativität von Punktmessungen .....</b>	<b>156</b>
	<b>Anhang C: Ergänzende Abbildungen zu ensembledemittelten Profilen.....</b>	<b>158</b>
	<b>Anhang D: Quelltext des verwendeten C-Programms zur Datenanalyse.....</b>	<b>162</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>171</b>
	<b>Danksagung .....</b>	<b>177</b>

## Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

$a$	Verminderungskoeffizient
$A$	Empirischer Parameter
$A_f$	Frontfläche eines Rauigkeitselementes [m <sup>2</sup> ]
$A_p$	Projektionsfläche [m <sup>2</sup> ]
$A_t$	Gesamtfläche [m <sup>2</sup> ]
$b$	Empirischer Parameter
$B$	Empirischer Parameter
$c$	Empirischer Parameter
$c_D(z)$	Integraler Widerstandsbeiwert („sectional drag coefficient“)
$C_{Dh}$	Widerstandsbeiwert eines Rauigkeitselementes
$\overline{C_{Dh}}$	Höhengemittelter Widerstandsbeiwert
CL	Hindernisschicht (engl.: canopy layer)
$d_0$	Verdrängungshöhe [m]
$d_s$	Verdrängungshöhe für Scherspannungen [m]
$f$	Normierte Frequenz [-]
$f_m$	Normierte Frequenz der maximalen Energiedichte im Spektrum
$h$	Höhe der Rauigkeitselemente [m]
$h_W$	Höhe der Würfel [m]
$h_D$	Dachfirsthöhe [m]
$h_M$	Mittlere Höhe der Rauigkeit [m]
$h_{MAX}$	Höhe des Impulsflussmaximums [m]
IS	Trägheitsschicht (engl.: inertial sublayer)
$l_c$	Mischungsweglänge in der Rauigkeit [m]
$l_m$	Mischungsweglänge oberhalb der Rauigkeit (log. Wandgesetz) [m]
$l_s$	Dissipationslänge [m]
$L_c$	Charakteristisches Längenmaß [m]
$L_g$	Geometrisches Längenmaß [m]
$L_m$	Monin-Obukov-Länge [m]
$L_s$	Längenmaß der Scherung („mixing layer analogy“)
$L_x$	Ausdehnung eines Gebäudes oder Rauigkeitselementes in x-Richtung [m]
$L_y$	Ausdehnung eines Gebäudes oder Rauigkeitselementes in y-Richtung [m]
$L_z$	Ausdehnung eines Gebäudes oder Rauigkeitselementes in z-Richtung [m]
$n$	Natürliche Frequenz [Hz]

$p$	Druck [Pa]
$Q_i$	Quadrantnummer aus Quadrantanalyse ( $i = 1, 2, 3, 4$ )
$Q_s$	Querschnittfläche des Straßenraumes [m <sup>2</sup> ]
$Ri_b$	Bulk Richardsonzahl
$Ri_f$	Flux Richardsonzahl
RS	Rauigkeitsschicht (engl.: roughness sublayer)
S	Anteil an Gebäudeflächen
$S_i$	Spannungsanteile („stress fractions“) ( $i = 1, 2, 3, 4$ )
$S_{ii}(f)$	Spektrale Energiedichte ( $i = u, v, w$ ) [J m <sup>-3</sup> s]
$\Delta S_i$	Differenz der Spannungsanteile
$T_a$	Zeitspanne [s]
$u, v, w$	x-, y-, z- Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors $\vec{V}$ [m/s]
$u_*$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
$u_{*lok\text{al}}$	Lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit [m/s]
$u_{*MAX}$	$\sqrt{U'W'_{MAX}}$
$u_{*Wandgesetz}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit bestimmt mit Hilfe des log. Wandgesetzes [m/s]
$U_h$	Geschwindigkeit $U_{Mean}$ auf Höhe $z = h$ [m/s]
$U_{Mean}, V_{Mean}$ $W_{Mean}$	Zeitlich gemittelte x-, y-, z- Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors $\vec{V}$ [m/s]
$U_{rms}, V_{rms}$ $W_{rms}$	Abweichungen vom zeitlichen Mittel der x, y, z Komponente des Windgeschwindigkeitsvektors $\vec{V}$ [m/s]
$U'W'_{MAX}$	Impulsflussmaximum
$U'W'_{Mean}$	Zeitlich gemittelte Reynoldsspannung [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
W	Breite einer Straßenschlucht [m]
x, y, z	Longitudinal-, Lateral- und Vertikalachse im Windkanal Koordinatensystem [m]
$z_{MAX}$	Höhe z bei der das Impulsflussmaximum auftritt
$z_0$	Rauigkeitslänge [m]
Z	Dimensionslose Höhe

### Griechische Symbole:

$\alpha$	Proportionalitätsfaktor
$\beta$	Korrekturfaktor
$\gamma$	Verhältnis der Spannungsanteile $S_2$ zu $S_4$
$\delta$	Grenzschichthöhe [m]

$\delta_w$	Wirbelgröße („mixing layer analogy“)
$\kappa$	Von Karman Konstante
$\lambda_c$	Volumenbezogene Packungsdichte
$\lambda_f$	Frontflächenzahl
$\lambda_h$	Variabilität der Gebäudehöhen
$\lambda_p$	Packungsdichte
$\lambda_s$	Aspektverhältnis
$\mu_i$	Auftretende Häufigkeit
$\nu$	Kinematische Viskosität [m <sup>2</sup> /s]
$\rho$	Dichte der Luft [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma_h$	Streuung der Gebäudehöhen
$\sigma_i$	Turbulente Fluktuationen, Standardabweichung (i = x, y, z) [m/s]
$\tau$	Reynoldsspannungen [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$\varphi_m$	Dimensionsloser Geschwindigkeitsgradient

# 1 Einleitung

Weltweit wachsen Städte. Schätzungen belegen, dass bereits heute mehr als 50 % und in weiteren 25 Jahren bereits 60 % der Weltbevölkerung in Städten leben werden (Bähr, Jürgen, Entwicklung von Urbanisierung). Die hohe und dichte Bebauung, lokal heterogene Strukturen sowie starke Rauigkeitssprünge prägen das Stadtbild und beeinflussen auf diese Weise die atmosphärischen Strömungs- und Transportvorgänge. Dies macht deutlich, dass aus meteorologischer Sicht, ein erhöhter Handlungsbedarf besteht, Daten von städtischer Bebauung bereitzustellen, um Vorhersagen von Wetter, Luftqualität, Windlast an Gebäuden usw. verbessern zu können. Somit gewinnt auch die städtespezifische Meteorologie in der numerischen Modellierung an Bedeutung. Moderne, höchstauflösende Wetterprognosemodelle arbeiten heute mit horizontalen Gitterweiten von wenigen Kilometern. Die Auflösung mesoskaliger Modelle mit nicht-äquidistanten Gittern ist sogar noch niedriger. Die Wirkung von Städten auf das Strömungsfeld wird in den genannten Modellen mit Rauigkeitsparametrisierungen beschrieben. Um diese bewerten zu können und Kenntnisse über Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder in städtischer Bebauung zu erlangen, wird eine umfassende Datenbasis benötigt, die Messungen in einer hohen räumlichen wie zeitlichen Auflösung bereitstellt. Zur Gewinnung und Bereicherung einer solchen Datenbasis eignen sich Messungen in einem Grenzschichtwindkanal (z.B. Schatzmann et al. 1997, Schatzmann und Leitl 2002). Neben der räumlich und zeitlich hohen Auflösung sind Messungen unter kontrollierten Bedingungen in detaillierten maßstabsgetreuen Modellen möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein systematisches Versuchsprogramm idealisierter städtischer Rauigkeiten im Grenzschichtwindkanal des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg durchgeführt. In diesem wurden die Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder unter systematischer Variation der maßgebenden Rauigkeitsparameter mit hoher räumlicher Auflösung vermessen. Ziel war es, Daten innerhalb und oberhalb einer komplexen Bebauung zu gewinnen, die es ermöglichen, eine Bewertung vorhandener Rauigkeitsparametrisierungsansätze für städtische Bebauung in mesoskaligen oder Wetterprognosemodellen vornehmen zu können und um eine Verbesserung dieser Ansätze zu erreichen.

Als übliches Verfahren verwenden numerische Wetterprognosemodelle oder mesoskalige Modelle Rauigkeitsparametrisierungen, die für die bodennahe Schicht konstante Impulsflüsse und mit  $\varphi$ -Funktionen modifizierte logarithmische Geschwindigkeitsprofile nach der Monin-Obukov-Theorie voraussetzen. Bei der Anwendung der Modelle auf Stadtgebiete sind aber beide Bedin-

gungen nicht erfüllt, da innerhalb und oberhalb der städtischen Hindernisschicht deutliche Abweichungen von diesen Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen registriert werden. Die zunehmend feinere Auflösung der Modelle bewirkt, dass die negativen Auswirkungen einer unangemessenen Rauigkeitsparametrisierung anwachsen. Aus diesem Grunde wird an Rauigkeitsparametrisierungen geforscht, welche insbesondere die städtische Rauigkeit berücksichtigen sollen (eine Übersicht gibt z.B. Baklanov et al., 2005). Es lassen sich unterschiedliche Ansätze finden, wie die städtische Rauigkeit in einem Modell berücksichtigt wird: Zum einen erfolgt eine Anpassung der Rauigkeitslänge  $z_0$  und der Verdrängungshöhe  $d_0$  an die städtische Bebauung. Zum anderen werden der Bewegungs-, der Energie- und der turbulent kinetischen Energiegleichung zusätzliche (Quell- oder Senken-)Terme hinzugefügt. Des Weiteren lassen sich auch Ansätze finden, die empirische Funktionen für Wind- und Turbulenzprofile, die aus Daten über städtischer Bebauung abgeleitet wurden, bereitstellen (z.B. Kastner-Klein und Rotach, 2004). Beispiele für die erstgenannten Ansätze sind z.B. so genannte morphologische und morphometrische Modelle. Die morphologischen Ansätze versuchen auf Basis von Geoinformationen (z.B. Luftbildern oder GIS-Datenbank-Informationen) städtische Strukturen zu identifizieren und zu klassifizieren. Anhand dieser Klassifizierung erfolgt auf Basis von Naturdatensätzen eine Zuordnung der entsprechenden Rauigkeitsparameter  $z_0$  und  $d_0$  (z.B. Ellefsen, 1991; Grimmond und Oke, 1998). Bei den morphometrischen Modellen werden die Rauigkeitsparameter  $z_0$  und  $d_0$  direkt als Funktion von rauigkeitsbeschreibenden Parametern, wie z.B. der Packungsdichte, berechnet (z.B. Grimmond und Oke, 1999). Bei den zweitgenannten Ansätzen kann in den Bewegungsgleichungen eines Modells z.B. eine zusätzliche Kraft, die auf einem Ausdruck für den Gebäudewiderstand basiert, bis zur Gebäudehöhe  $h$  hinzugefügt werden, um die Wirkung der Gebäude auf die Strömung abzubilden (z.B. Martilli et al. 2002).

Ein Großteil der genannten Parametrisierungsansätze für die städtische Rauigkeitsschicht beruht auf Daten von stark vereinfachten idealisierten Gebäudestrukturen, wie z.B. Würfelfeldern. Auch in dieser Arbeit wurden Messungen mit modernster Messtechnik in und über idealisierten Rauigkeiten durchgeführt, um möglichst allgemeingültige Ergebnisse zu erzielen. Untersuchungen von Strömungsfeldern in Straßenschluchten zeigten jedoch, dass die Dachform einen entscheidenden Einfluss auf das Strömungsmuster in einer Straßenschlucht hat (Rafailidis, 1997; Kastner-Klein et al. 2004). Aus diesem Grunde wurden drei Rauigkeitsstrukturen von unterschiedlicher Komplexität untersucht. Diese reichen von einem regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit homogener

Höhe, bis hin zu versetzt angeordneten Würfeln mit unterschiedlich geformten Dachaufsätzen und heterogener Höhenverteilung.

Die nachfolgende Arbeit untergliedert sich wie folgt: Im anschließenden 2. Kapitel wird ein Überblick über den derzeitigen Erkenntnisstand auf dem Gebiet städtischer Grenzschichten gegeben. Hierbei werden ausschließlich Veränderungen der Strömungsverhältnisse durch die verschiedenartigen, für Städte typischen Hindernisstrukturen (Wohngebäude, Industrieanlagen etc.) betrachtet. Einflüsse der durch die Bebauung modifizierten Wärme- und Feuchteflüsse werden dabei vernachlässigt. Diese wesentlichen Einschränkungen sind dadurch gerechtfertigt, dass zunächst herausgefunden werden soll, wie Stadtrauigkeiten das lokale Geschwindigkeits- und Turbulenzfeld mit zunehmender Überstreichungslänge (=horizontal) und mit zunehmendem Abstand vom Boden (=vertikal) beeinflussen. In der Realität entspricht eine solche Situation einer neutralen Schichtung der Atmosphäre. Diese stellt sich bodennah ein, wenn eine Stadt mit großen Windgeschwindigkeiten angeströmt wird und die hohen Gebäude eine starke mechanische Turbulenzproduktion bzw. Scherung bewirken. Kommt es auf diese Weise zu einer überkritischen Reynoldszahl, kann die Monin-Obukov-Länge die mittlere Gebäudehöhe um ein Mehrfaches übersteigen.

In Kapitel 3 wird die Literaturübersicht zu den strömungsinduzierten Eigenschaften innerhalb und oberhalb einer städtischen Grenzschicht durch eine kurze Zusammenfassung der bisherigen Versuche, die komplexe Geometrie städtischer Bebauung möglichst allgemeingültig zu beschreiben, ergänzt. Der Schwerpunkt liegt hierbei wieder auf der Strömung und wie sie durch den ausgeübten Widerstand der Gebäude beeinflusst und in numerischen Modellen parametrisiert wird.

Anschließend wird in Kapitel 4 das Messprogramm vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, um auf experimentelle Weise Antworten auf die gestellten Fragen zu finden. Des Weiteren wird das genaue Messprogramm beschrieben, das im Grenzschichtwindkanal-Labor des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg durchgeführt wurde. Dabei wird auch die verwendete Messtechnik beschrieben.

Kapitel 5 widmet sich der Datenqualität. Das schließt eine Versuchsdokumentation und die Angabe des Vertrauensbereiches der erhobenen Daten ein. Anschließend wird kurz analysiert, wie repräsentativ mehrere Punktmessungen eine typische Rauigkeitsuntereinheit darstellen können. Dazu werden horizontal gemittelte Punktmessungen mit hochaufgelösten Flächenmessungen verglichen.

In Kapitel 6 werden die erzielten Ergebnisse präsentiert. Zunächst wird beschrieben, wie die erhobenen Daten normiert werden, um sie miteinander vergleichbar zu machen. Es folgt eine Dokumentation, bis in welche Höhe ein Gleichgewicht der Strömung mit den unterliegenden Rauigkeiten erzielt wurde und wie die vertikale Struktur dieser erzeugten Grenzschicht aufgebaut ist. Danach werden zunächst lokal gemessene Profile ausgewertet und diese nach Profilform klassifiziert und zu Profilgruppen zusammengefasst. Im nächsten Schritt werden horizontale Mittel der lokalen Profile betrachtet, bevor abschließend die Daten mit gängigen und neuen Parametrisierungen verglichen werden. Dieses Ergebniskapitel schließt einen Vergleich der hier erzielten Daten mit den Ergebnissen früherer Studien (aus der Literatur) mit ein.

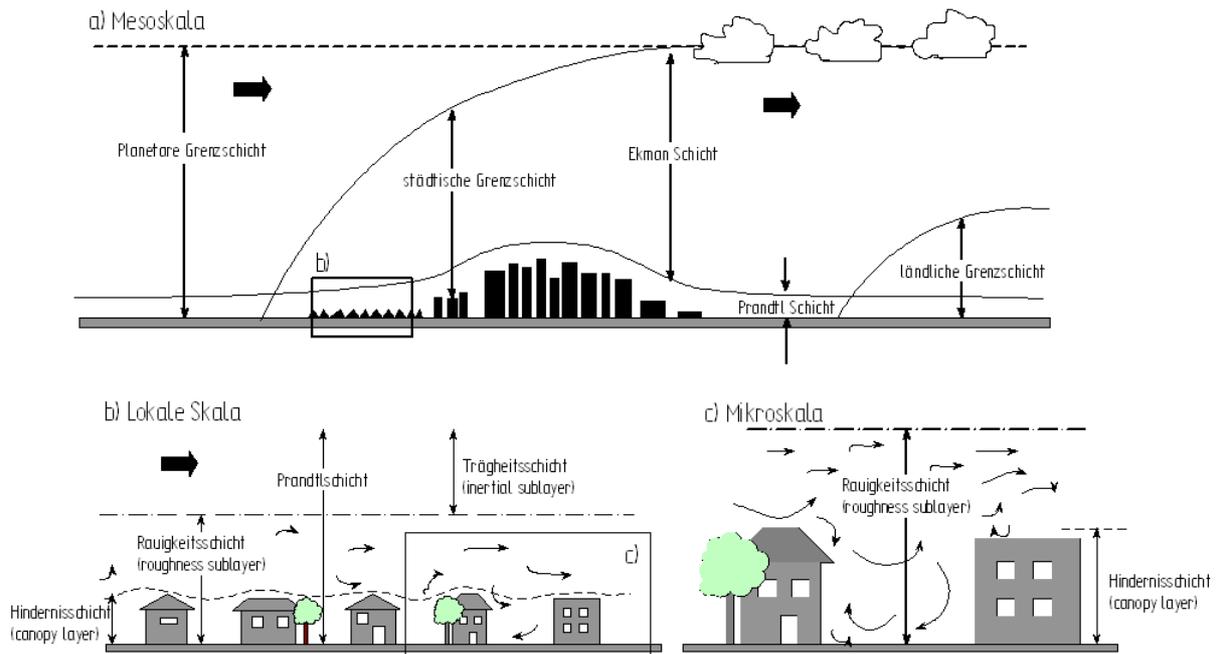
Die Arbeit wird mit einer ausführlichen Zusammenfassung in Kapitel 7 und mit einem Ausblick auf den noch vorhandenen Forschungsbedarf abgeschlossen.

## 2 Stand der Forschung

In den folgenden Abschnitten wird der derzeitige Erkenntnisstand zu Grenzschichtströmungen über städtischer Bebauung dargelegt. Die städtische Bebauung ist, strömungstechnisch gesehen, eine sehr raue Oberfläche mit hohen, dicht gestellten Rauigkeitselementen. Da in dieser Arbeit Ergebnisse aus Windkanalmessungen präsentiert werden, richtet sich das Hauptaugenmerk beim Stand der Forschung auf rein mechanisch angetriebene Strömungsvorgänge in einer neutral geschichteten Atmosphäre. Andere Effekte, wie Feuchte- oder Wärmeflüsse werden dabei vernachlässigt. Eine Rechtfertigung dieser starken Einschränkungen wird im ersten Abschnitt von Kapitel 5 in den Ausführungen zur Windkanalmodellierung gegeben.

### 2.1 Vertikalaufbau und Grenzschichtentwicklung

Zunächst wird der Vertikalaufbau der Atmosphäre erläutert, wobei der Schwerpunkt auf der atmosphärischen Grenzschicht liegt. Über dem oberen Rand der Grenzschicht liegt die freie Atmosphäre, d.h. Reibungskräfte vom Boden sind nicht mehr wirksam. Hier weht der Wind geostrophisch, parallel zu den Isobaren. Die einzigen bilanzierenden Kräfte innerhalb dieser Schicht sind für die horizontalen Komponenten des Windes die Corioliskraft und die Druckgradientkraft. In Vertikalrichtung liegt eine hydrostatische Druckverteilung vor, da sowohl der Coriolisterm als auch die Druckgradientkraft klein im Vergleich zur Erdbeschleunigung sind. Die oberen 90 % der atmosphärischen Grenzschicht werden von der Ekman-schicht, die auch als „outer layer“ bezeichnet wird, eingenommen. Innerhalb dieser Schicht dominiert turbulenter Impulsaustausch, während molekulare Reibungsspannungen vernachlässigbar sind. Nähert man sich von oben dem Boden, nimmt die turbulente Reibung zu, und die Strömungsgeschwindigkeit wird vermindert. Somit ist die Corioliskraft nicht mehr in der Lage, die Druckgradientkraft vollständig auszubalanzieren. Es findet vom Boden eine Drehung des Windvektors in Richtung des geostrophischen Windes statt (Ekman-spirale). Die untersten 10 % der atmosphärischen Grenzschicht werden von der Prandtl-schicht, die auch als „inner layer“ bezeichnet wird, eingenommen. Befindet man sich im Bereich der Mesoskala (Abbildung 1a), so wird die Prandtl-schicht bei einer horizontalen Auflösung von ca. 20 km und größer als Landnutzung durch eine definierte Rauigkeitslänge  $z_0$  parametrisiert. Bei niedrigeren Auflösungen (im km-Bereich) besteht dagegen schon Bedarf, die städtische Rauigkeit direkt zu parametrisieren. Daher ist die (städtische) Prandtl-schicht Hauptuntersuchungsgegenstand dieser Arbeit und wird daher ausführlicher behandelt.



**Abbildung 1:** Schematische Darstellung der einzelnen Schichten in der städtischen Prandtschicht auf den verschiedenen Skalen (nach Oke, 2004).

Wie in Abbildung 1 b) bis c) skizziert, hat sich ein mehrschichtiges Modell der städtischen Prandtschicht, wie es z.B. von Oke (2004) beschrieben wird, etabliert. Hierbei wird die städtische Prandtschicht in zwei weitere Schichten unterteilt, die Trägheitsschicht (IS, von engl. inertial sublayer) und die Rauigkeitsschicht (RS, engl. „roughness sublayer“), in die auch die Hindernisschicht (CL, engl. „canopy layer“) eingebettet ist. Die Rauigkeitsschicht kann über sehr rauem Gelände eine Ausdehnung von bis zu mehreren Dekametern erreichen und sich möglicherweise über die vollständige Prandtschicht erstrecken, so dass die Trägheitsschicht entweder nur sehr schwach ausgeprägt ist oder gar nicht existiert (siehe z.B. Rotach 1999). Untermauert wird dieses Konzept durch Windkanalexperimente von Cheng und Castro (2002a), bei denen die Höhen der einzelnen Schichten über einem homogenen Würfelfeld mit denen über einem heterogenen Feld kubischer Elemente verglichen wurden. Diese Studie ergab, dass sich die Gesamthöhe der Prandtschicht nicht änderte, aber die Rauigkeitsschicht über dem heterogenen Feld weiter ausgedehnt und die Trägheitsschicht komprimiert war. Die in den Abbildungen 1 b) bis c) skizzierten Skalen, werden auch als „Neighbourhood“ Skala und „Street“ Skala (Britter und Hanna, 2003) bezeichnet.

In Abbildung 1 a) ist angedeutet, dass sich nach einem Rauigkeitswechsel (z.B. Land-Stadt) eine neue interne Grenzschicht ausbildet, die mit wachsender Überstreichungslänge anwächst. Innerhalb dieser internen Grenzschicht bildet sich eine Gleichgewichtsschicht aus, in der sich die

Strömung komplett an die unterliegende neue Rauigkeit angepasst hat. Nur innerhalb dieser Gleichgewichtsschicht kann sich zuerst die Rauigkeitsschicht und danach die Trägheitsschicht ausbilden. Oberhalb der Gleichgewichtsschicht, aber noch innerhalb der internen Grenzschicht, existiert eine Übergangsschicht, in der die Strömung noch von den von außen aufgeprägten Bedingungen der Grenzschicht vor dem Rauigkeitssprung beeinflusst ist (Garatt 1990). Da innerhalb einer Stadt viele Rauigkeitssprünge vorkommen, die durch unterschiedliche Bebauung (wie z.B. Industriegebiete, Stadtkerne und Vororte) verursacht werden, stellt sich die generelle Frage, wie schnell sich Grenzschichten nach einem Rauigkeitswechsel anpassen, bzw. wie schnell ein Gleichgewicht bis zu einer bestimmten Höhe erreicht wird. Garatt (1990) zitiert in seiner Übersichtsarbeit Elliott (1958) und Wood (1982), denen zufolge sich die Höhe der internen Grenzschicht als Funktion des horizontalen Abstandes  $h_{GS} \propto x^{0.8} z_0^{0.2}$  beschreiben lässt, wobei für  $z_0$  der größere Rauigkeitsparameter der betrachteten Rauigkeiten eingesetzt wird. Ein Vergleich der Formel von Wood (1982) mit Windkanalmessungen über einem detaillierten Stadtmodell der Stadt Basel von Feddersen (2005) zeigt jedoch, dass die interne Grenzschicht über einer so rauen Oberfläche schneller anwächst als von der Wood-Formel vorhergesagt wird. Eine Formel zur Abschätzung der Überstreichungslänge (engl. „fetch“), die nötig ist, bis eine Grenzschicht in neutral geschichteter Atmosphäre in der Höhe  $z$  ein Gleichgewicht mit dem Untergrund erreicht, wird in einer Studie von Wieringa (1993) angegeben und basiert auf einer Auswertung verschiedener Messergebnisse:

$$x_{\text{fetch}} = 2z_{02} \left[ \frac{10(z - d_{02})}{z_{02}} \left( \ln \left( \frac{10(z - d_{02})}{z_{02}} - 1 \right) \right) + 1 \right] \quad (1)$$

Die Rauigkeitslänge  $z_{02}$  und die Verdrängungshöhe  $d_{02}$  beschreiben dabei die Rauigkeit nach dem Rauigkeitswechsel. Diese Formel basiert allerdings hauptsächlich auf Daten, die über ländlichen Gebieten erhoben wurden. Setzt man für eine Stadt typische Werte ein, kommt man zu unrealistisch großen Überstreichungslängen. Es fehlen Daten, um die von Wieringa berechnete Formel für städtische Gebiete überprüfen oder anpassen zu können. Bottema (1997) empfiehlt eine Überstreichungslänge in der Größenordnung von  $250h$ , wobei  $h$  die Höhe der Rauigkeitselemente beschreibt, um eine ausreichend hohe und entwickelte Grenzschicht zur Bestimmung von  $z_0$  und  $d_0$  zu erhalten. Gleichzeitig weist er darauf hin, dass in der Praxis eine derart lange Überstreichungslänge wegen der Heterogenität der städtischen Bebauung kaum anzutreffen ist. Guilloteau und Mestayer (2000) zeigen, dass in ihren numerischen Simulationen eine sehr lange Überstreichungslänge, die eine typische Stadtteilgröße europäischer Städte ( $>5.5$  km) weit übersteigt, benö-

tigt wird, bis sich eine Trägheitsschicht ausbildet. Dagegen zeigen Cheng und Castro (2002b) in ihrer Windkanalstudie, dass die Formel von Wieringa die Entwicklung der Gleichgewichtsschicht bis zum Oberrand der Rauigkeitsschicht, unabhängig von deren Definition der untersuchten Rauigkeit, sogar noch unterschätzt. Die von ihnen untersuchten Rauigkeiten belegen, dass die benötigte Überstreichungslänge, um ein Gleichgewicht bis zum Oberrand der Rauigkeitsschicht zu erreichen, nur etwa  $300 z_{02}$  beträgt. Dies geht konform mit der Beobachtung von Mac Donald, der ebenfalls feststellte, dass ein Gleichgewicht der Strömung bis zur einfachen Rauigkeitshöhe sehr schnell erreicht wird. Des Weiteren konnten Cheng und Castro (2002b) eine Übergangsregion von etwa  $36 h$  nach dem Rauigkeitswechsel bestimmen, bis zu der eine Selbstähnlichkeit der gemessenen Profile erreicht wird. In dieser Übergangsregion lassen sich  $z_0$  und  $u_*$  nur sehr schwer bestimmen, da sich keine Trägheitsschicht ausgebildet hat. Belcher et al. (2003) entwickelten für ihre numerische Simulation eines Rauigkeitswechsels das Konzept von drei Regionen der Anpassung an die neue Rauigkeit. Die erste Region, die „impact region“, ist der Bereich über den hinweg die neue Oberfläche durch den Formwiderstand stromaufwärts abbremsend auf die Strömung wirkt. In der zweiten Region, der „adjustment region“, wird die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der neuen Rauigkeitselemente weiter reduziert, bis ein lokales Gleichgewicht zwischen dem Impulsenzug durch den Widerstand der Rauigkeitselemente und dem nach unten gerichteten Impulstransport durch turbulente Flüsse entsteht. Die Länge dieser Region ist dabei proportional zum Widerstandsbeiwert der einzelnen Rauigkeitselemente und umgekehrt proportional zur Packungsdichte der Rauigkeitselemente. Erst in der letzten Region, der „roughness-change region“, passt sich die Strömung an die neue Rauigkeit an und bildet eine innere Grenzschicht aus.

Da das horizontal heterogene Stadtbild nicht immer eine ausreichende Überstreichungslänge zulässt und sich eine Trägheitsschicht erst nach der vollständigen Entwicklung der Rauigkeitsschicht bildet, ist es notwendig, die Strömungs- und Turbulenzverhältnisse in den einzelnen Schichten genauer zu untersuchen. In den nächsten Abschnitten wird daher insbesondere der Erkenntnisstand zur Rauigkeitsschicht zusammengetragen.

## **2.2 Windprofil innerhalb der Trägheitsschicht**

Innerhalb der Trägheitsschicht (IS) kann die Strömung, unter Voraussetzung einer ausreichend langen zeitlichen Mittelung, horizontaler Homogenität sowie Stationarität als eindimensionales Problem behandelt werden, bei dem nur noch die vertikale Variation der Größen betrachtet werden muss. Die turbulenten Impulsflüsse sind nahezu höhenkonstant, d.h. sie variieren weniger als

10 % mit der Höhe. Der Einfluss der Corioliskraft ist innerhalb der IS vernachlässigbar klein, so dass keine Drehung des Windvektors mit der Höhe stattfindet, sondern lediglich eine Zunahme des Windgeschwindigkeitsbetrages. Die Monin-Obukov-Ähnlichkeitstheorie der Grenzschichtmeteorologie (siehe z.B. Panofsky und Dutton (1983), Stull (1989)) findet hier eine Anwendung. In der Monin-Obukov-Theorie ist neben der Höhe  $z$  die bekannte Monin-Obukov-Länge  $L_m$  eingeführt worden. Das Verhältnis  $Ri_f = (z-d_0)/L_m$  (Flux Richardson Zahl) beschreibt das Verhältnis von Auftriebsproduktion zu Scherproduktion der Turbulenz. Ist  $z-d_0$  klein im Vergleich zu  $L_m$ , überwiegt die mechanische Produktion von Turbulenz und die Atmosphäre kann als neutral geschichtet angenommen werden. Dieser Fall wird in dieser Arbeit betrachtet. Die konstanten Impulsflüsse lassen im Rahmen der Monin-Obukov-Theorie eine Beschreibung des horizontalen mittleren Windprofils durch das logarithmische Wandgesetz mit dem zugehörigen Rauigkeitsparameter  $z_0$  und der (konstanten) Wandschubspannung  $u_*$  zu. Im Falle einer neutralen Schichtung der Atmosphäre lautet das logarithmische Wandgesetz

$$U_{\text{mean}}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z - d_0}{z_0} \right) \quad (2)$$

Dabei ist  $\kappa$  die von Karman Konstante, die üblicherweise den Wert 0.4 erhält, und  $d_0$  die Verdrängungshöhe, die den Versatz des Windprofils beschreibt, der durch dichte Bebauung entsteht. Die Verdrängungshöhe beschreibt nach Jackson (1981) (zitiert in Raupach et al. 1991) die mittlere Höhe, bei welcher der Impuls vernachlässigbar wird.  $d_0$  hängt, ebenso wie  $z_0$ , von der Form, Höhe und Packungsdichte der Bodenrauigkeit ab. Jackson (1981) interpretiert den Parameter  $z_0$  als das Längenmaß, welches die Stärke der Kräfte, die auf die Oberfläche wirken, ausdrückt, während  $d_0$  die Verteilung dieser Kräfte widerspiegelt. Der Einfluss der unterliegenden Rauigkeit ist mit den Parametern  $z_0$ ,  $d_0$  und  $u_*$  vollständig beschrieben. Der dimensionslose Geschwindigkeitsgradient in neutraler Atmosphäre ergibt folgenden einfachen Ausdruck:

$$\varphi_m = \frac{\kappa(z - d_0)}{u_*} \frac{\partial U_{\text{mean}}}{\partial z} = 1 \quad (3)$$

Turbulente Fluktuationen, mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  normiert werden, können nach der Monin-Obukov-Theorie durch eine Funktion von  $Ri_f$  beschrieben werden. In neutraler Schichtung ist  $Ri_f = 0$ , weshalb die mit  $u_*$  normierten turbulenten Fluktuationen in etwa höhenunabhängig sind und einen konstanten Zusammenhang ergeben:

$$\sigma_i = A_i u_* \quad \text{mit } i = u, v, w$$

Messungen über homogenem Gelände haben diesen Zusammenhang grob bestätigt. Typische Werte für  $A_i$  sind nach Panofsky und Dutton (1983):

$$A_u = 2.4 ; A_v = 1.9 \text{ und } A_w = 1.25$$

Für raue Oberflächen stellen Raupach et al. (1991) fest, dass bei einer Messhöhe von  $z = 2 h$  kleinere Werte von  $A_i$  erreicht werden. Allerdings verweist Raupach auch auf die Tatsache, dass die Messhöhe  $2 h$  noch innerhalb der von ihm ermittelten Rauigkeitsschicht liegt und somit die Abweichungen von  $A_i$  von der Referenz erklärt werden können.

## **2.3 Charakteristiken der Rauigkeitsschicht (RS)**

### **2.3.1 Höhe und Normierungskonzepte der Rauigkeitsschicht**

In der Literatur wird die Höhe der Rauigkeitsschicht in den meisten Fällen als Vielfaches der mittleren Gebäudehöhe  $h_M$  oder alternativ als eine Funktion der Rauigkeitselementhöhe und des Zwischenabstandes der einzelnen Rauigkeitselemente (Raupach et al. 1980) definiert. Raupach et al. (1991) geben in ihrem Artikel eine Spanne von ca.  $2\text{-}5 h_M$  für die Ausdehnung der Rauigkeitsschicht im Windkanal an. Diese Spanne scheint die meisten Angaben zur Ausdehnung der Rauigkeitsschicht zu beinhalten. Rotach (1993a) weist mit seinen Naturmessungen nach, dass sein höchster Messpunkt  $2.1 h_M$  noch innerhalb der Rauigkeitsschicht liegt. Roth und Oke (1993) kommen zu einem ähnlichen Ergebnis, in dem ihr höchster Messpunkt  $2.6 h_M$  ebenfalls noch in der Rauigkeitsschicht liegt. Diese Ergebnisse gehen konform mit einer Windkanalstudie über die detailgetreue Nachbildungen des Stadtgebietes Nantes von Kastner-Klein und Rotach (2004) und Basel von Feddersen (2005), in denen ein Einfluss der Gebäude bis in eine Höhe von  $3 h_M$ , bzw.  $3.3 h_M$  nachgewiesen wurde. Eine Windkanalstudie über verschieden homogene Würfelfelder von Cheng und Castro (2002a) zeigt eine leicht niedrigere Ausdehnung der Rauigkeitsschicht vom  $1.8\text{--}1.85$ -fachen der Würfelhöhe. Die Rauigkeitsschicht über einem heterogenen Feld kubischer Elemente beträgt dagegen  $2.5 h_M$  (Cheng und Castro 2002a, Tabelle III). Direkte Numerische Simulationen von momentanen Geschwindigkeits- und Vorticityfeldern in und über einem Würfelfeld mit einer Reynoldszahl von 5000 auf Würfelhöhe von Coceal et al. (2006) zeigen eine ausgeprägte Schicht starker Scherung bis in eine Höhe von ca.  $1.5 - 2 h$ . Die Unterschiede in der Ausdehnung der Rauigkeitsschicht zwischen idealisierter und realer Rauigkeit zeigen, dass Strukturen, wie z.B. Dächer oder eine variable Haushöhe, die Ausdehnung der Rauigkeitsschicht eindeutig mitprägen. Eine Erweiterung idealisierter Rauigkeiten zu komplexeren Strukturen sollte

daher mit in Betracht gezogen werden, um realitätsnahe Verhältnisse zu schaffen. Mac Donald et al. (2002) konnten für Rauigkeiten, die aus senkrechten kleinen Platten bestehen, im Vergleich zu Würfelrauigkeiten höhere Werte der turbulenten kinetischen Energie sowie einen maximalen Rauigkeitseffekt in Form höherer  $z_0$ -Werte messen. Rafailidis (1997) demonstrierte in seiner Windkanalstudie über Straßenschluchten, dass Spitzdächer die Turbulenzintensität stark erhöhen und auf Dachniveau eine ausgeprägte Scherschicht erzeugen. Der Einfluss der Dachform auf die Strömung in und über Straßenschluchten wird ebenfalls von z.B. Louka et al. (2000) in Feldmessungen, Guilloteau und Mestayer (2000) in numerischen Simulationen oder Kastner-Klein et al. (2004) in Windkanalexperimenten bestätigt. Welche Parameter (z.B. die Dachform oder die Variabilität der Dachhöhen) den größten Einfluss auf die Ausdehnung der Rauigkeitsschicht bewirkt, müsste systematisch untersucht werden.

Naturmessungen über einer Stadt erfolgen meistens über Messmasten in Straßenschluchten und/oder auf Hausdächern. Die Höhe der Masten ist dabei oft limitiert. Damit stellt sich das Problem, ob über einer realen Stadt Messdaten aus der Trägheitsschicht gewonnen werden können. Eine adäquate Skalierung der Daten innerhalb der Rauigkeitsschicht ist daher notwendig. Högström et al. (1982) entwickelten das Konzept des „local scalings“, bei dem Daten mit den lokal gemessenen Werten der Reynoldsspannungen  $-U'W'_{\text{mean}}$  in Form der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_* = \sqrt{-U'W'_{\text{mean}}}$  normiert werden. Auf diese Weise wurden vergleichbare Ergebnisse von Turbulenzintensitäten  $\sigma_i/u_{*_{\text{lokal}}}$  erzielt wie über homogenem Gelände (siehe Abschnitt 2.2). Weitere erfolgreiche Anwendungen des „local scaling“-Konzeptes werden in Studien von Roth und Oke (1993), Rotach (1993a), Oikawa und Meng (1995), Feigenwinter (1999) und im Übersichtsartikel von Roth (2000) beschrieben.

### 2.3.2 Turbulente Impulsflüsse in der Rauigkeitsschicht

Profilmessungen in Städten zeigen eine Höhenabhängigkeit des turbulenten Impulsflusses innerhalb der Rauigkeitsschicht. Rotach (1993a, b) wies durch Profilmessungen eine Zunahme des Impulsflusses mit der Höhe (bis zum höchsten Messpunkt von ca.  $2.1 h_M$ ) nach. Eine Impulszunahme bis  $1.5 h_M$  konnte ebenfalls von Oikawa und Meng (1995), bis  $2.1 h_M$  von Feigenwinter (1999) und auf Dachniveau  $1 h_M$  von Louka et al. (2000) nachgewiesen werden. In diesen Studien ist eine Zunahme des turbulenten Impulsflussprofils bis zu einem maximalen Wert über bzw. auf Dachniveau und einer anschließenden Abnahme des Impulsflusses auf einen konstanten, für die Trägheitsschicht typischen Wert beobachtet worden. Moriwaki und Kanda (2006) wiesen in ihrer

Studie oberhalb der Messhöhe  $1.5 h_M$  lediglich eine Impulsflussabnahme nach. Die relativ grobe Auflösung der einzelnen Flussprofile aus vielen Naturmessungen erschwert eine genaue Definition der Lage des Maximums. Um die Lage eines solchen Maximums und einen genauen Profilverlauf bestimmen zu können, sind Messungen mit hoher vertikaler Auflösung nötig, die in der Natur nur schwer zu bewerkstelligen sind. Zudem ist in realen Stadtgebieten die Rauigkeit immer heterogen.

In seinem Übersichtsartikel untersuchte Finnigan (2000) verschiedene Studien über Waldrauigkeiten und zeigte, dass ein Impulsflussmaximum auf Bewuchshöhe  $z = h$  auftritt. Im Unterschied zu der oben zitierten Studie von Louka et al. (2000) bleiben die untersuchten turbulenten Flussprofile konstant auf dem Wert des Maximums. Zieht man zusätzlich noch Windkanalergebnisse über Rauigkeiten gleicher Höhe in Betracht, so zeigt sich, dass das Maximum im Impulsflussprofil auf Dachniveau auftritt, wenn hinter einem Rauigkeitselement gemessen wurde (Mac Donald et al. 2002). Die Lage des Impulsflussprofilmaximums über Dachniveau in den vorangegangenen Naturstudien muss daher auch von der Definition der mittleren Gebäudehöhe  $h_M$  bzw. der Höhenvariabilität der städtischen Bebauung abhängen. Weiterführend belegen Cheng und Castro (2002a) in ihrer Windkanalstudie anhand von 25 unterschiedlichen Messpositionen über einem Würfelfeld, dass es auch vom Messort abhängt, ob eine Impulsflusszunahme beobachtet werden kann. Ein ähnliches Bild ergibt sich in der Arbeit von Feddersen (2005). Auf Grund der ausgedehnten Rauigkeitsschicht können nicht alle erwähnten (Natur-)Studien zweifelsfrei konstante Impulsflüsse nachweisen. Eine Berechnung der Rauigkeitslänge  $z_0$  und der Verdrängungsdicke  $d_0$  mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes ist in diesen Fällen nicht zulässig und erschwert daher eine korrekte Bestimmung dieser beiden Parameter oberhalb der städtischen Bebauung. Eine Erweiterung von Naturdatensätzen mit z.B. Labordaten aus dem Windkanal ist daher sinnvoll, um Lücken in Bezug auf die vertikale und horizontale Auflösung von Impulsflussprofilen schließen zu können.

### **2.3.3 Mittleres Windprofil der städtischen Rauigkeit**

Das logarithmische Wandgesetz beruht auf den Parametern  $u_*$ ,  $z_0$ , und  $d_0$ , wobei gerade der Rauigkeitsparameter  $z_0$  üblicherweise mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes bestimmt wird. Dabei wird die konstante Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  aus der Trägheitsschicht verwendet, wobei im Sinne des „local scalings“ lokal gemessene Werte verwendet werden. Cheng und Castro (2002a) zeigen jedoch, dass Anpassungen des logarithmischen Wandgesetzes an ensemblegemittelte Profile unterschiedliche Ergebnisse bei der Bestimmung von  $z_0$  und  $d_0$  liefern,

wenn  $u_*$  entweder direkt über den Würfelwiderstand gemessen oder über gemessene Reynoldsspannungen im Profil bestimmt wird. Es zeigte sich, dass die „direkt gemessene“ Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  größer ist als die ermittelte Wandschubspannungsgeschwindigkeit aus der Trägheitsschicht und somit Unterschiede in der Bestimmung von  $z_0$  bis zu 35 % auftreten. Für den Fall, dass keine direkt gemessenen Daten von  $u_*$  vorliegen, werden die besten Ergebnisse erzielt, wenn die Werte von  $u_*$  vertikal über die Rauigkeits- und Trägheitsschicht gemittelt werden. Iyengar und Farrel (2001) haben die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  eines Würfelfeldes zum einen mit einer Druckwaage gemessen und zum zweiten aus Strömungsmessungen in der Trägheitsschicht ermittelt und miteinander verglichen. Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  unterschied sich um ca. 15 % bei diesen beiden Methoden. Auch Feddersen (2005) fand Diskrepanzen bei der Anpassung des logarithmischen Wandgesetzes. Bei einem festen  $d_0$  ist die durch Anpassung an das logarithmische Wandgesetz ermittelte Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*\text{Wandgesetz}}$  größer als die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die über die gemessenen Reynoldsspannungen innerhalb der Trägheitsschicht bestimmt wurde. Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  aus der Trägheitsschicht beschreibt also nicht notwendigerweise die korrekte Wandschubspannungsgeschwindigkeit, wie sie durch den Gebäudewiderstand repräsentiert wird. Dieser Sachverhalt bedarf weiterer Untersuchungen, da er einen unmittelbaren Einfluss auf die Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes hat. Es stellt sich die Frage, unter welchen Umständen eine Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes über städtischen Gebieten sinnvoll ist. Eine ausführliche Studie über die Rolle der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  wird von Kastner-Klein und Rotach (2004) vorgestellt. Sie berechneten mit Hilfe von neuen, an die Stadt angepassten Rauigkeitsparametern  $z_{0\text{neu}}$  und  $d_{0\text{neu}}$  eine der Stadt angepasste Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*\text{ref}}$  (siehe auch Kapitel 3 über Parametrisierungsansätze). Diese ist ca. 20 % größer als die gemessenen Impulsflussmaxima. In ihrer Arbeit wird diskutiert, ob die von Karman Konstante mit ihrem Wert 0.4 im logarithmischen Wandgesetz überschätzt wird. Trotz der oben genannten Schwierigkeiten bei der korrekten Bestimmung von  $u_*$  lässt sich unter Verwendung eines lokalen  $u_*$  das logarithmische Wandgesetz bis in weite Teile der Rauigkeitsschicht anpassen (z. B. Feddersen 2005). Die Darstellungen zeigen aber auch, dass eine Anwendung des logarithmischen Wandgesetzes in der städtischen Prandtschicht auch genaue Kenntnisse über die turbulenten Impulsflüsse in der Rauigkeitsschicht erfordern. Die in Abschnitt 2.3.2 dargestellte Höhenabhängigkeit der turbulenten Impulsflüsse zeigt, dass horizontal und vertikal hochaufgelöste Datensätze benötigt werden, um eine vollständige Übersicht über die turbulenten Flüsse in der Rauigkeitsschicht erhalten zu können.

Nach Roth (2000) zeigen viele Eigenschaften der turbulenten Strömung über Städten Ähnlichkeiten mit der Strömung über Wald-/Pflanzenrauigkeiten, so dass hier ein Blick auf Windprofile in und über Pflanzenrauigkeiten geworfen werden soll. Bei Waldrauigkeiten (idealisiert im Labor oder aus Feldexperimenten) zeichnen sich normierte Windprofile über rauen Oberflächen durch einen ausgeprägten Wendepunkt etwa auf  $z = h$  aus (Raupach et al. 1991, 1996; Finnigan 2000). Innerhalb der Rauigkeit folgt das Windprofil einem exponentiellen Verlauf der Form (Raupach et al., 1991)

$$\frac{U_{\text{mean}}(z)}{U(h)} = \exp \left[ -a \left( 1 - \frac{z}{h} \right) \right], \quad (4)$$

wobei der Verminderungs-Koeffizient  $a$  von der Packungsdichte der Rauigkeitselemente abhängt. Auf Grund des Wendepunktes in den gemessenen Windprofilen in und über Waldrauigkeiten wird häufig die „mixing layer“-Analogie angewendet. Sie basiert auf der Annahme, dass eine Mischungsschicht starker Scherung mit der Ausdehnung der mittleren Wirbelgrößen auftritt, wenn sich zwei Luftschichten unterschiedlicher Geschwindigkeit durchmischen. Dabei wird üblicherweise von einer Initialisierung durch eine Trennungsplatte ausgegangen, nach der die Mischungsschicht mit wachsender Wirbelgröße weiter anwächst. Wichtige Skalierungsgrößen in der Mischungsschicht sind also die Wirbelgröße und die Geschwindigkeitsdifferenz  $\Delta U = (U_2 - U_1)$  der beiden Schichten. Im Rahmen der „mixing layer“-Analogie dienen die Windgeschwindigkeiten innerhalb und über der Rauigkeit als die Schichten, die sich durchmischen (Raupach et al. 1996; Finnigan 2000). Innerhalb dieser Mischungsschicht wird ein Längenmaß der Scherung  $L_s$  eingeführt, das direkt mit der Wirbelgröße  $\delta_w$  korreliert ist (für Details siehe Raupach et al. 1996)

$$L_s = \frac{U(h)}{\left( \partial U_{\text{mean}} / \partial z \right)_{z=h}} \cong \frac{1}{2} \delta_w. \quad (5)$$

Ob sich die „mixing layer“-Analogie tatsächlich auf die städtische Bebauung anwenden lässt, ist bisher nicht untersucht worden. Soweit es der Verfasserin dieser Arbeit bekannt ist, gibt es keine Studien, die bisher die „mixing layer“-Analogie auf städtische Grenzschichten angewendet haben. Es ist aber zu erwarten, dass die Größe und die Steifheit der Gebäude einen anderen Formwiderstand bilden als es bewegliche und luftdurchlässige Strukturen (Baumkronen) tun. Des Weiteren bewirken die unterschiedlichen Gebäudehöhen, im Gegensatz zu den eher gleichmäßigen Höhen von Pflanzenbeständen, dass diskontinuierliche Störungen in der Scherschicht auftreten.

## 2.4 Turbulente Spektren in der städtischen Grenzschicht

Turbulente Spektren beschreiben die Verteilung der Energiedichte über einen Frequenzbereich. Sie erlauben so eine bildliche Darstellung der Energieverteilung in Abhängigkeit von der Frequenz. Ein Turbulenzspektrum wird in drei Bereiche unterteilt: 1. den Bereich der energiereichen Wirbel (im nieder-frequenten Bereich des Spektrums), 2. den Trägheitsbereich (hoch-frequenter Bereich) und 3. den Dissipationsbereich. Im Bereich der energiereichen Wirbel wird dem System durch Scherung (und Auftrieb) Energie zugeführt. Der Trägheitsbereich verbindet den Bereich der energiereichen Wirbel und den Dissipationsbereich. Kaimal et al. (1972) belegen mit ihren Felddaten, dass sich in diesem Bereich die Energiedichte mit dem Kolmogorovschen  $-5/3$  Gesetz beschreiben lässt. Dabei nimmt die Energiedichte proportional zur  $-5/3$  Potenz der Wellenzahl  $k$  ab. Im Falle lokaler Isotropie beträgt nach Kaimal et al. (1972) das Verhältnis der lateralen und vertikalen Energiedichte zur horizontalen Energiedichte  $S_{v,w}(f)/S_u(f) = 4/3$ . Im Dissipationsbereich wird die turbulente Energie in Reibungswärme überführt.

Turbulente Spektren über städtischen Gebieten werden in den meisten Studien nur im Vergleich zu der gängigen Referenz über ländlichen Gebieten betrachtet. Insbesondere werden dabei die generelle Form der Spektren, die Lage des Energiemaximums und der Verlauf im Trägheitsbereich des Energiespektrums dazu verglichen. Als gängige Referenz zur generellen Form der Spektren haben sich die von Kaimal et al. (1972) entwickelten empirischen Formeln durchgesetzt. Für neutrale Schichtung lauten diese:

$$nS_u(n)/u_*^2 = 105f/(1 + 33f)^{5/3} \quad (6a)$$

$$nS_v(n)/u_*^2 = 17f/(1 + 9.5f)^{5/3} \quad (7b)$$

$$nS_w(n)/u_*^2 = 2f/[1 + (5.3f)^{5/3}] \quad (8c)$$

Mit Hilfe der Beziehung  $\sigma_u = 2.4 u_*$  kann die Energiedichte auch als normierte Form mit der Standardabweichung der Fluktuationen dargestellt werden. Diesem Ansatz wird z.B. in der VDI-Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 der Vorzug gegeben, da sich  $\sigma_u$  zuverlässiger bestimmen lässt als  $u_*$ . Andere Referenzen für Energiespektren z.B. von Simiu & Scanlan folgen einem ähnlichen Muster und können z.B. der VDI Richtlinie 3783 Blatt 12 entnommen werden.

Roth und Oke (1993) fanden bei ihren Spektren (gemessen in den Höhen  $z/h = 1.3$  und  $2.2$ ) eine gute Übereinstimmung in der generellen Spektrenform zu Referenzspektren über homogenem

Gelände. Sie stellen lediglich kleine Abweichungen bezüglich der Frequenz der maximalen Energiedichte  $f_m$  fest. So sind W-Spektren zu niedrigeren Frequenzen und U-Spektren leicht zu höheren Frequenzen verschoben. Feigenwinter et al. (1999) beobachteten ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Spektrenform mit Referenzspektren. In den drei untersuchten Höhen ( $z = 1.5$  h;  $2.1$  h;  $3.2$  h) konnten sie bei abnehmender Höhe eine Verschiebung von  $f_m$  zu niedrigeren Frequenzen beobachten (insbesondere in ihrem W-Spektrum). Ähnliches wurde von Oikawa und Meng (1995) beobachtet. Auf der Höhe  $z = 2.6$  h ist  $f_m$  des W-Spektrums zu höheren Frequenzen im Vergleich zu der Referenz von Kaimal et al. (1972) verschoben. Dies steht den Beobachtungen von Roth und Oke (1993) gegenüber, die eine Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen im W-Spektrum beobachtet haben. In der Studie von Rotach (1995) werden für Spektren aus der Rauigkeitsschicht, mit Ausnahme der W-Spektren, spektrale Maxima bei 5-10-fach höheren Frequenzen im Vergleich zur Referenz angegeben. Rotach (1995) stellt ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Spektren mit dem  $-5/3$  Gesetz fest, kann aber bei keiner seiner Messhöhen ( $z = 0.71$  h;  $0.91$  h;  $1.27$  h und  $1.55$  h) das Energiedichten-Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$  und somit auch keine ähnlichen Verhältnisse wie in der Trägheitsschicht nachweisen. Feigenwinter et al. (1999) konnten dagegen selbst auf ihrer niedrigsten Höhe  $z = 1.5$  h das Energiedichten-Verhältnis  $S_w(f)/S_u(f) = 4/3$  beobachten. In seiner Rückschau folgert Roth (2000) ebenfalls, dass die generelle Form der Spektren in einer städtischen Grenzschicht sehr gut mit Referenzspektren von ländlich-homogenen Gebieten übereinstimmt. Lediglich innerhalb und direkt über der Hindernisschicht konnten Energiedichtemaxima bei höheren Frequenzen im Vergleich zur Referenz über ländlichen Gebieten beobachtet werden. In der Rückschau vorgestellte Studien zeigten oberhalb der Rauigkeit im W-Spektrum eine Verschiebung zu niedrigeren Frequenzen in allen Höhen. Roth (2000) wertet dies als Indiz dafür, dass als ein entscheidendes Längenmaß beim Vertikaltransport durch Wirbel die Gebäudehöhe  $h$  berücksichtigt werden muss. Für weitere Details wird auf Roth (2000) verwiesen.

Insgesamt zeigt sich kein einheitliches Bild über turbulente Spektren in der städtischen Grenzschicht in der Literatur. Die Daten zeigen bei den turbulenten Spektren ebenso wie bei den turbulenten Impulsflüssen eine Abhängigkeit von der unterliegenden Rauigkeit. Umfangreiche und systematische Untersuchungen werden daher benötigt, um den Kenntnisstand zu vervollständigen.

## 2.5 Quadrantanalyse

Als weiteres Instrument, um die turbulenten Bewegungen weiter aufzuschlüsseln, dient die in zahlreichen Studien verwendete Quadrantanalyse. Das Vorzeichen der Reynoldsspannungen  $U'W'_{\text{Mean}}$  bestimmt die Richtung des Impulstransportes. Ein negatives Vorzeichen steht für Impulstransport abwärts, während ein positives Vorzeichen für Impulstransport nach oben steht. In der Quadrantanalyse werden die einzelnen Anteile, die zum Impulsfluss beitragen, untersucht. Zufällige Schwankungsbewegungen sollen von korrelierten turbulenten Strukturen („ejections“ und „sweeps“) unterschieden werden. „Sweeps“ sind mit Bewegungen schneller Luftpakete hinunter zur Oberfläche assoziiert, während „ejections“ den umgekehrten Vorgang darstellen.

Dazu werden die Reynoldsspannungen  $U'W'_{\text{Mean}}$  in 4 Quadranten  $Q_i$  ( $i$  = Nummer des Quadranten) unterteilt (Raupach 1981):

- „outward interaction“ :  $i = 1 \quad u' \geq 0; w' \geq 0$
- „ejections“ :  $i = 2 \quad u' \leq 0; w' \geq 0$
- „inward interactions“ :  $i = 3 \quad u' \leq 0; w' \leq 0$
- „sweeps“ :  $i = 4 \quad u' \geq 0; w' \leq 0$ .

Die Quadranten 1 und 3 bewirken ein positives, die Quadranten 2 und 4 ein negatives Vorzeichen der Gesamtreynoldsspannung. Zusätzlich wird eine Größe  $H$  definiert, um Reynoldsspannungen, die kleiner als das Produkt  $H \cdot |U'W'_{\text{Mean}}|$  sind, auszuschließen. Auf diese Weise kann untersucht werden, ob die Anteile an der Gesamtreynoldsspannung von großen und seltenen Fluktuationen oder eher von kleinen, aber häufig vorkommenden Fluktuationen dominiert werden. Die Mittelbildung über einzelne Quadranten erfolgt über

$$[U'W'_{\text{Mean}}]_{i,H} = \lim_{T_a \rightarrow \infty} \frac{1}{T_a} \int_0^{T_a} U'(t) W'(t) I_{i,H}(U'(t)W'(t)) dt, \quad (9)$$

wobei  $T_a$  die Mittelungszeit beschreibt und die Funktion  $I$  definiert ist als

$$I_{i,H}(U'W') = \begin{cases} 1 & \text{wenn } (U', W') \text{ in Quadrant } i \text{ und } |U'W'_{\text{Mean}}| \geq H|U'W'| \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (10)$$

Der Anteil eines einzelnen Quadranten  $Q_i$  an der Gesamt Reynoldsspannung wird über den so genannten Spannungsanteil („stressfraction“)  $S_i$  ausgedrückt:

$$S_{i,H} = \frac{[U' W'_{\text{Mean}}]_{i,H}}{U' W'_{\text{Mean}}} \quad (11)$$

Die Summe aller Spannungsanteile  $S_{1,0}$  bis  $S_{4,0}$  bei  $H = 0$  beträgt demzufolge 1. Die Häufigkeit der Funktion  $I$  über die betrachtete Zeitspanne  $T_a$  beträgt:

$$\delta_{i,H} = \overline{I_{i,H}(u'w')} \quad (12)$$

Weitere Größen zur Beschreibung der turbulenten Bewegungen lassen sich aus den einzelnen Spannungsanteilen bestimmen. Dies ist sowohl

$$\text{die Differenz : } \Delta S_H = S_{4,H} - S_{2,H} \quad (13)$$

als auch

$$\text{Das Verhältnis: } \gamma = \frac{S_{2,0}}{S_{4,0}}, \quad (14)$$

die beide die Häufigkeit des Auftretens von „sweeps“ und „ejections“ beschreiben. Nach Raupach (1981) wird aus Symmetriegründen die Differenz  $\Delta S_H = 0$ , wenn eine Gaußverteilung der Daten vorliegt. Raupach (1981) führte Quadrantanalysen aus systematischen Messungen im Windkanal über sechs unterschiedliche Rauigkeiten von glatt bis rau durch. Die Spannungsanteile  $S_{i,H}$  einer glatten und sehr rauen Oberfläche sind innerhalb der Rauigkeitsschicht stark von der Art der unterliegenden Rauigkeit abhängig, während in größeren Höhen kaum Unterschiede zwischen glatten und rauen Oberflächen festgestellt wurden. Die Differenz  $\Delta S_H$  hängt demnach außerhalb der Rauigkeitsschicht nicht von der unterliegenden Rauigkeit ab. Nach Raupach (1981) und Raupach et al. (1991) dominieren mit „sweeps“ assoziierte turbulente Bewegungen innerhalb und direkt oberhalb rauer Oberflächen. Das oben definierte Verhältnis  $\gamma$  nimmt dabei mit fallender Höhe und mit wachsender Rauigkeitsdichte ab. Auch Rotach (1993a) konnte eine leichte Dominanz von „sweeps“ gegenüber „ejections“ nachweisen, dabei nimmt der Anteil von „sweeps“ um so mehr zu, je näher man sich der Hindernisschicht nähert. Feigenwinter (1999) stellt eine Abhängigkeit der einzelnen Spannungsanteile mit der Schichtung der Atmosphäre fest, zeigt aber, dass in neutraler Schichtung ebenfalls die „sweep“-Ereignisse leicht dominieren. Auch Castro et al. (2006) konnten in ihrer Windkanalstudie einen höheren Spannungsanteil für „sweep“-Ereignisse innerhalb der Rauigkeiten feststellen. Weiterhin bemerkenswert ist, dass Ro-

tach (1993a) noch signifikante Anteile des mit „sweeps“ assoziierten Spannungsanteils bei  $H = 20$  (große seltene Fluktuationen) nachweisen konnte, während Ereignisse assoziiert mit „ejections“ bereits bei  $H > 5$  vernachlässigbar erscheinen. Ähnliches konnte Finnigan (2000) in seinem Übersichtsartikel über Pflanzenrauigkeiten bestätigen. In seiner Studie kommt er zu dem Schluss, dass innerhalb der Rauigkeit und direkt darüber „sweeps“ dominieren. „Sweep“ Ereignisse mit  $H > 10$  nehmen ca. die Hälfte vom gesamten „sweep“-Anteil ein. Im Gegensatz dazu zeigten die Messungen von Oikawa und Meng (1995) über einem Vorort von Tokio (Japan) eine leichte Dominanz von „ejection“-Ereignissen. An Vertikalprofilen der einzelnen Spannungsanteile  $S_{i,H}$  konnte abgelesen werden, dass maximale Werte der Ereignisse mit „ejection“ und „sweep“ assoziierten Ereignissen zwischen der Höhe  $1.5 h_M$  und  $2.6 h_M$  auftreten. Kanda et al. (2004) weisen in large-eddy Simulationen über Würfelfeldern ebenfalls ein erhöhtes Auftreten von „ejections“ oberhalb der Rauigkeit nach, während in der Rauigkeit die „sweep“-Ereignisse leicht dominieren oder zumindest gleich den „ejections“ sind. Feddersen (2005) findet aus seinen Windkanalexperimenten über der Stadt Basel innerhalb der Trägheitsschicht und im oberen Teil der Rauigkeitsschicht ebenfalls eine Dominanz von „ejection“-Ereignissen. Eine Zunahme der „sweep“-Ereignisse wird beobachtet, wenn sich der Bebauung genähert wird. Kanda (2006) wies in large-eddy Simulationen über verschiedene Würfelfelder ebenfalls ein häufigeres Auftreten von „ejection“-Ereignissen nach. Des Weiteren stellte er für regelmäßig angeordnete Würfelfelder mit unterschiedlicher Stelldichte der Rauigkeitselemente eine Abhängigkeit der „ejections“ von der Packdichte der Rauigkeit fest. Über versetzt angeordneten Würfelfeldern dominierten dagegen „sweep“-Ereignisse und eine direkte Abhängigkeit mit der Packungsdichte war nicht ausgeprägt. Das unterschiedliche Verhalten der regelmäßig und versetzt angeordneten Würfelfelder liegt nach Kanda (2006) in den zwei unterschiedlichen Strömungsregimen begründet, die bei einer regelmäßigen Anordnung auftreten.

Die Ergebnisse aus der Literatur können wie folgt zusammengefasst werden: Die Rauigkeitsschicht nimmt einen nicht unwesentlichen Teil der städtischen Prandtlsschicht ein. Sie zeichnet sich insbesondere durch eine dreidimensionale Strömung aus, somit sind auch die Impulsflüsse nicht (höhen-)konstant, weshalb die Monin-Obukov-Ähnlichkeitstheorie keine Gültigkeit in der Rauigkeitsschicht besitzt. Des Weiteren belegen einige Messungen, dass die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die aus den Impulsflussmessungen der Trägheitsschicht ermittelt wird, die Wirkung der Oberfläche der städtischen Rauigkeit nicht korrekt widerspiegelt. Dies wirkt sich auch auf die Bestimmung der rauigkeitsbeschreibenden Parameter  $z_0$  und  $d_0$  aus. Durch die Präsenz der Rauigkeitsschicht ergeben sich also entscheidende Unterschiede zur ländlichen Grenz-

schicht, die auch in Parametrisierungsansätzen in numerischen Modellen eine Berücksichtigung finden müssen, wenn ein städtisches Gebiet genau modelliert werden soll. Um vorhandene Parametrisierungsansätze für städtische Gebiete evaluieren oder verbessern zu können, werden Datensätze benötigt, welche die Rauigkeitsschicht hinreichend genau vertikal, horizontal und zeitlich auflösen. Aus diesem Grund sind die Windkanalexperimente der hier vorliegenden Arbeit konzipiert worden. Windkanalmessungen erlauben systematische Untersuchungen unter gleichbleibenden Randbedingungen bei einer hohen räumlichen, wie zeitlichen Auflösung. In den vorliegenden Windkanalexperimenten erfolgte eine Beschränkung auf idealisierte, horizontal lang ausgedehnte Felder von Rauigkeitselementen, um einen generellen Überblick über die vertikalen Strömungs- und Turbulenzeigenschaften einer stadähnlichen Rauigkeit zu erhalten. Die Komplexität dieser Rauigkeiten wurde dabei sukzessiv erhöht, um sich einem realistischeren Stadtbild anzunähern.

Im folgenden Kapitel werden einige Parametrisierungsansätze aus der Literatur vorgestellt, welche den Effekt der städtischen Rauigkeit berücksichtigen. Dabei soll ein Überblick gewonnen werden, in welchen Bereichen noch Verbesserungsbedarf besteht und wo ausführlichere Datensätze benötigt werden.

### 3 Parametrisierungsansätze städtischer Bebauung

Durch zunehmende Rechnerleistung ist es möglich, mesoskalige Modelle bis zu einer Auflösung von 1 km zu betreiben. Mit zunehmender Gitterverkleinerung können auch stark heterogene Gebiete wie Städte besser aufgelöst werden. Dabei werden in den meisten mesoskaligen Modellen subskalige Prozesse, wie z.B. die turbulenten Impulsflüsse, in der Prandtlschicht im Rahmen der Monin-Obukov-Theorie parametrisiert (z.B. Schlünzen, 1996). Die angenommene horizontale Homogenität in der Monin-Obukov-Theorie besitzt allerdings in den stark heterogenen städtischen Gebieten keine Gültigkeit. Damit diese in mesoskaligen Modellen besser repräsentiert werden, muss der Effekt einer städtischen Bebauung in den Parametrisierungen berücksichtigt werden. In diesem Abschnitt werden einige bisherige Ansätze, den Effekt von z.B. einer Stadt in einem mesoskaligen Modell zu berücksichtigen, dargestellt. Generell lassen sich nach Masson (2006) die dynamischen Effekte einer Stadt in mesoskaligen Modellen durch zwei unterschiedliche Ansätze beschreiben: Im ersten Ansatz wird die Rauigkeitslänge  $z_0$  (und dazu gehörig die Verdrängungshöhe  $d_0$ ) der städtischen Bebauung angepasst. Eine Anpassung der Rauigkeitslänge  $z_0$  erfolgt beispielsweise mit Hilfe von Morphometrischen Modellen. Mit diesen wird anhand von Geometriebeschreibenden Parametern eine Funktion für  $z_0$  und/oder  $d_0$  abgeleitet. Die Geometriebeschreibenden Parameter und einige Morphometrischen Modelle werden in Abschnitt 3.1 und 3.1.1 diskutiert. Mit Hilfe der Rauigkeitslänge  $z_0$  wird die städtische Bebauung jedoch lediglich als (Boden)Reibung in der untersten Modellschicht dargestellt. Prozesse innerhalb der Rauigkeit werden nicht berücksichtigt. Im zweiten Ansatz wird eine zusätzliche Kraft, die aus der Wirkung des Widerstandes durch die Gebäude entsteht, zu den Bewegungsgleichungen des Modells bis zur höchsten Gebäudehöhe hinzugefügt. Dies erfolgt z.B. über den Gebäudewiderstand. Daher werden in Abschnitt 3.2 Ansätze, die den Gebäudewiderstand beschreiben, vorgestellt. Ein Vorteil eines zugefügten Extraterms in den Bewegungsgleichungen ist, dass auf diese Weise die Hindernisschicht im Modell repräsentiert wird. Der Nachteil der Methode ist, dass sie eine direkte Modifikation der vorhandenen Gleichungen erfordert. Zusätzlich lassen sich in der Literatur Ansätze finden, die mit Hilfe des „local scaling“-Konzeptes das logarithmische Wandgesetz in der Rauigkeit anpassen. Diese Ansätze werden in Abschnitt 3.3 dargestellt. Ob sich diese empirisch gewonnenen Ansätze auf alle städtische Rauigkeiten übertragen lassen, muss allerdings anhand von Datensätzen untersucht werden.

### 3.1 Anpassung der Rauigkeitslänge an städtische Gebiete

Da insbesondere über städtischer Bebauung die Bestimmung der Rauigkeitsparameter  $z_0$  und  $d_0$  mit großen Unsicherheiten behaftet ist (vgl. Kapitel 2), wird versucht, diese Parameter anhand der Beschaffenheit der Rauigkeit zu bestimmen. Zu diesem Zweck werden geometriebeschreibende Parameter definiert. Diese Parameter werden im Folgenden vorgestellt, bevor auf die einzelnen Methoden der  $z_0$ - und  $d_0$ -Bestimmung eingegangen wird.

Die Bebauung einer Stadt oder eines Feldes verschiedener Rauigkeitselemente setzt sich aus einer Summe einzelner Bauwerke mit Breite  $L_{xi}$ , Tiefe  $L_{yi}$  und Höhe  $h_i$  zusammen. In vielen numerischen Modellen werden die Gebäude als Quader oder Würfel dargestellt und Anbauten oder Dachformen vernachlässigt. Individuelle Gebäude können durch eine Reihe von Kennzahlen beschrieben werden: Die typische Höhe einer Bebauungsstruktur wird nach Theurer (1993) folgendermaßen definiert.

$$h_M = \frac{\sum (L_{xi} L_{yi} h_i)}{\sum (L_{xi} L_{yi})} \quad (15)$$

Als Maß der Streuung verschiedener Gebäudehöhen gilt:

$$\sigma_h = \sqrt{\sum [(h_M - h_i)^2 \cdot \mu_i]} \quad (16)$$

wobei  $\mu_i$  die auftretende Häufigkeit der Gebäudehöhe  $h_i$  darstellt. Das relative Maß zur Beschreibung der Variabilität der Gebäudehöhen wird mit  $\lambda_h$  ausgedrückt:

$$\lambda_h = \frac{\sigma_h}{h_M} \quad (17)$$

Eine Bebauung von homogener Höhe (wie z.B. ein Würfeldfeld zusammengesetzt aus gleichen Würfeln) ergibt demnach einen Wert von  $\lambda_h = 0$ .

Neben der Beschreibung der Höhe können auch verschiedene Maße zur horizontalen Beschreibung eines Stadtgebietes angegeben werden. Die Breite einer Straßenschlucht kann mit  $W$  (engl. width) bezeichnet werden und ist definiert als der Abstand zwischen zwei Häuserfronten. Anhand der Straßenbreite  $W_i$  ( $i = x, y$ ) und der mittleren Gebäudehöhe  $h_M$  lassen sich die Querschnittsfläche des Straßenraumes  $Q_s = W_i \cdot h_M$  und das Aspektverhältnis  $\lambda_s = W_i/h_M$  definieren.

Um Gebäudegruppen oder Gruppen von Rauigkeitselementen zu beschreiben, werden Gruppenbebauungsparameter definiert (siehe Abbildung 2). Zuerst ist die Packungsdichte  $\lambda_p$  zu nennen. Sie definiert das Verhältnis der Projektionsfläche  $A_p$  zur Gesamtfläche  $A_t$ .

$$\lambda_p = \frac{A_p}{A_t} = \frac{L_x L_y}{D_x D_y} \quad (18)$$

Die Packungsdichte ist ein Maß für die Rauigkeit eines Systems. Wird die Packungsdichte erhöht, so erhöht sich auch die Rauigkeit des Systems. Nach Grimmond und Oke (1999) gibt es jedoch einen Wert für die Packungsdichte, oberhalb dessen eine weitere Verdichtung der Elemente den Effekt des Luftwiderstandes eines einzelnen Rauigkeitselementes durch die Windschattenfunktion der umliegenden Rauigkeitselemente vermindert und die Rauigkeitswirkung wieder abnimmt. Die Verdrängungshöhe  $d_0$  nimmt dagegen mit erhöhter Packungsdichte kontinuierlich zu, wodurch die effektiv wirkende Höhe der Rauigkeit verkürzt wird. Typische Werte der Packungsdichte für Wohnbebauung liegen nach Theurer (1993) zwischen 0.2 und 0.3. Für sehr dicht besiedelte Innenstadtbereiche werden Packungsdichten von 0.4 bis 0.5 angegeben.

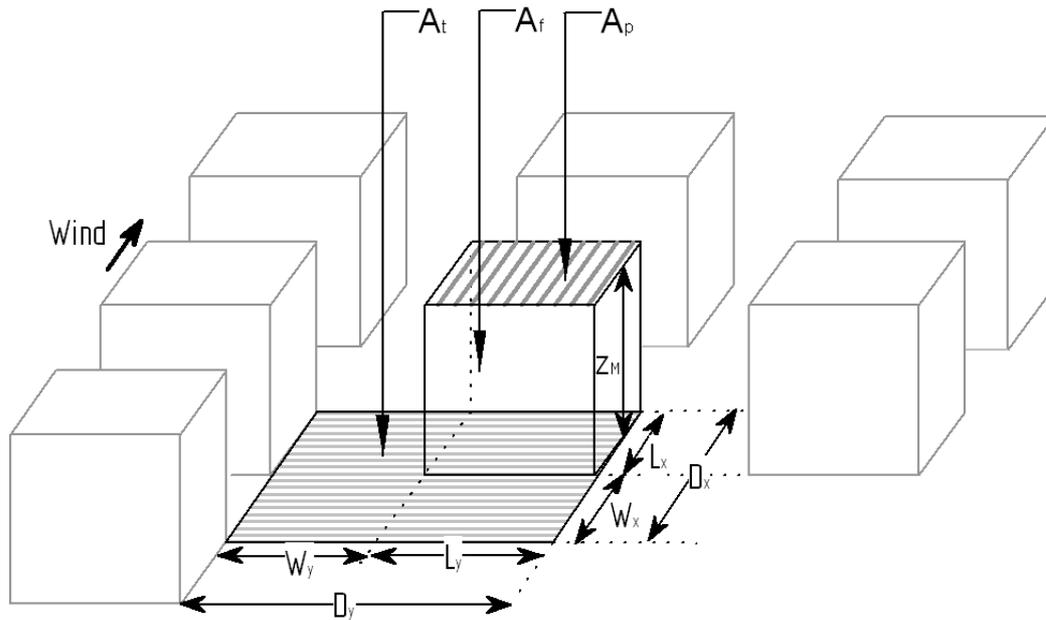
Eine volumenbezogene Packungsdichte  $\lambda_c$  beschreibt im Gegensatz zur flächenbezogenen Packungsdichte  $\lambda_p$  die Stelldichte auf ein Volumen bezogen und wird nach Grimmond und Oke (1999) beschrieben durch

$$\lambda_c = \frac{(L_x L_y + 2(L_y z_M) + 2(L_x z_M))}{D_x D_y} \quad (19)$$

In der volumenbezogenen Packungsdichte  $\lambda_c$  kann auf diese Weise die Höhe des Rauigkeitselementes mit berücksichtigt werden.

Die Frontflächenzahl  $\lambda_f$  ist definiert als das Verhältnis aus der Frontfläche  $A_f$  des Rauigkeitselementes, die senkrecht zum Wind steht, und der Gesamtfläche  $A_t$ .

$$\lambda_f = \frac{A_f}{A_t} = \frac{z_M L_y}{D_x D_y} \quad (20)$$



**Abbildung 2:** Definitionen der Maße, die in morphometrischen Modellen verwendet werden. Nach Grimmond und Oke (1999).

### 3.1.1 Morphometrische Modelle

Nach Grimmond und Oke (1999) gibt es generell drei Methoden, um  $z_0$  und  $d_0$  über die geometriebeschreibenden Parameter zu bestimmen. Diese sollen im Folgenden beispielhaft dargestellt werden.

#### Ansatz in Relation zur Höhe der Rauigkeitselemente

Bei diesem Ansatz werden der Rauigkeitsparameter  $z_0$  und die Verdrängungshöhe  $d_0$  einfach in Relation zur Höhe der Rauigkeitselemente gesetzt:

$$z_0 = f_{z_0} h_M \quad \text{und} \quad d_0 = f_{d_0} h_M$$

Dabei sind  $f_{z_0}$  und  $f_{d_0}$  empirische Koeffizienten, die aus Messungen abgeleitet werden. Nach Garratt (1992) gelten anhand seiner Tabelle A4 als typische Werte für  $f_{z_0} \sim 0.08$  und  $f_{d_0} \sim 0.8$ . In anderen Referenzen, wie z.B. der VDI Richtlinie 3783 Blatt 12, wird ähnlich wie bei Garratt (1992) mit  $f_{d_0} \sim 0.75$  abgeschätzt. Diese Beispiele sollen nur die Größenordnung der beiden Koeffizienten belegen. Weitere Beispiele sind bei Grimmond und Oke (1999) zu finden. Die durchschnittlichen Werte  $f_{z_0} \sim 0.1$  und  $f_{d_0} \sim 0.7$  werden in Abbildung 3 als gestrichelte Linien mit angezeigt.

### Ansatz mit Berücksichtigung der Höhe und der Packungsdichte

Counihan (1971) führte in seiner Windkanalstudie Messungen über Variationen von Logo-Rauigkeiten aus und untersuchte die Abhängigkeit des Rauigkeitsparameters  $z_0$  mit der Überstreichungslänge. Für eine ausreichend lange Überstreichungslänge, die ein Gleichgewicht der Strömung mit der unterliegenden Rauigkeit gewährleistet, bestimmte Counihan (1971) anhand seiner Experimente:

$$\frac{z_0}{h} \cong 1.08 \lambda_p - 0.08 \quad (21)$$

Als Gültigkeitsbereich von Gleichung (21) wird  $0.1 \leq \lambda_p \leq 0.25$  angegeben. Auch dieser Ansatz von Counihan ist rein empirisch, er lässt sich daher nicht auf andere Rauigkeiten übertragen.

### Ansatz mit Berücksichtigung der Höhe und der Frontflächenzahl

Schon Lettau 1969 stellte anhand der Auswertung des Kutzbach-Experimentes (1961), bei dem systematisch auf einer gefrorenen Seedecke hunderte runde Obstkörbe („bushel baskets“) angeordnet wurden, einen linearen Zusammenhang zwischen der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  und dem Rauigkeitsparameter  $z_0$  her:

$$\frac{z_0}{h_M} = 0.5 \frac{A_f}{A_t} = 0.5 \lambda_f \quad (22)$$

Der Faktor 0.5 entspricht dabei nach Lettau (1969) dem mittleren Widerstandsbeiwert der einzelnen Rauigkeitselemente. Ein Vergleich mit den analysierten  $z_0$  aus gemessenen Windprofilen ergibt nach Lettau (1969) eine Übereinstimmung von  $\pm 25$  %. Der Ansatz von Lettau (1969) besitzt allerdings nur Gültigkeit für Frontflächenzahlen  $\lambda_f < 0.2$ . Darüber hinausgehende Frontflächenzahlen werden nicht richtig abgebildet. Basierend auf diesem Ansatz entwickelten Mac Donald et al. (1998) einen weiterführenden Ausdruck zur Bestimmung von  $z_0$ , indem der Ansatz von Lettau (1969) um die Verdrängungshöhe  $d_0$  und um einen Korrekturfaktor  $\beta$  zum Widerstandsbeiwert  $C_D$  erweitert wurde (für Details der Herleitung siehe Mac Donald et al., 1998):

$$\frac{z_0}{h_M} = \left(1 - \frac{d_0}{h_M}\right) \exp \left( - \left( 0.5 \beta \frac{C_D}{\alpha^2} \left(1 - \frac{d_0}{h_M}\right) \lambda_f \right)^{-0.5} \right) \quad (23)$$

Im Korrekturfaktor  $\beta$  werden verschiedene Korrekturen (z.B. Windrichtung, Windprofilform etc.) zusammengefasst. Nachteil dieser Formel für  $z_0$  ist, dass eine Abschätzung für die Verdrän-

gungshöhe  $d_0$  benötigt wird. Eine Auswertung der Windkanaldaten von Hall et al. (1996) ergibt nach Mac Donald et al. (1998) folgenden empirischen Ausdruck für die Verdrängungshöhe  $d_0$ :

$$\frac{d_0}{h} = 1 + A^{-\lambda_p} (\lambda_p - 1). \quad (24)$$

Dabei ist  $A$  eine empirische Konstante, die bei regelmäßig angeordneten Würfelfeldern  $A = 4.43$  und bei versetzt angeordneten Würfelfeldern  $A = 3.59$  beträgt. Des Weiteren wurde davon ausgegangen, dass das logarithmische Wandgesetz bis zur Rauigkeitselementhöhe  $h$  angewendet werden kann.

Bottema (1996, 1997) stellt in seiner Studie ein analytisches Modell zur Bestimmung von  $z_0$  vor, das aus dem logarithmischen Wandgesetz in Kombination mit dem Gebäudewiderstand hergeleitet wurde. Bei Rauigkeiten mit einer Frontflächenzahl von  $\lambda_f > 0.05$  wird nach Bottema (1996, 1997) der Formwiderstand der einzelnen Rauigkeitselemente als dominierender Auslöser von Reynoldsspannungen betrachtet. Auf dieser Grundlage definiert Bottema (1996, 1997) einen Ausdruck für die Rauigkeitslänge  $z_0$ :

$$\frac{z_0}{h_M} = \frac{h_M - d_0}{h_M} \exp\left(-\frac{\kappa}{(C_{Dh} \lambda_f / 2)^{0.5}}\right) \quad (25)$$

Für  $C_{Dh}$  kann der Widerstandsbeiwert eines einzelnen Rauigkeitselementes eingesetzt werden. Nach Bottema (1996, 1997) ist in der Verdrängungshöhe  $d_0$  der Windschatteneffekt bei dichter Packung der Rauigkeitselemente enthalten. Dieser Windschatteneffekt tritt nur in Reihen hinter Rauigkeitselementen auf, weshalb Bottema (1996, 1997) eine weitere Verdrängungshöhe  $d_{0,pl}$  für diese Reihen einführt, welche  $d_0$  ersetzt.  $d_{0,pl}$  wird nun mit Hilfe der Anordnungsgeometrie der Rauigkeit ausgedrückt, wobei Bottema (1996, 1997) ein geometrisches Längenmaß  $L_g$  einführt, das definiert ist als

$$\frac{L_g}{h_M} = \frac{L_y / h_M}{1 + L_y / 2h_M}. \quad (26)$$

Für regelmäßig angeordnete Würfelfelder definiert sich  $d_{0,pl}$  in Abhängigkeit zum Abstand der einzelnen Rauigkeitselemente  $W_x$  wie folgt:

$$W_x > 4 L_g : \frac{d_{0,pl}}{h_M} = \frac{L_x + 0.33(4L_g)}{D_x} \quad (27)$$

$$W_x < 4 L_g: \frac{d_{0,pl}}{h_M} = \frac{L_x + 0.33 \left( 2 - \frac{W_x}{4L_g} \right)}{D_x} \quad (28)$$

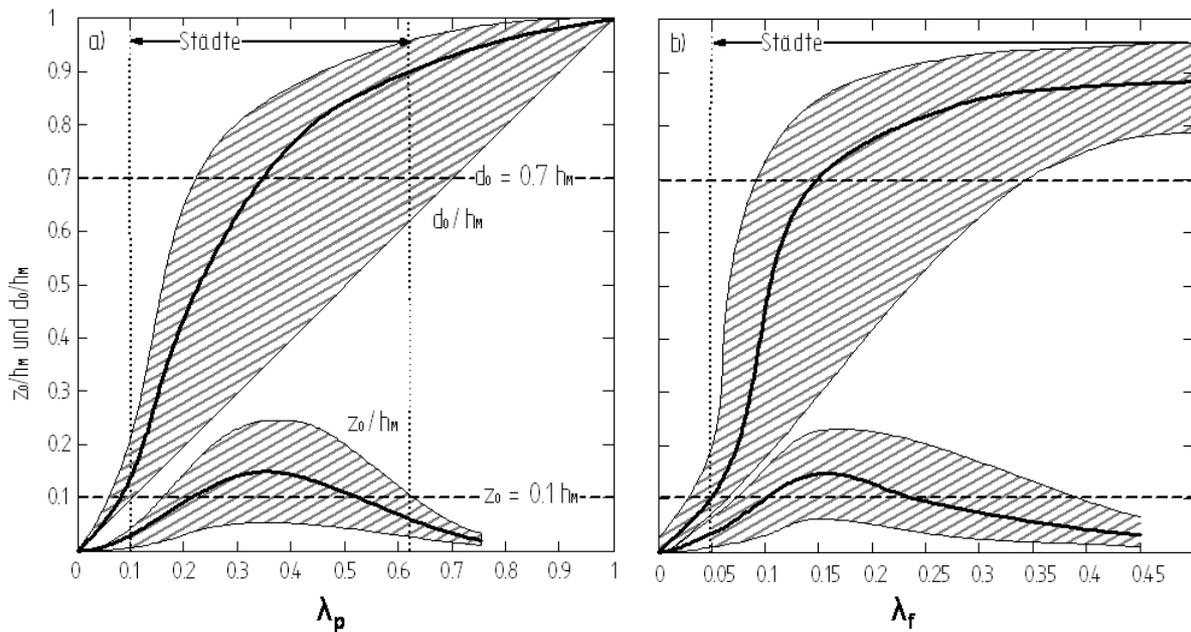
Um den Ansatz zu schließen, wird nach Bottema (1996, 1997) der Widerstandsbeiwert wie folgt angegeben:

$$C_{Dh} = 1.2 \max \left( 1 - 0.15 \frac{L_x}{h_M}, 0.82 \right) \min \left( 0.65 + \frac{L_y}{h_M}, 1.0 \right) \quad (29)$$

Unter Verwendung eines eigenen Ansatzes des Windschatteneffektes erweiterte Duijm (1999) Bottemas einfaches Modell, um unterschiedliche Windrichtungen, unterschiedliche Rauigkeitselementanordnungen, verschiedene Rauigkeitselementgrößen und verschiedene Formen der Rauigkeitselemente (z.B. L-Form oder Gebäuderinge) zu simulieren. Die detaillierten Änderungen sind Duijm (1999) zu entnehmen.

Grimmond und Oke (1999) haben in ihrem Übersichtsartikel verschiedene Methoden, auch die hier vorgestellten, zur Bestimmung des Rauigkeitsparameters  $z_0$  evaluiert und mit ausgesuchten, Daten von Feldmessungen verglichen. Sie kamen zu dem Schluss, dass zwischen der Bestimmung des Rauigkeitsparameters  $z_0$  aus den Naturdaten und den morphometrischen Methoden keine gute statistische Übereinstimmung zu finden ist. Dies liegt zum einen in den unvermeidbaren Unsicherheiten bei der Messung und Auswertung von Winddaten aus der Natur begründet, zum anderen in den notwendigen Vereinfachungen, die vorgenommen werden müssen, um heterogene Oberflächen zu beschreiben. Nach Auswertung einer Vielzahl von Studien stellen Grimmond und Oke (1999) in ihrem Übersichtsartikel den generellen Verlauf des normierten Rauigkeitsparameters  $z_0/h$  in Abhängigkeit der Packungsdichte der einzelnen Elemente dar (Abbildung 3). Bei sehr geringen Packungsdichten erfolgt zunächst ein linearer Anstieg des normierten Rauigkeitsparameters  $z_0/h$ , bei einer Packungsdichte von ca. 0.35 erreicht der normierte Rauigkeitsparameter  $z_0/h$  sein Maximum. Bei weiterer Erhöhung der Packungsdichte fällt der normierte Rauigkeitsparameter  $z_0/h$  wieder ab, bis bei einer theoretischen Packungsdichte 1 der Ursprungswert von  $z_0/h$  erreicht wird. Der Verlauf in Abhängigkeit des normierten Rauigkeitsparameters  $z_0/h$  mit der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  ist vergleichbar. Das Maximum tritt hier bei  $\lambda_f \sim 0.2$  auf. Dieser Verlauf hängt nach Grimmond und Oke (1999) mit dem Windschatten einzelner Rauigkeitselemente zusammen: Werden mehr Elemente in den Windschatten der vorhandenen Elemente platziert, wird keine Erhöhung des Luftwiderstandes bzw. des Rauigkeitseffektes insgesamt bewirkt, und es fin-

det eine Art Glättung der Rauigkeit statt. Abbildung 3 zeigt den generellen Verlauf nach Grimmond und Oke (1999) in Abhängigkeit von der Packungsdichte und in Abhängigkeit von der Frontflächenzahl. In die schraffierten Bereiche in der Abbildung fallen die physikalisch plausiblen Werte aus den Naturdaten.



**Abbildung 3:** Konzeptskizze über die Abhängigkeit von  $z_0/h_M$  und  $d_0/h_M$  von a) der Packungsdichte  $\lambda_p$  und b) der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  nach Grimmond und Oke (1999). Grau-schraffierte Bereiche stellen die Streuung der Naturdaten dar.

Neben der Packungsdichte  $\lambda_p$  und der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  beeinflussen auch andere Parameter den Grad der Rauigkeit. Windkanaluntersuchungen wie von Mac Donald et al. 2002 belegen, dass versetzt angeordnete Würfelfelder einen viel größeren Rauigkeitseffekt in Form eines größeren Rauigkeitsparameters  $z_0$  bewirken als regelmäßig angeordnete Würfelfelder. Des Weiteren ist anzunehmen, dass auch die Dachform (Rafailidis, 1997), eine heterogene Höhenverteilung und die Windrichtung (Bottema, 1996) den Rauigkeitsparameter  $z_0$  und die Verdrängungshöhe  $d_0$  beeinflussen. Die morphometrischen Methoden von Raupach, Bottema und Mac Donald erzielten bei der Evaluation von Grimmond und Oke (1999) die besten Ergebnisse.

### 3.2 Ansätze, die den Gebäudewiderstand berücksichtigen

In diesem Abschnitt werden Parametrisierungsansätze zusammengefasst, die einen zusätzlichen Widerstandsterm berücksichtigen. Martilli et al. (2002) entwickelten eine Parametrisierung für städtische Gebiete in einem mesoskaligen Modell. In der Bewegungs-, der Temperatur- und der

TKE-Gleichung wird ein Extraterm hinzugefügt, der die Wechselwirkung der Gebäude mit der Strömung berücksichtigen soll. So wird z.B. der Bewegungsgleichung ein Term  $D_i$

$$\frac{\partial \rho U_i}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \dots + D_i \quad (30)$$

zugefügt, in dem die Kräfte aus Reibung und Widerstand zusammengefasst sind. Der Extraterm  $D_i$  wird mit Hilfe eines „urbanen Modells“ von Martilli et al. (2002) berechnet. In diesem urbanen Modell können verschiedene Gebäude gleicher Breite und gleichen Abstands voneinander, aber mit unterschiedlichen Höhen (und einer Wahrscheinlichkeit  $\gamma$ , dass ein Gebäude der Höhe  $h$  auftritt) vorgegeben werden. Für jede Schicht (Gitterhöhe) des urbanen Modells werden sowohl die horizontalen als auch die vertikalen Widerstandskräfte durch die Gebäude parametrisiert. Flüsse, die durch horizontale Flächen entstehen (Bodenflächen und Dächer), werden mit Hilfe der Monin-Obukov-Theorie berechnet (Gleichung (31)):

$$\bar{F}_{iu}^{\text{horizontal}} = -\rho \frac{\kappa^2}{\left[ \ln \frac{\Delta z_{iu}/2}{z_{0iu}} \right]^2} f_L \left( \frac{\Delta z_{iu}/2}{z_{0iu}}, Ri_B \right) \left| \bar{U}_{IU}^{\text{horizontal}} \right| \bar{U}_{IU} S_{iu}^{\text{horizontal}} \quad (31)$$

Der Index  $iu$  bezieht sich hierbei auf den Gitterhöhenrand und der Index  $IU$  auf die Gitterhöhenmitte, die Rauigkeitsparameter  $z_{0iu}$  beziehen sich auf die individuellen Flächen und repräsentieren kein gemitteltes  $z_0$  für die gesamte Rauigkeit.  $Ri_b$  beschreibt die Bulk-Richardsonzahl,  $f_L$  steht für Funktionen nach Louis (1979) und  $S$  spiegelt den Anteil der Gebäudeflächen wieder (Details siehe Martilli et al. 2002). Die Widerstandskraft durch die vertikalen Flächen wird mit dem Ansatz von Raupach (1992) berechnet:

$$\bar{F}_{IU}^{\text{vertikal}} = -\rho C_D \left| \bar{U}_{IU}^{\text{ort}} \right| \bar{U}_{IU}^{\text{ort}} S_{IU}^{\text{vert}} \quad (32)$$

$\bar{U}_{IU}^{\text{ort}}$  bezeichnet dabei den Wind orthogonal zur Straßenschlucht auf der Gitterhöhenmitte  $IU$ , und  $S$  spiegelt den Anteil der vertikalen Gebäudeflächen wider. Als Widerstandsbeiwert  $C_D$  wird bei Martilli et al. (2002) nach Raupach (1992) ein Wert von 0.4 (für Würfel) vorgeschlagen. Die für die einzelnen Gitterhöhen des urbanen Modells berechneten horizontalen und vertikalen Flüsse (Gleichungen (31) und (32)) werden nun auf das Gitter des mesoskaligen Modells interpoliert, um die beiden unterschiedlichen Gitter zu verbinden. Mit den interpolierten Flüssen  $F_{\text{Meso}}^{\text{hor}}$  und  $F_{\text{Meso}}^{\text{vert}}$  wird der Extraterm  $D_i$  im mesoskaligen Modell wie folgt berechnet:

$$D_i = \frac{F_{\text{Meso}}^{\text{hor}} + F_{\text{Meso}}^{\text{vert}}}{V_{\text{Meso}}^u}, \quad (33)$$

wobei mit  $V_{\text{Meso}}^u$  das durch vorhandene Gebäude modifizierte Luftvolumen einer Gitterzelle des mesoskaligen Modells bezeichnet wird. Mit dem Extraterm  $D_i$  wird auf diese Weise die Bewegungsgleichung des mesoskaligen Modells an eine städtische Rauigkeit angepasst. Zusätzlich zu den Extratermen für die Gleichungen erweiterten Martilli et al. (2002) auch die Längenmaße des verwendeten k-l Schließungsansatzes nach Lacarre (1998, zitiert in Martilli et al. 2002) auf zwei verschiedene Weisen: Zum einen wurde die Dissipationslänge  $l_c$  um ein weiteres Längenmaß, basierend auf der Gebäudehöhe, ergänzt. Auf diese Weise wird dem Dissipationsterm aus der TKE Gleichung ein weiterer Dissipationsterm hinzugefügt, der die Wirbelmaße der Bebauung mitberücksichtigt. Zum zweiten wird die Höhe über Grund als ein gewichtetes Mittel aus Gebäudehöhen und Bodenabstand definiert. Mit einem Vergleich von Naturdaten und numerischen Simulationsergebnissen mit und ohne implementiertem urbanen Modell konnten Martilli et al. (2002) zeigen, dass eine Implementierung des urbanen Modells die Naturdaten besser widerspiegelt als der traditionelle auf der Monin-Obukov-Theorie basierende Ansatz. So konnte sowohl qualitativ als auch quantitativ die in den Experimenten von Rotach (1993a) gefundene Zunahme der turbulenten Reynoldsspannungen mit der Höhe simuliert werden.

### Mischungswegansätze

Mac Donald (2000) korrelierte einen Ausdruck des integralen Widerstandsbeiwertes mit dem Prandtlschen Mischungswegansatz:

$$\frac{d}{dz} \left( \left( l_c \frac{dU}{dz} \right)^2 \right) = \sigma_f(z) U(z)^2 \quad (34)$$

mit

$$\sigma_f(z) = 0.5 \frac{c_D(z) \lambda_f}{h_M} \quad (35)$$

Unter der Annahme, dass sowohl die Mischungsweglänge  $l_c$  als auch der integrale Widerstandsbeiwert  $c_D(z)$  höhenkonstant sind, lässt sich dieser Ansatz mit dem exponentiellen Ansatz aus Abschnitt 2.3.3 über Pflanzenrauigkeiten lösen,

$$\frac{U_{\text{Mean}}(z)}{U(h)} = \exp\left[a\left(\frac{z}{h} - 1\right)\right]. \quad (36)$$

Der Verminderungskoeffizient  $a$  wird mit Hilfe des Ausdrucks für  $\sigma_p$ , dem Gesamtwiderstandsbeiwert (über die gesamte Höhe integriert) und der Höhe der Rauigkeitselemente ausgedrückt.

$$a = \frac{h_M \sigma_f}{C_{Dh} \lambda_f} \quad (37)$$

Mac Donald (2000) zeigt anhand seiner gemessenen Daten in und über Würfelfeldern in einem Wasserkanal, dass dieser Ansatz sich nur an Daten anpassen lässt, bei denen die Frontflächenzahl der zu Grunde liegenden Rauigkeit  $\lambda_f < 0.3$  beträgt, da sich der exponentielle Ansatz nicht gut an Daten mit  $\lambda_f > 0.3$  anpassen lässt. Mac Donald (2000) begründet dies mit den entstehenden Rezirkulationszonen hinter den Würfeln bei hohen Frontflächenzahlen. Die Mischungsweglänge  $l_c$  innerhalb der Hindernisschicht wird nach Mac Donald (2000) wie folgt parametrisiert:

$$\frac{l_c}{h_M} = \left( \frac{\overline{C_{Dh}} \lambda_f (1 - e^{-2a})}{4a^3} \right)^{0.5} \quad (38)$$

Dabei ist  $\overline{C_{Dh}}$  der mittlere Widerstandsbeiwert, der nach Mac Donald (2000) für Würfel 1.2 beträgt. Der Klammerausdruck  $(1 - e^{-2a})$  ist ein Anpassungsterm des Windprofils innerhalb der Rauigkeitsschicht. Wird das aktuelle Windprofil in der Rauigkeitsschicht mit einem extrapolierten logarithmischen Wandgesetz verglichen, so kann auf Grund der Massenerhaltung folgender Ansatz angenommen werden:

$$\tau_s = \left[ l_c^2 \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right]_{RS} = \left[ l_m^2 \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right]_{\log} \quad (39)$$

$l_m$  ist dabei die Mischungsweglänge aus dem logarithmischen Wandgesetz. In der Übergangsregion wird  $l_m$  nach Mac Donald (2000) wie folgt parametrisiert:

$$l_m = l_c + \left( \frac{z - h_m}{z_{RS} - h_m} \right) (\kappa (z_{RS} - d_0) - l_c). \quad (40)$$

Über

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u_*}{l_m} = \frac{u_*}{A - Bz} \quad (41)$$

mit

$$A = l_c - \left( \frac{1}{z_{RS} - h_M} \right) (\kappa(z_{RS} - d_0) - l_c) \quad (42)$$

$$B = \left( \frac{1}{z_{RS} - h_M} \right) (\kappa(z_{RS} - d_0) - l_c) \quad (43)$$

kann dann das endgültige Windprofil integriert werden zu:

$$u(z) = \frac{u_*}{B} \ln \left( \frac{A + Bz}{A + Bh_M} \right) + U_h. \quad (44)$$

Gleichung (44) beschreibt das Windprofil oberhalb der Würfel, aber noch innerhalb der Rauigkeitsschicht  $h < z < z_{RS}$ . Zwischen den Würfelementen ( $z < h$ ) wird das Windprofil mit dem exponentiellen Ansatz nach Gleichung (36) ermittelt, oberhalb der Rauigkeitsschicht  $z > z_{RS}$  mit dem logarithmischen Wandgesetz. Der Vorteil dieser vorgeschlagenen Parametrisierung ist, dass nur die Mischungsweglänge  $l_c$  parametrisiert werden muss. Die Anpassung der Mischungsweglänge  $l_c$  an die Messdaten von Mac Donald (2000) zeigt, dass die Mischungsweglänge  $l_c$  mit steigender Packungsdichte abnimmt und in versetzt angeordneten Würfeldern niedriger ist als in regelmäßig angeordneten Würfeldern. Für die Bestimmung der Mischungsweglänge  $l_c$  werden demnach ausführliche Datensätze benötigt, welche die benötigten Parameter bereitstellen. Die beiden Parameter A und B hängen direkt von der Höhe der Rauigkeitsschicht  $z_{RS}$  ab, so dass diese Höhe angegeben werden muss. Die Höhe der Rauigkeitsschicht ist allerdings nicht klar definiert (vgl. Abschnitt 2.3.1). Ebenfalls ist Verdrängungsdicke  $d_0$  über städtischen Gebieten nicht immer einfach zu bestimmen. Des Weiteren basiert diese Parametrisierung auf der Annahme, dass eine Trägheitsschicht oberhalb der Rauigkeit existiert. Dies setzt Daten voraus, die nach einer ausreichend langen Überstreichungslänge gemessen wurden. Durch die Einschränkung, dass sich der verwendete exponentielle Ansatz nur auf Rauigkeiten mit  $\lambda_f < 0.3$  gut anpassen lässt, ist dieser Parametrisierungsansatz lediglich eingeschränkt verwendbar. Denn insbesondere in Stadtzentren können durchaus Frontflächenzahlen von  $\lambda_f > 0.3$  auftreten.

Coccal und Belcher (2004) entwickelten ein Modell für die städtische Hindernisschicht. In diesem Modell wird ebenfalls der Impulsgleichung ein Widerstandsterm hinzugefügt und ähnlich wie bei Mac Donald (2000) ein Mischungsweglängenansatz angewendet. Der Extraterm wird nach Coccal und Belcher (2004) durch den Rauigkeitselementwiderstand

$$D_i = \frac{1}{2} \frac{c_D(z) \lambda_f}{h(1-\beta)} |u_i| u_i = \frac{|U| U_i}{L_c} \quad (45)$$

mit

$$L_c = \frac{2h}{c_D(z)} \frac{(1-\beta)}{\lambda_f} \quad (46)$$

beschrieben. Der Ausdruck  $(1-\beta)$  symbolisiert dabei das Teilvolumen, das innerhalb der Hindernisschicht von Luft eingenommen wird,  $c_D(z)$  beschreibt nach Coceal et al. (2004) den so genannten „sectional drag coefficient“ (Widerstandsbeiwert in der Höhe  $z$ , vgl. Mac Donald 2000). Der „sectional drag coefficient“ verbindet den Luftwiderstand auf der Höhe  $z$  mit der gemittelten Windgeschwindigkeit dieser Höhe  $z$ . Um  $c_D(z)$  zu bestimmen, müssen ein flächengemitteltes Windprofil und das Vertikalprofil vom Widerstandsbeiwert innerhalb der Hindernisschicht vorliegen. Besonders für Letzteres lassen sich allerdings kaum Daten in der Literatur finden. Die Länge  $L_c$  wird als ein charakteristisches Längenmaß der Rauigkeit eingeführt, das von der Geometrie und Anordnung der Rauigkeitselemente abhängt (siehe auch Belcher et al. 2003). Auch die Form der Rauigkeitselemente wird anhand des Widerstandsbeiwertes mitberücksichtigt. Bei einer Anordnung von Rauigkeitselementen homogener Höhe kann  $L_c$  mit den Rauigkeitsparametern  $\lambda_p$ ,  $\lambda_f$ ,  $h$  und  $c_D(z)$  beschrieben werden. Entscheidend für die Länge  $L_c$  ist die richtige Bestimmung von  $c_D(z)$ , wobei Coceal und Belcher (2004) auf Druckmessungen von Cheng und Castro (2002a) an der Vorder- und Rückseite eines Würfels in einem versetzt angeordneten Würfelnetz mit  $\lambda_p = \lambda_f = 0.25$  zurückgreifen. Aus der Analyse der Daten von Cheng und Castro (2002a) bestimmen Coceal und Belcher (2004) einen höhengemittelten Widerstandsbeiwert  $\overline{C_{Dh}} = 2$ , woraus sich ein höhenunabhängiger Ausdruck der charakteristischen Länge  $L_c$  ableiten lässt:

$$L_c = \frac{1 - \lambda_p}{\lambda_f} h. \quad (47)$$

Die Reynoldsspannungen werden über den Mischungswegansatz parametrisiert. Über der Rauigkeit kann die Mischungsweglänge mit  $l_m = \kappa z$  (bzw.  $l_m = \kappa(z-d_0)$ ) beschrieben werden. Innerhalb der Rauigkeit hängt die Mischungsweglänge  $l_m$  auch von der Packungsdichte der Rauigkeitselemente ab. Stehen die Rauigkeitselemente weit auseinander, wird die Anströmung kaum von der Rauigkeit beeinflusst und  $l_m = \kappa z$ . Besitzt die Rauigkeit eine hohe Packungsdichte, so wird die Mischungsweglänge konstant zu  $l_c$  angenommen.  $l_c$  wird von der Scherschicht dominiert und ist proportional zu  $h-d_0$ . Eine von der Packungsdichte unabhängige Beschreibung der Mischungsweglänge

weglänge innerhalb der Rauigkeit wird demnach von Coceal und Belcher (2004) wie folgt beschrieben:

$$\frac{1}{l_m} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{l_c} \quad (48)$$

$l_c$  innerhalb der Rauigkeit wird über die Beziehung

$$\frac{1}{\kappa h} + \frac{1}{l_c} = \frac{1}{s\kappa(h - d_0)} \quad (49)$$

bestimmt (Details bei Coceal und Belcher, 2004). Coceal und Belcher bestimmten den Faktor zu  $s = 1$ . Somit wird lediglich eine Eingabe für die Verdrängungshöhe  $d_0$  benötigt, um einen Ausdruck für  $l_c$  zu berechnen.

Unter der Voraussetzung, dass sich die Strömung im Gleichgewicht mit der Rauigkeit befindet, kann über eine Korrelation zwischen vertikalem Gradienten der Reynoldsspannung und dem Rauigkeitswiderstand

$$\frac{\partial}{\partial z} (U'W'_{\text{Mean}}) = D_x \quad (50)$$

gefunden werden, woraus mit  $U'W'_{\text{Mean}} = l_m^2 (\partial U / \partial z)^2$  und  $D_x = U^2 / L_c$  (Gleichung (45)) eine Gleichung für den Schergradienten innerhalb der Rauigkeit aufgestellt wird. Hierbei wird verwendet, dass

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 = \frac{U^2}{l_c^2 L_c} \quad (51)$$

für sehr dichte Rauigkeiten  $l_m = l_c$  (Gleichung (48)) ist. Da  $L_c$  als höhenunabhängiger Ausdruck hergeleitet wurde, kann Gleichung (51) mit einem exponentiellen Ansatz (vgl. mit Mac Donald (2000) und Belcher et al (2003)) gelöst werden:

$$U = U_h \exp \left[ \frac{z - h}{l_s} \right] \quad (52)$$

bzw. mit dem Verminderungskoeffizienten  $a = h/l_s$

$$U = U_h \exp\left[a\left(\frac{z}{h} - 1\right)\right]. \quad (53)$$

Dabei ist  $l_s$  die Höhe der Scherschicht, die nach Belcher et al (2003) mit  $l_s = (2l_c^2 L_c)^{1/3}$  beschrieben wird. Dieser Ansatz von Coceal und Belcher (2004) ist mit Wasserkanaldaten in und über Würfelfeldern von Mac Donald (2000) verglichen worden. Dabei zeigen sich gute Übereinstimmungen. Allerdings gilt diese Parametrisierung nur für das Windprofil innerhalb der Rauigkeit. Oberhalb der Rauigkeit wird das mittlere Windprofil bei Coceal und Belcher (2004) über die Mischungsweglänge  $l_m = \kappa (z-d_0)$  berechnet. Im Gegensatz zu Mac Donald (2000) wird der Teil der Rauigkeitsschicht oberhalb der Rauigkeit nicht gesondert parametrisiert.

### 3.3 Bestimmung des mittleren Windprofils mit „local scaling“

Die Bestimmung des mittleren Windprofils mit „local scaling“ basiert auf einer Parametrisierung des turbulenten Flussprofils, in dem die Höhenabhängigkeit der turbulenten Flussprofile durch eine Gleichung beschrieben wird. Mit Hilfe dieser Gleichung wird die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  berechnet, die wiederum in das logarithmische Wandgesetz eingefügt wird. Rotach (1993a) passte seine Messdaten des turbulenten Impulsflusses an eine exponentielle Funktion an. Auf diese Weise konnte eine lokale Reynoldsspannung  $U'W'$  auf jeder Höhe berechnet werden. Diese berechneten Reynoldsspannungen werden als Näherung für die Wandschubspannungsgeschwindigkeit in den dimensionslosen Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{dU}{dz} \frac{\kappa z'}{\sqrt{U'W'(z')}} = \varphi_m$  eingesetzt. Hieraus wird dann ein neues Geschwindigkeitsprofil berechnet.

Dieses stimmt gut mit dem von Rotach (1993a) in der Natur gemessenen Windgeschwindigkeitsprofil in der Rauigkeitsschicht überein. Der Nachteil der Methode ist, dass diese empirische Funktion des turbulenten Flussprofils keine Allgemeingültigkeit für alle städtischen Gebiete besitzt. Eine verallgemeinerte Parametrisierung wird in der Studie von Rotach (2001) vorgestellt. Als Konzept dient die Vorstellung, dass ein Maximum der Reynoldsspannung auf einer unbestimmten Höhe über der Bebauung auftritt und unterhalb dieser Höhe der Impulsfluss abnimmt, bis er auf Höhe der Verdrängungshöhe  $d_0$  den Wert 0 annimmt. Des Weiteren gilt die Höhe des auftretenden Maximums als Ersatz für die obere Grenze der Rauigkeitsschicht, und es wird angenommen, dass der Wert der maximalen Reynoldsspannung gleich dem Wert der Reynoldsspannung in der Trägheitsschicht ist. Auf diese Weise wird das turbulente Flussprofil in der Rauigkeitsschicht bis zum Impulsflussmaximum in der Form

$$\left(\frac{u_{*lok}^*(z)}{u_{*IS}}\right)^c = \sin\left(\frac{\pi}{2}Z\right)^b \quad \text{mit } Z=(z-d_0)/(z_{RS}-d_0) \quad (54)$$

parametrisiert. Die empirischen Parameter  $b$  und  $c$  sind an drei unterschiedliche Datensätze angepasst worden (Rotach (1993a), Oikawa und Meng (1995) und Feigenwinter (1999)) und können für alle drei Datensätze zu  $b = 1.28$  und  $c = 3.0$  bestimmt werden. Windkanaldaten von Rafailidis (1997) über idealisierte Straßenschluchten zeigen zumindest für ein kleines Aspektverhältnis ebenfalls gute Übereinstimmungen mit den empirischen Werten für die Parameter  $b$  und  $c$ . Durch die dimensionslose Höhe  $Z$  wird die Höhe des auftretenden Impulsflussmaximums als ein charakteristisches Längenmaß der Parametrisierung eingeführt. Die Anwendung der Parametrisierung in einem Lagrangeschen-Ausbreitungsmodell zeigte im Vergleich zur herkömmlichen Berechnung über die Monin-Obukov-Theorie deutlich bessere Ergebnisse.

In einigen Studien (z.B. Oikawa und Meng (1995), Louka et al. (2000), Kastner-Klein et al. (2000)) wurde beobachtet, dass die Impulsflüsse oberhalb des Maximums wieder auf einen konstanten Wert (den der Trägheitsschicht) abnehmen. In diesem Falle fällt die Ausdehnung der Rauigkeitsschicht nicht, wie im Konzept von Rotach (2001) angenommen, mit der Höhe des Impulsflussmaximums zusammen, und  $u_{*IS}$  nimmt einen kleineren Wert als das Impulsflussmaximum an. Kastner-Klein et al. (2004) fanden in einer Windkanalstudie außerdem, dass der Betrag des Impulsflussmaximums vom Messort bzw. der lokalen Geometrie abhängt. Um aus diesen lokal variierenden Werten die Maxima zu bestimmen, entwickelten Kastner-Klein und Rotach (2001, 2004) eine überarbeitete Verfahrensweise zum Konzept von Rotach (2001). Die Höhe und der Betrag des auftretenden Impulsflussmaximums werden dabei nicht direkt aus Messungen bestimmt, sondern über eine an die gemessenen Profile angepasste Funktion der Form:

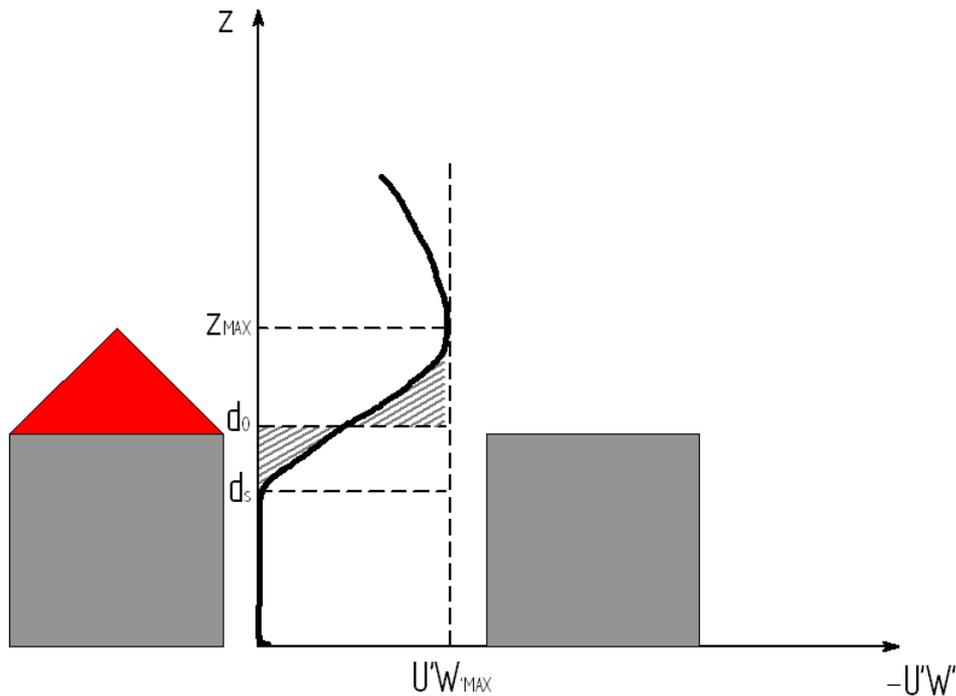
$$U'W'_{\text{Mean}}(z) = a(z - d_s)^2 \exp\{-b(z - d_s)\} \quad (55)$$

Diese Funktion gibt den generellen Profilverlauf, wie er von Kastner-Klein et al. (2004) gemessen wurde, gut wieder. Sie lässt sich weiter umformen in (siehe Kastner-Klein et al. 2001, 2004 für Details)

$$\frac{U'W'_{\text{Mean}}(z)}{U'W'_{\text{MAX}}} = \left(\frac{z - d_s}{z_{\text{MAX}} - d_s}\right)^2 \exp\left\{2\left(1 - \frac{z - d_s}{z_{\text{MAX}} - d_s}\right)\right\} \quad (56)$$

Anzumerken ist, dass eine Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  eingeführt wurde. Diese Verdrängungshöhe beschreibt nach der Arbeit von Jackson (1981) eine Höhe bei der die turbu-

lenten Impulsflüsse in einer Straßenschlucht praktisch vernachlässigbar sind (Abbildung 4). Die Verdrängungshöhe  $d_0$  dagegen wird als die Höhe interpretiert, in der die schraffierten Flächen in Abbildung 4 übereinstimmen. Die Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  ist von der Morphologie der Rauigkeit abhängig und bei niedrigen Packungsdichten vernachlässigbar. Dabei entspricht nach Jackson (1981) die Verdrängungshöhe für Scherspannungen der gemittelten Höhe aller Rauigkeitselemente, bezogen auf die Gesamtfläche:  $d_s = \lambda_p \bar{H}$ .



**Abbildung 4:** Konzeptskizze zur Bestimmung der Verdrängungshöhe  $d_0$  nach der integralen Methode von Jackson (1981), nach Kastner-Klein und Rotach (2004).

Im Gegensatz zum Konzept von Rotach (2001) ist hier die Verdrängungshöhe der Scherspannungen  $d_s$  nicht identisch mit der normalen Verdrängungshöhe  $d_0$ . Kastner-Klein et al. (2004) stellen den Zusammenhang zwischen der Verdrängungshöhe  $d_0$  und der Verdrängungshöhe der Scherspannung  $d_s$  auf Grundlage der Arbeit von Jacksons (1981, Abschnitt 4) wie folgt dar:

$$(d_0 - d_s) U'W'_{MAX} = \int_{d_s}^{z_{MAX}} (U'W'_{MAX} - U'W'_{Mean}(z)) dz. \quad (57)$$

Mit diesem Zusammenhang lassen sich die Verdrängungshöhe  $d_0$  und die Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  verbinden. Die höhenabhängige Reynoldsspannung  $-U'W'_{Mean}(z)$  wird dabei durch die vorgeschlagene Parametrisierung (Gleichung (56)) ersetzt. Durch morphometrische

Formeln (siehe Kastner-Klein et al. (2001, 2004) für Details) müssen sowohl die Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  als auch die Höhe der auftretenden Impulsflussmaxima  $z_{MAX}$  parametrisiert werden. Mit Hilfe der Parametrisierung von  $d_s$  und  $z_{MAX}$  können anhand der Messungen von Kastner-Klein et al. (2004) neue Parameter für  $z_{0neu}$  und  $d_{0neu}$  bestimmt werden:

$$d_{0neu}/h \approx 0.4\lambda_p \exp\{-2.2(\lambda_p-1)\} + 0.6\lambda_p \quad (58)$$

$$z_{0neu}/h \approx 0.072\lambda_p [\exp\{-2.2(\lambda_p-1)\}-1] \quad (59)$$

Diese können in das logarithmische Wandgesetz eingesetzt und eine neue Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*ref}$  für eine Referenzhöhe berechnet werden. Kastner-Klein et al. (2004) zeigen, dass diese Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*ref}$  ca. 20 % größer ist als die gemessenen Maxima der Impulsflüsse.

Eine Parametrisierung des Windprofils innerhalb der Rauigkeitsschicht folgt nach demselben Prinzip wie bei Rotach (2001): Es werden zwei Annahmen getroffen: 1. eine lokale, höhenabhängige Geschwindigkeit  $u_{*lokal} = \sqrt{-U'W'_{Mean}}$  dient als Skalierungsgröße innerhalb der Rauigkeitsschicht und 2. die Beziehung des Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{dU}{dz} = \frac{u_{*lokal}}{\alpha(z-d_s)}$  besitzt Gültigkeit innerhalb der Rauigkeitsschicht. Durch Verwendung des Parametrisierungsansatzes für die Reynoldsspannung (Gleichung (56)) kann ein Profil der mittleren Windgeschwindigkeit für die Rauigkeitsschicht unterhalb der Höhe  $z = z_{MAX}$  berechnet werden:

$$U_{RS}(z) = \frac{u_{*lokal}}{\alpha} \exp\left\{1 - \left(\frac{z-d_s}{z_{MAX}-d_s}\right)\right\} + C \quad (60)$$

Eine Lösung der Integrationskonstante  $C$  und des Proportionalitätsfaktors  $\alpha$  wird über eine Angleichung des Profils innerhalb der Rauigkeitsschicht (Gleichung (60)) und an das logarithmische Wandgesetz erzielt. Durch Anwendung der Ausdrücke für  $d_s$  und  $z_{MAX}$  wird das Windprofil für die Rauigkeitsschicht in endgültiger Form wie folgt beschrieben:

$$u_{RS}(z) = \frac{u_{*IS}}{0.6\kappa} \left[ 1 - 0.6\ln(0.12) - \exp\left\{0.6 - 0.072\left(\frac{z-d_0}{z_0}\right)\right\} \right] \quad (61)$$

Dieser Ansatz zur Berechnung des Windprofils innerhalb der Rauigkeitsschicht benötigt weiterhin die Eingabeparameter  $z_0$  und  $d_0$ , die empirisch zu bestimmen sind. Der Parametrisierungsan-

satz für die turbulenten Impulsflüsse beruht zum einen auf der Bestimmung einer Verdrängungshöhe für Scherspannungen, für deren Bestimmung kaum Datensätze verfügbar sind, und zum anderen muss die Höhe des auftretenden Maximums im turbulenten Flussprofil bekannt sein. Insgesamt werden also Informationen benötigt, die lediglich aus vertikal hochaufgelösten Messungen extrahiert werden können, die zusätzlich für eine repräsentative Anzahl von Messorten vorliegen sollten. Solche Messungen sind in der Natur nur mit großem Aufwand durchzuführen, weshalb auf Daten im Labor zurückgegriffen werden muss.

Die vorgestellten Beispiele von Parametrisierungsansätzen zeigen, dass die Höhenabhängigkeit des turbulenten Impulsflusses in den meisten Ansätzen vernachlässigt wird bzw. nicht beschrieben werden kann. Die morphometrischen Methoden parametrisieren lediglich den Reibungseffekt der Rauigkeit als Funktion der Rauigkeitslänge  $z_0$  und Verdrängungshöhe  $d_0$ . Es wird das logarithmische Wandgesetz angewendet und die zugehörige Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  berechnet. Die Mischungsweg-Ansätze von Mac Donald (2000) und Coceal und Belcher (2004) nutzen ebenfalls das logarithmische Wandgesetz, das auf konstantem Impulsfluss basiert. Die Gültigkeit des logarithmischen Wandgesetzes wird (von oben kommend) bis zum Oberrand der Rauigkeit angenommen. In der Rauigkeitsschicht sind die turbulenten Impulsflussprofile höhenabhängig (Abschnitt 2.3.2). Es ist daher zu untersuchen, inwieweit Parametrisierungsansätze, die auf konstanten Impulsflüssen beruhen, in der Lage sind, die Strömungsverhältnisse in der Rauigkeitsschicht richtig abzubilden. Dazu sind Datensätze mit hoher horizontaler und vertikaler Auflösung in der Rauigkeits- und Trägheitsschicht erforderlich. Aus diesen Daten lassen sich die Größen  $d_0$ ,  $z_0$  und die Höhe der Rauigkeitsschicht  $z_{RS}$  bestimmen, die in den meisten der hier vorgestellten Parametrisierungsansätze als Vorgabewert benötigt werden.

Des Weiteren wurden viele Parametrisierungsansätze anhand von Daten über idealisierten Rauigkeiten (Würfelfelder unterschiedlicher Packungsdichte) entwickelt bzw. getestet. Diese idealisierten Rauigkeiten bieten den Vorteil, dass sich rauigkeitsbeschreibende Parameter, wie z.B.  $\lambda_p$  oder  $\lambda_b$ , einfach berechnen lassen. Der Einfluss einer heterogenen Höhenverteilung oder von verschiedenen Dachformen wird dagegen kaum berücksichtigt. Die Ausführungen zeigen, dass es schwierig und aufwändig ist, Parametrisierungen für realistische Stadtstrukturen herzuleiten. Die vorgestellten Parametrisierungsansätze sind rein empirisch und nur durch eine geringe Zahl an Datensätzen getestet worden, die zudem meist aus Messungen über stark idealisierten Rauigkeiten erhoben wurden. Datensätze aus der Natur sind dagegen häufig lückenhaft (wenige Messorte) und wegen der natürlichen Variabilität der atmosphärischen Randbedingungen mit Unsicherheiten

behaftet. Die vorliegende Arbeit soll mit einem systematisch aufgebauten Datensatz aus Messungen im Grenzschichtwindkanallabor der Universität Hamburg zum weiteren Erkenntnisgewinn beitragen. Im folgenden Kapitel werden der Versuchsaufbau und das Messprogramm erläutert, die für diese Fragestellung konzipiert wurden.

## 4 Experimentelle Durchführung

Die physikalische Modellierung von Grenzschichtströmungen in einem Grenzschichtwindkanal ermöglicht zeitlich und räumlich hochaufgelöste Strömungsmessungen unter kontrollierten Randbedingungen, wie sie für die Untersuchung vorhandener Parametrisierungsansätze (Kapitel 3) notwendig sind. Die mögliche detaillierte Auflösung geometrischer Strukturen der Rauigkeit in physikalischen Modellen eignet sich daher besonders gut zur Untersuchung von mikroskaligen Prozessen.

In den nächsten drei Abschnitten werden zunächst der Windkanal und die verwendete Messtechnik, dann die verwendeten idealisierten Rauigkeiten sowie abschließend die durchgeführten Experimente eingehend beschrieben.

### 4.1 Windkanal und verwendete Messtechnik

Alle im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen sind im „großen“ Grenzschichtwindkanal „Wotan“ des Meteorologischen Institutes der Universität Hamburg durchgeführt worden (Abbildung 5). Der Windkanal hat eine Gesamtlänge von 25 m, die Teststrecke ist 18 m lang. Der Messstreckenquerschnitt beträgt 4 m und die Höhe beträgt 2.75 bis 3.25 m, abhängig von der Position der höhenverstellbaren Decke. Des Weiteren ist die Teststrecke mit zwei Drehtellern ausgestattet, die in dieser Messkampagne aber nicht zum Einsatz kamen. Der Windkanal kann mit Windgeschwindigkeiten bis zu ca. 20 m/s betrieben werden und verfügt über ein Drei-Achsen-Traversiersystem, welches es erlaubt, die verwendeten Messsonden mit einer Genauigkeit von 0.1 mm für alle drei Achsen zu positionieren. Das Traversiersystem wird von einem NC-Controller gesteuert und ein im Windkanallabor entwickeltes Software-Paket ermöglicht sowohl eine vollautomatische als auch halbautomatische Bedienung des Traversiersystems und automatisierte Messungen.

Alle Strömungsmessungen sind mit einem 2D Laser Doppler Anemometer (LDA) System der Firma Dantec durchgeführt worden (Abbildung 6). Das LDA ermöglicht berührungsfreie, zeitlich hochaufgelöste Messungen mit Datenraten bis zu mehreren kHz. Die kompakte Bauart und das kleine Probenvolumen des LDA erlaubt Messungen an nahezu jedem Ort über dem Modell. Das Messprinzip des LDA beruht auf der Rückstreuung von Laserlicht an zugeführten Partikeln.

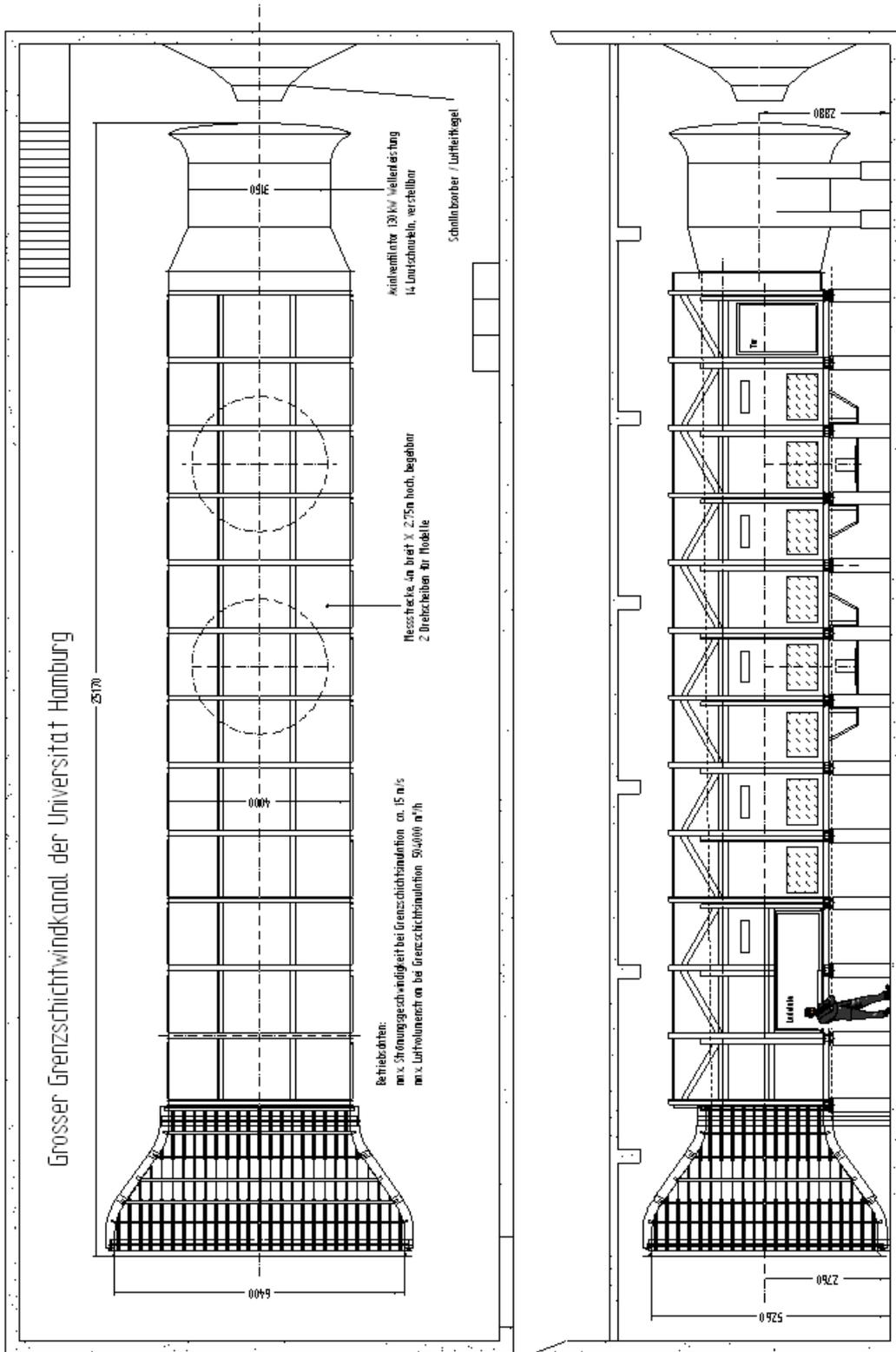
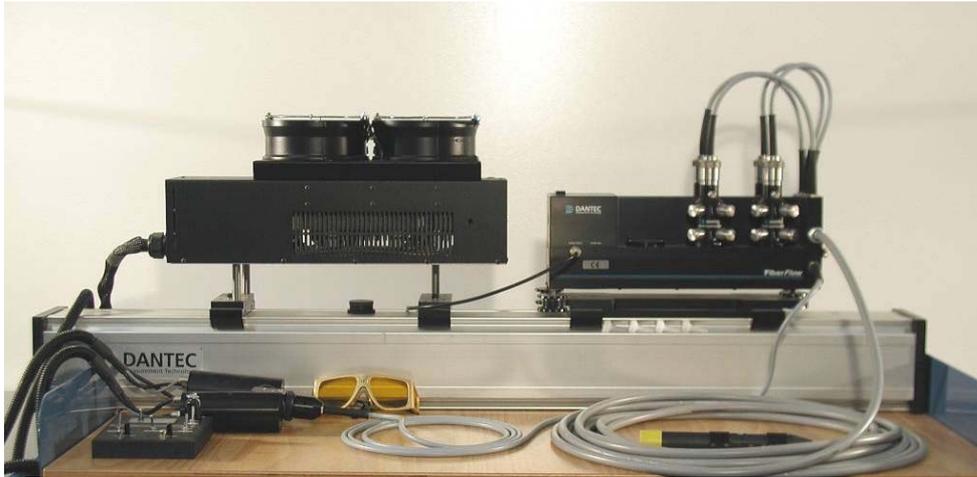


Abbildung 5: Technische Zeichnung des großen Grenzschichtwindkanals der Universität Hamburg.



**Abbildung 6:** Das LDA System, bestehend aus Laser (o.l.), Transmitterbox (o.r.), Photomultiplier und BSA Prozessor (u.l.).

Das verwendete LDA System besteht aus einem Argon-Ion-Laser als Lichtquelle, der faseroptischen Sonde und einer Signalauswerteelektronik (BSA F70). Zur Steuerung des Messablaufs und zur Datenerfassung sowie -auswertung wurde die BSA Flow-Software (v2.12) verwendet.

Das System ist mit einem Laser von Spectral-Physics (Modell 177-G0232; 2 Laser mit Wellenlängen 488 nm und 514.5 nm) betrieben worden. Die verwendete LDA Sonde (Abbildung 7) besitzt einen Durchmesser von 85 mm und wurde mit einem Beam Expander 55X12 betrieben. Der Beam Expander erweitert den Strahlabstand sowie den Strahldurchmesser. Dadurch wird eine Fokussierung der Sondenstrahlen und Messung in einem weiteren Abstand vom Sondenkörper möglich und eine mögliche Störung der Strömung durch den Sondenkörper am Messort minimiert.

Um Messungen innerhalb der Rauigkeiten realisieren zu können, wurde die LDA Sonde mit einem Neigungswinkel  $< 14^\circ$  eingebaut. Entsprechende Korrekturen der vertikalen Komponente  $W$  – sie liegen bei dem verwendeten Winkel bei ca. 3 % – sind in der BSA Flow-Software berücksichtigt worden. Für Messungen der verschiedenen Windkomponenten wurde mit unterschiedlichen Linsenbrennweiten gearbeitet. Bei Messungen der Windkomponenten  $U$  und  $W$  ist mit einer Linsenbrennweite von 800 mm gemessen worden. Mit einer langen Brennweite ist es möglich, durch einen kleinen Neigungswinkel der Sonde mit dem Messort tiefer in die Rauigkeit einzudringen.



**Abbildung 7:** Große LDA Sonde mit Umlenk-Spiegel und Vorsatz.

Strömungsmessungen der Windkomponenten U und V wurden mit einer kürzeren Brennweite von 500 mm durchgeführt. Bei Messungen der Geschwindigkeitskomponenten U und V sind die Laserstrahlen senkrecht zum Boden gerichtet. Mit diesem Aufbau sind Messungen in größeren Höhen eingeschränkt (abhängig von der verwendeten Brennweite), da die verfügbare vertikale Weglänge der z-Achse des Traversiersystems festgelegt ist. Die Wahl der Brennweite wirkt sich auch auf die Größe des Messvolumens aus. Tabelle 1 fasst die resultierenden Größen der einzelnen Messvolumina abhängig von der gewählten Brennweite zusammen.

**Tabelle 1:** Größe der Probenvolumina des verwendeten LDA.

Brennweite	$d_x$ [mm]	$d_y$ [mm]	$d_z$ [mm]
500 mm	0.075	0.075	1.009
800 mm	0.120	0.120	2.579

Die größte Ausdehnung weist das im Schnittpunkt der Laserstrahlen gebildete Messvolumen in Richtung der z-Achse (den gemessenen vertikalen Geschwindigkeitskomponenten) auf.

Da für Messungen mit dem LDA kleinste Streupartikel in der Strömung enthalten sein müssen, ist vor der Einlaufdüse des Kanals kontinuierlich Nebel zugeführt worden. Der Aerosolnebel wurde mit einem Tour Hazer der Firma „Smoke factory“ und gerätespezifischer Nebelflüssigkeit erzeugt.

Die Referenzwindgeschwindigkeit wurde in 2 m Höhe mit einem Prandtlrohr gemessen. Das Drucksignal wurde mit einem MKS-Baratron (Typ 170M-26B) Differenzdruckwandler aufgenommen. Der Differenzdruckwandler ist regelmäßig mit einer Feindruck-Prüfwaage (Fa. Junkalor Dessau) kalibriert worden und zeigte eine Genauigkeit von  $\leq 0.3$  Pa. Das Spannungssignal des Differenzdruckwandlers wurde mit einem Analog/Digital-Wandler (Daqbook2000, Fa. IOtech) in digitale Daten zur Weiterverarbeitung am PC umgesetzt.

Zum Abgleich des Druckgradienten in der Messstrecke mittels verstellbarer Deckenpositionierung sind Druckmessungen im regelmäßigen Abstand an den Kanalseitenwänden an zwölf vorgefertigten Druckbohrungen vorgenommen worden. Die Druckmessungen wurden mit einem Setra PT239 Differenzdruckwandler (Modell P239) erfasst und verarbeitet. Der Setra Differenzdruckwandler wurde ebenfalls regelmäßig mit der Feindruck-Prüfwaage kalibriert. Die Umwandlung des analogen Spannungssignals erfolgte ebenfalls mit dem zur Messdatenerfassung am PC verwendeten Analog/Digital-Wandler (Daqbook2000, Fa. IOtech).

## **4.2 Idealisierte Rauigkeiten**

In dieser Arbeit ist mit einer einfachen Würfelrauigkeit begonnen worden, um die grundsätzliche Abhängigkeit von Geschwindigkeitsprofilen und turbulenten Flüssen innerhalb und oberhalb einer stadtähnlichen Grenzschicht sowohl von der lokalen Gebäudestruktur, als auch gemittelt über eine repräsentative horizontale Fläche untersuchen zu können und um Anschluss an bereits vorhandenes Wissen herzustellen. Mit Hilfe idealisierter Rauigkeiten ist es möglich, gezielt den Einfluss bestimmter Parameter zu visualisieren und zu analysieren. Im Rahmen dieser Arbeit soll der Einfluss durch eine Zunahme der Heterogenität der Rauigkeiten ermittelt werden. Im Folgenden sollen das der Untersuchung zu Grunde liegende Konzept und Unterschiede zur üblichen Verfahrensweise näher erläutert werden.

Im Gegensatz zu Windkanalstudien, in denen ein reales Stadtgebiet untersucht wird, wird in dieser Arbeit keine Grenzschicht mit einem bestimmten Maßstab im Windkanal erzeugt, die dann

auf das eigentliche Untersuchungsgebiet trifft. Stattdessen werden drei Variationen von Würfelfeldern untersucht, die sich über die gesamte Teststrecke des Windkanals erstrecken. Die Packungsdichte wird einheitlich auf  $\lambda_p = 0.25$  festgelegt. Es wird davon ausgegangen, dass sich bei genügend langer Überstreichungslänge über dem Würfelfeld eine Grenzschicht ausbildet, deren aerodynamischen Eigenschaften vom unterliegenden Würfelfeld bestimmt werden. Die Strömungsgrenzschicht befindet sich dann im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit. Werden allein Ergebnisse aus dem Einflussbereich der Rauigkeiten interpretiert, sind diese repräsentativ für die unterliegende Rauigkeit. Eine Normierung der Ergebnisse z.B. mit der Würfelhöhe  $h_w$  bewirkt, dass sich die Ergebnisse verallgemeinern lassen. Sie sind somit – wenn gleiche geometrische Relationen vorliegen und man sich auf den Einflussbereich der Rauigkeit beschränkt – nicht mehr auf einen bestimmten geometrischen Maßstab festgelegt. Dennoch beschränkt das Verhältnis zwischen den erzeugten Wirbelgrößen und der geometrischen Maße die Messungen auf einen physikalisch plausiblen Maßstabsbereich. Dieser wird in Abschnitt 5.1.3 mit Hilfe von Turbulenzlängenmaßen bestimmt.

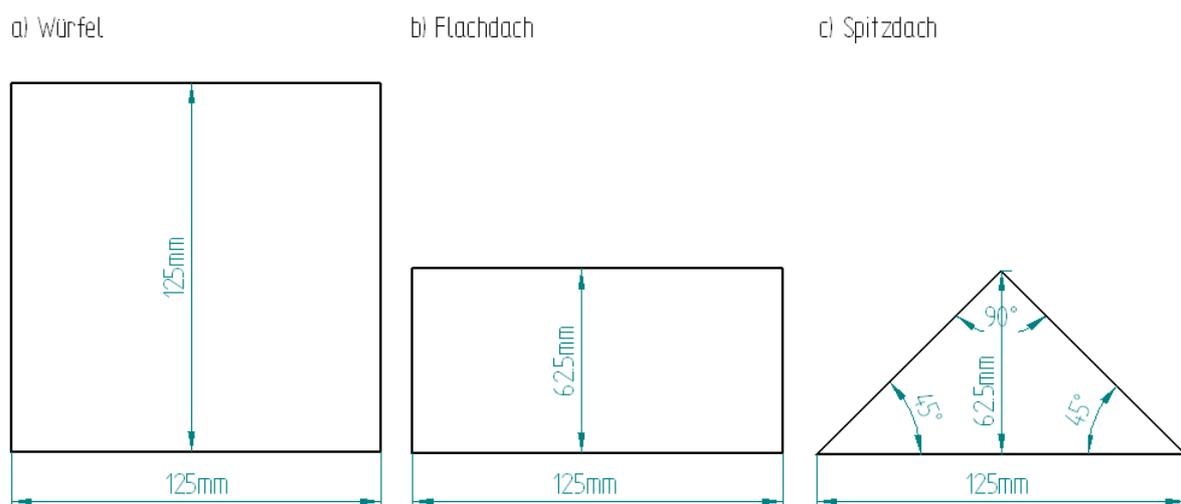
Um einen möglichst großen vertikalen Einflussbereich durch die unterliegenden Würfelfelder zu erreichen, wird ein großes Modellgebiet benötigt. Nur so kann eine ausreichend lange Überstreichungslänge bereitgestellt werden. Nach Wieringa (1993) ist diese nötig, damit sich nicht nur die mittlere, sondern auch die turbulente Strömung an die unterliegende Rauigkeit anpassen kann. Windkanalmessungen von Schultz (2003) haben gezeigt, dass sich über einem regelmäßig angeordneten homogenen Würfelfeld mit der Packungsdichte  $\lambda_p = 0.25$  nach ca. 35 Reihen (= 70 h) Überstreichungslänge konstante Werte der Turbulenzintensität bis zu einer Höhe von mindestens 3 h einstellen, also in diesem Bereich ein Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit vorliegt. Ein ähnlicher Befund ergab sich in den Messungen von Cheng und Castro (2002b). Bei einem Rauigkeitssprung von einer dreidimensionalen Rauigkeit (Winkel) zu einer zweidimensionalen Rauigkeit (Stahlbalken mit  $B \times H = 5 \times 5$  mm) wurde eine Überstreichungslänge von ca.  $300 z_{02}$  (ca. 67 h) benötigt, bis sich die Strömung bis zum Oberrand der Rauigkeitsschicht (ca. 4 h) im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befand. Die Definition des Gleichgewichts basiert bei Cheng und Castro (2002b) auf der Höhe, in der der Unterschied zwischen den Geschwindigkeiten der voll entwickelten Strömung und der Strömung aus der Übergangsregion auf unter 5 % gesunken ist. Auf Grundlage dieser Ergebnisse wurde festgelegt, dass das Würfelfeld über die gesamte Windkanalstrecke ausgedehnt wird, um eine ausreichende Überstreichungslänge zu erreichen. Ziel war es, dass sich die Strömung bis zum Oberrand der zu erwartenden Rauigkeitsschicht im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befindet. Des Weiteren wurde die

Größe der Rauigkeitselemente so festgelegt, dass sich einerseits vor dem detailliert vermessenen Untersuchungsgebiet die Strömung über eine Länge von mindestens 70 h entwickeln konnte und andererseits möglichst große Abmessungen für räumlich hochaufgelöstes Messen geschaffen wurden.

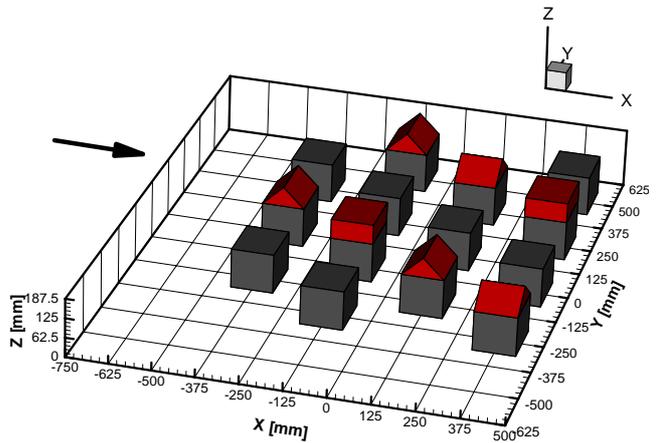
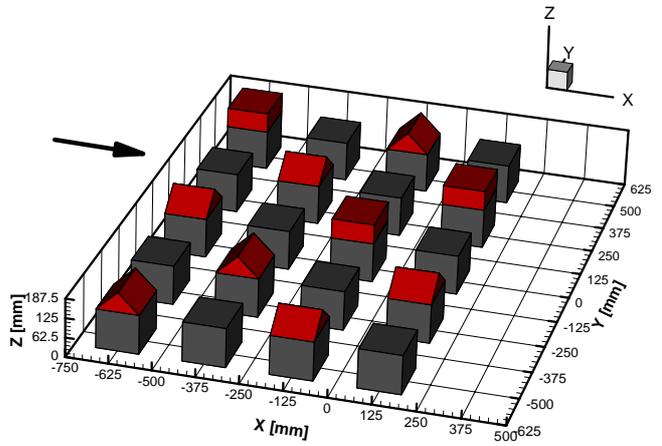
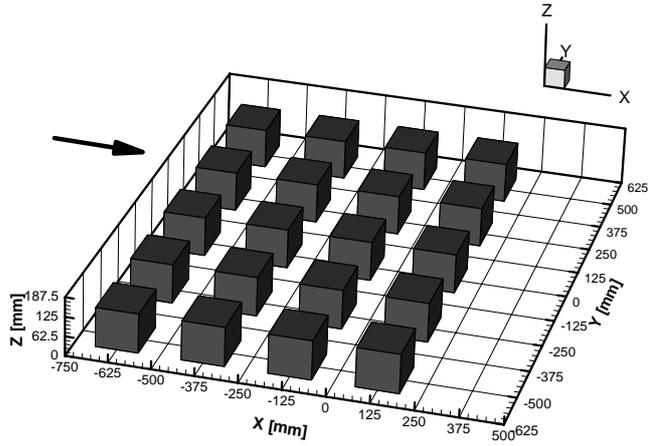
#### 4.2.1 Untersuchte Varianten

Im Rahmen der hier vorgestellten Messkampagne sind ca. 800 scharfkantige Würfel mit einer Kantenlänge von 125 mm aus MDF Pressholz gefertigt worden. Es besteht die Möglichkeit, jeden Würfel zusätzlich mit einem Dachaufsatz zu versehen. Dabei kamen zwei unterschiedliche Arten von Aufsätzen zum Einsatz: ein so genanntes Flachdach, das die Form eines Quaders mit der Grundfläche der Würfel, aber nur die halbe Höhe aufweist sowie eine Spitzdachform. Die Gesamthöhe des Spitzdaches beträgt ebenfalls die halbe Würfelkantenlänge, somit ergibt sich für die Spitze des Daches ein Winkel von  $90^\circ$  und für die Dachschrägen ergibt sich je ein Winkel von  $45^\circ$  (Abbildung 8).

Insgesamt sind drei unterschiedliche Konfigurationen von Rauigkeiten untersucht worden. Konfiguration 1 besteht aus einer regelmäßigen Anordnung von Würfeln ohne Dach-Aufsätze, wie in Abbildung 9 (oben) dargestellt. Die so erzeugte Rauigkeitsoberfläche ist höhenkonstant. Von Konfiguration 1 zu Konfiguration 2 wird die Rauigkeit so verändert, dass ein möglichst großer Sprung von einer homogenen Rauigkeitsoberfläche zu einer heterogenen Rauigkeit erzielt wird.



**Abbildung 8:** Querschnitt durch a) Würfel, b) Flachdach und c) Spitzdach



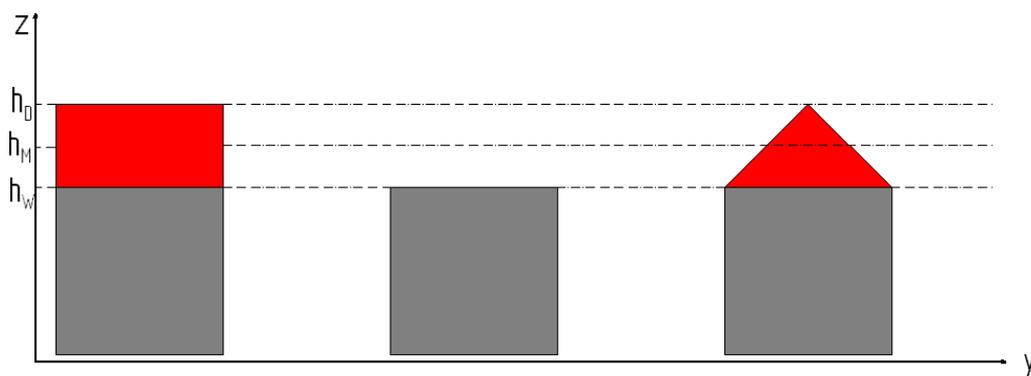
**Abbildung 9:** Darstellung der drei untersuchten Konfigurationen im Windkanal. Oben: Regelmäßige Anordnung ohne Dachaufsätze (Konfiguration 1). Mitte: Regelmäßige Anordnung mit Dächern (Konfiguration 2). Unten: Versetzte Anordnung mit Dächern (Konfiguration 3). Links abgebildet sind Fotos der untersuchten Konfiguration, während rechts das jeweils verwendete Intensivmessfeld schematisch dargestellt ist.

Die Würfel wurden zwar wieder regelmäßig angeordnet, aber im Gegensatz zu Konfiguration 1 wurde jeder zweite Würfel entweder mit einem Spitz- oder einem Flachdach versehen. Die Ausrichtung eines Spitzdaches erfolgte abwechselnd längs ( $0^\circ$ ) und quer ( $90^\circ$ ) zur Strömung. In Konfiguration 3 wurden die Würfel zusätzlich versetzt angeordnet, um Anschluss an ein „realistischeres“ Stadtbild zu finden.

Da es ein Ziel der Messkampagne ist, die Rauigkeitsschicht und die Trägheitsschicht besonders hoch aufzulösen, wurden die Würfel mit 125 mm Kantenlänge relativ groß gewählt. Dadurch lässt sich eine gute räumliche Auflösung realisieren. Des Weiteren haben große Würfel auch messtechnische Vorteile. Bei der gewählten Packungsdichte von  $\lambda_p = 0.25$  vergrößert sich der Abstand der Würfel zueinander, damit werden zusätzliche Bereiche zwischen den Würfeln einer Messung zugänglich. Diese hohe Packungsdichte der Würfel wurde gewählt, da die untersuchten Würfelfelder idealisierte Städte repräsentieren sollen. Nach Theurer (1993) entsprechen typische Packungsdichten für städtische Bebauung  $\lambda_p = 0.1$  (Vorstadt, Einfamilienhäuser) bis  $\lambda_p \approx 0.5$  (Stadtzentrum, Großstadt). Die meisten Messungen wurden in einem so genannten Intensivmessfeld durchgeführt, das nach einer Überstreichungslänge von  $90 h$  in der Kanalmitte im Rauigkeitsfeld definiert ist.

#### 4.2.2 Geometrische Beschreibung der verwendeten Rauigkeiten

Die Variabilität der Würfelhöhen erlaubt drei verschiedene Höhen-Definitionen. Die einfachen Würfel aus Konfiguration 1 haben eine Würfelhöhe (Kantenlänge) von  $h_w = 125$  mm. Für Würfel mit einem Dachaufsatz (Konfigurationen 2 und 3) beträgt die Höhe bis zum Dachfirst  $h_D = 187.5$  mm. Abbildung 10 stellt diese drei Definitionen der verwendeten Höhen schematisch dar.



**Abbildung 10:** Definition verschiedener Höhen in einem heterogenen Würfelfeld

In den gemischten Würfelfeldern lässt sich zusätzlich noch eine über alle Würfel mit und ohne Dach arithmetisch gemittelte Höhe  $h_M = 156.25$  mm definieren. Um der aerodynamischen Wirkung einer Rauigkeit besser Rechnung tragen zu können, besteht als weitere Möglichkeit, die einzelnen Rauigkeitselementhöhen gewichtet mit der Frontflächenzahl zu mitteln. Auf diese Weise erhält man für die untersuchten heterogenen Rauigkeiten eine mittlere Höhe  $h_{Mf} = 161.6$  mm. Diese wurde aber aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht in Abbildung 10 eingezeichnet.

In Abschnitt 3.1 sind weitere Parameter zur geometrischen Beschreibung einer Rauigkeit eingeführt worden. Diese sind für die untersuchten Rauigkeitskonfigurationen berechnet und in Tabelle 2 zusammengefasst worden. Die Packungsdichte des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes beträgt  $\lambda_p = 0.25$ , das entspricht einem Aspektverhältnis  $\lambda_s = W/h_w = 1$ . In den Konfigurationen 2 und 3 wird der Abstand der Würfel zueinander beibehalten, es ergibt sich aber durch die zusätzlichen Dachaufbauten, die eine Erhöhung von  $h_M$  bewirken, ein Aspektverhältnis von  $\lambda_s = 0.8$ . In den gemischten Feldern aus Konfiguration 2 und Konfiguration 3 wurde die Berechnung der Packungsdichte  $\lambda_p$ , der kompletten Packungsdichte  $\lambda_c$  und der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  jeweils für eine sich vollständig wiederholende Einheit berechnet. Als eine sich wiederholende Einheit wird der Abschnitt im Würfelfeld definiert, bis zu dem sich das Aufstellungsmuster wiederholt. Diese Einheiten sind zum Teil sehr groß und erstrecken sich im regelmäßig angeordneten Raster über sechs und im versetzt angeordneten Raster über insgesamt zwölf Reihen des Würfelfeldes (vergleiche Abbildung 12). Die Berechnung der dimensionslosen Parameter soll anhand der Frontflächenzahl des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Dächern verdeutlicht werden. Zunächst wird die Frontfläche  $A_f$  (siehe Abbildung 2) für jede auftretende Würfelform berechnet, dabei ist ein quer zur Anströmung orientiertes Spitzdach wie ein Flachdach zu behandeln. Somit ergeben sich folgende Werte für  $A_f$ :

Würfel:  $A_f = h_w^2 = (125 \text{ mm})^2 = 15625 \text{ mm}^2$

Würfel + Spitzdach  $0^\circ$ :  $A_f = (125 \text{ mm})^2 + (125 \cdot 62.5 / 2) \text{ mm}^2 = 19531 \text{ mm}^2$

Würfel + Spitzdach  $90^\circ$ :  $A_f = (125 \text{ mm})^2 + (125 \cdot 62.5) \text{ mm}^2 = 23438 \text{ mm}^2$

Würfel + Flachdach:  $A_f = (125 \text{ mm})^2 + (125 \cdot 62.5) \text{ mm}^2 = 23438 \text{ mm}^2$

In einer sich wiederholenden Einheit befinden sich 33 einfache Würfel und je 11 Würfel mit einem Spitzdach mit Giebel zum Wind (Spitzdach  $0^\circ$ ), Spitzdach mit Giebel um  $90^\circ$  gedreht (Spitzdach  $90^\circ$ ) und einem Flachdach. Die Gesamtfläche einer sich wiederholenden Einheit im

regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern besteht aus 6 Reihen mit je 11 Würfeln und 10 Zwischenräumen und beträgt  $A_{t\text{ Einheit}} = 21 * 125 \text{ mm} * 6 * 250 \text{ mm} = 3937500 \text{ mm}^2$ . Die gesamte Frontflächenzahl  $\lambda_f$  errechnet sich dann aus dem Verhältnis der aufsummierten Frontflächen  $A_f$  und der Gesamtfläche  $A_{t\text{ Einheit}}$  zu

$$\lambda_f = \frac{\sum A_f}{A_t} = \frac{33A_{f\text{ Würfel}} + 11A_{f\text{ Spitzdach}0^\circ} + 11A_{f\text{ Spitzdach}90^\circ} + 11A_{f\text{ Flachdach}}}{A_{t\text{ Einheit}}} = \frac{1246094 \text{ mm}^2}{3937500 \text{ mm}^2} = 0.32$$

Es wird darauf hingewiesen, dass leicht andere Werte der Parameter komplette Packungsdichte  $\lambda_c$  und Frontflächenzahl  $\lambda_f$  erhalten werden, wenn die Parameter nicht wie oben ausgeführt, sondern für jede auftretende Rauigkeitselementform berechnet und dann über alle vier Rauigkeitselementformen gemittelt wird. Der Unterschied ist bei der Frontflächenzahl vernachlässigbar klein, erhöht sich jedoch bei der kompletten Packungsdichte auf fast 10 %. Der Grund hierfür liegt in der Definition der Gesamtfläche. Die Gesamtfläche  $A_{t\text{ Einheit}}$  besteht in der Lateralebene aus 11 Rauigkeitselementen mit lediglich 10 Zwischenräumen. Eine Einzelbetrachtung der Parameter für jede Rauigkeitselementform weist dagegen jedem Element einen Zwischenraum zu, so dass es theoretisch 11 Rauigkeitselemente und 11 Zwischenräume gibt.

**Tabelle 2:** Übersicht der Rauigkeitsparameter aller drei Konfigurationen nach den Definitionen aus Kapitel 3. Zum Vergleich werden sie typischen Stadtdate von amerikanischen (aus Grimmond und Oke (1999)) und typischen europäischen Städten (aus Theurer (1993)) gegenübergestellt.

Konfiguration	$\lambda_h$ [-]	$\lambda_s$ [-]	$\lambda_p$ [-]	$\lambda_f$ [-]	$\lambda_c$ [-]
1: regelmäßige Anordnung, ohne Dächer	0	1.	0.25	0.25	1.25
2: regelmäßige Anordnung, mit Dächern	0.4	0.8	0.25	0.32	1.53
3: versetzte Anordnung, mit Dächern	0.4	0.8	0.25	0.32	1.53
Grimmond und Oke (1999)	-----	0.7-2.3	0.33-0.58	0.13-0.33	1.31-2.20
Theurer (1993)	0.2-0.35	0.4-5.0	0.1-0.5	0.10-0.15	----

Tabelle 2 zeigt, dass die Rauigkeitsparameter der hier verwendeten, idealisierten Rauigkeiten mit Referenzwerten von realen Städten vergleichbar sind. Die Frontflächenzahl  $\lambda_f$  erreicht nach

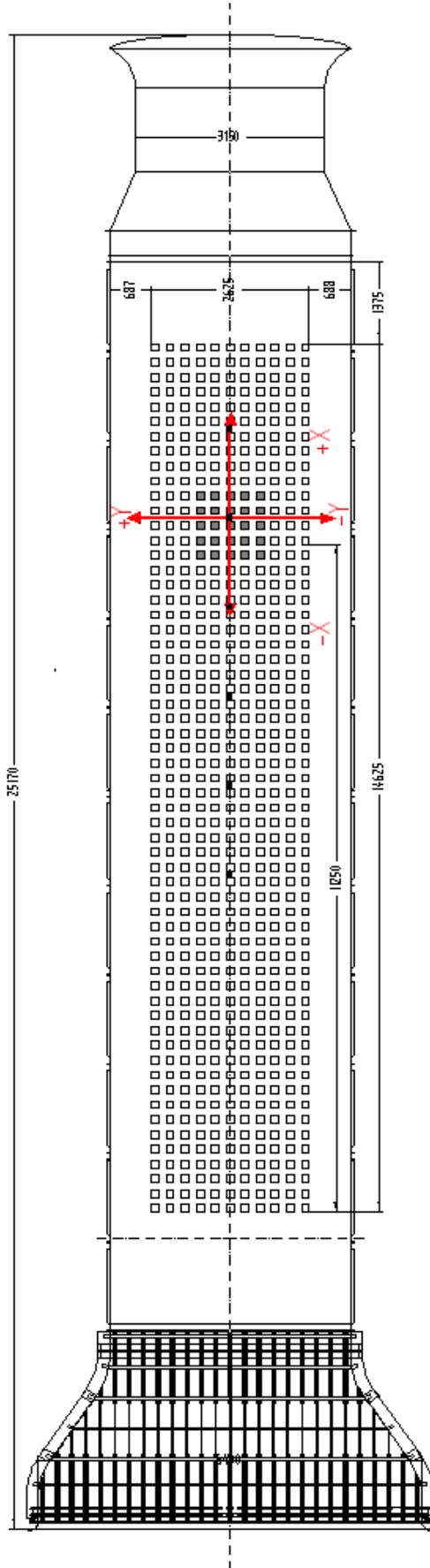
Theurer (1993) typische Werte zwischen  $\lambda_f = 0.1$  und  $\lambda_f = 0.15$ , wobei die Frontflächenzahl stark von der Anströmungsrichtung abhängig ist. Andere in Theurer (1993) zitierte Naturstudien werden mit Frontflächenzahlen  $\lambda_f = 0.07$  bis  $\lambda_f = 0.27$  angegeben. Ähnliche Werte mit  $\lambda_f = 0.1$  bis  $\lambda_f = 0.3$  werden von Grimmond und Oke (1999) für amerikanische Städte angegeben (siehe deren Appendix A). Die hier untersuchten Konfigurationen ergeben Frontflächenzahlen von  $\lambda_f = 0.25$  für Konfiguration 1 und  $\lambda_f = 0.32$  für die Konfiguration 2 und 3.

### 4.2.3 Versuchsaufbau im Windkanal

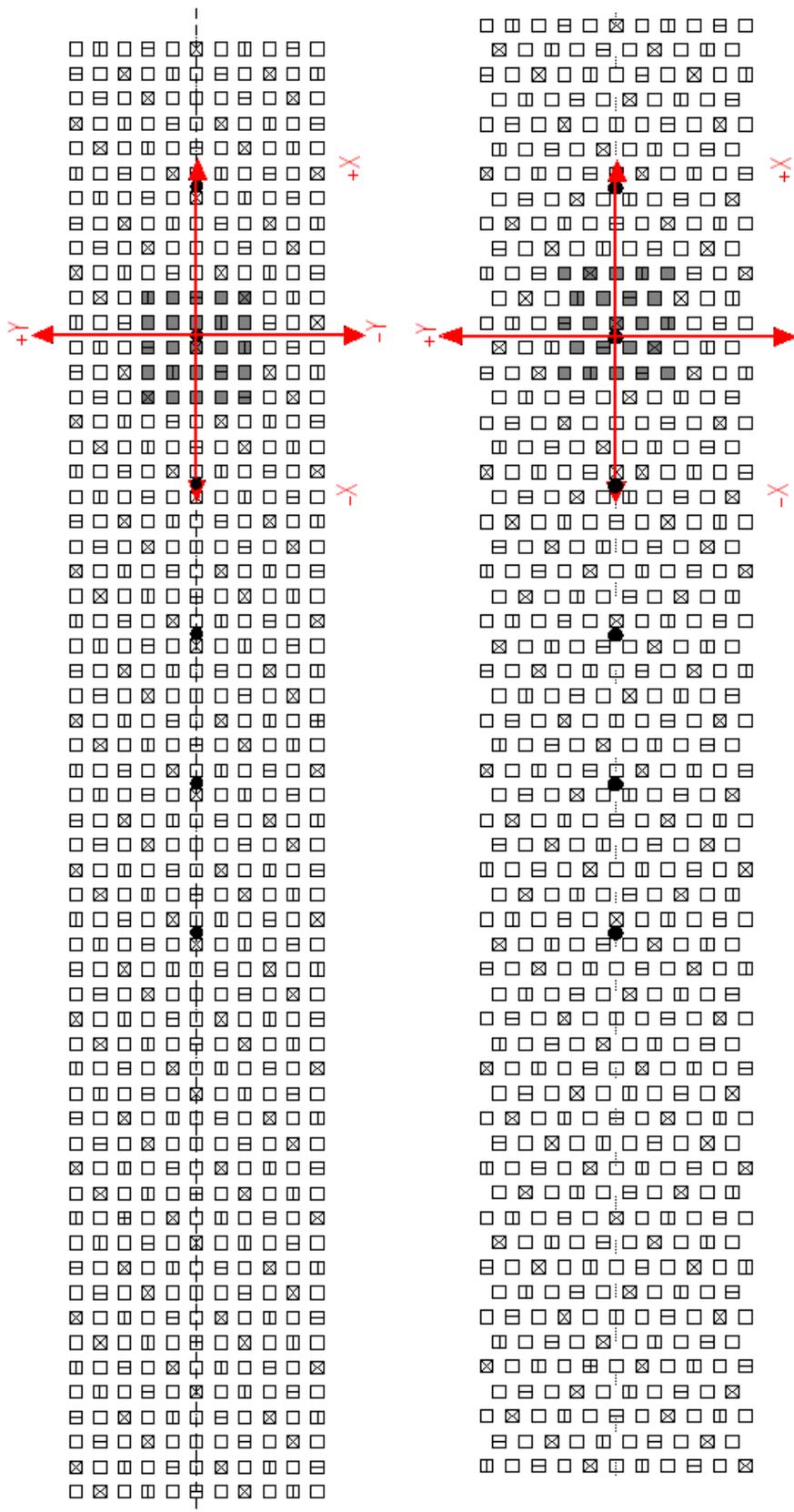
Der Boden des Windkanals wurde mit matt-schwarz gestrichenen, ebenen Bodenplatten komplett ausgelegt. Auf diesen Bodenplatten sind mit Hilfe eines Anschlaglineals die Würfel der Kantenlänge 125 mm als Feld angeordnet worden.

Ein Würfelfeld besteht insgesamt aus 59 Reihen mit je 11 Würfeln bei regelmäßiger und abwechselnd 10 oder 11 Würfeln bei versetzter Anordnung pro Reihe. Als Grenzschichtentwicklungsstrecke wirken die ersten 45 Reihen, bevor sich das Intensivmessfeld, bestehend aus 4 Reihen, anschließt. Die letzten zehn Reihen dienen als „Platzhalter“ und sollen Randeffekte, die durch den Rauigkeitssprung am Ende des Würfelfeldes entstehen könnten, minimieren. Die Würfel im Intensivmessfeld sind mit besonderer Sorgfalt ausgerichtet und mit Silikon auf dem Kanalboden verklebt worden. Im Intensivmessfeld wurde der Hauptteil aller Messungen durchgeführt. Die Größe des Intensivmessfeldes variierte für die verschiedenen Konfigurationen. Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, sind drei Konfigurationen mit gleichem Würfelabstand, aber Veränderungen in der Anordnung und der Dachform untersucht worden.

Abbildung 11 zeigt eine schematische Übersicht des Versuchsaufbaus (Konfiguration 1: regelmäßig angeordnet, ohne Dachaufbauten) im Windkanal. Abbildung 11 ist zu entnehmen, dass das Koordinaten-System in Bezug zum Hauptmessfeld definiert ist. In der longitudinalen Richtung (x-Achse) liegt der Nullpunkt in der Mitte der „Straßenschlucht“ zwischen Reihe 46 und Reihe 47. Dieser Ursprung wurde gewählt, da in dieser „Straßenschlucht“ die meisten Messungen durchgeführt wurden. In lateraler Richtung ist der Ursprung des Koordinatensystems in der Kanalmitte gewählt worden. Die z-Achse ist, vom Windkanalboden ausgehend, in positive Richtung mit zunehmender Höhe definiert. Abbildung 12 zeigt die Unterschiede zwischen den beiden Würfelfeldern der Konfigurationen 2 und 3.



**Abbildung 11:** Schematische Übersicht des Versuchsaufbaus. Eingezeichnet sind das verwendete Koordinatensystem (rote Pfeile), sowie die Messorte der Grenzschnittentwicklungsmessungen (schwarze Punkte). Dunkelgrau eingefärbte Würfel kennzeichnen das Intensivmessfeld.



**Abbildung 12:** Schematische Darstellung der Würfelfelder mit Dachaufbauten aus den Konfigurationen 1 und 2. Oben: regelmäßige, unten versetzte Anordnung. Grau markiert ist das Intensivmessfeld.

- ☒ Würfel mit einem Flachdachaufbau,
- ▤ Spitzdach mit Giebel zum Wind,
- ▥ Spitzdach 90° gedreht,
- kein Dach

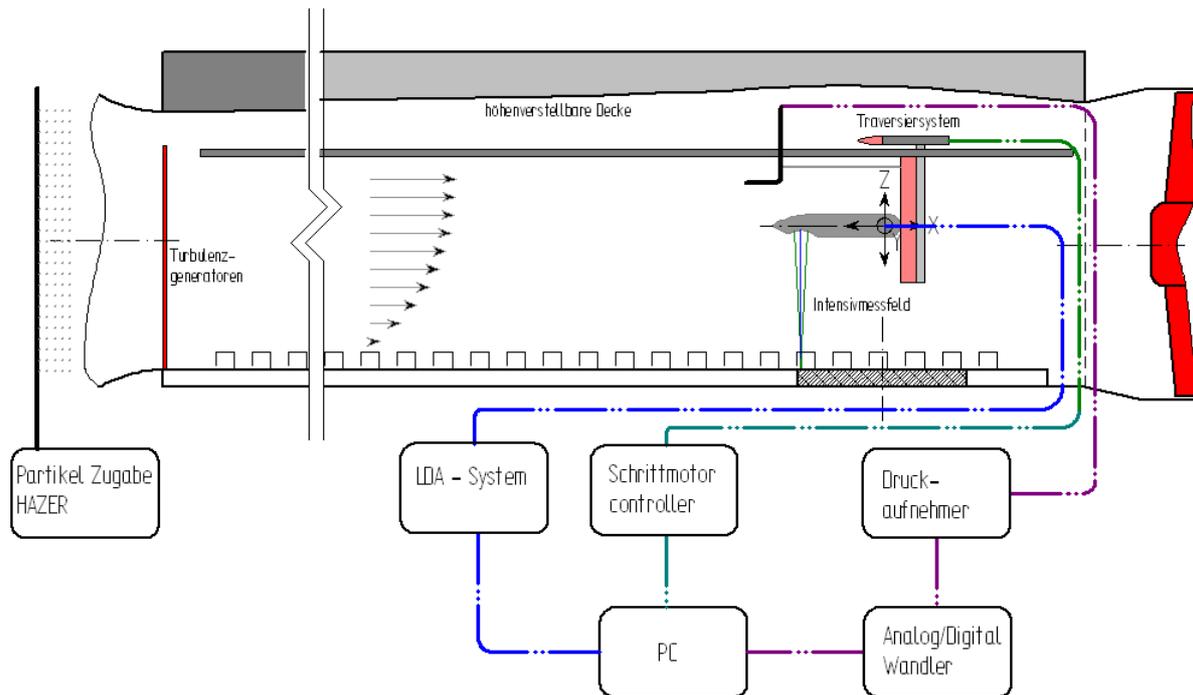
Durch die versetzte Anordnung der Würfel in Konfiguration 3 konnte nicht das gleiche Dachrasster wie in Konfiguration 2 aufgestellt werden, da sonst der Wechsel zwischen Würfel ohne Dach und Würfel mit Dach sowie der Wechsel der Dachform nicht eingehalten werden könnte und die Heterogenität der Rauigkeit verloren ginge. Abbildung 12 stellt die beiden Konfigurationen 2 und 3 mit verwendeten Dachaufbauten schematisch dar. Das Koordinatensystem ist auf die gleiche Weise definiert wie in Abbildung 11. Die in Grau eingefärbten Würfel markieren in Abbildung 11 und Abbildung 12 die Lage des Intensivmessfeldes.

Während der gesamten Messkampagne sind parallel Referenzgeschwindigkeitsmessungen mit einem Prandtlrohr durchgeführt worden, das deutlich oberhalb des Würfelfeldes angebracht war. Die Daten vom Prandtlrohr sind eine unabhängige Referenzmessung, welche die Anströmungsbedingungen dokumentiert, und werden zur Normierung der Geschwindigkeitsfelder im Messgebiet verwendet. Da jede der drei untersuchten Konfigurationen eine unterschiedliche Grenzschicht ausbildet und die unterschiedlichen Charakteristiken dieser Grenzschichten untersucht werden sollen, ist eine Position des Prandtlrohres oberhalb dieser Grenzschichten, in der Freistromgeschwindigkeit sinnvoll. Das Prandtlrohr befand sich 2 m über Grund und war direkt am z-Schwert des Traversiersystems befestigt. Dadurch wurde immer eine Messung an der longitudinalen und lateralen Position der LDA Sonde durchgeführt, wobei der Abstand zwischen Sondenachse und Prandtlrohr 1.15 m beträgt. Für alle drei untersuchten Konfigurationen ist bei gleicher Drehzahl des Axialventilators die gleiche Geschwindigkeit am Prandtlrohr gemessen worden. Dies belegt, dass die Messungen des Prandtlrohres in der Freistromgeschwindigkeit durchgeführt wurden und somit tatsächlich als unabhängige Referenz verwendet werden können.

Eine Gesamtübersicht über den prinzipiellen Versuchsaufbau gibt Abbildung 13.

### **4.3 Durchgeführte Experimente**

Die in den vorangegangenen Kapiteln dargestellten Grundlagen der städtischen Grenzschicht haben ergeben, dass mehr Information über ihr Strömungsfeld benötigt wird. Aus diesem Grund wurden systematische Strömungsmessungen im Grenzschicht-Windkanallabor des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg durchgeführt, die zur Klärung der genannten Fragestellungen beitragen sollen. Dazu sind drei unterschiedliche Arten von Experimenten durchgeführt worden, die im Folgenden näher erläutert werden:



**Abbildung 13:** Schematische Darstellung des Versuchsstands mit Instrumentierung.

## 1. Messung bei unterschiedlicher Anströmungsbedingung

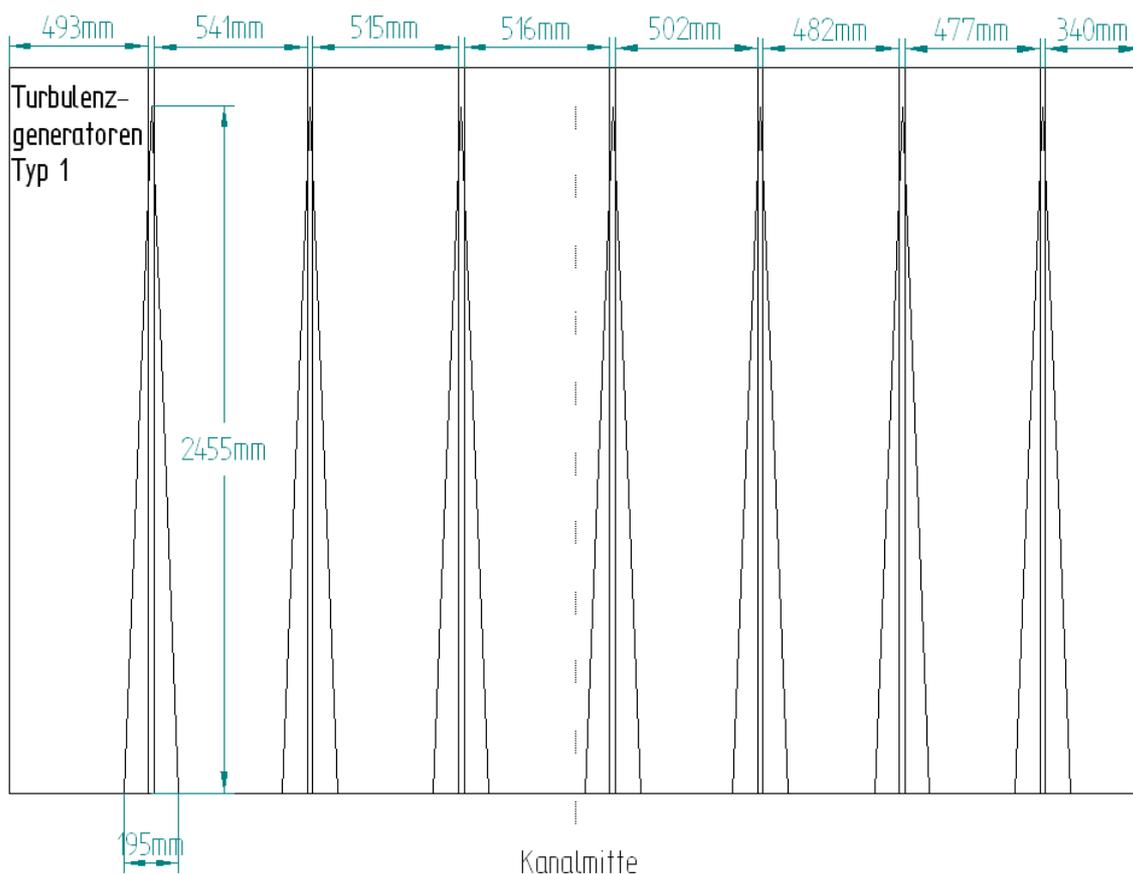
Zu Beginn dieses Kapitels wurde erläutert, dass keine vorbestimmte Grenzschicht für die idealisierten Rauigkeiten erzeugt wurde. Stattdessen wird davon ausgegangen, dass nach einer genügend langen Überstreichungslänge eine interne Grenzschicht erzeugt wird, die ausschließlich von der unterliegenden Rauigkeit bestimmt ist. Es stellt sich die Frage, welche Ausdehnung diese interne Grenzschicht im Bereich des Intensivmessfeldes besitzt. Um diese Frage zu beantworten, sind folgende Messungen durchgeführt worden:

An mindestens 2 Positionen im Intensivmessfeld sind Profilmessungen am selben Messort bei drei unterschiedlichen Anströmungsbedingungen durchgeführt worden. Ist die Strömung hauptsächlich von der unterliegenden Rauigkeit beeinflusst, müssen Profile, die am gleichen Messort, aber bei unterschiedlichen Anströmungsbedingungen gemessen wurden, im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Da sich das Würfelnetz über die ganze Kanalstrecke ausdehnte (Abschnitt 4.2), wurde mit verschiedenen Varianten von Turbulenzgeneratoren (engl. „spires“) gearbeitet, um verschiedene Anströmungsbedingungen zu erhalten. In der ersten Variante wurden Messungen ohne jegliche Art von Turbulenzgeneratoren durchgeführt, d.h. die vorgegebene An-

strömung war sehr turbulenzarm. In der zweiten Variante wurden mehrere kleine Turbulenzgeneratoren (Typ 1,

Abbildung 14) verwendet, während in der dritten Variante drei große und breite Turbulenzgeneratoren (Typ 2, Abbildung 15) eingebaut wurden. Letztere erzeugen eine hochturbulente Strömung mit großen Turbulenzelementen. Turbulenzgeneratoren vom Typ 2 fanden im VALIUM-Projekt (Pascheke, 2008) zur Modellierung einer städtischen Grenzschicht über dem Stadtgebiet Hannover Verwendung. Die turbulenzarme Anströmung ohne Turbulenzgeneratoren entspricht eher einer Anströmung wie sie über glatten Oberflächen (z.B. Wasserflächen) entsteht.

Zur Dokumentation der Grenzschicht wurden über den Würfelfeldern aller drei Konfigurationen 6 Profile entlang der Mittellinie des Windkanals in einem Abstand von 1500 mm ( $12 h_w$ ) gemessen. Die Positionen wurden durch schwarze Punkte in den Abbildungen 11 und 12 markiert.



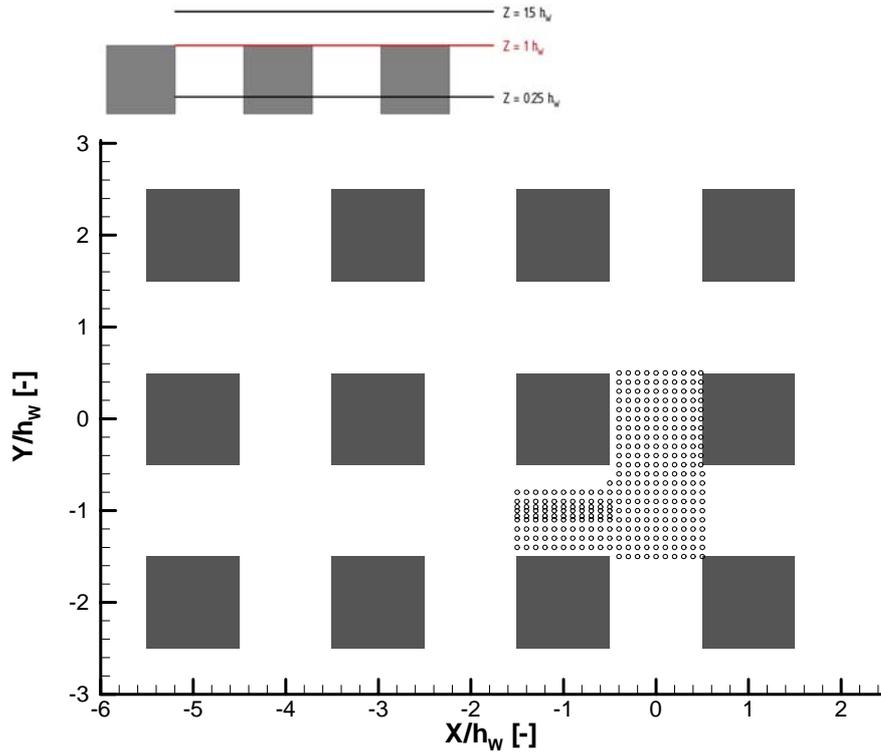
**Abbildung 14:** Schematische Darstellung der verwendeten Turbulenzgeneratoren vom Typ 1.



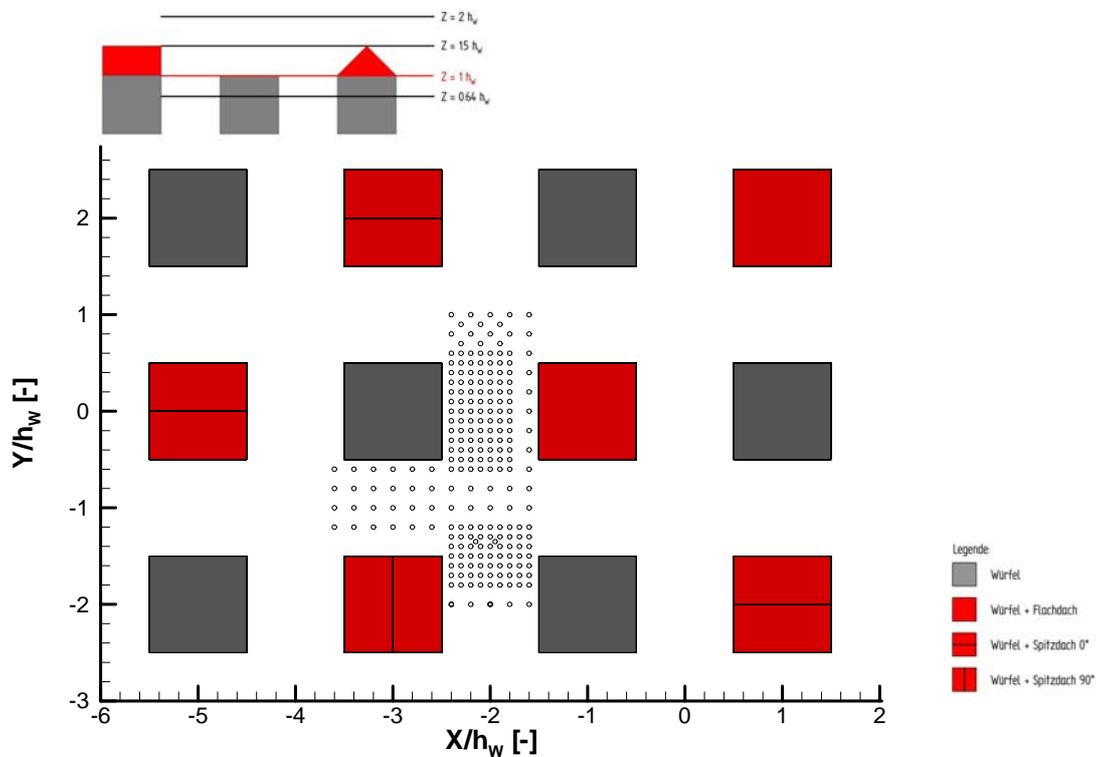
der Laserstrahlen und machten so eine Messung unmöglich. Auf eine Erhöhung des Neigungswinkels der Sonde wurde verzichtet, um die Messunsicherheit nicht durch zusätzliche Beträge der Windgeschwindigkeitskomponente  $V$ , die durch eine diagonale Lage des Probenvolumens entstehen können, zu erhöhen. Die Abbildung 16 und Abbildung 17 zeigen die verwendete Messpunktdichte und die Fläche, die abgedeckt wurde, am Beispiel einer Messung der Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $W$  in Ebenen auf der Höhe  $z = 1h_w$ . Zusätzlich zu Messungen in Horizontalebene sind ebenfalls Messungen in Vertikalebene durchgeführt worden. Im Würfeld ohne Dachaufbauten wurde in zwei  $x - z$  Ebenen die Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $W$  an den Positionen  $y = 0$  und  $y = 0.5 h_w$  und in einer  $y - z$  Ebene der Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $V$  an der Position  $x = -1 h_w$  gemessen. Im regelmäßig angeordneten Würfeld mit Dächern (Konfiguration 2) ist ebenfalls in einer  $y - z$  Ebene an der Position  $x = -3 h_w$  gemessen worden. Eine vollständige Übersicht über alle Messungen der Geschwindigkeitskomponenten in Ebenen und die Anzahl der Messpunkte pro Ebene wird in Tabelle 3 gegeben.

**Tabelle 3:** Übersicht über die Position und Anzahl der gemessenen Punkte in den untersuchten Ebenen.

Ebene	Konfiguration 1			Konfiguration 2		
	Position	Komp.	Messpunkte	Position	Komp.	Messpunkte
x-y	$z=0.25 h_w$	U, V	106	$z=0.64 h_w$	U, V	101
		U, W	135		U, W	113
	$z=1 h_w$	U, V	127	$z=1 h_w$	U, V	124
		U, W	309		U, W	219
	$z=1.5 h_w$	U, V	43	$z=1.5 h_w$	U, V	103
		U, W	96		U, W	103
	-----	-----	-----	$z=2 h_w$	U, V	95
	-----	-----	-----		U, W	53
x-z	$y=0 h_w$	U, W	93	-----	-----	-----
		U, W	105	-----	-----	-----
y-z	$x= -1 h_w$	U, V	60	$x= -3 h_w$	U, V	77



**Abbildung 16:** Messraster für die Geschwindigkeitskomponenten U und W in einer gemessenen Horizontalebene in Höhe  $z = 1h_w$  für Konfiguration 1.



**Abbildung 17:** Messraster für die Geschwindigkeitskomponenten U und W in einer gemessenen Horizontalebene in Höhe  $z = 1h_w$  für Konfiguration 2.

### 3. Messung von Vertikalprofilen

Diese Messungen bilden den Hauptbestandteil dieser Arbeit. Im Intensivmessfeld wurde ein Messraster hochaufgelöster Vertikalprofile der Geschwindigkeitskomponenten  $U$  und  $W$  gemessen. Die Anströmung wurde mit Turbulenzgeneratoren vom Typ 1 erzeugt. Soweit es messtechnisch möglich war, wurden die Profilmessungen sowohl innerhalb als auch oberhalb der Rauigkeit durchgeführt. Der vertikale Messbereich erstreckte sich bei Konfiguration 1 (regelmäßig angeordnetes Würfeld ohne Dächer) von  $z = 0.25 h_w$  bis  $z = 6 h_w$ . Wegen der zusätzlichen Dachaufbauten konnte für die beiden Konfigurationen mit Dächern nur ein vertikaler Messbereich von  $z = 0.64 h_w$  ( $0.51 h_M$ ) bis  $6 h_w$  ( $4.8 h_M$ ) realisiert werden. Die vertikale Messpunktdichte der Profile beträgt dabei mindestens 24 Messpunkte. Zur Festlegung der horizontalen Lage und Dichte des Profilarasters wurden ausgewertete Flächenplots der Strömungsmessungen der Horizontalebene hinzugezogen. Dabei wurden charakteristische Zonen des Strömungsfeldes der Horizontalebene identifiziert, die bei der Wahl der Profillokalisierungen berücksichtigt wurden. Ziel dieses Verfahrens war es, möglichst repräsentative Profile zu erhalten. Eine weiterführende Analyse über die Repräsentativität der gemessenen Profile folgt in Abschnitt 5.3. Die einzelnen Messpositionen der Profilaraster können der Abbildung 18 und Abbildung 19 entnommen werden.

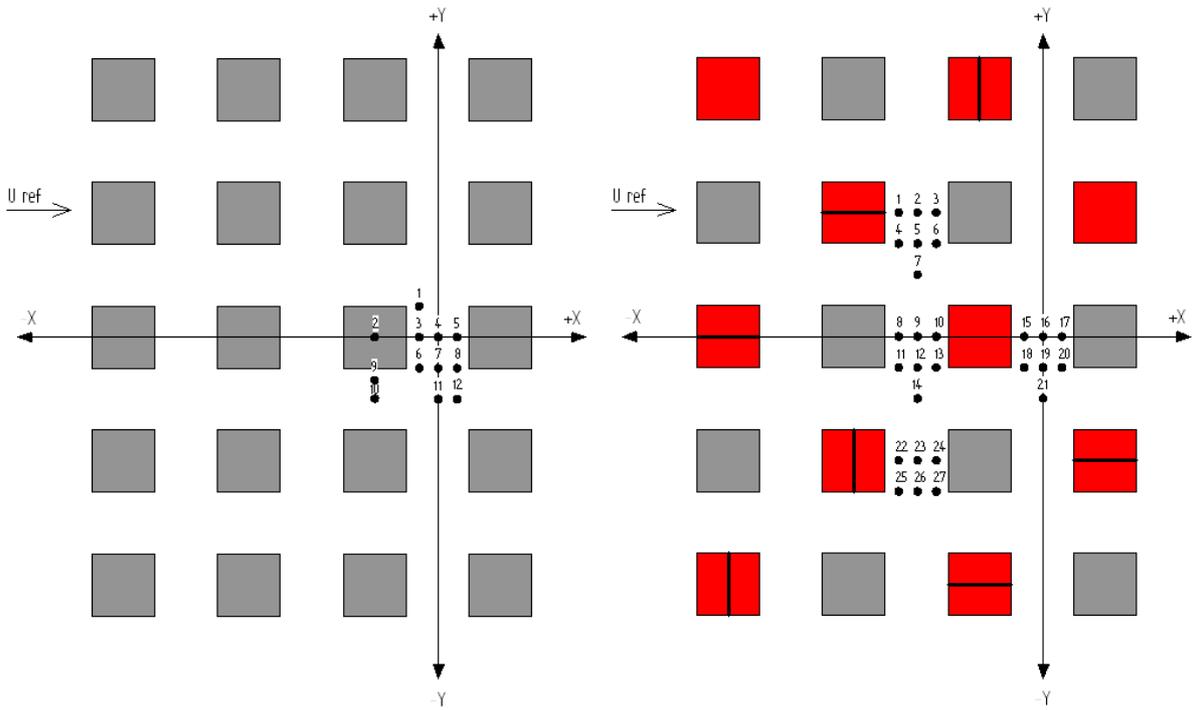


Abbildung 18: Profilpositionen relativ zu den Würfeln der Konfiguration 1 (links) und der Konfiguration 2 (rechts).

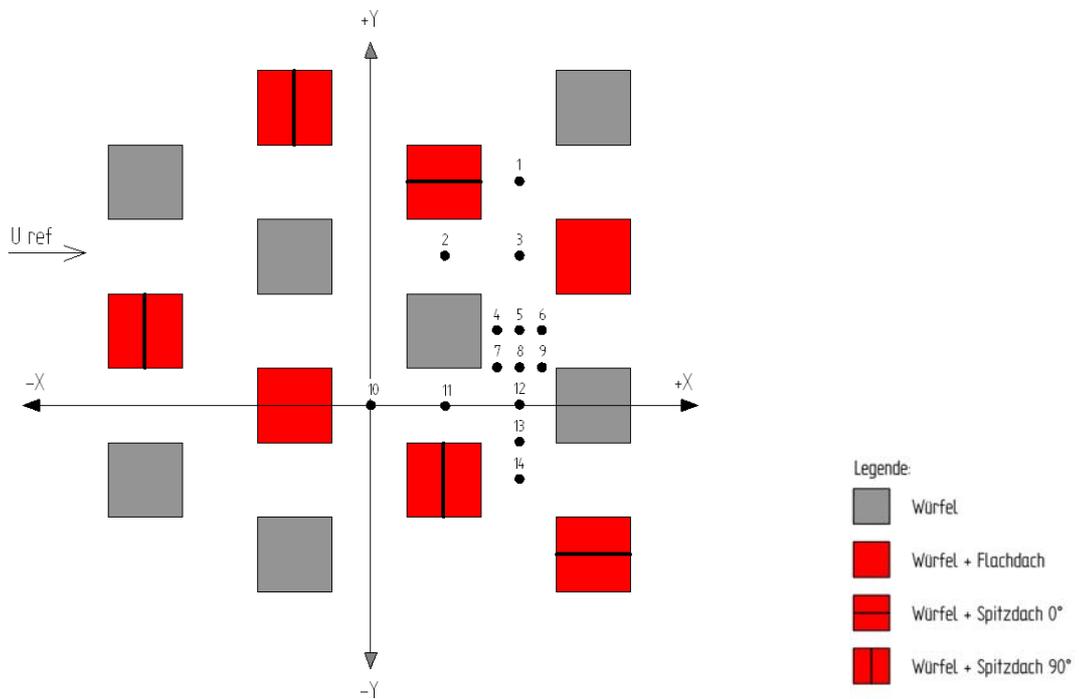


Abbildung 19: Profilpositionen relativ zu den Würfeln der Konfiguration 3.

## 5 Modellierungs- und Datenqualität

Eine zuverlässige Interpretation und Bewertung der Messergebnisse kann nur auf Grund einer guten und umfassenden Versuchsdokumentation erfolgen. Abschnitt 5.1 widmet sich der Versuchsdokumentation der Windkanalexperimente. In Abschnitt 5.2 wird der Vertrauensbereich der Messdaten ermittelt. Dieser wird über die Wiederholbarkeit von Einzelmessergebnissen bestimmt. In der Wiederholbarkeit werden Messunsicherheiten erfasst, die sich sowohl aus der Gerätegenauigkeit als auch durch eine zeitlich begrenzte Zeitserienlänge ergeben. Somit behandelt der Abschnitt 5.2 auch die zeitliche Repräsentativität der durchgeführten Messungen. In Abschnitt 5.3 wird dagegen die räumliche Repräsentativität der gemessenen Profile näher untersucht. Die Profilmessungen sind lokale Punktmessungen, und es stellt sich die Frage, wie dicht ein Profilastraster sein muss, um die aerodynamische Wirkung der unterliegenden Rauigkeit im Mittel gut erfassen, bzw. welche Unsicherheiten im Zuge der Verallgemeinerung von Messergebnissen durch eine begrenzte Anzahl von Profilmessungen entstehen können.

### 5.1 Qualitätsanforderungen an den Modellversuch

#### 5.1.1 Ähnlichkeitsgesetze

Nach Snyder (1972, 1981) kann die Bewegungsgleichung (Impulserhaltungssatz) der Atmosphäre in dimensionsloser Form wie folgt dargestellt werden:

$$\frac{\partial U'_i}{\partial t'} + U'_j \frac{\partial U'_i}{\partial x'_j} + \frac{2}{Ro} \varepsilon_{ijk} U'_k \Omega'_j = -\frac{1}{\rho'} \frac{\partial \delta P'}{\partial x'_i} + \frac{1}{Fr^2} \delta T' \delta_{3i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U'^2_i}{\partial x'_j \partial x'_j} \quad (62)$$

Die Normierung der Variablen in Gleichung (62) erfolgt mit geeigneten Referenzgrößen, die durch die Randbedingungen festgelegt werden. Diese Referenzgrößen (Index R) sind die Länge  $L_R$ , die Geschwindigkeit  $U_R$ , die Dichte  $\rho_R$ , die Temperaturabweichung  $\delta T_R$  und die Winkelgeschwindigkeit  $\Omega_R$ .

Liegen die gleichen Randbedingungen vor, so kann nach Snyder (1981) jede atmosphärische Strömung, die durch Gleichung (62) bestimmt wird, im Labor modelliert werden, wenn die dimensionslosen Kennzahlen übereinstimmen.

$U'_i = \frac{U_i}{U_R}$	Dimensionslose Momentangeschwindigkeit
$x'_i = \frac{x_i}{L}$	Dimensionslose Länge
$t' = \frac{U_R}{L} t$	Dimensionslose Zeit
$\rho' = \frac{\rho_0}{\rho_R}$	Dimensionslose Dichte bei neutraler Atmosphäre
$\delta P' = \frac{\delta P}{\rho_R U_R^2};$	Dimensionslose Abweichung des Druckes P und der Temperatur T von den Werten der neutralen Atmosphäre $P_0$ und $T_0$
$\delta T' = \frac{\delta T}{\delta T_R}$	
$\Omega'_j = \frac{\Omega_j}{\Omega_R}$	Dimensionslose Winkelgeschwindigkeit
$\delta_{ij}$	Kronecker Delta
$\epsilon_{ijk}$	Permutationssymbol
$Ro = \frac{U_R}{L \Omega_R}$	Rossbyzahl
$Fr = \frac{U_R}{\sqrt{gL \delta T_R / T_0}}$	Densimetrische Froudezahl
$Re = \frac{U_R L}{\nu}$	Reynoldszahl

Die Rossbyzahl stellt das Verhältnis von advektiver oder lokaler Beschleunigung zur Erdbeschleunigung dar. Ist die Rossbyzahl groß, kann der Einfluss durch die Erdbeschleunigung vernachlässigt werden. Im Labor lässt sich der Effekt der Erdbeschleunigung nicht bzw. nur mit großem versuchstechnischen Aufwand simulieren, und die Rossbyzahl ist unendlich (da  $\Omega_R = 0$ ). In der Natur ist der entscheidende Faktor, ob die Erdbeschleunigung eine dominierende Rolle einnimmt, die betrachtete Länge L. Ist L klein, so ist auch die Rossbyzahl groß und der Effekt der Erdbeschleunigung klein im Vergleich zu lokalen Beschleunigungen. Setzt man für L die Höhe der Prandtschicht, so ist L klein im Verhältnis zur gesamten Höhe der Grenzschicht. Die Prandtschicht kann somit gut im Labor bzw. Windkanal simuliert werden. In der Horizontalen sollte das Modellgebiet nach Snyder (1981) auf  $< 5$  km beschränkt werden, um Einflüsse der Corioliskraft klein zu halten.

Das Quadrat der Froudezahl stellt das Verhältnis der Trägheitskraft zur Auftriebskraft dar. Bei einer großen Froudezahl ist die Auftriebskraft klein im Vergleich zur Trägheitskraft. Im Windkanal liegt ein konstantes Temperaturprofil über die gesamte Modellgrenzschicht vor. Die Froudezahl ist demnach unendlich ( $\delta T = 0$ ) und Auftriebskräfte werden vernachlässigt. Nach Snyder

(1981) kann die Froudezahl auch als die inverse Quadratwurzel der Richardsonzahl betrachtet werden. Sie steht somit auch in Relation zur Monin-Obukov-Länge (Abschnitt 2.2). Eine Strömung, in der Auftriebskräfte vernachlässigt werden können, lässt sich in der Natur in einer nahezu neutralgeschichteten Atmosphäre finden. Wird z.B. eine Stadt mit hohen Windgeschwindigkeiten angeströmt, entsteht eine starke Scherung und eine starke mechanische Turbulenzproduktion findet statt. Dominiert die mechanische Turbulenzproduktion, findet eine sehr gute Durchmischung der Luftmassen statt, so dass eventuell auftretende Temperaturgradienten nicht erhalten bleiben. Bei genügend hoher Windgeschwindigkeit, kann die Monin-Obukov-Länge  $L_m$  ein Vielfaches der Haushöhe betragen. Im unteren Teil der Grenzschicht stellt sich so eine nahezu neutrale Schichtung ein.

Die Reynoldszahl beschreibt das Verhältnis der Trägheitskraft zur Zähigkeit des Mediums. Wird eine kritische Reynoldszahl (z.B. für atmosphärische Strömungen  $Re > 10\,000$ ) erreicht, ist die Strömung turbulent. Alle atmosphärischen bodennahen Strömungen in der Natur erfüllen dieses Kriterium und sind damit turbulente Strömungen. Aus der Definition der Reynoldszahl (Seite 64) ist ersichtlich, dass im Windkanal nur selten identische Reynoldszahlen wie in der Natur modelliert werden können. Reduziert man z.B. die Länge  $L$  um einen Maßstab 1:200, so müsste die Geschwindigkeit  $U_R$  im Gegenzug um das 200-fache erhöht werden, um die gleiche Reynoldszahl wie in der Natur zu erzielen. Das Konzept der Reynoldszahlunabhängigkeit (siehe Snyder, 1981 für weitere Details) ermöglicht es dennoch, naturähnliche turbulente Strömungen im Windkanal zu erzeugen. Beim Konzept der Reynoldszahlunabhängigkeit wird davon ausgegangen, dass Strömungen über geometrisch gleichen Rauigkeiten ähnlich sind, wenn die Reynoldszahl ausreichend hoch ist. Eine Begründung für die Reynoldszahlunabhängigkeit wird bei Snyder (1981) mit Hilfe der turbulenten Spektren gegeben. Demnach wirkt sich die Zähigkeit des Mediums hauptsächlich auf den Bereich der kleinsten Wirbel im turbulenten Spektrum aus, während der Bereich der energiereichen Wirbel kaum beeinflusst wird. Die Frequenzbandbreite des turbulenten Spektrums wird bei niedrigeren Reynoldszahlen lediglich im hochfrequenten Bereich verkürzt. Diese Verkürzung der Frequenzbandbreite ist in der Regel vernachlässigbar, da die kleinsten Wirbel nur wenig Einfluss auf die generellen Strömungscharakteristika ausüben. Die ausreichend hohe Reynoldszahl, die eine Reynoldszahlunabhängigkeit der Messergebnisse gewährleistet, muss für Windkanalexperimente nachgewiesen werden. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden im folgenden Abschnitt die Messungen zur Reynoldszahlunabhängigkeit dargestellt.

## 5.1.2 Reynoldszahlunabhängigkeit

Entsprechend der VDI Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 „Umweltmeteorologie: Physikalische Modellierung von Strömungs- und Ausbreitungsvorgängen in der Atmosphärische Grenzschicht, Windkanalanwendungen“ sollte bei der Modellierung von Strömungsfeldern um Objekte mit scharfen Ablösekanten (Würfel, Quader) die Reynoldszahl im Modell

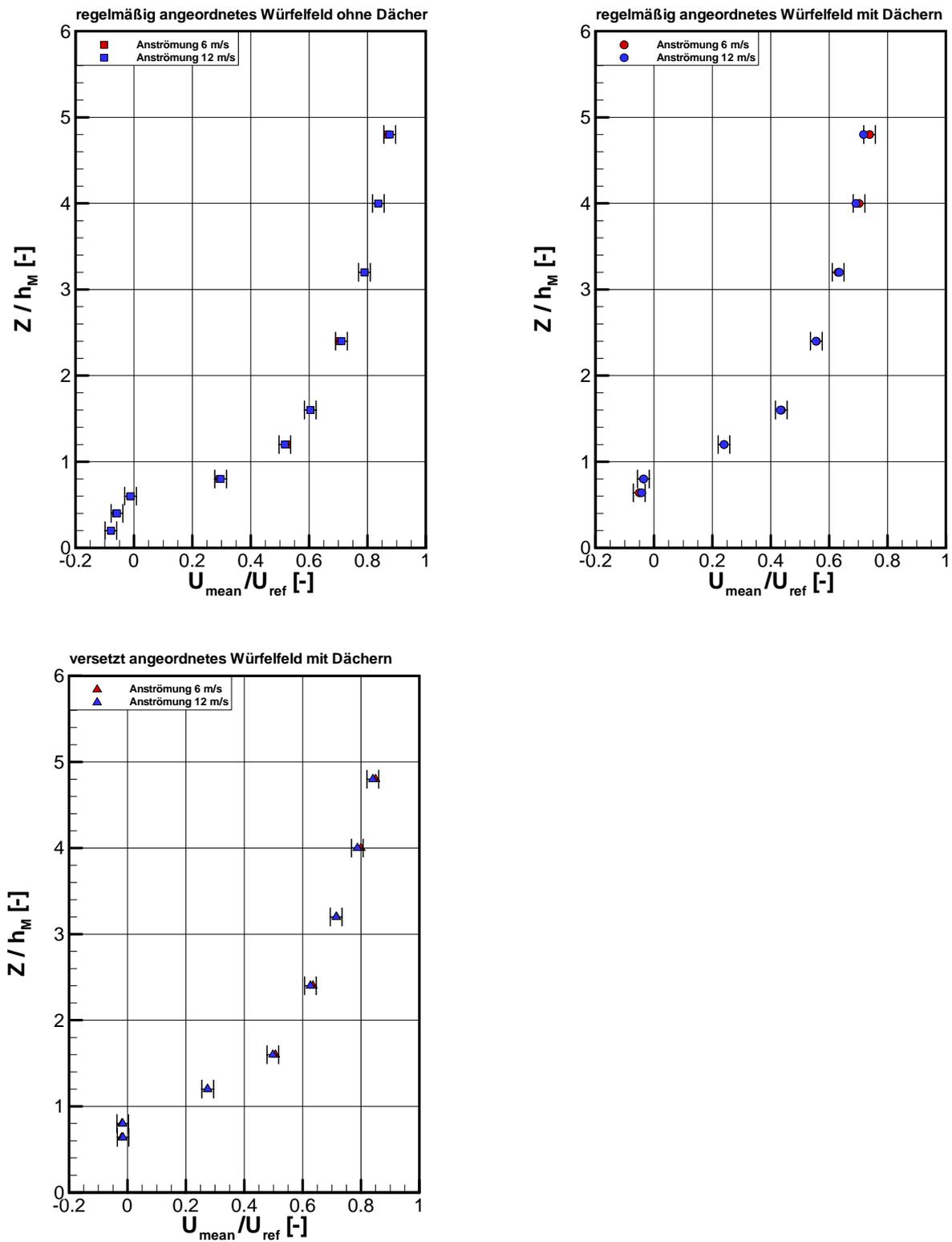
$$Re = \frac{u_h \cdot L_{ref}}{\nu} > 10\,000$$

betragen. Dabei ist  $u_h$  die Geschwindigkeit in Bauwerkshöhe  $h$  (in m/s) und  $L_{ref}$  die Referenzlänge (in m). Wie in Tabelle 4 dargestellt, erfüllen alle in dieser Arbeit untersuchten Modellkonfigurationen diese Anforderung.

**Tabelle 4:** Berechnete Modell-Reynoldszahlen der drei untersuchten Konfigurationen.

<b>Konfiguration:</b>	<b><math>u_h</math> [m/s]</b>	<b>Re</b>
<b>Regelmäßig ohne Dach</b>	2.1 bis 2.9	18000 bis 24800
<b>Regelmäßig mit Dächern</b>	2.2 bis 2.5	18800 bis 23400
<b>Versetzt mit Dächern</b>	2.3 bis 2.5	19700 bis 23400

Neben der Berechnung der Reynoldszahl sind Messungen zur Reynoldszahlunabhängigkeit durchgeführt worden. Bei diesen Messungen wird ein vertikales Profil bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten aufgenommen. Nach Normierung der Geschwindigkeiten mit der unabhängig gemessenen Freistromgeschwindigkeit am Prandtrohr müssen, bei einer vorliegenden Reynoldszahlunabhängigkeit, die Profile identische dimensionslose Werte erzielen. Abbildung 20 zeigt, dass die Profile innerhalb der aus Wiederholungsmessungen bestimmten Streubreite von Einzelmessungen sehr gut übereinstimmen. Sämtliche durchgeführten Strömungsmessungen erfolgten bei einer Freistromgeschwindigkeit von 8 - 10 m/s und liegen bezüglich der Reynoldszahlunabhängigkeit im getesteten Geschwindigkeitsbereich (Abbildung 20).



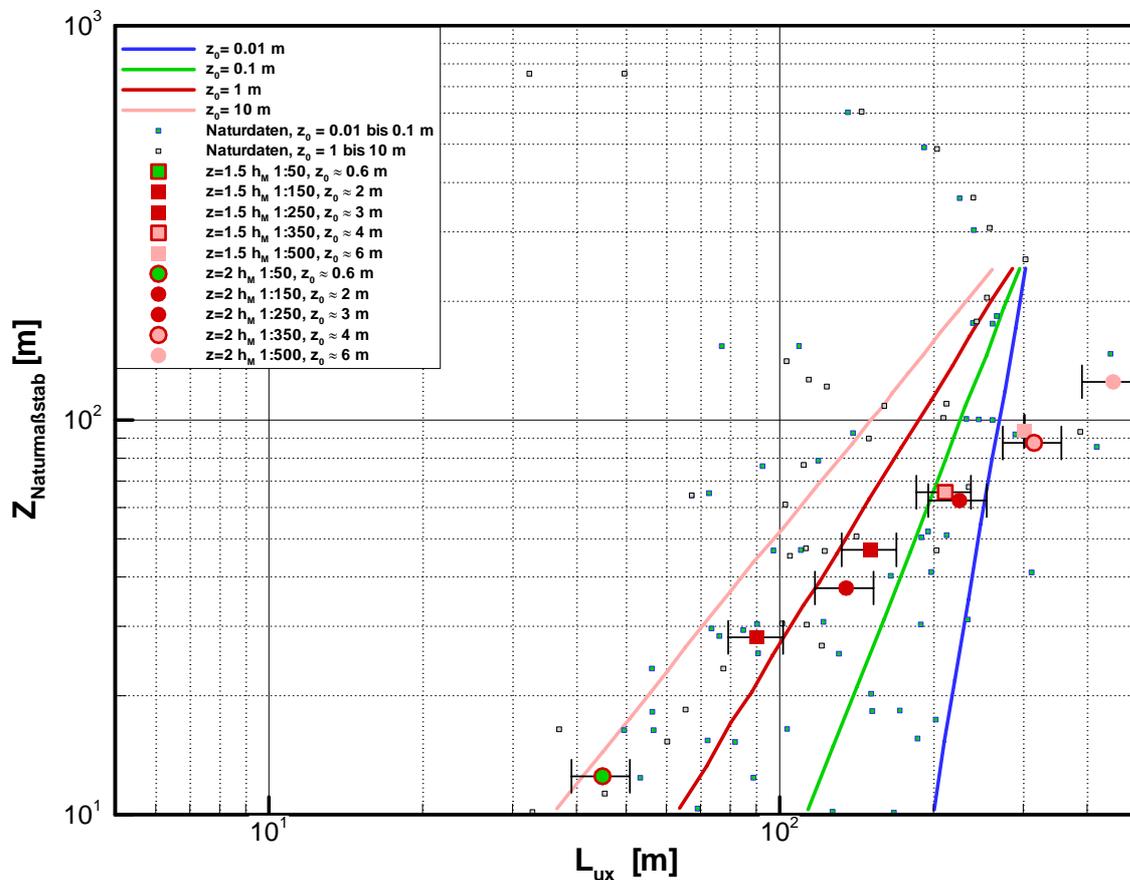
**Abbildung 20:** Messungen zur Reynoldszahlunabhängigkeit in und über den drei untersuchten Rauigkeitskonfigurationen. Oben links: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld ohne Dächer, oben rechts: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld mit Dächern, unten links: versetzt angeordnetes Würfelfeld mit Dächern. Angetragen ist die Streubreite.

### 5.1.3 Modellmaßstab

Bei den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messungen handelt es sich um Strömungsmessungen über idealisierte Rauigkeiten, bei denen keine modellierte Grenzschicht verwendet wurde. Stattdessen wurde die gesamte Messstrecke des Windkanals mit den Rauigkeiten bestückt, so dass sich eine Grenzschicht entwickelt, die ausschließlich durch die unterliegenden Rauigkeiten erzeugt wird. Auf diese Weise werden Wirbel lediglich durch die Geometrie der Rauigkeitselemente beeinflusst. Wird mit charakteristischen Längenmaßen der Geometrie, z.B. der Rauigkeitshöhe  $h$ , normiert, sind die Ergebnisse auf einen bestimmten Maßstabbereich übertragbar. Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass die Rauigkeitselemente im Verhältnis zur Kanalquerschnittsfläche nicht zu groß sind, so dass die erzeugten Wirbel ausreichend Raum zur ungestörten Entwicklung haben. Der Maßstab einer turbulenten Strömung wird hauptsächlich über die Rauigkeitslänge  $z_0$  und das integrale Längenmaß  $L_{ux}$  bestimmt. Das integrale Längenmaß  $L_{ux}$  ist definiert als das Integral der Autokorrelationsfunktion der Geschwindigkeitsfluktuationen in  $x$ -Richtung und ist proportional zur Länge der großen Wirbel in einer turbulenten Strömung. Daher soll nachfolgend mit Hilfe der integralen Längenmaße  $L_{ux}$  und der Rauigkeitslänge  $z_0$  ein zulässiger Maßstabbereich für die vorliegenden Rauigkeiten festgelegt werden. Zur Bestimmung der integralen Längenmaße sind Zeitserien von 300 Sekunden Länge aufgenommen und mit einem Datenanalyseprogramm von Pascheke (2000) ausgewertet worden. Anschließend wurde der Mittelwert aus einzeln berechneten integralen Längenmaßen  $L_{ux}$  gebildet. Das so berechnete integrale Längenmaß liegt im Windkanalmaßstab vor und wird auf Maßstäbe 1:50, 1:150, 1:250, 1:350 und 1:500 in der Natur übertragen. Zusätzlich wird die Rauigkeitslänge  $z_0$  über die Beziehung  $z_0 = 0.1 h_M$  abgeschätzt und ebenfalls auf die gleichen Naturmaßstäbe wie das integrale Längenmaß  $L_{ux}$  berechnet. Zur Bewertung des Maßstabbereiches werden die theoretischen Kurven der Rauigkeitslänge  $z_0$  in Abhängigkeit vom integralen Längenmaß  $L_{ux}$  aus Counihan (1975) herangezogen. Diese theoretischen Kurven basieren auf der Auswertung verschiedener Feldexperimente und sind zusammen mit den Naturdaten (Counihan, 1975) in Abbildung 21 eingezeichnet. Ebenfalls in Abbildung 21 sind die ausgewerteten  $L_{ux}$  aus den gemessenen Zeitserien über dem Würfeld ohne Dächer dargestellt. Die farbliche Zuordnung der ausgewerteten  $L_{ux}$ -Symbole bezieht sich auf die zugehörigen abgeschätzten  $z_0$ -Werte. Streubalken geben die Standardabweichung aus der Mittelwertbildung der  $L_{ux}$  an.

Für einen (theoretisch) gewählten Maßstab von 1:50 und größer sowie einem Maßstab von 1:500 und kleiner lässt sich, zugehörig zum integralen Längenmaß  $L_{ux}$ , die Rauigkeitslänge im Natur-

maßstab zu  $z_0 \leq 0.6$  m bzw.  $z_0 \geq 6$  m berechnen. Diese zeigt jeweils keine gute Übereinstimmung mit den von Counihan (1975) gefundenen Kurven (Abbildung 21). Integrale Längenmaße  $L_{ux}$ , die mit einem Maßstab 1:350 berechnet wurden, sind mit einer Rauigkeitslänge im Naturmaßstab von  $z_0 \approx 4$  m assoziiert. Somit sollten diese nach Counihan (1975) in dem Bereich liegen, der von den Kurven  $z_0 = 10$  m (rosa) und  $z_0 = 1$  m (rot) eingerahmt wird. Nach Abbildung 21 liegen die auf den Maßstab 1:350 berechneten  $L_{ux}$  an den Kurven für  $z_0 = 0.1$  m (grün) und  $z_0 = 0.01$  m (blau) und sind daher größer als bei Counihan (1975) vorgeschlagen. Somit scheint der Maßstab 1:350 für diese Rauigkeit bereits zu groß. Basierend auf der Abbildung 21 wird daher ein möglicher, realistischer Maßstabsbereich für Messungen über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dächer auf 1:100 bis 1:300 festgelegt.



**Abbildung 21:** Integrales Längenmaß  $L_{ux}$ , bestimmt an den Höhen  $z = 1.6 h_M$  (Rautensymbole) und  $2 h_M$  (Kreissymbole) für verschiedene Maßstäbe im Vergleich mit theoretischen Kurven der Rauigkeitslänge  $z_0$  nach Counihan (1975). Die kleinen Quadrate stellen die Naturdaten aus Counihan (1975) dar. Die farbige Markierung weist auf die zugehörige Klasse der Rauigkeitslänge  $z_0$  hin. Angetragen ist die Standardabweichung aus der Mittelwertbildung bei der  $L_{ux}$ -Bestimmung.

Abbildung 22 stellt den gleichen Sachverhalt für die bestimmten  $L_{ux}$  über dem regelmäßig angeordneten Würfeld mit Dächern dar. Erkennbar ist eine generelle Verschiebung der integralen Längenmaße  $L_{ux}$  zu kleineren Werten. Dieser Trend wird mit zunehmender Komplexität der Rauigkeit (Abbildung 23 für das versetzt angeordnete Würfeld mit Dächern) weiter verstärkt. Die zusätzlichen Dächer bewirken durch die heterogene Rauigkeitsstruktur eine größere Produktion von Wirbeln in der Größenordnung der Rauigkeitselemente. Diese kleineren Wirbel sorgen für eine stärkere Durchmischung und wirken der Bildung von großen Wirbeln entgegen. Im Gegensatz dazu wirkt eine dicht gestellte Würfelrauigkeit ohne Dächer eher wie eine geschlossene, mäßig-raue Oberfläche (Schultz, 2003). Diese Art Rauigkeit entspricht eher einer homogenen Rauigkeitsstruktur, über der sich größere Wirbel ausformen können.

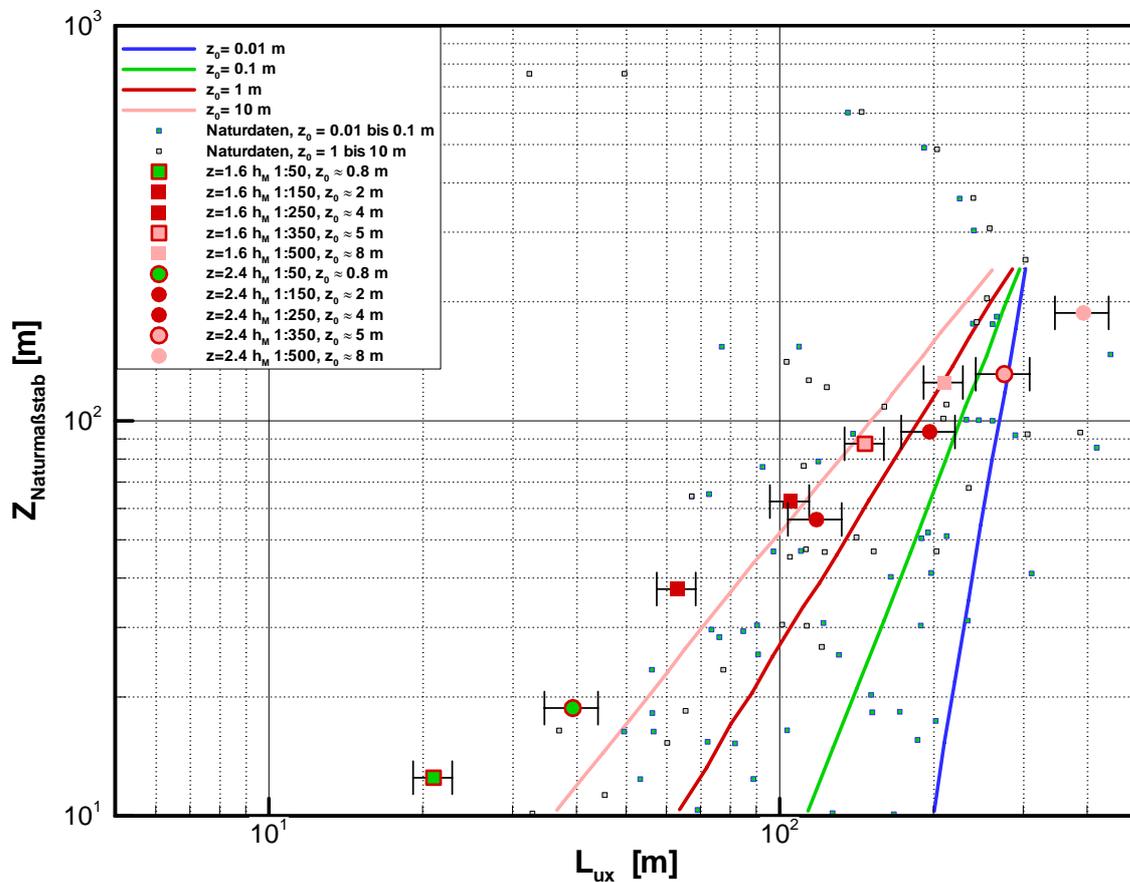


Abbildung 22: Wie Abbildung 21 für das regelmäßig angeordnete Würfeld mit Dächern.

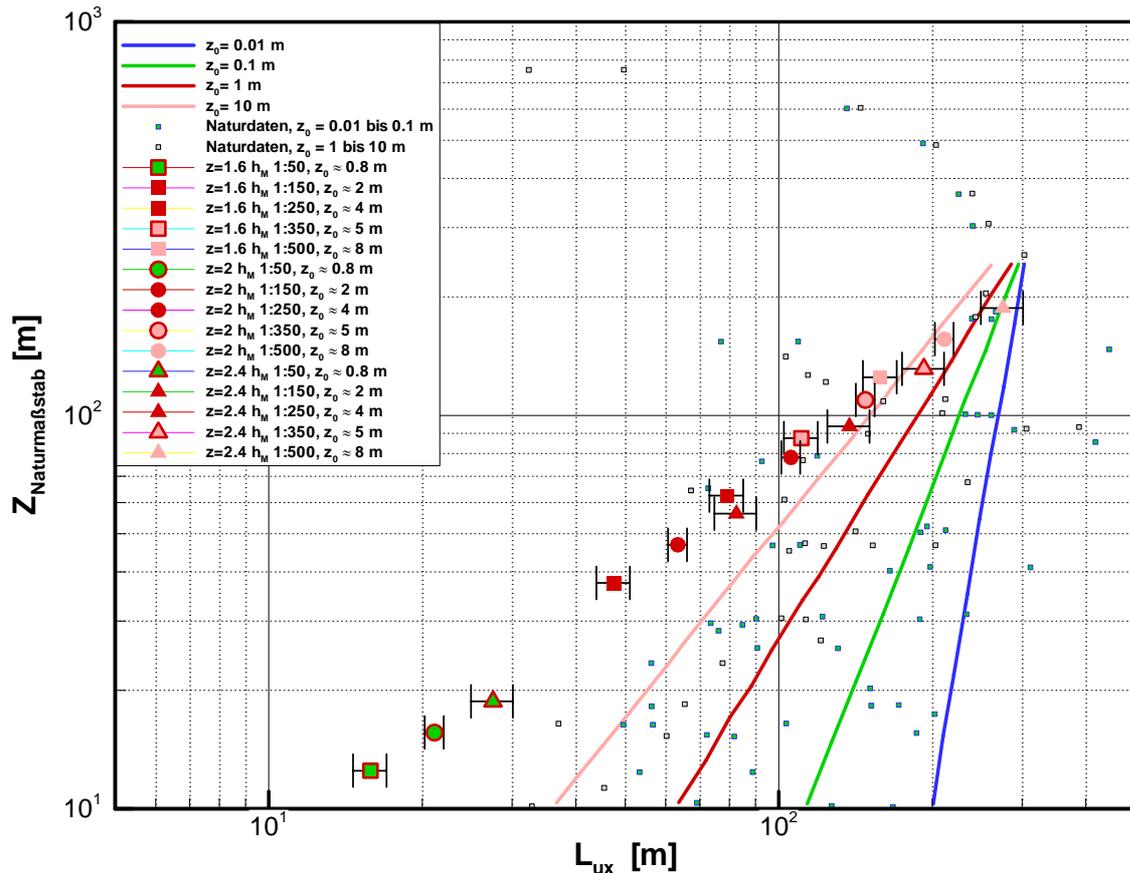
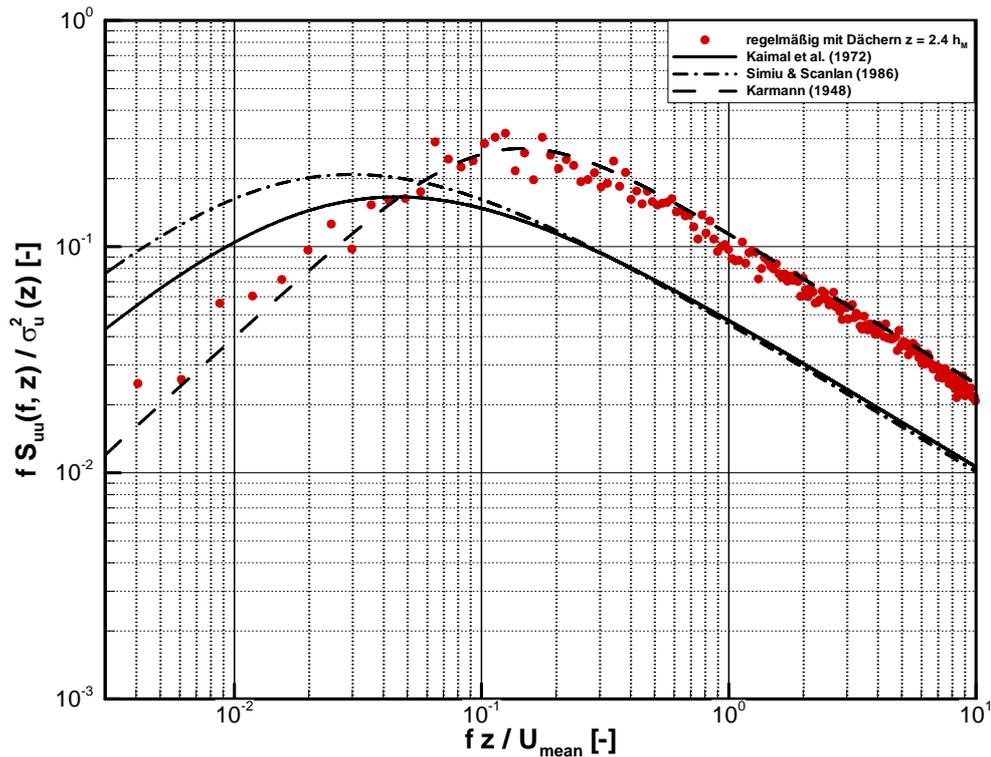


Abbildung 23: Wie Abbildung 21 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

Wie in Abschnitt 2.4 über turbulente Spektren in der städtischen Grenzschicht dargelegt, wurde in vielen Naturmessungen eine Verschiebung des turbulenten Spektrums zu höheren Frequenzen (kleineren Wirbeln) im Vergleich zum Kaimal-Spektrum beobachtet. Somit ist zu erwarten, dass auch das integrale Längenmaß  $L_{ux}$  in diesem Falle kleiner ist als Referenzen aus Naturstudien über homogener Rauigkeit (vgl. mit Counihan, 1975). Abbildung 24 verdeutlicht beispielhaft, dass sich in den gemessenen Spektren über den drei untersuchten Konfigurationen die erwartete Verschiebung des Spektrums zu höheren Frequenzen beobachten lässt. Dieser Aspekt sollte daher bei einer Bewertung bezüglich des Maßstabsbereiches beachtet werden. Eine gute Übereinstimmung wird dagegen mit dem Spektrum nach Karman erzielt. Dies beruht auf der Tatsache, dass die reduzierte Frequenz mit dem integralen Längenmaß  $L_{ux}$  gebildet wird. Basierend auf den obigen Ausführungen wird ein Maßstabsbereich für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld mit Dächern auf ca. 1:100 bis 1:300 und für das versetzt angeordnete Würfelfeld von ca. 1:100 bis 1:350 bestimmt.



**Abbildung 24:** Gemessenes turbulentes Spektrum über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern auf der Höhe  $z = 2.4 h_M$ .

### 5.1.4 Versperrung und Druckkriterium

Ein großes Modell im Vergleich zum Querschnitt der Messstrecke kann zu einer Versperrung durch das Modell führen. Ist die Versperrung zu groß, kann das Strömungsfeld über oder um das Modell verfälscht werden. Der zulässige Versperrungsgrad  $\Phi$  ist nach VDI-Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 auf  $<5\%$  zu begrenzen. Der Versperrungsgrad wird berechnet mit

$$\Phi = \frac{A_{\text{projektionsfläche Modell}}}{A_{\text{Querschnittsfläche Windkanal}}} < 5\%$$

Alle drei untersuchten Konfigurationen in dieser Messkampagne unterschreiten das Versperrungskriterium, selbst wenn die Messstrecke einen konstanten Messquerschnitt aufweist.

Regelmäßig angeordnet ohne Dach:  $<1.5\%$

Regelmäßig angeordnet mit Dächern:  $<2\%$

Versetzt angeordnet mit Dächern:  $<4\%$

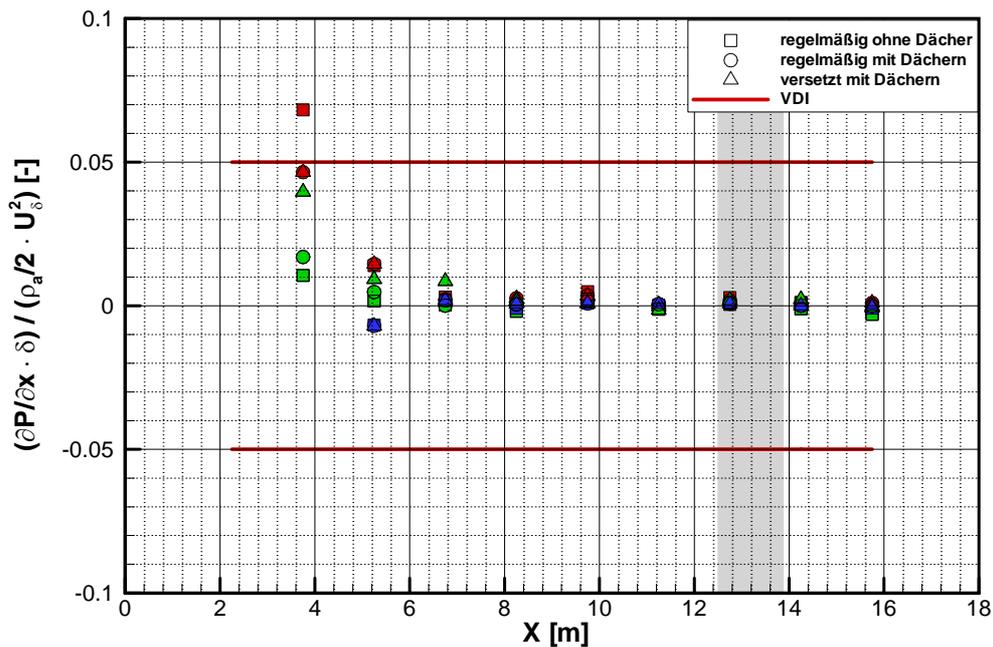
Weiterhin können durch die Versperrung des Messquerschnittes durch das Modell Beschleunigungseffekte in der Strömung auftreten. In diesem Fall können sich nicht die in der Natur beobachteten, konstanten Impulsflüsse ausbilden. Die Auswirkungen einer beschleunigten (oder aber auch verzögerten) Modellanströmung auf Messungen über einem Stadtgebiet (Oklahoma City) wurden in einer Windkanalstudie von Herbst (2006) und Herbst et al. (2007) untersucht. Demnach weisen turbulente Impulsflüsse, die in einer beschleunigten oder verzögerten Strömung gemessen wurden, Unsicherheiten von 20 % bzw. 30 % auf. Zur Vermeidung einer beschleunigten oder verzögerten Strömung muss die Windkanaldecke so justiert werden, dass der statische Druck entlang der longitudinalen Achse des Windkanals möglichst konstant und der Druckgradient möglichst klein gehalten wird. Nach der VDI-Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 ist der dimensionslose Druckgradient am Oberrand der modellierten Grenzschicht auf

$$\frac{\left(\frac{\partial P}{\partial X} \cdot \delta\right)}{\left(\frac{\rho_a}{2} \cdot u_\delta^2\right)} \leq 0.05$$

zu begrenzen, wobei  $\delta$  = Höhe der modellierten Grenzschicht und  $u_\delta$  = Geschwindigkeit der Strömung am oberen Rand der modellierten Grenzschicht ist.

Der große Grenzschichtwindkanal Wotan verfügt über Wanddruckmessstellen an beiden Seitenwänden im regelmäßigen Abstand von 1.5 m. Gemessen wurde jeweils der Druck entlang der longitudinalen Achse des Windkanals mit einem Setra PT239 Druckwandler.

Auf Grundlage der durchgeführten Messungen wurde der dimensionslose Druckgradient nach VDI Richtlinie VDI 3783 Blatt 12 berechnet. Als Grenzschichthöhe wird 2 m eingesetzt, da die Referenzwindgeschwindigkeit  $u_\delta$  mit dem Prandtlrohr in 2 m Höhe gemessen wurde. Abbildung 25 zeigt jeweils den berechneten dimensionslosen Druckgradienten aller untersuchten Rauigkeitskonfigurationen. Abgesehen vom Anfangsbereich des Windkanals, in dem sich die Strömung erst formieren muss, wurde sowohl die Ober- als auch Untergrenze des dimensionslosen Druckgradienten jeweils für alle drei Anströmungsarten eingehalten. Im vorderen Bereich der Messstrecke kann der sich einstellende Druckgradient nicht minimiert werden, weil sich die Höhenverstellbarkeit der Windkanaldecke erst nach 5 m auswirkt.



**Abbildung 25:** Berechnete Druckgradienten auf Grundlage von Druckmessungen entlang der x-Achse über alle untersuchten Konfigurationen. Die Symbolform bezieht sich auf die Konfiguration, und die Symbolfarbe markiert die Anströmungsbedingung. (Quadrate: regelmäßig angeordnetes Würfelnetz ohne Dächer, Kreise: regelmäßig angeordnetes Würfelnetz mit Dächern, Dreiecke: versetzt angeordnetes Würfelnetz mit Dächern. Rote Füllung der Symbole: Anströmung erfolgte ohne Turbulenzgeneratoren, grüne Füllung der Symbole: Anströmung erfolgte mit Turbulenzgeneratoren Typ 1, blau gefüllte Symbole: Anströmung erfolgte mit Turbulenzgeneratoren Typ 2). Grauer Bereich markiert das Intensivmessfeld.

### 5.1.5 Laterale Homogenität der Strömung

Um eine gute Datenqualität zu gewährleisten, muss nachgewiesen werden, dass die Strömung lateral homogen ist. Da sich im vorliegenden Versuchsaufbau das Modell über die gesamte Windkanalfläche erstreckt, sind die Lateralprofile oberhalb der Rauigkeit gemessen worden. Die Abbildungen 26 bis 28 zeigen die in unterschiedlichen Höhen gemessenen Lateralprofile über den drei untersuchten Würfelnetzen. Der graue Bereich repräsentiert das Intensivmessfeld. Innerhalb dieses grauen Bereiches sind die gemessenen Lateralprofile im Rahmen der Streubreite konstant.

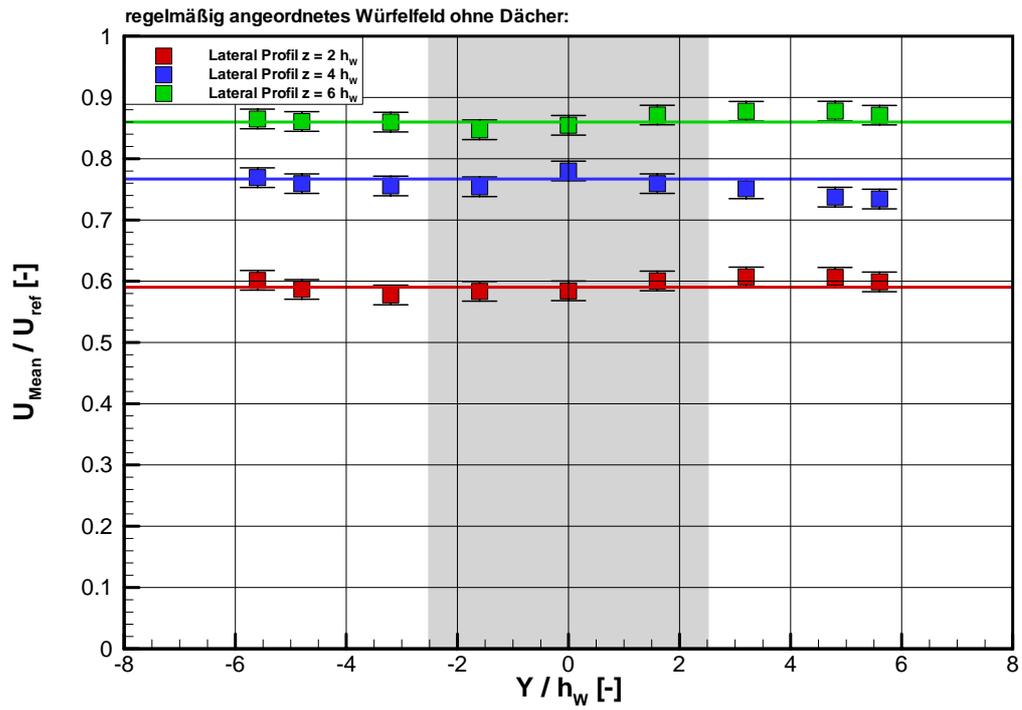


Abbildung 26: Gemessene Lateralprofile der mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dächer. Grauer Bereich markiert das Intensivmessfeld. Angetragen ist die Streubreite.

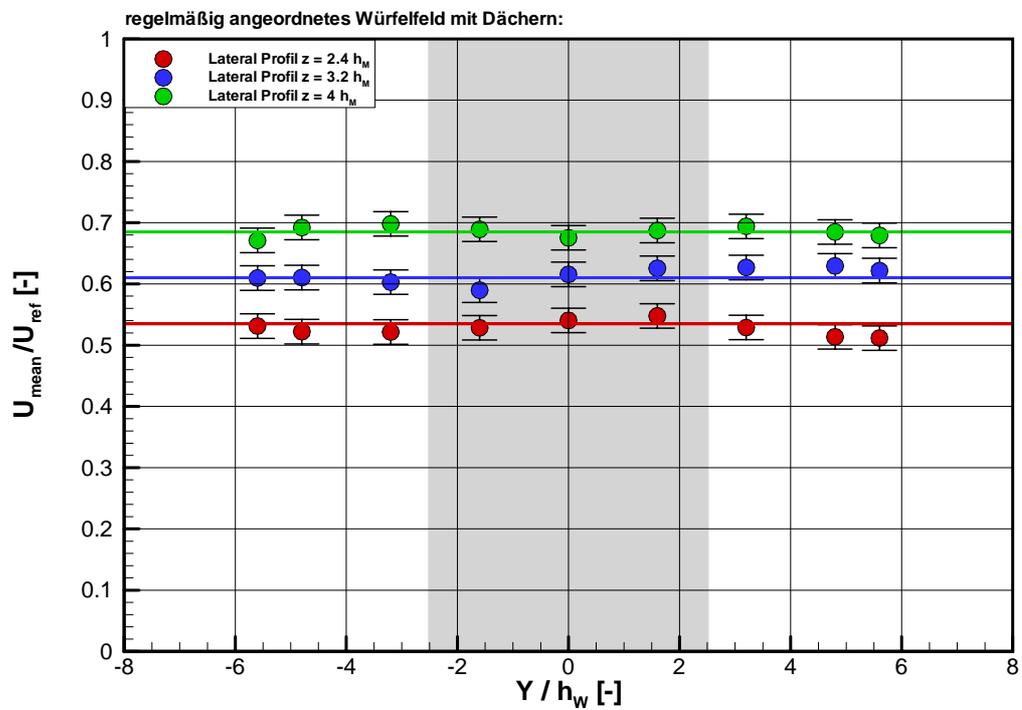


Abbildung 27: Wie Abbildung 26 für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

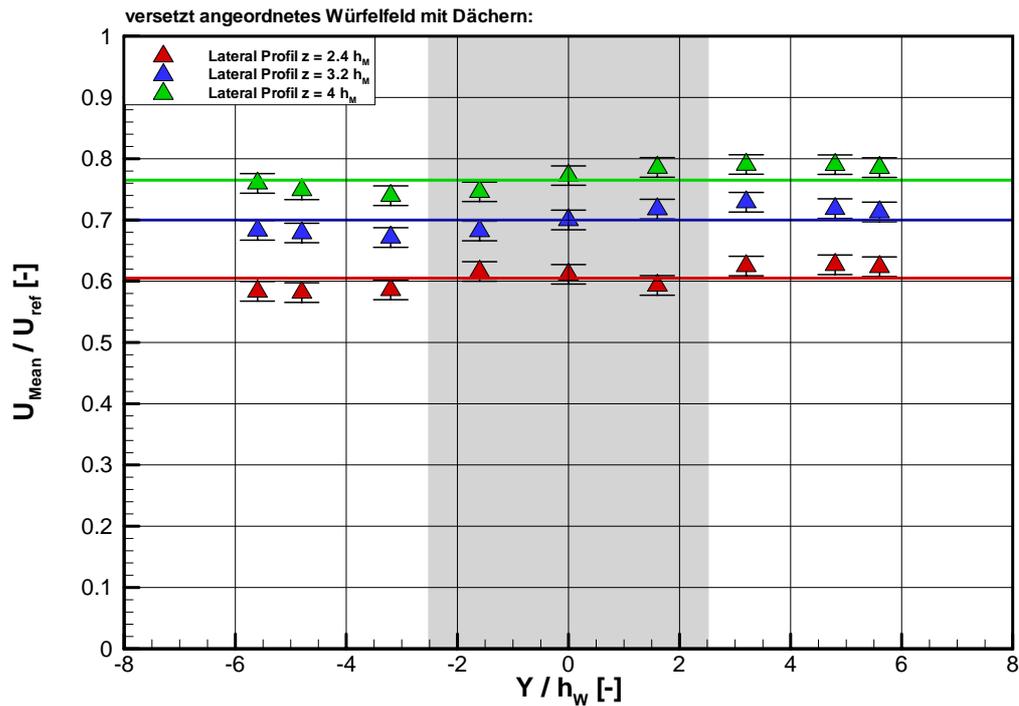
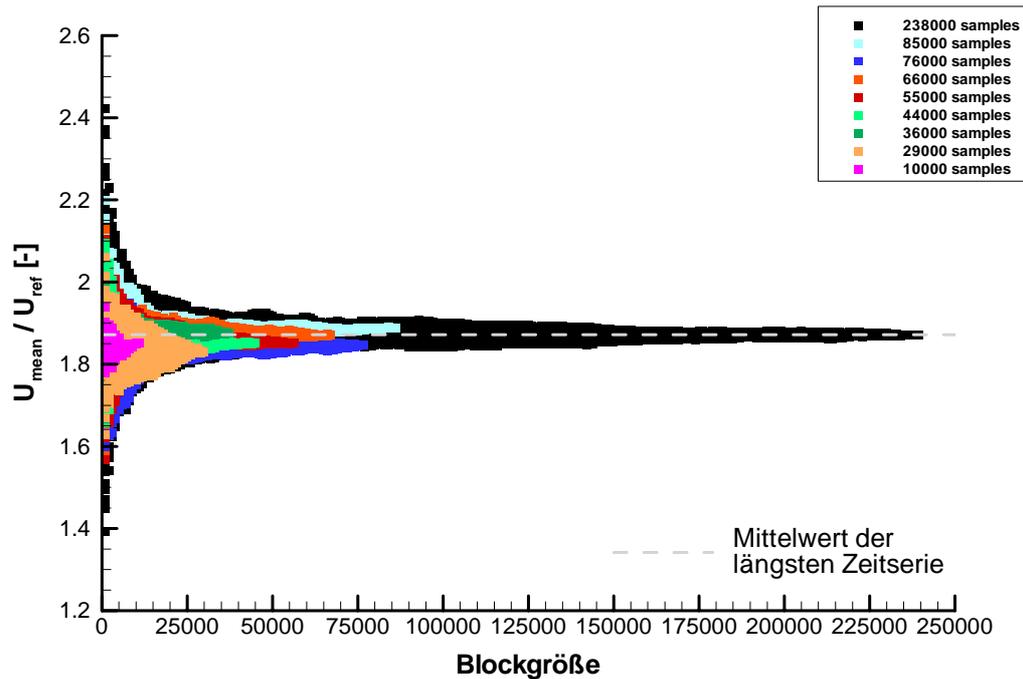


Abbildung 28: Wie Abbildung 26 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

## 5.2 Datenqualität

Als Maß für die Güte der Messdaten wird die Wiederholbarkeit der Ergebnisse herangezogen. Mit der Wiederholbarkeit werden die Gerätegenauigkeit, die Messunsicherheiten auf Grund der zufälligen Fehler und die Unsicherheit, die sich aus der Mittelung zwar langer, aber dennoch zeitlich begrenzter Messintervalle ergibt, zusammengefasst. Messunsicherheiten, die sich auf Grund der verwendeten Messverfahren ergeben, können mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung abgeschätzt werden (vgl. Anhang A) und liegen bei dem hier beschriebenen Versuchsaufbau bei ca. 0.5 %. Äußere Randbedingungen, wie z.B. Luftdruck-, Feuchte- und Temperaturschwankungen oder die Positioniergenauigkeit der Sondenverstellrichtung haben ebenfalls Einfluss auf das Messergebnis. So wirkt sich z.B. die Luftfeuchte auf den verwendeten Aerosolnebel aus oder eine Luftdruckschwankung kann sich auf die Referenzmessungen mit dem Prandtlrohr auswirken. Abbildung 29 verdeutlicht den Einfluss durch die begrenzte Mittelungszeit an neun unterschiedlich lang gemessene Zeitserien. Eine besonders lange Zeitserie bestehend aus über 238 000 instantanen Einzelmessungen („samples“) ist in schwarz dargestellt. Sie stellt quasi eine einhüllende der kürzeren Zeitserien dar.



**Abbildung 29:** Zeitserien unterschiedlicher Länge blockweise nach Mittelwerten ausgewertet. Zeitserien wurden an derselben Position in der Höhe  $z = 2 h_w$  über dem regelmäßig angeordneten Würfelnetz mit Dächern gemessen.

Die einzelnen Zeitserien wurden jeweils in Blöcke unterteilt und der Mittelwert eines einzelnen Blocks ausgewertet und in Abbildung 29 dargestellt. Die Länge der Blöcke wurde schrittweise von 1000 instantanen Einzelmessungen bis zur Länge der Zeitserie erhöht. Auf diese Weise lässt sich zeigen, dass blockweise ausgewertete Mittelwerte der dimensionslosen Größe  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  von Zeitserien bis zu einer Länge (bzw. Blockgröße) von 25 000 instantanen Einzelmessungen einer Streuung bis zu 0.14 (das entspricht ca. 7.5 % vom Mittelwert der längsten Zeitserie) unterliegen. Eine längere Zeitserie reduziert die mögliche Streuung (z.B. für 50 000 instantanen Einzelmessungen auf  $0.08 \sim 4.3$  %). Auf Grundlage der in Abbildung 29 gezeigten Daten wurde festgelegt, Zeitserien mit möglichst großer Anzahl instantaner Einzelmessungen aufzunehmen, vorzugsweise aus mindestens 50 000 instantanen Einzelmessungen. Es wurde mit der BSA Flowsoftware im so genannten Softwarecoincidence-Modus gemessen. In diesem Modus lässt sich das Zeitfenster, in dem Bursts (Messsignal des LDA) auf den zwei parallel gemessenen Kanälen als zeitgleich angesehen werden, manuell einstellen. Um möglichst hohe Datenraten zu erzielen, wurde mit einem Coincidence-Fenster von  $100\mu\text{s}$  gemessen (weitere Details zum Softwarecoincidence Modus sind im Anhang A zu finden). Auf Grund von geringen Windgeschwindigkeiten, die insbesondere innerhalb der Rauigkeit in den Rezirkulationszonen hinter einem Rauigkeitselement auftreten, konnten während der Messkampagne an diesen Stellen lediglich Datenraten von ca. 40-100 Hz innerhalb der Rauigkeit und 80-150 Hz in der Rauigkeitsschicht erzielt werden. Es musste daher

ein Kompromiss zwischen zeitlicher Dauer und dem Erzielen möglichst großer Anzahl von instantanen Einzelmessungen pro einzeln aufgenommener Zeitserie gefunden werden. Daher wurde festgelegt, dass die Zeitserie zur Mittelwertbildung entweder mindestens 6 min lang ist oder aber (bei höheren Datenraten) die Zeitserie aus mindestens 50 000 Einzelmessungen besteht. Auf diese Weise konnte ein stabiler Mittelwert der einzelnen Messungen erzielt und die Streuung der Messergebnisse niedrig gehalten werden.

Als weiteres Kriterium für die Datengüte wurde der so genannte Confidence-Wert online während einer Messung hinzugezogen. Der Confidence-Wert gibt ein Intervall an, in dem sich der „wahre“ (unbekannte) Mittelwert innerhalb dieses Intervalls mit einer definierten Wahrscheinlichkeit befindet. Diese Definition setzt allerdings eine Normalverteilung voraus. Als Grundlage des Confidence-Wertes ist eine Vertrauenswahrscheinlichkeit von 95 % festgelegt worden. Während der gesamten Messkampagne wurde darauf geachtet, dass der Confidence-Wert des Vertrauensintervalls für Geschwindigkeitsmessungen unter 0.02 m/s liegt, sich also der „wahre“ (unbekannte) Mittelwert mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % innerhalb des Intervalls  $\pm 0.02$  m/s befindet. Die BSA-Flow-software berechnet online das Vertrauensintervall unter Annahme einer Normalverteilung der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten für eine Vertrauenswahrscheinlichkeit von 95 % auf Grundlage der folgenden Beziehungen:

$$\text{Mittelwert (1. Moment): } 1.96\sqrt{\frac{\overline{u^2}}{N}}$$

$$\text{Standardabweichung (2. Moment) } 1.96\sqrt{\frac{\overline{u^2}}{2N}}$$

wobei  $N$  die Anzahl der Einzelmessungen und  $\overline{u^2}$  die Varianz bezeichnet. Der Faktor 1.96 stammt aus der Studentverteilung.

### 5.2.1 Datenanalyse

Im Anschluss an die Messkampagne wurde jede gemessene Zeitserie mit einem speziell entwickelten C-Programm analysiert. Das Programm enthält einen Filter, der alle Messwerte einer Zeitserie entfernt, die um mehr als das Vierfache der Standardabweichung vom Mittelwert der gesamten Zeitserie abweichen. Bei der Festlegung des Filterkriteriums wurde sich an dem 4-Sigma-Test zur Bestimmung von Ausreißern in einer Messreihe orientiert. Mit Hilfe der 4-Sigma-

Filterung können fehlerhafte Einzelmesswerte, die als Folge von Streueffekten an festen Oberflächen auftreten können, sicher entfernt werden. Nach der Filterung werden folgende Schritte im Programm durchgeführt:

- Berechnung der zeitlichen Mittelwerte, die Standardabweichungen vom zeitlichen Mittel, der turbulenten Flüsse, der Schiefe und der Kurtosis.
- Blockweise Auswertung von zeitlichen Mittelwerten. Dabei kann sowohl die Blockgröße als auch der Blockvergrößerungsschritt angegeben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl die Blockgrößen als auch die Blockschrittvergrößerung auf 1000 Einzelmesswerte festgesetzt.
- Durchführung der Quadrantanalyse mit der Berechnung von  $S_{i,H}$ ,  $\delta_{i,H}$ ,  $\Delta S_{i,H}$  und  $\gamma_{i,H}$  für unterschiedliche Werte der Größe  $H$  (vgl. Abschnitt 2.5).

## 5.2.2 Vertrauensbereich von Messungen

In diesem Abschnitt wird der Vertrauensbereich der vorliegenden Messungen anhand der Wiederholbarkeit von Einzelmessungen bestimmt. Es wurden an ausgewählten Messorten zu verschiedenen Zeitpunkten einzelne Messungen mehrfach (10-19 Mal) wiederholt. Anschließend wird untersucht, wie gut die Messungen reproduzierbar sind. Die Häufigkeitsverteilung der Einzelmessergebnisse zeigt, dass die 10 bis 19 wiederholten Messungen pro Messort nicht ausreichen, um eine normalverteilte Reproduzierbarkeit sicher zu belegen. Aus diesem Grund wird statt der üblicherweise zur Charakterisierung der Messunsicherheit verwendeten Standardabweichung der Streuung der einzelnen Messergebnisse die Streubreite der Einzelergebnisse als konservatives Maß für den Vertrauensbereich der Daten angegeben. Sie ist definiert als Differenz zwischen dem minimal und maximal auftretenden Wert in den Wiederholungsmessungen und ist erfahrungsgemäß sehr viel größer als die Standardabweichung. In Tabelle 5 ist die aus allen Wiederholungsmessungen ermittelte Streubreite aller untersuchten Konfigurationen dargestellt. Sie spiegelt somit den ungünstigsten Fall aller Messungen bezüglich der zu erwartenden Wiederholbarkeit von Einzelmessungen wider. Generell treten die größten Streubreiten im Dachniveau einer Rauigkeitskonfiguration auf. Erklären lässt sich dies durch die besonders starke Scherung, die durch die Rauigkeiten ausgelöst wird. An diesen Messorten müssen sehr lange Zeitserien aufgenommen werden, um Ergebnisse mit der gewünschten hohen Wiederholbarkeit zu erhalten. Für einen Größenvergleich wurden in Tabelle 5 die Mittelwerte der Wiederholungsmessungen

der Konfiguration ohne Dächer auf Würfelhöhe ( $z = h_w$ ) eingetragen. Im Sinne einer vollständigen Darstellung sind in Tabelle 5 zusätzlich die Standardabweichungen aus den Wiederholungsmessungen angegeben.

**Tabelle 5:** Maximal auftretende Streubreite ermittelt aus allen Wiederholungsmessungen aller untersuchten Konfigurationen. Der zum Vergleich angegebene Mittelwert bezieht sich auf Messungen über dem regelmäßig angeordneten Würfelnetz ohne Dächer auf der Höhe  $z = h_w$ .

	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U^*W_{\text{Mean}}^2/U_{\text{ref}}^2$
Mittelwert $z = h_w$	0.57	-0.07	0.28	0.18	-0.024
Streubreite	$\pm 0.08$	$\pm 0.05$	$\pm 0.03$	$\pm 0.03$	$\pm 0.005$
Standardabweichung	$\pm 0.03$	$\pm 0.01$	$\pm 0.007$	$\pm 0.01$	$\pm 0.002$

Trotz der gewählten langen Mittelungszeit von 6 min zeigt sich auf Grund der Beschränkung der durchschnittlichen Datenrate lokal zum Teil eine sehr große Variabilität in den Daten. Die Streubreite lässt sich mit rund 0.08 m/s für die normierte mittlere Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  und maximal 0.005  $\text{m}^2/\text{s}^2$  für die normierten mittleren vertikalen turbulenten Flüsse  $U^*W_{\text{Mean}}^2/U_{\text{ref}}^2$  bestimmen. Die relative Streubreite hängt vom zu Grunde liegenden Mittelwert ab. Anhand der Daten aus Tabelle 5 lässt sich die relative Streubreite mit 15 % für die normierte mittlere Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  und mit 21 % für die normierten mittleren vertikalen turbulenten Flüsse  $U^*W_{\text{Mean}}^2/U_{\text{ref}}^2$  auf Dachhöhe des Rauigkeitselementes bestimmen. In größeren Höhen nimmt die relative Streubreite der normierten mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  auf ca. 5 % ab. Eine detaillierte Übersicht über alle durchgeführten Wiederholungsmessungen wird im Anhang A gegeben.

### 5.3 Horizontale Repräsentativität lokaler Punktmessungen

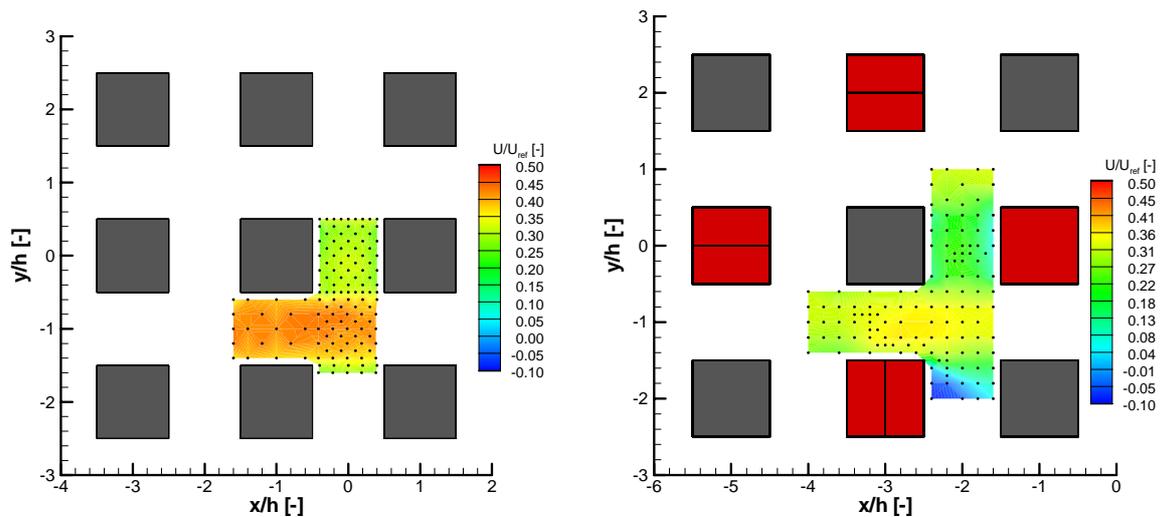
Messungen innerhalb der Rauigkeit und in der Rauigkeitsschicht zeigen erwartungsgemäß eine Abhängigkeit vom Messort. Damit stellt sich die Frage, an welchen und an wie vielen Orten gemessen werden muss, um möglichst räumlich repräsentative Messungen für die untersuchte Rauigkeit zu erhalten. Örtliche Einschränkungen innerhalb der Rauigkeit, zeitlicher Aufwand und hohe Kosten für eine flächendeckende Datenerfassung sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung sorgen dafür, dass nicht überall gemessen werden kann. Dies gilt sowohl für das Labor, als auch in einem höheren Maße für Messkampagnen in der Natur. Es fehlt eine Abschätzung darüber, mit welchen Unsicherheiten, bezüglich eines repräsentativen Flächenmittels, diese

punktuellen Messungen behaftet sind. In diesem Abschnitt wird daher eine Analyse über die horizontale Repräsentativität von Flächenmitteln bezüglich ihrer Messpunktdichte durchgeführt. Ziel ist es, herauszufinden, wie dicht ein Messraster aus Profilen sein muss, um ein repräsentatives gemittelttes Profil zu erzeugen, welches die aerodynamischen Eigenschaften der Rauigkeit widerspiegelt. Mit anderen Worten: Mit welchen Unsicherheiten bezüglich eines repräsentativen Flächenmittels kann ein Profilraster einer bestimmten Dichte behaftet sein? Im Folgenden werden zunächst die Erkenntnisse aus der Literatur zu dieser Fragestellung dargelegt:

Yersel und Goble (1986) demonstrieren eine Abhängigkeit des ermittelten Rauigkeitsparameters  $z_0$  von der Windrichtung. Um eine horizontale Repräsentativität seiner (Natur-)Messdaten zu erzielen, betrachtet Rotach (1993a, b) ausschließlich über alle Windrichtungen gemittelte Profile. Cheng und Castro (2002a) belegen in ihrer Windkanalstudie über Würfelfelder, dass für das von ihnen gewählte Messraster ein Ensemblemittel aus 25 gemessenen Einzelprofilen kaum Unterschiede zu einem Ensemblemittel aus lediglich vier einzeln gemessenen Profilen (je ein Profil in Schluchtmitte hinter dem Würfel, auf der Kreuzungsmitte, in der Mitte der Längsschlucht zum Wind und auf dem Würfel) aufweist. Diese Analyse beruht allerdings ausschließlich auf Daten, die über der Rauigkeit erhoben wurden. Ähnliche Ergebnisse erzielte Schultz (2003) mit einem Ensemblemittel-Vergleich aus 21 und vier Profilen ebenfalls aus Windkanalmessungen über Würfelfeldern. Ungeklärt dabei ist, ob die Rauigkeit mit den 25 Profilen von Cheng und Castro (2002a) (oder mit 21 Profilen bei Schultz, 2003) ausreichend bzw. vollständig repräsentativ erfasst wurde. Umfangreichere Messungen liefert zu diesem Thema Feddersen (2005) mit seinen Windkanalmessungen über einem detaillierten Stadtmodell von Basel, bei denen über dem Stadtgebiet sowohl in horizontalen Ebenen in fünf verschiedenen Höhen ( $1.8 h_M$ ,  $2.3 h_M$ ,  $2.7 h_M$ ,  $3.1 h_M$ ,  $4.7 h_M$ ) als auch vertikal fein aufgelöste Profile an zehn unterschiedlichen Messorten gemessen wurden. Ein Vergleich zwischen den einzelnen Flächenmitteln und dem Ensemblemittel über 10 Profile ergab, dass die Unterschiede zwischen dem Flächenmittel und Ensemblemittel innerhalb der von Feddersen (2005) ermittelten Reproduzierbarkeit in allen untersuchten Höhen lag. Schlünzen et al. (2003) schätzten die Repräsentativität einer Messstelle aus numerischen Simulationen mit dem mikroskaligen Strömungs- und Transportmodell MiTras in einer Straßenschlucht der Stadt Hannover (Göttinger Str.) ab. Die Repräsentativität wird bei Schlünzen et al. (2003) über normierte, relative Abweichungen einer Messstelle in und 10 m über der Straßenschlucht mit Ergebnissen eines  $1 \times 1$  m Gitters um die Messstelle herum abgeleitet. Je höher die Differenz, desto weniger repräsentativ ist die Messstelle. Es zeigte sich hierbei, dass die Repräsentativität der Messstelle innerhalb der Straßenschlucht deutlich reduziert ist im Vergleich zur Messstelle über

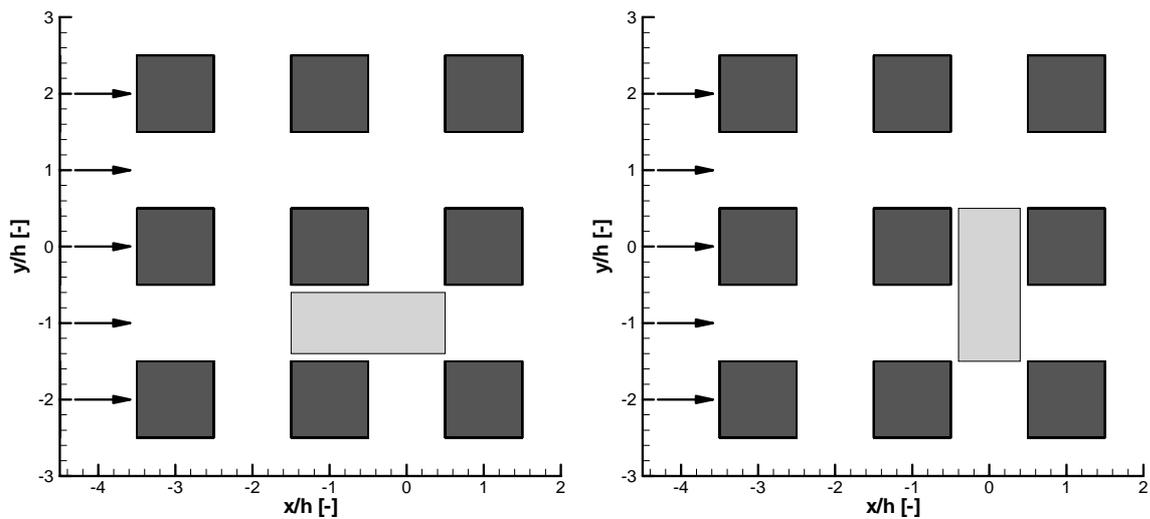
dem Dachniveau. Kanda et al. (2006) zeigt mit Daten von verschiedenen Messtürmen über einer städtischen Rauigkeit, dass eine Punktmessung repräsentativ sein kann, wenn der richtige Messort gewählt wird. Dennoch sind Messungen insbesondere innerhalb der Hindernisschicht und einer Straßenschlucht sehr stark vom Messort abhängig. Coceal et al. (2006) verglichen ihre über direkte numerische Simulation berechneten zeitlich gemittelten Strömungsfelder mit gemessenen Druckdifferenzen an einer Würfelstirn- und rückseite in einem versetzt angeordneten Würfelfeld von Cheng und Castro (2002a) und stellten sowohl in als auch über der Hindernisschicht eine sehr gute Übereinstimmung mit den gemessenen Profilen fest. Ebenfalls sehr gute Übereinstimmungen ergeben räumliche Mittel über die gesamte verwendete Domäne von turbulenten Schwankungsgrößen und turbulenten Flüssen mit den Profildaten über der Rauigkeit von Cheng und Castro (2002a). Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass horizontal gemittelte Punktmessungen oberhalb einer (einfachen homogenen) Rauigkeit sehr wohl repräsentativ sein können. Es fehlen allerdings Daten, die die Repräsentativität innerhalb der Rauigkeit abschätzen können.

Um diesen Sachverhalt näher zu untersuchen, sind ein Teil der hier vorgestellten Messungen im Rahmen einer von der Autorin mitbetreuten Diplomarbeit (Repschies, 2006) ausgewertet worden. Dabei sind horizontale Ebenen sowohl der Geschwindigkeitskomponenten  $U$ ,  $V$  als auch der Geschwindigkeitskomponenten  $U$ ,  $W$  in drei unterschiedlichen Höhen ( $0.25 h_w$ ,  $1 h_w$  und  $1.5 h_w$ ) in und oberhalb des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes ohne Dächer und in vier unterschiedlichen Höhen ( $0.64 h_w$ ,  $1 h_w$ ,  $1.5 h_w$  und  $2 h_w$ ) in und oberhalb des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Dächern in einem feinen Raster vermessen worden (vergleiche auch Abschnitt 4.3). Mit diesen Daten erhält man einen Überblick über das Strömungsfeld. Die in einem sehr dichten Raster gemessenen jeweiligen Ebenen wurden mit Hilfe des Triangulationsverfahrens als Fläche dargestellt. Bei der Triangulation bleiben die eingehenden Messwerte für eine Farbcodierung einer Fläche unverändert. Abbildung 30 stellt exemplarisch die gemessenen Ebenen der mittleren Longitudinalgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  der beiden untersuchten Konfigurationen auf der Höhe  $z = 1 h_w$  gegenüber.



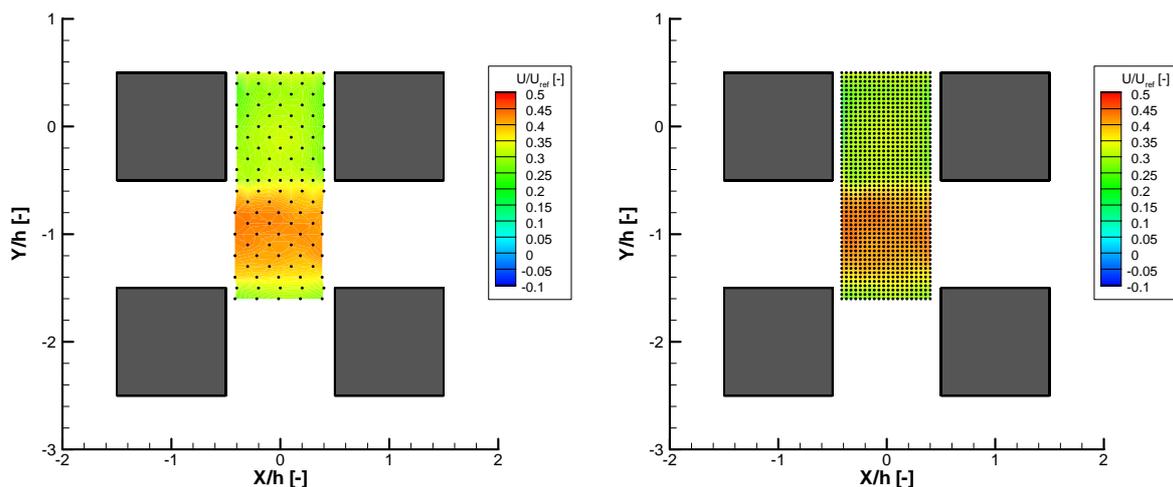
**Abbildung 30:** Horizontale Ebenen der mittleren Longitudinalgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  auf der Höhe  $z = h_w$  nach Triangulation. Links: regelmäßig angeordnetes Würfeld ohne Dächer, rechts: regelmäßig angeordnetes Würfeld mit Dächern.

Im regelmäßig angeordneten Würfeld ohne Dächer zeigt die longitudinale Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  eine deutliche Regimebildung. Der Formwiderstand der einzelnen Würfel bewirkt, dass Geschwindigkeiten, die hinter dem Würfel gemessen wurden, einen niedrigeren Betrag aufweisen als Geschwindigkeiten, die in der Längsschlucht (unbeeinflusst von den Würfeln) gemessen werden. Ein ähnliches Bild lässt sich auch für das Würfeld mit Dächern zeichnen. Es muss allerdings beachtet werden, dass die Höhe  $z = 1 h_w$  im Würfeld mit Dächern noch innerhalb der Rauigkeit gelegen ist. Der Einfluss durch die Dächer ist an den niedrigeren Beträgen der Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$  in der Längsschlucht und der Rücklaufzone hinter dem Spitzdach  $90^\circ$  erkennbar. Im Folgenden soll daher eine weiterführende Analyse der gemessenen Ebenen zu einer quantitativen Abschätzung von möglichen Abweichungen durch eine begrenzte Messortwahl aus Repschies (2006) vorgestellt werden: In Repschies (2006), Repschies et al. (2007) wurden die Ebenen zunächst in zwei unterschiedliche Teilgebiete Längs- und Querschlucht unterteilt (Abbildung 31).



**Abbildung 31:** Darstellung der beiden Teilbereiche Längsschlucht (links) und Querschlucht (rechts) für die Analyse horizontaler Repräsentativität, nach Repschies (2006).

Anschließend wurde die Dichte der Messpunkte einer Ebene durch Interpolation mit dem Renka-1-Algorithmus („Table Curve 3D“, Version 4.0 für Windows) zwischen den Messpunkten künstlich erhöht. Der Renka-1-Algorithmus basiert auf der „Clough-Tocher“ finite Elemente Methode. Auf diese Weise standen z.B. für ein Flächenmittel innerhalb eines Würfelfeldes statt der gemessenen 106 Messwerte 1060 interpolierte Werte zur Verfügung. Die interpolierten Werte sind als regelmäßiges Gitter mit einem Abstand von 5 mm ( $0.04 h_w$ ) angeordnet.

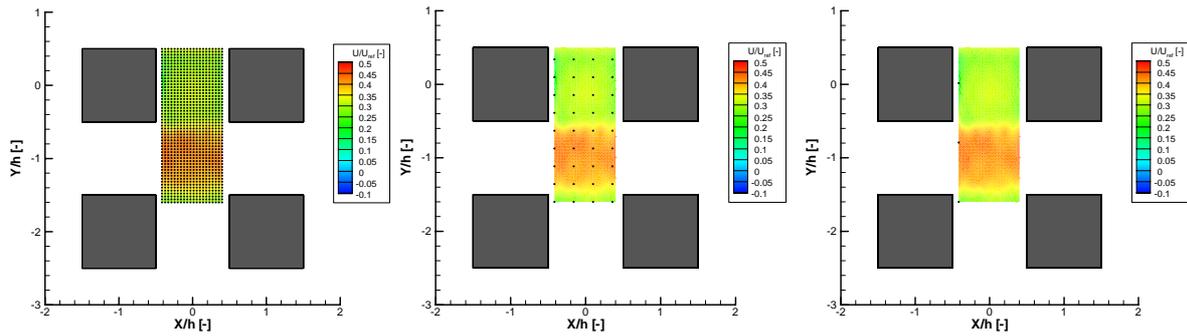


**Abbildung 32:** Vergleich des gemessenen Strömungsfeldes (links) und des interpolierten Feldes (rechts) für die Ebene auf der Höhe  $z=1 h_w$ , nach Repschies (2006), Repschies et al. (2007).

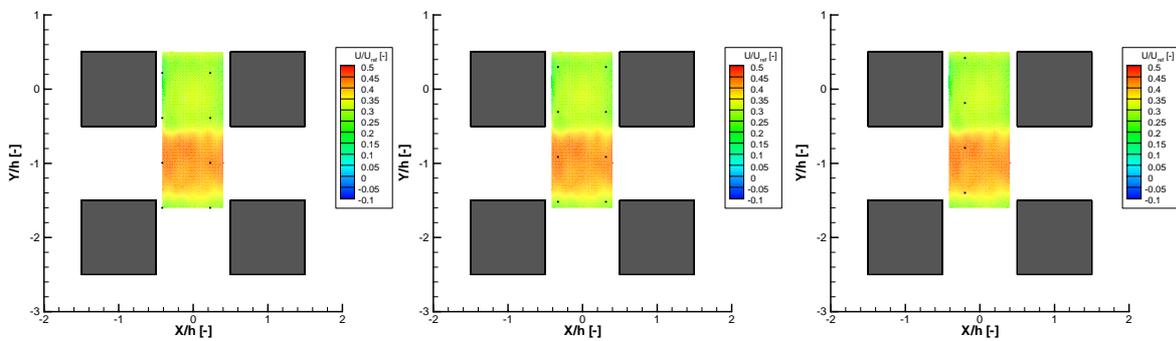
Ein C-Programm (siehe Repschies, 2006) bildete, unter systematischer Ausdünnung der Datendichte, Flächenmittel, die mit einem Flächenreferenzmittel, gebildet über dem dichtesten Messraster nach der Interpolation, verglichen wurden. Die „Ausdünnung“ der Werte erfolgte durch eine Vergrößerung des Punktabstandes in  $0.04 h_w$ -Schritten, d.h. es wurde ausgehend von der kleinsten Koordinate jeder 2. Wert in beiden Raumrichtungen ausgelassen bis ein Punktabstand von  $0.8 h_w$  erreicht wurde (Abbildung 33). In der bei Repschies (2006) und Repschies et al. (2007) untersuchten maximalen Punktdichte von  $0.8 h_w$  verblieben lediglich drei interpolierte Datenpunkte zur Flächenmittelung. Weiterhin enthält das Programm einen Algorithmus, der die Punktraster eines zugehörigen Punktabstandes räumlich verschiebt. Die räumliche Verschiebung des Punktrasters erfolgte in der diagonalen Verschiebung des Startpunktes (kleinste Koordinate). Diese diagonale Verschiebung wurde gewählt, um keiner Raumrichtung einen Vorzug zu geben. Die Verschiebung bewirkte, dass zum einen für einen bestimmten Punktabstand mehrere Flächenmittel zur Verfügung stehen und dass zum anderen eine unterschiedliche Punktzahl in die Flächenmittelbildung eingeht. Auf diese Weise entstanden z.B. für den größten Punktabstand  $0.8 h_w$  20 Flächenmittel, die sich vom Referenzflächenmittel unterscheiden können (Abbildung 34). Weitere Details zu dem verwendeten C-Programm können Repschies (2006) entnommen werden.

**Tabelle 6:** Übersicht über die Anzahl von möglichen Flächenmitteln für die untersuchten Punktabstände, nach Repschies (2006).

Punktabstand $h_w$	0.04	0.08	0.12	0.16	0.2	0.24	0.28	0.32	0.36	0.4
Anzahl der Flächenmittel	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Punktabstand $h_w$	0.44	0.48	0.52	0.56	0.6	0.64	0.68	0.72	0.76	0.8
Anzahl der Flächenmittel	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20



**Abbildung 33:** Eingehende Punktzahl für Flächenmittel unterschiedlicher Punktabstände. Links: Referenzfall  $0.04 h_w$ , Mitte:  $0.24 h_w$ , rechts:  $0.8 h_w$ , nach Repschies (2006).

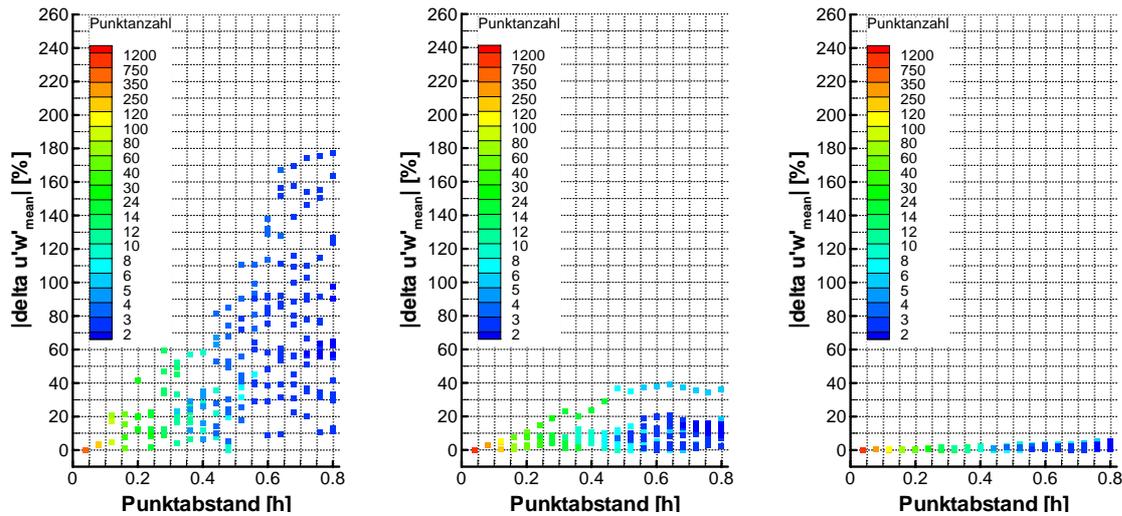


**Abbildung 34:** Beispiele für die diagonale Verschiebung eines Punktrasters mit Abstand  $0.6 h_w$ . Links: Startpunkt, Mitte: Verschiebung nach 3 Schritten, rechts: Verschiebung nach 6 Schritten. Nach einer Verschiebung von 6 Schritten gehen lediglich 4 Punkte in die Flächenmittlung ein, nach Repschies (2006).

Repschies (2006), Repschies et al. (2007) definierten nun ein Maß, mit dem die relative Abweichung eines Flächenmittels vom Referenzflächenmittel bewertet wurde:

$$|\delta U_{\text{mean}}| = \left| \frac{(U_{\text{Flächenmittel}} - U_{\text{Referenzfläche}})}{U_{\text{Referenzfläche}}} \right| * 100$$

Diese relative Abweichung der einzelnen Flächenmittel vom Referenzflächenmittel lässt sich als Punktdiagramm darstellen, wie es in Abbildung 35 exemplarisch (weitere Punktdiagramme sind bei Repschies (2006) und Repschies et al. (2007) zu finden) für die drei Horizontalebene des Teilbereiches Querschluft der turbulenten Impulsflüsse innerhalb und oberhalb des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes ohne Dächer veranschaulicht wird.



**Abbildung 35:** Abweichung einzelner Flächenmittel (Quadrate) des Impulsflusses  $U'W'$  vom Referenzflächenmittel des Teilgebietes Querschlucht der drei Ebenen  $0.25 h_W$  (links),  $1 h_W$  (Mitte) und  $1.5 h_W$  (rechts). Die Farbcodierung zeigt an, wie viele Messpunkte dem einzelnen Flächenmittel zu Grunde gelegt sind, aus Repschies (2006).

Jedes quadratische Symbol in Abbildung 35 stellt die Abweichung eines Flächenmittels von der Referenz dar. Die Farbcodierung zeigt, wie viele Datenpunkte zur Gewinnung des Flächenmittels eingegangen sind. Abbildung 35 ist zu entnehmen, dass mit größer werdendem Punktabstand die Streuung der einzelnen Flächenmittel zunimmt, aber auch die maximal mögliche Abweichung vom Referenzflächenmittel mit zunehmender Streuung größer wird. Die größten Abweichungen vom Referenzflächenmittel lassen sich für die turbulenten Impulsflüsse tief in der Rauigkeit (Ebene  $z = 0.25 h_W$ ) beobachten. Die Abweichungen des vertikalen Impulsflusses  $U'W'$  eines sehr groben Messrasters mit großem Punktabstand können innerhalb der Rauigkeit bis zu 180 % betragen. Auf Würfelhöhe können die maximalen Abweichungen des vertikalen Impulsflusses  $U'W'$  bis 40 % betragen, während oberhalb der Rauigkeit ( $z = 1.5 h_W$ ) eine geringe Abhängigkeit von der Messpunktzahl ermittelt wurde. Am Beispiel der mittleren Abbildung der Ebene auf der Höhe  $z = 1 h_W$  zeigt sich für den Punktabstand  $0.6 h_W$ , dass für eine höhere Zahl von eingehenden Datenpunkten nicht automatisch eine geringere Abweichung vom Referenzmittel beobachtet werden kann. Der Umstand wird auch in Abbildung 34 verdeutlicht: Nach den ersten Verschiebungen des Datenpunktrasters stehen noch 8 Datenpunkte zur Flächenmittelbildung zur Verfügung. Die Lage dieser Punkte befindet sich eher in den Randzonen des untersuchten Feldes und erfasst somit nicht die gesamten Charakteristiken des untersuchten Teilgebietes. Nach weiteren Verschiebungen verbleiben lediglich 4 Datenpunkte zur Flächenmittelbildung, die aber eine bessere Verteilung über das gesamte Strömungsfeld aufweisen und somit eine kleinere Abweichung von der Referenz erzielen. Die Lage der eingehenden Datenpunkte ist demnach ein nicht zu vernachlässigender Faktor, wenn nur eine begrenzte Auswahl an Messorten zur Verfügung

steht (z.B. bei Messungen in einer Straßenschlucht, wenn entsprechende Messtürme nur auf dem Gehweg aufgestellt werden können).

Ein Vergleich der Teilgebiete Längsschlucht und Querschlucht (Abbildung 31) ergibt, dass in den meisten Fällen die Abweichungen in der Längsschlucht kleiner sind als in der Querschlucht. Weiterführende Untersuchungen können Repschies (2006) und Repschies et al. (2007) entnommen werden.

Mit dieser Information soll nun eine zu erwartende maximale Abweichung für die Profilmessungen im regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dächer vorgenommen werden. Mit 10 Profilen in der Querschlucht lässt sich ein mittlerer Punktabstand zwischen  $0.4 - 0.6 h_w$  realisieren. Somit lässt sich eine maximale relative Unsicherheit für ein flächengemitteltes Impulsflussprofil innerhalb des Würfelfeldes ohne Dächer mit ca. 120 % (auf Höhe  $0.25 h_w$ ) bis 40 % (auf Höhe  $1 h_w$ ) angeben (Vgl. Abbildung 35).

In den Tabellen 7 und 8 sind für alle profilrelevanten Komponenten die größten Abweichungen für einen Punktabstand von  $0.5 h_w$  für die untersuchten Höhen im Teilgebiet Querschlucht zusammengefasst. Entsprechende Ergebnisse aus dem Teilgebiet Längsschlucht können dem Anhang B entnommen werden. Mit Ausnahme der Geschwindigkeitskomponente  $W$  kann eine Abnahme der Abweichungen mit zunehmender Höhe beobachtet werden. Die relativen Abweichungen der Geschwindigkeitskomponente  $W$  erscheinen prozentual sehr hoch, was in der Definition des Maßes der relativen Abweichung begründet liegt. Generell ist die gemessene Geschwindigkeit  $W$  sehr klein und bewegt sich am unteren Rand des möglichen Auflösungsvermögens des Messsystems. Daher ist eine Bewertung der Abweichung von einem Flächenmittel nach der obigen Definition nicht ganz unproblematisch und die sehr hohen Abweichungen sollten unter diesem Gesichtspunkt bewertet werden. Aus diesem Grunde sind neben der relativen Abweichung noch die absoluten maximalen Abweichungen ( $|W_{\text{Flächenmittel}} - W_{\text{Referenzfläche}}|$ ) angegeben. Die qualitative Tendenz, dass die Abweichung der Geschwindigkeitskomponente  $W$  besonders auf Dachniveau ( $1 h_w$  beim Würfelfeld ohne Dächer und  $1.5 h_w$  beim Würfelfeld mit Dächern) am größten ist, lässt sich aber dennoch gut ablesen.

**Tabelle 7:** Referenzflächenmittel, maximale (prozentuale) Abweichungen und  $|\delta U_{\text{Mean}}|$  der analysierten Flächenmittel für einen mittleren Punktabstand  $0.5 h_W$  des Würfelfeldes ohne Dächer für den Teilbereich Querschluft.

Komponente		$z = 0.25 h_W$	$z = 1 h_W$	$z = 1.5 h_W$
$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.076	0.31	0.51
	Max. Abweichung	0.009	0.03	<Streubreite
	$ \delta U_{\text{Mean}} $	12 %	9 %	<Streubreite
$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.01	-0.005	-0.01
	Max. Abweichung	0.01	0.06	<Streubreite
	$ \delta W_{\text{Mean}} $	155 %	1000 %	<Streubreite
$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.11	0.07	0.01
	Max. Abweichung	0.03	0.06	<Streubreite
	$ \delta U_{\text{rms}} $	26 %	87 %	<Streubreite
$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.02	0.04	0.003
	Max. Abweichung	0.02	0.08	<Streubreite
	$ \delta W_{\text{rms}} $	81 %	180 %	<Streubreite
$U^*W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$	Referenzflächenmittel	-0.001	-0.005	-0.003
	Max. Abweichung	0.002	0.002	<Streubreite
	$ \delta U^*W'_{\text{Mean}} $	120 %	37 %	<Streubreite

**Tabelle 8:** Referenzflächenmittel, maximale (prozentuale) Abweichungen und  $|\delta U_{\text{Mean}}|$  der analysierten Flächenmittel für einen mittleren Punktabstand  $0.5 h_W$  des Würfelfeldes mit Dächern für den Teilbereich Querschluft.

Komponente		$z = 0.25 h_W$	$z = 1 h_W$	$z = 1.5 h_W$	$z = 2 h_W$
$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.13	0.21	0.32	0.49
	Max. Abweichung	0.03	0.03	0.02	<Streubreite
	$ \delta U_{\text{Mean}} $	19 %	16 %	7 %	<Streubreite
$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	-0.01	-0.02	0.003	-0.004
	Max. Abweichung	0.05	0.01	0.02	0.001
	$ \delta W_{\text{Mean}} $	362 %	96 %	570 %	33 %
$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	0.10	0.11	0.09	0.01
	Max. Abweichung	0.02	0.06	0.03	<Streubreite
	$ \delta U_{\text{rms}} $	17 %	54 %	35 %	<Streubreite

**Tabelle 8:** Fortsetzung.

	Referenzflächenmittel	0.07	0.06	0.03	0.01
$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Max. Abweichung	0.04	0.03	0.02	<Streubreite
	$ \text{delta } W_{\text{rms}} $	58 %	44 %	85 %	<Streubreite
	Referenzflächenmittel	-0.002	-0.0034	-0.0054	-0.0043
$U^2 W_{\text{Mean}}^2 / U_{\text{ref}}^2$	Max. Abweichung	0.001	0.0006	0.0003	<Streubreite
	$ \text{delta } U^2 W_{\text{Mean}}^2 $	80 %	18 %	6 %	<Streubreite

Die Tabellen 7 und 8 zeigen auch, dass selbst hochaufgelöste punktuelle Messungen, insbesondere innerhalb der Rauigkeit, im ungünstigsten Fall räumlich nicht repräsentativ sind. Dieser Umstand darf bei einer Bewertung von lokal durchgeführten Messungen nicht vernachlässigt werden. Eine umfassende Darstellung der Bewertung der räumlichen Repräsentativität gibt die Arbeit von Repschies (2006).

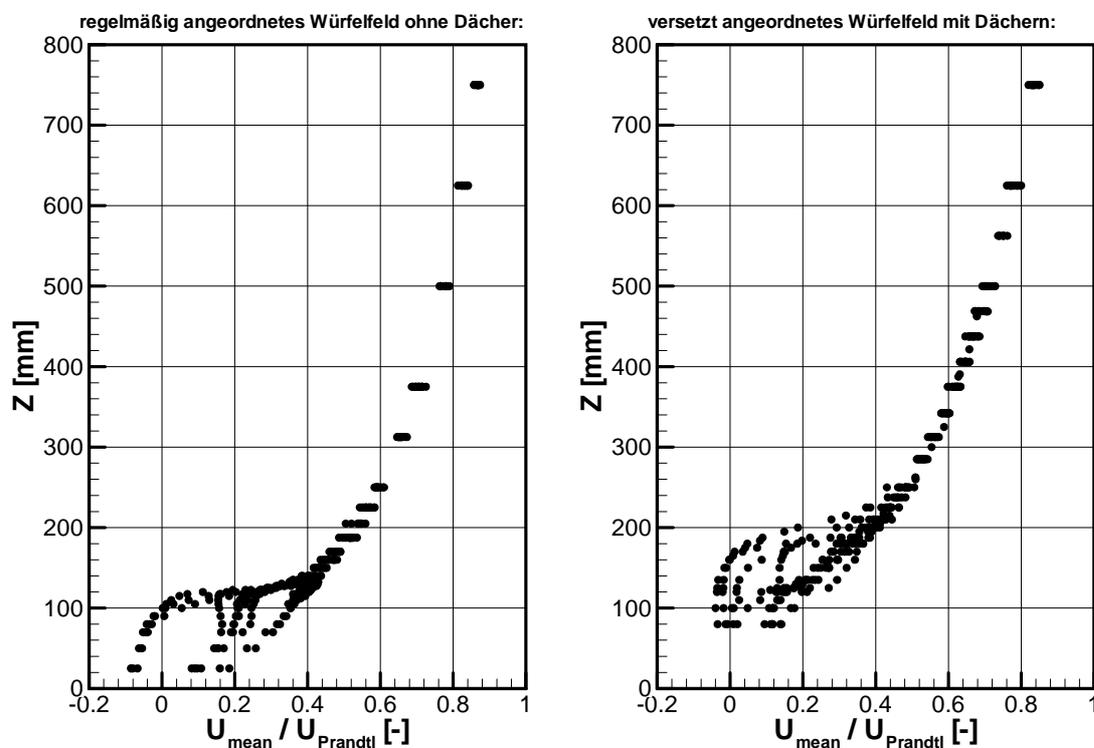
## 6 Darstellung der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Profilmessungen präsentiert. Dabei wird zunächst die Normierung der Daten beschrieben. Diese ist notwendig, um Daten aus unterschiedlichen Konfigurationen vergleichen zu können. Die Profilmessungen wurden in und über Rauigkeiten durchgeführt, die die gesamte Kanalstrecke einnehmen. Daher wird anschließend die Höhe des Einflussbereichs durch die unterliegende Rauigkeit auf die Strömung ermittelt. Dies erfolgt durch die Auswertung von Profilen, die am gleichen Ort, aber mit unterschiedlichen Anströmungsbedingungen gemessen wurden. Bei der Auswertung, basierend auf einer Einzelbetrachtung der gemessenen Profile, wird die Höhe der Rauigkeitsschicht mit unterschiedlichen Verfahren bestimmt und der Einfluss der unterschiedlichen Dachformen untersucht. Zusätzlich wird für definierte Zonen in der Rauigkeit eine Klassifizierung der Profile vorgenommen. Anhand der Flächenanteile, die einzelne Zonen und ihre zugehörigen Profilklassen von der Gesamtfläche einnehmen, wird ein (flächengewichtet) gemittelttes Profil berechnet. Abschließend werden ausgewählte Parametrisierungen aus Kapitel 3 an diesen flächengewichtet gemittelten Profilen angewendet und getestet. Dabei werden zunächst morphometrische Modelle auf ihre Anwendbarkeit geprüft, im weiteren Verlauf Ansätze für das mittlere Windprofil innerhalb der Rauigkeit und in der Rauigkeitsschicht untersucht und abschließend Ansätze zur Parametrisierung des Impulsflussprofils angewendet.

### 6.1 Vergleichbarkeit von Messungen unterschiedlicher Konfigurationen

In dieser Arbeit sind Strömungsmessungen über drei unterschiedlichen Würfelfeld-Variationen durchgeführt worden. Damit Daten aus den verschiedenen Konfigurationen verglichen werden können, muss die Höhenkoordinate der Daten normiert werden. Generell ist die Vorgehensweise zur Skalierung der Daten wie folgt: Mit der vom Prandtlrohr in der ungestörten Strömung gemessenen Referenzwindgeschwindigkeit werden die Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile dimensionslos gemacht. Anschließend werden die dimensionslosen Profile auf eine gewählte Referenzhöhe bezogen. Auf diese Weise sind alle Profile miteinander vergleichbar, da sie auf die gleiche Referenzhöhe normiert worden sind. Als Referenzhöhe dient meistens eine Höhe, die einen Bezug zur unterliegenden Rauigkeitsstruktur besitzt (z.B. die mittlere Gebäudehöhe).

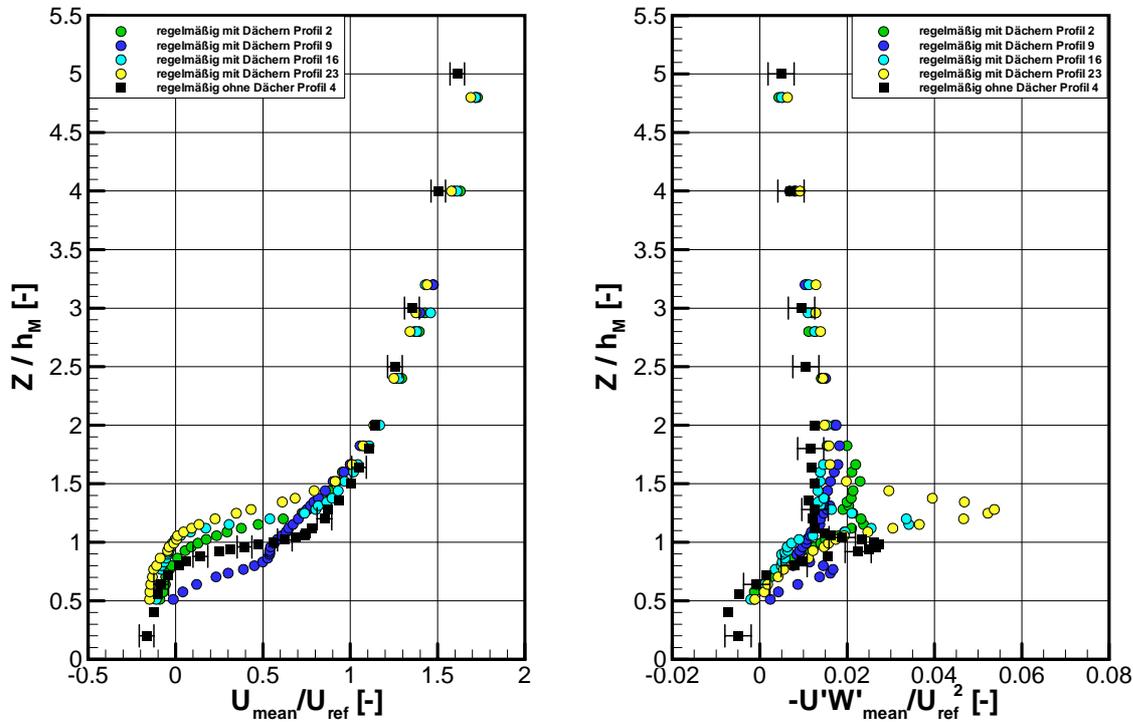
Die nachfolgend vorgestellten Messreihen sind so konzipiert, dass sie die Rauigkeitsschicht besonders gut auflösen. Nachgebildet wurde daher nur der untere Teil der Grenzschicht. Die Grenzschichthöhe mit der zugehörigen Freistromgeschwindigkeit bleibt unbestimmt. Ferner lässt sich mit einem Blick auf Abbildung 36 feststellen, dass der jeweils erfasste Teil der Grenzschicht bei den untersuchten Rauigkeitskonfigurationen unterschiedlich weit hoch reicht. So erfasst der vertikale Messbereich über dem homogenen Würfelfeld nahezu die gesamte Grenzschicht, während über der versetzt angeordneten Konfiguration mit Dächern ein geringerer Teil der Grenzschicht vermessen wurde. Ein direkter Vergleich der Ergebnisse ist daher physikalisch nicht sinnvoll, wenn die höchste Messposition zur Normierung der Daten zu Grunde gelegt wird.



**Abbildung 36:** Gemessene Profile der mittleren Horizontalgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$ . Links: Homogenes Würfelfeld, rechts versetzt angeordnetes Würfelfeld mit Dächern. Normiert wurde mit der Geschwindigkeit, die am Prandtrohr gemessen wurde.

Es ist daher erforderlich, eine Höhe mit Bezug zur Geometrie der Rauigkeit zu verwenden. Zunächst fiel die Wahl auf die in der Praxis häufig verwendete mittlere Rauigkeitshöhe  $h_M$ . Um die Anwendbarkeit dieser Wahl zu testen, wurden Profile, die über dem einfachen Würfelfeld gemessen wurden, direkt mit Profilen, die über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern gemessen wurden, verglichen (Abbildung 37). Die Höhe  $z$  wurde dabei mit der mittleren Rauigkeitshöhe  $h_M$  und die gemessenen Geschwindigkeiten mit der auf  $1,5 h_M$  skalierten Referenzge-

schwindigkeit  $U_{\text{ref}}$  normiert. Dieses Verfahren zeigt immer noch eine sehr ausgeprägte vertikale Variabilität der Daten (Abbildung 37). Es wurde daher nach einer anderen Bezugsgröße für die Höhe gesucht, welche ebenfalls die Rauigkeitskonfiguration gut beschreibt.



**Abbildung 37:** Vergleich von gemessenen Profilen der regelmäßig angeordneten Würfelfelder ohne und mit Dächern. Die Normierung basiert auf der mittleren Rauigkeitshöhe  $h_M$  (siehe Text). Nummerierung der Profile basiert auf Abbildung 18.

Nachfolgend wird daher eine Skalierung basierend auf dem Konzept einer „aerodynamisch vergleichbaren Höhe“ entwickelt (Schultz et al., 2007). Dieses Konzept geht von der Beobachtung aus, dass in den vertikalen turbulenten Impulsflussprofilen in einer bestimmten Höhe ein Maximum auftritt (Abschnitt 2.3.2). Als Grundlage für eine Skalierung der Daten dient diese Höhe des Maximums  $h_{\text{MAX}}$ . Zur Normierung der Geschwindigkeits- und Turbulenzfelder wird die unabhängige Referenzgeschwindigkeit des Prandtlrohres auf die Höhe  $1.5 h_{\text{MAX}}$  skaliert. Die Skalierung der Referenzgeschwindigkeit auf die Höhe  $z = 1.5 h_{\text{MAX}}$  erfolgt mit Hilfe eines Skalierungsfaktors, der wie folgt bestimmt wurde: Aus allen gemessenen Profilen einer Konfiguration mit gleicher Anströmungsbedingung wird jeweils das Verhältnis der Geschwindigkeit an Position  $z = 1.5 h_{\text{MAX}}$  des Profils und der Referenzgeschwindigkeit des Prandtlrohres gebildet. Anschließend wird über alle Verhältniswerte ein arithmetisches Mittel gebildet. Dieses Mittel repräsentiert dann

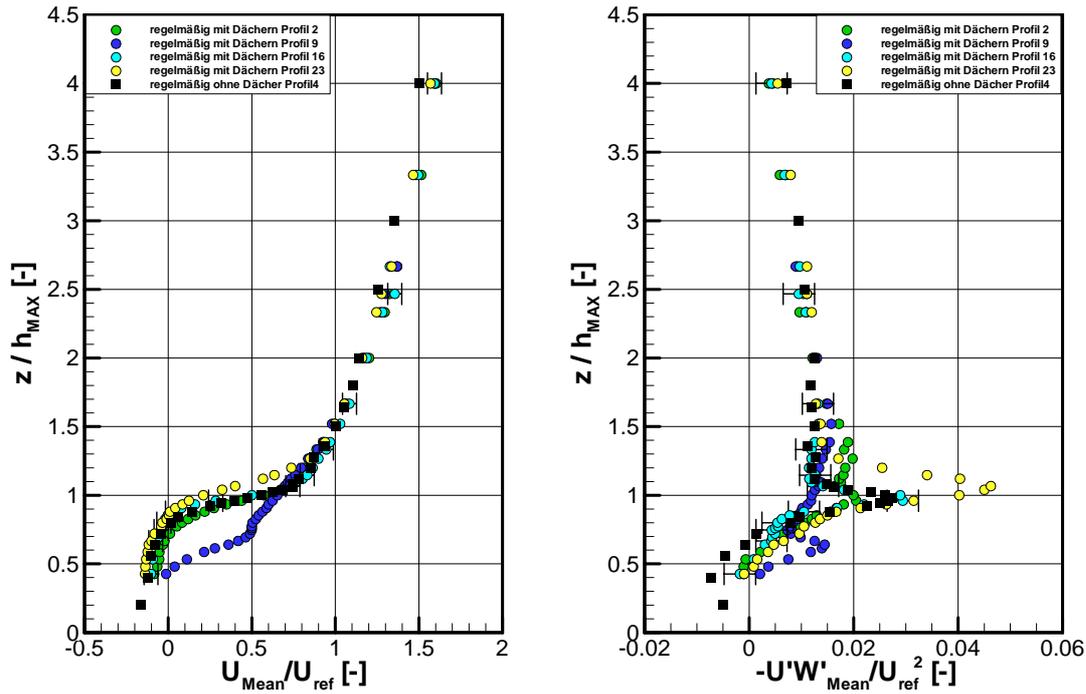
den jeweiligen Skalierungsfaktor einer Konfiguration. Tabelle 9 gibt eine Übersicht aller mit diesem Verfahren ermittelten Skalierungsfaktoren.

**Tabelle 9:** Übersicht der ermittelten Skalierungsfaktoren der untersuchten Rauigkeitskonfigurationen unter verschiedenen Anströmungsbedingungen.

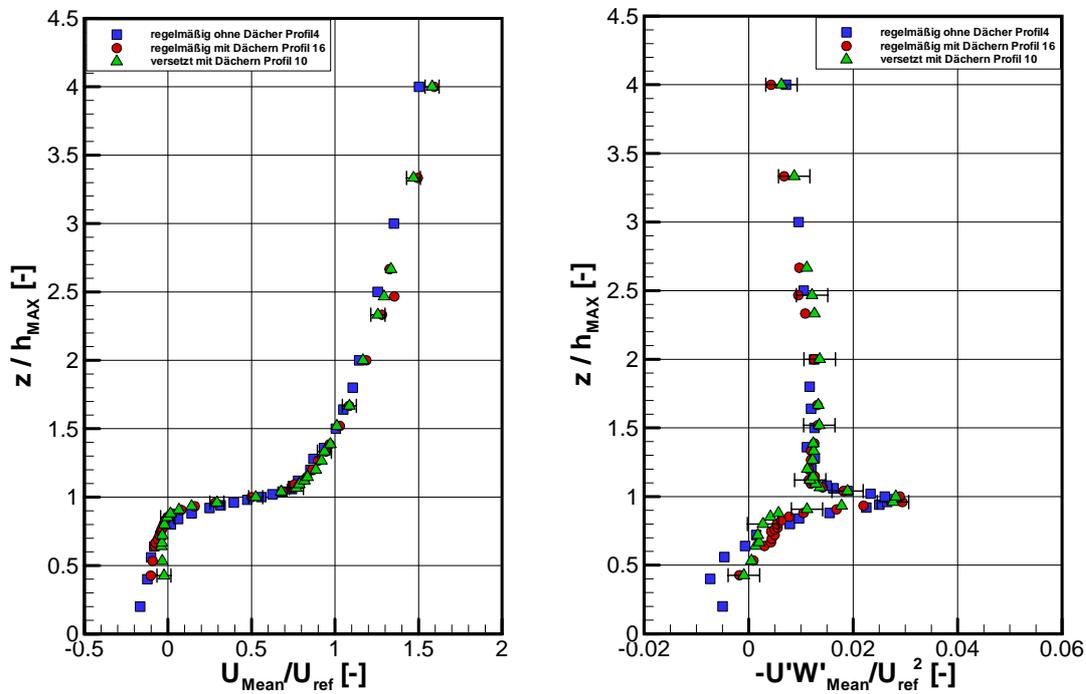
	Ohne Spires	Spires Typ 1	Spires Typ2
<b>Regelmäßig, ohne Dach</b>	$0.64 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.03$	$0.49 \pm 0.03$
<b>Regelmäßig, mit Dach</b>	$0.65 \pm 0.03$	$0.53 \pm 0.03$	----
<b>Versetzt, mit Dach</b>	$0.63 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.03$

Aus Tabelle 9 lässt sich ablesen, dass die unterschiedlichen Anströmungsbedingungen den größten Einfluss auf die Messdaten über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne zusätzliche Dachaufbauten haben. Unter gleichen Anströmungsbedingungen ist die Variabilität des Skalierungsfaktors über den unterschiedlichen Konfigurationen hingegen nur sehr gering. Dies ist ein weiterer Beleg dafür, dass Daten, die mit der gewählten Referenzhöhe skaliert wurden, tatsächlich vergleichbar sind.

Werden Daten mit einer „aerodynamisch vergleichbaren Höhe“ (basierend auf  $1.5 h_{MAX}$ ) skaliert, wird die vertikale Variabilität der Daten reduziert. Profile, die hinter einer gleichen Dachform gemessen wurden, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung unter gleichen Anströmungsverhältnissen (Abbildungen 38 und 39). Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind in Abbildung 39 nur die Profile, die an gleichen Positionen hinter einem Flachdach gemessen wurden, dargestellt. Es zeigt sich in Abbildung 39 eine sehr gute Vergleichbarkeit aller drei untersuchten Datensätze (vgl. Schultz et al., 2007). Theoretisch lässt sich diese Art der Skalierung auch auf Daten von komplexeren (realen) Rauigkeiten anwenden. Da das Maximum im vertikalen Impulsflussprofil auf der Höhe des Dachniveaus auftritt, kann als generelle Referenzhöhe in realen Städten bei nicht zu unterschiedlichen Haushöhen z.B. die mittlere Höhe der umliegenden Dachfirste als Skalierungshöhe verwendet werden. Die praktische Anwendbarkeit des Konzeptes in wirklichen Stadtgebieten, die sich durch eine wesentlich größere Streuung der Gebäudehöhen auszeichnet, muss noch eingehender anhand von weiterführenden Daten getestet werden.



**Abbildung 38:** Vergleich von gemessenen Profilen der regelmäßig angeordneten Würfelelder mit und ohne Dächer. Normierung basiert auf der Höhe des auftretenden Maximums  $h_{MAX}$  (siehe Text). Nummerierung der Profile basiert auf Abbildung 18.



**Abbildung 39:** Vergleich aller untersuchten Konfigurationen skaliert mit der „aerodynamisch vergleichbaren Höhe“ für die Flachdachform. Nummerierung der Profile erfolgt wie in Abbildung 19 angezeigt. Angetragen ist die Streubreite der Messungen.

## 6.2 Bestimmung des Einflussbereichs der Rauigkeitselemente

Im Folgenden wird untersucht, inwieweit die Strömung oberhalb der untersuchten Rauigkeiten direkt durch die Rauigkeit und nicht durch vorgeprägte Wirbel durch die Turbulenzgeneratoren am Beginn der Windkanalstrecke beeinflusst ist. Nimmt man für eine erste Abschätzung die Formel von Wieringa (Abschnitt 2.1) und schätzt für das regelmäßig angeordnete Würfeld ohne Dächer  $z_0 = 0.1 h_W$  und  $d_0 = 0.7 h_W$  ab, so ergibt sich eine Höhe von etwa  $z = 1.8 h_W$ . Bis zu dieser Höhe befindet sich die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit für die hier vorhandene Überstreichungslänge. Mit derselben Vorgehensweise lässt sich unter der Annahme von  $z_0 = 0.1 h_M$  und  $d_0 = 0.7 h_M$  die Höhe der Gleichgewichtsschicht der Konfigurationen mit Dächern zu  $z \approx 1.8 h_M$  berechnen. Um die Höhe des Einflussbereichs der Rauigkeiten anhand der vorhandenen Messungen zu bestimmen, ist mit drei unterschiedlichen Anströmungsbedingungen gearbeitet worden. Bei Anströmungsbedingung 1 wurde bei der Erzeugung der Grenzschicht auf die Verwendung von Turbulenzgeneratoren verzichtet. Bei der Anströmungsbedingung 2 wurde die Grenzschicht mit sieben schmalen Turbulenzgeneratoren (spires Typ 1, Abbildung 14) erzeugt, und bei Anströmungsbedingung 3 sind die großen Wirbel mit drei sehr hohen und breiten Turbulenzgeneratoren erzeugt worden (spires Typ 2, Abbildung 15). Die Profile wurden jeweils an derselben Position im Würfeld gemessen, während die Anströmungsbedingungen variiert worden sind. Es sollte untersucht werden, inwieweit das Strömungsfeld trotz Prägung durch eine lange mit Rauigkeitselementen besetzte Vorlaufstrecke noch von den Verhältnissen stromaufwärts von den Rauigkeiten beeinflusst wird. Die Abbildungen 40 bis 45 stellen die Messergebnisse für das regelmäßig angeordnete Würfeld ohne Dächer und das versetzt angeordnete Würfeld mit Dächern dar. Ziel dieser Untersuchung war es, einen vertikalen Bereich oberhalb der Rauigkeit zu definieren, in dem die Strömung möglichst unbeeinflusst von äußeren Randbedingungen ist. Lässt sich ein solcher Bereich finden, so kann davon ausgegangen werden, dass sich die Strömung dort im völligen Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befindet.

Die Ergebnisse der Messungen innerhalb und oberhalb des einfachen Würfeldes ohne Dächer zeigen für die hier untersuchten Anströmungsverhältnisse eine Abhängigkeit der mittleren und turbulenten Geschwindigkeitsprofile durch äußere Einflüsse. Profile der mittleren Horizontalgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  liegen bis  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  übereinander (vgl. Abb. 40, links). Oberhalb dieser Höhe zeigt sich ein leichter Einfluss der unterschiedlichen Anströmungen. Die angetragenen Streubreiten überlagern sich allerdings über den gesamten gemessenen Höhenbereich. Somit kann ü-

ber diesem vertikalen Bereich keine eindeutige Aussage getroffen werden, ob die Strömung oberhalb von  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit liegt. Profile der mittleren Vertikalgeschwindigkeit  $W_{\text{Mean}}$  zeigen eine gute Übereinstimmung bis zu einer Höhe von  $z = 5 h_{\text{MAX}}$  (Abbildung 40, rechts).

Die Profile der turbulenten Größen  $U_{\text{rms}}$  und  $W_{\text{rms}}$  zeigen, im Gegensatz zu den mittleren Geschwindigkeiten, eine größere Abhängigkeit von äußeren Randbedingungen (Abbildung 41). Insbesondere das Profil, das unter der turbulenzreichen Anströmung (Turbulenzgeneratoren vom Typ 2) gemessen wurde, zeigt oberhalb der Rauigkeit keine gute Übereinstimmung zu den Profilen, die unter den turbulenzärmeren Anströmungsbedingungen gemessen wurden. Eine Überlappung des Vertrauensbereiches der Daten kann bis  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  festgestellt werden. Das homogene Würfelfeld wirkt als eine wenig raue Oberfläche und wird daher leichter von größeren Wirbeln beeinflusst. Das auftretende Maximum im turbulenten Flussprofil (Abbildung 42) ist bei der turbulenzreichen Anströmung der Turbulenzgeneratoren vom Typ 2 stärker ausgeprägt als bei den turbulenzärmeren Anströmungen (Turbulenzgeneratoren vom Typ 1 und keine Verwendung von Turbulenzgeneratoren). Die Abweichungen im Maximum der Impulsflussprofile zeigen bis  $z = 0.8 h_{\text{MAX}}$  in die Rauigkeit hinein einen Einfluss. Es ist anzunehmen, dass die starke Turbulenz, die durch die großen Turbulenzgeneratoren (Typ 2) erzeugt wird, die turbulenten Impulsflüsse, die durch die homogene Rauigkeit erzeugt werden, verstärken. Dennoch lässt sich oberhalb des Maximums ein Bereich bestimmen, bei dem sich die Vertrauensbereiche, ausgedrückt durch die Streubreite der einzelnen Daten, bis in die Höhe  $z = 3 h_{\text{MAX}}$  überlappen (Abbildung 42). Eine eindeutige Aussage, ob die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit liegt, kann daher nicht getroffen werden.

Die obige Beschreibung zeigt, dass die betrachteten Komponenten unterschiedlich stark von den äußeren Randbedingungen beeinflusst werden. Bei den hier untersuchten Anströmungsverhältnissen werden die turbulenten Größen stärker von den Wirbeln einer von außen aufgeprägten Grenzschicht beeinflusst. Der Bereich, in dem sich die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden homogenen Rauigkeit befindet, sollte anhand der am stärksten beeinflussten Komponente bestimmt werden. Die Höhe der Gleichgewichtsschicht für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld ohne Dächer kann auf Grundlage der Messungen bis maximal  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  angegeben werden, mit der Einschränkung, dass die  $U_{\text{rms}}$ - und  $W_{\text{rms}}$ -Profile nicht ganz unbeeinflusst sind. Die aus den Messungen bestimmte Höhe der Gleichgewichtsschicht zeigt eine recht gute Übereinstimmung zu der Höhe, wie sie mit der Formel von Wieringa prognostiziert wurde.

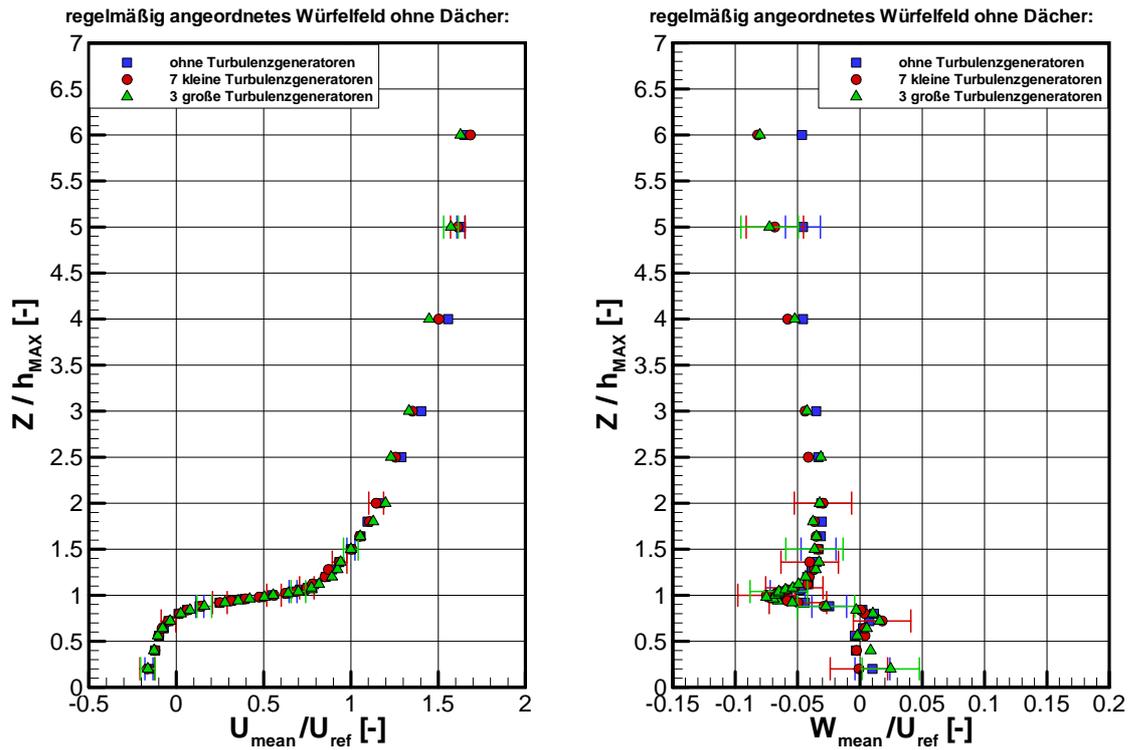


Abbildung 40: Untersuchter Einflussbereich von Profilen der mittleren Geschwindigkeitskomponenten  $U_{\text{Mean}}$  und  $W_{\text{Mean}}$  für die regelmäßig angeordneten Würfel ohne Dächer (Konfiguration 1).

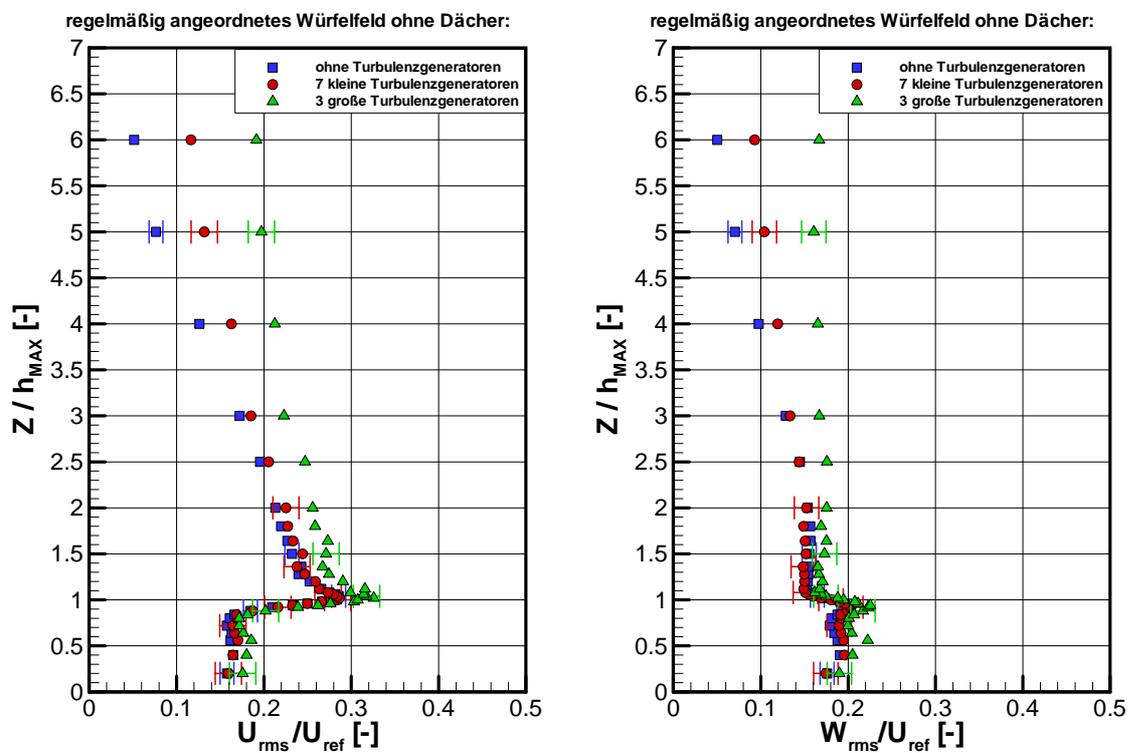
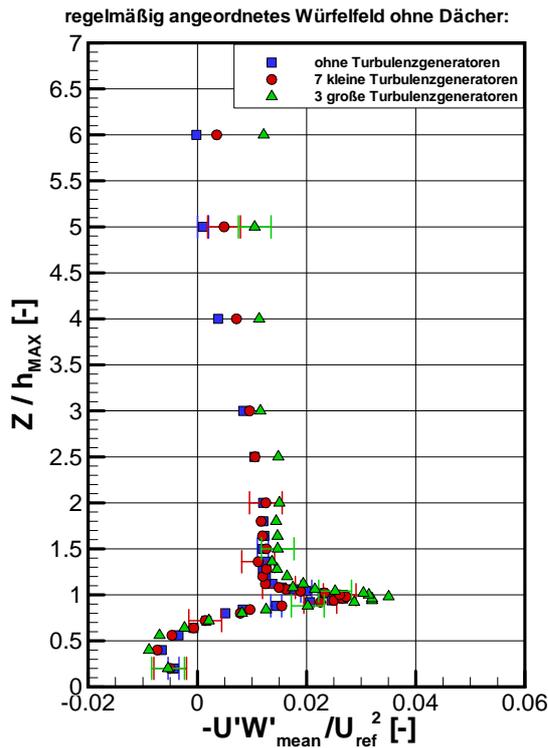


Abbildung 41: Wie Abbildung 40 für die Profile der turbulenten Größen  $U_{\text{rms}}$  und  $W_{\text{rms}}$ .



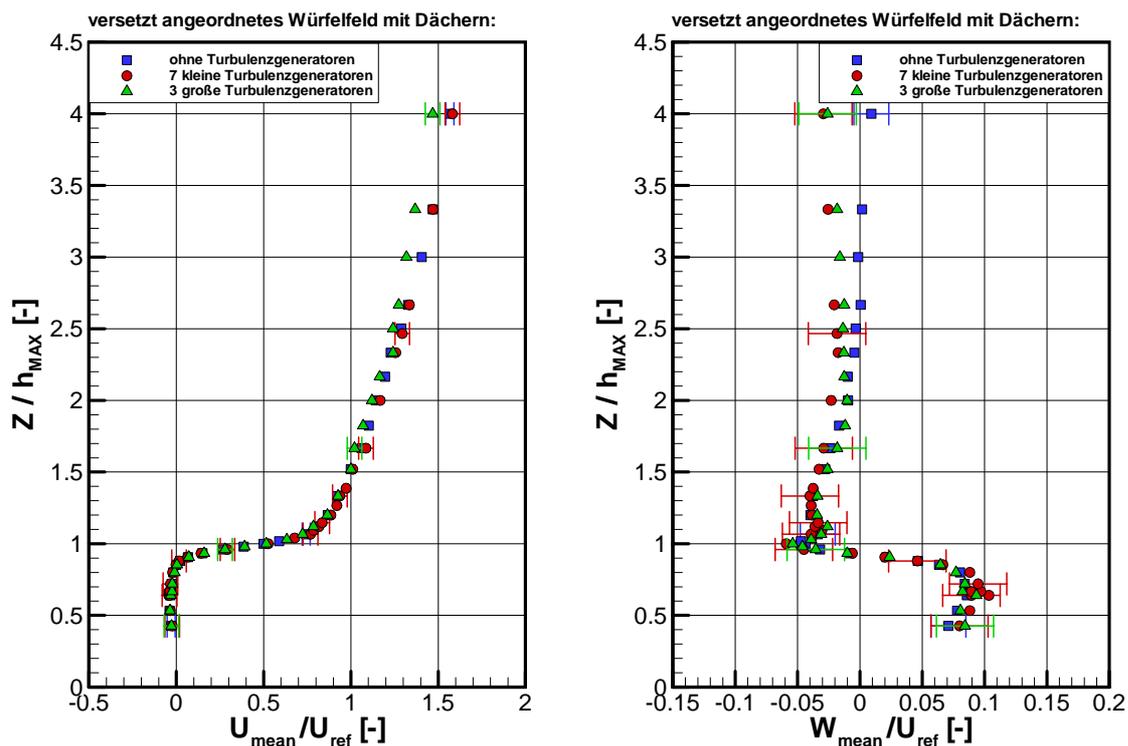
**Abbildung 42:** Wie Abbildung 40 für das vertikale turbulente Impulsflussprofil.

Das Konzept verschiedener Anströmungsbedingungen zeigt trotz einer sehr langen Überstreichungslänge ( $\sim 100 h_w$ ) eine erkennbare Abhängigkeit der Profile von den verwendeten Turbulenzgeneratoren. Dies ist ein Beleg dafür, dass bei der Modellierung einer städtischen Grenzschicht auch bei Modellgebieten mit langer Überstreichungslänge die Anströmungsbedingung nicht vernachlässigt werden darf und vollständig dokumentiert werden muss.

Ein Einfluss der von der Strömung mitgebrachten großen Wirbel ist bei der versetzt angeordneten Konfiguration in der mittleren Horizontalgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  bis zur Höhe  $z = 1.5 h_{\text{MAX}}$  ( $= 1.8 h_M$ ) nicht festzustellen (Abbildung 43). Darüber hinaus zeigt sich ein Übergangsbereich bis  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  ( $= 2.4 h_M$ ), in dem eine Tendenz zu unterschiedlichen Profilen auf Grund des Einflusses der Anströmungsbedingung zu sehen ist, diese aber noch innerhalb des angetragenen Vertrauensbereichs der Daten liegen (Abbildung 43, links). Profile der mittleren Vertikalgeschwindigkeit  $W_{\text{Mean}}$  zeigen gute Übereinstimmungen bis  $z = 2.3 h_{\text{MAX}}$  ( $= 2.8 h_M$ ), bevor eine Tendenz zu unterschiedlichen Profilen erkennbar wird. Gemessen an den kleinen Werten der mittleren Vertikalgeschwindigkeit  $W_{\text{Mean}}$  erscheint die Streubreite sehr groß, so dass bis  $z = 3.3 h_{\text{MAX}}$  ( $= 4 h_M$ ) Profile noch innerhalb des Vertrauensbereichs der Daten liegen (Abbildung 43, rechts). Die Abweichung der mittleren Horizontalgeschwindigkeit  $U_{\text{rms}}$  (Abbildung 44, links) zeigt wiederum den

größten Einfluss durch aufgeprägte große Wirbel.  $U_{\text{rms}}$ -Profile fallen nur bis etwa Dachniveau zusammen. Die angetragenen Streubreiten überlagern sich dagegen bis  $z = 2 h_{\text{MAX}} (= 2.4 h_M)$ .  $W_{\text{rms}}$ -Profile zeigen bis  $z = 1.8 h_{\text{MAX}} (= 2.2 h_M)$  eine gute Übereinstimmung (Abbildung 44 rechts). Die angetragenen Vertrauensbereiche der Daten überlappen sich bis  $z = 2.6 h_{\text{MAX}} (= 3.2 h_M)$ . Das Impulsflussprofil (Abbildung 45) zeigt eine Tendenz zur Separation ab  $z = 2.2 h_{\text{MAX}} (= 2.6 h_M)$ , während sich die Streubreiten bis  $z = 2.6 h_{\text{MAX}} (= 3.2 h_M)$  überlagern.

Es zeigt sich, dass sich auf die turbulente Größe  $U_{\text{rms}}$  äußere Einflüsse am stärksten auswirken. Der Bereich, in dem die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden, versetzt angeordneten Rauigkeit ist, kann daher bis höchstens  $z = 2 h_{\text{MAX}} (= 2.4 h_M)$  angegeben werden. Insgesamt bewirkt die „rauere“ Oberfläche einen höheren Austausch der Luftmassen und zeigt sich daher nahe der Rauigkeit nur wenig beeinflusst gegenüber der äußeren Anströmung.



**Abbildung 43:** Untersuchter Einflussbereich von Profilen der mittleren Geschwindigkeitskomponenten  $U_{\text{Mean}}$  und  $W_{\text{Mean}}$  für die versetzt angeordneten Rauigkeitselemente mit Dächern (Konfiguration 3).

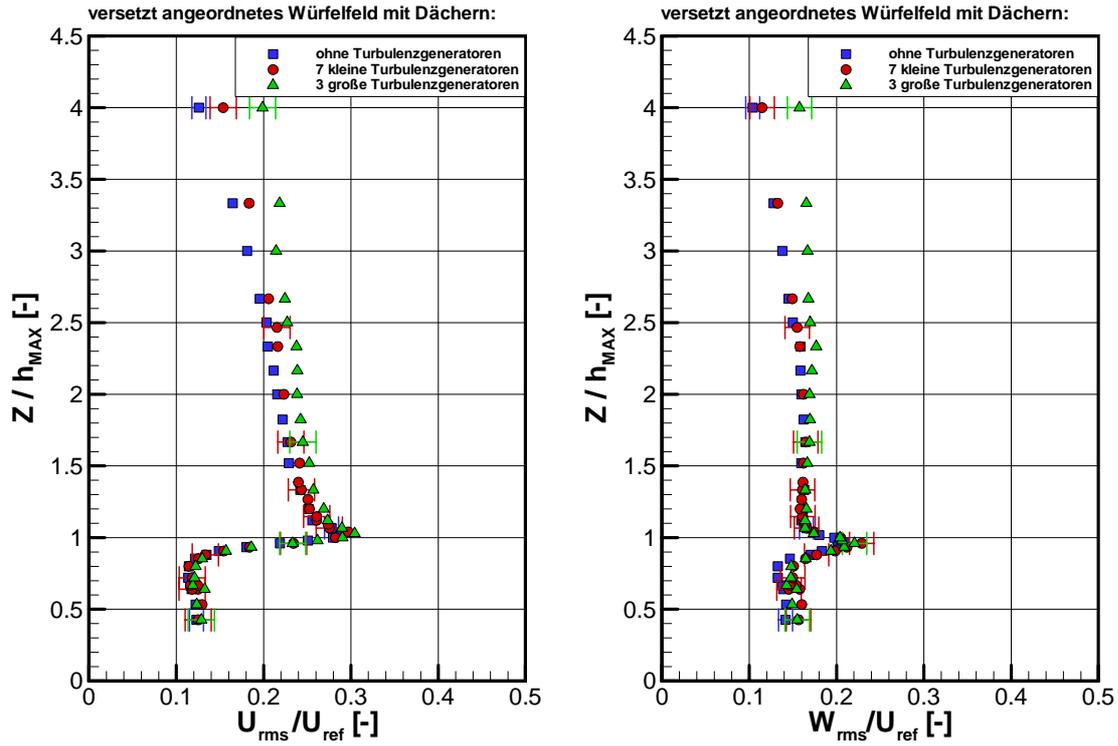


Abbildung 44: Wie Abbildung 43 für die Profile der turbulenten Größen  $U_{rms}$  und  $W_{rms}$ .

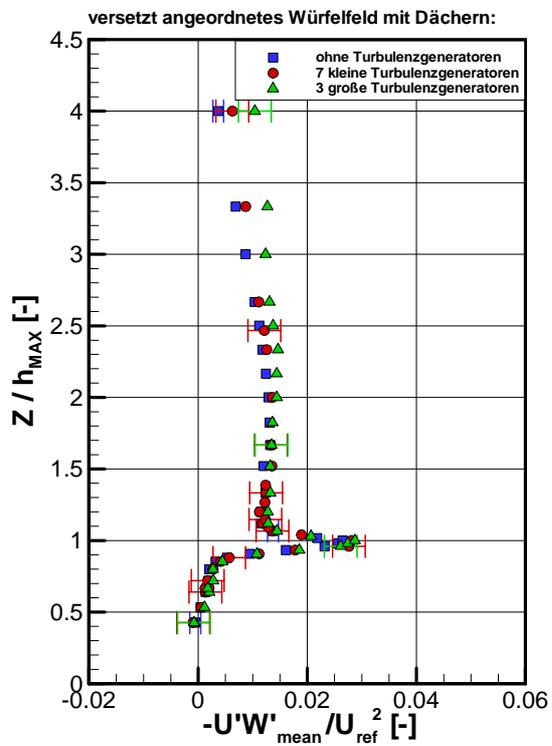


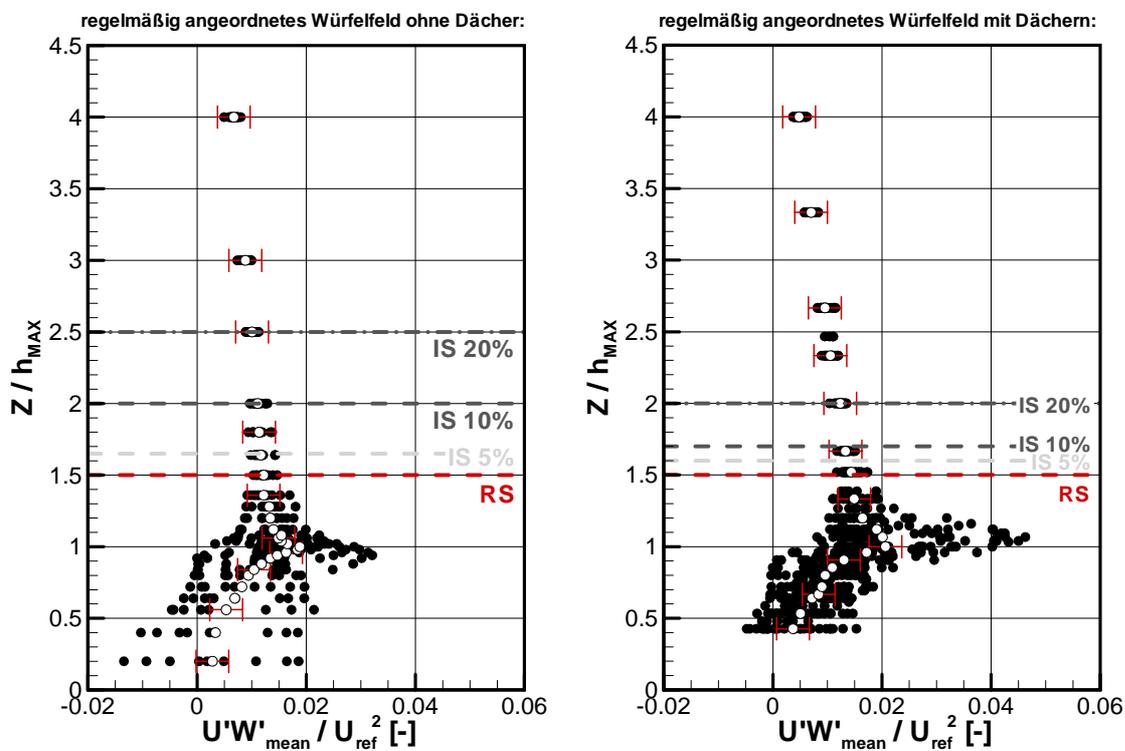
Abbildung 45: Wie Abbildung 43 für das vertikale turbulente Impulsflussprofil.

Die Abschätzung der Höhe der Gleichgewichtsschicht mit Hilfe der Wieringa-Formel ergab  $\sim 1.8 h_M$ , das entspricht  $\sim 1.5 h_{MAX}$  für die hier vorhandene Überstreichungslänge. Die Wieringa-Formel unterschätzt damit die Höhe bis zu der sich die Gleichgewichtsschicht bei einer festen Überstreichungslänge ausdehnt. Sie überschätzt somit leicht die Überstreichungslänge, die nötig ist, damit sich eine Strömung im Gleichgewicht bis zu einer bestimmte Höhe mit der unterliegenden Rauigkeit befindet.

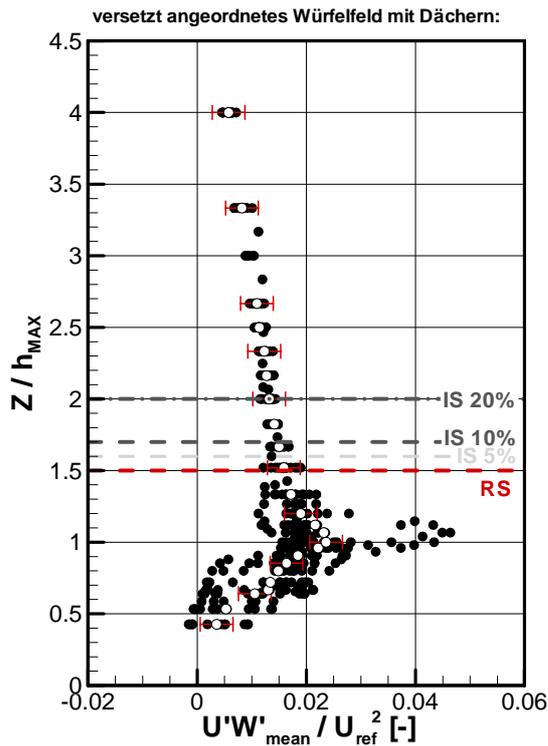
### 6.3 Vertikale Struktur

Abschnitt 6.2 zeigte, dass der Einflussbereich bis  $z = 2 h_{MAX}$  von der unterliegenden Rauigkeit dominiert wird. Nun soll untersucht werden, welchen Anteil die Rauigkeitsschicht an der hier untersuchten Grenzschicht einnimmt. Es hat sich ein dreischichtiges Modell der städtischen Grenzschicht durchgesetzt (vgl. Abschnitt 2.1). Die Bestimmung der Ausdehnung der einzelnen Schichten ist indes nicht eindeutig. Ein sehr einfaches und gut umzusetzendes Verfahren ist von Cheng und Castro (2002a) angewendet worden. Es sieht vor, die Konvergenzhöhe von Profilen, die an unterschiedlichen Positionen gemessen wurden, zu bestimmen. Diese Höhe entspricht dem Oberrand der Rauigkeitsschicht. Das Verfahren ist umso genauer, je mehr gemessene Profile zur Verfügung stehen. Die Konvergenzhöhe hängt von der Definition der zugelassenen Streuung der Einzelmessungen ab. In ähnlicher Weise wird die Ausdehnung der Trägheitsschicht bestimmt. Dabei wird das flächengemittelte Profil zu Grunde gelegt. Basierend auf dem flächengemittelten Profil wird nun die Höhe bestimmt, in der lediglich eine vertikale Variation des Flussprofils von  $< 5\%$  auftritt. Die gewählten  $5\%$  von Cheng und Castro (2002a) stellen jedoch keinen Absolutwert für die Definition der Trägheitsschicht dar. Ebenso könnte eine Variation von  $10\%$  oder  $20\%$  gewählt werden. Die Abbildungen 46 und 47 zeigen eine Anwendung des Verfahrens von Cheng und Castro (2002a) auf die Daten dieser Messkampagne. Es sind alle gemessenen turbulenten Flussprofile einer Konfiguration mit schwarzen Punkten und das ensemblegemittelte Profil durch weiße Kreise dargestellt. Ebenfalls angetragen ist der Vertrauensbereich der Messergebnisse. Der Oberrand der Rauigkeitsschicht wird in beiden Abbildungen mit Hilfe der Streubreite bestimmt. Liegen alle Profile innerhalb der Streubreite, ist die Konvergenzhöhe erreicht. Auf diese Weise lässt sich der Oberrand der Rauigkeitsschicht über dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dachaufbauten zu  $z = 1.5 h_{MAX}$  angeben. Bei den beiden Konfigurationen mit Dächern wird der Oberrand der Rauigkeitsschicht zu  $z = 1.5 h_{MAX}$  ( $= 2 h_M$ ) abgeschätzt. Legt man die mittlere Rauigkeitshöhe  $h_M$  zu Grunde, kann eine größere Ausdehnung der Rauigkeitsschicht über den Rauigkeiten mit heterogener Höhenverteilung beobachtet werden

(vgl. Kapitel 2). Die Trägheitsschicht ist wie bei Cheng und Castro (2002a) mit Hilfe des ensemblegemittelten Profils bestimmt worden. Dabei wurde sowohl 5 %, 10 % als auch 20 % Abweichung ausgehend vom Wert am Oberrand der ermittelten Rauigkeitsschicht mit der Höhe zugelassen. Bei der Anwendung des strengeren 5 %-Kriteriums kann bei allen Konfigurationen nur eine sehr dünne Trägheitsschicht von 1.5 bis 1.7  $h_{\text{MAX}}$  bestimmt werden. Die großzügiger gewählte 10 %-Abweichung erlaubt eine Bestimmung der Trägheitsschicht bis zur zweifachen Höhe des Maximums  $z = 2 h_{\text{MAX}}$  über dem regelmäßig angeordneten Würfeld ohne Dächer. Dies entspricht auch dem ermittelten maximalen Bereich aus Abschnitt 6.2 innerhalb dessen sich die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befindet. Die Trägheitsschicht über dem regelmäßig angeordneten Würfeld mit Dächern lässt sich zu  $z = 1.7 h_{\text{MAX}}$  bestimmen.



**Abbildung 46:** Ausdehnung der Rauigkeits- und Trägheitsschicht für alle untersuchten Konfigurationen, bestimmt auf der Grundlage der Konvergenzhöhe nach Cheng und Castro (2002a). Links: Würfeld ohne Dächer, rechts: regelmäßig angeordnetes Würfeld mit Dächern. Angetragen ist die Streubreite.

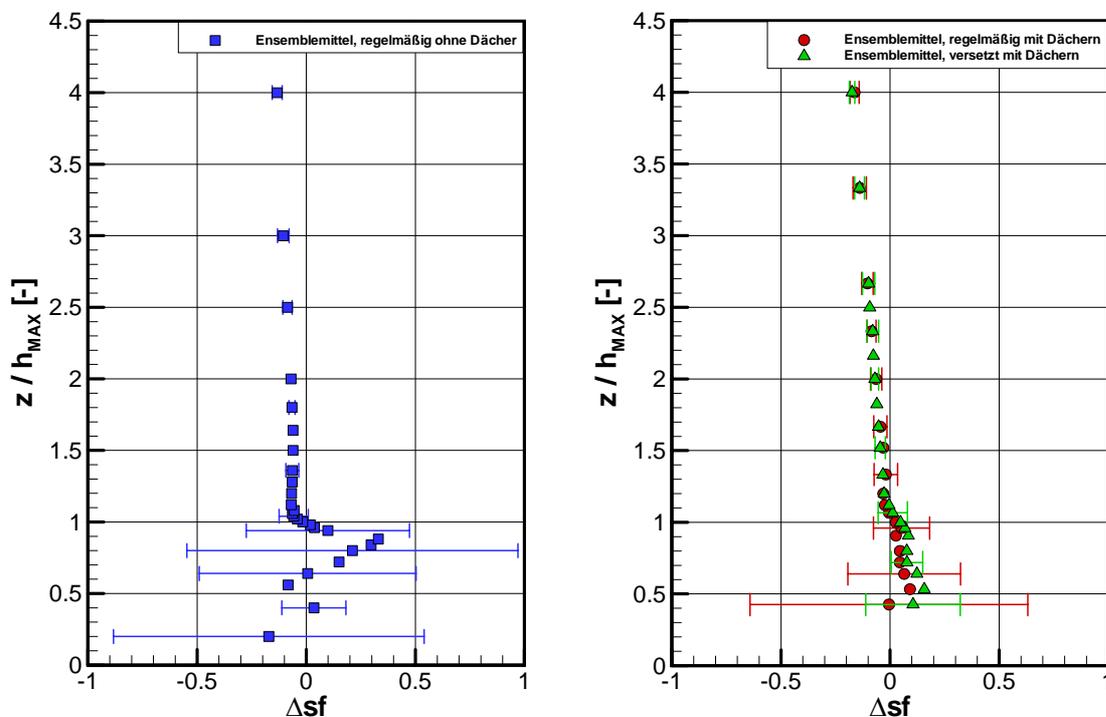


**Abbildung 47:** Wie Abbildung 46 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

Über der versetzt angeordneten Konfiguration ist die Trägheitsschicht ebenfalls bis  $z = 1.7 h_{\text{MAX}}$  ausgeprägt. Zu beachten ist, dass die Abgrenzung der einzelnen Schichten mit Unsicherheiten behaftet ist, da auch die vertikale Auflösung der gemessenen Profile das Ergebnis beeinflusst. Auf Grundlage dieser Auswertung lässt sich trotz einer langen Überstreichungslänge nur eine sehr schwache Ausdehnung der Trägheitsschicht beobachten. Eine Anpassung des mittleren Geschwindigkeitsprofils an das logarithmische Wandgesetz ist daher nur in einem schmalen vertikalen Profilbereich möglich und mit entsprechend großen Unsicherheiten behaftet. Eine Analyse des vertikalen Schichtenmodells mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes führt daher zu keinen besseren Ergebnissen für die Unterscheidung der einzelnen Schichten als das bisher angewendete Verfahren.

Eine weitere Möglichkeit, die Höhe der Rauigkeitsschicht abzuschätzen, besteht in Quadrantanalyse. In der Quadrantanalyse werden einzelne Spannungsanteile, die zum Impulsfluss beitragen, untersucht. Ziel ist es, zufällige Schwankungsbewegungen von korrelierten turbulenten Strukturen („ejections“ und „sweeps“) zu unterscheiden. Wie bereits in Abschnitt 2.5 dargelegt, haben Studien von Naturdaten und Windkanaldaten eine Dominanz von „sweep“-Ereignissen in und nahe oberhalb einer urbanen Rauigkeit beobachtet, während eine Dominanz von „ejection“-

Ereignissen oberhalb der Rauigkeitsschicht beobachtet wurde. Auf Grundlage dieser Ergebnisse kann (theoretisch) der Übergang zwischen der Rauigkeitsschicht und der Trägheitsschicht abgeschätzt werden. Dieser befindet sich in der Höhe, bei der ein Wechsel der Dominanz der „sweep“-Ereignisse zu den „ejection“-Ereignissen auftritt. Die Differenz  $\Delta s = sf_4 - sf_2$  (Abschnitt 2.5) bestimmt durch ihr Vorzeichen die Dominanz von „sweep“ (positives Vorzeichen) oder „ejection“-Ereignissen (negatives Vorzeichen). Abbildung 48 stellt die ensembledemittelten Profile der Größe  $\Delta s$  aus den drei untersuchten Konfigurationen dar. Das Profil des Würfelfeldes ohne Dächer zeigt bis zu  $z = 1 h_{MAX}$  (ca. Würfelhöhe) eine Dominanz von „ejection“-Ereignissen, erst innerhalb der Rauigkeit dominieren „sweep“-Ereignisse. Ebenfalls lässt sich über beiden Konfigurationen mit Dächern eine Dominanz von „sweep“-Ereignissen bis ca.  $z = 1$  bis  $1.1 h_{MAX}$  nachweisen. Mit obigen Überlegungen ergibt sich die Höhe des Oberrandes der Rauigkeitsschicht bei ca.  $z = 1 h_{MAX}$ . Dieser Wert gilt für alle untersuchten Konfigurationen. Er ist deutlich kleiner als der Wert, bis zu dem die einzelnen Rauigkeitselemente einen Einfluss ausüben. Weiterhin zeigt sich bei einer Betrachtung von Einzelprofilen, dass die Profilform der Differenz  $\Delta s$  stark vom Messort abhängt. Dies ist anhand der Streubalken in Abbildung 48 dargestellt, die die Differenz der größten und kleinsten auftretenden Werte aus den einzelnen Profilmessungen repräsentieren.



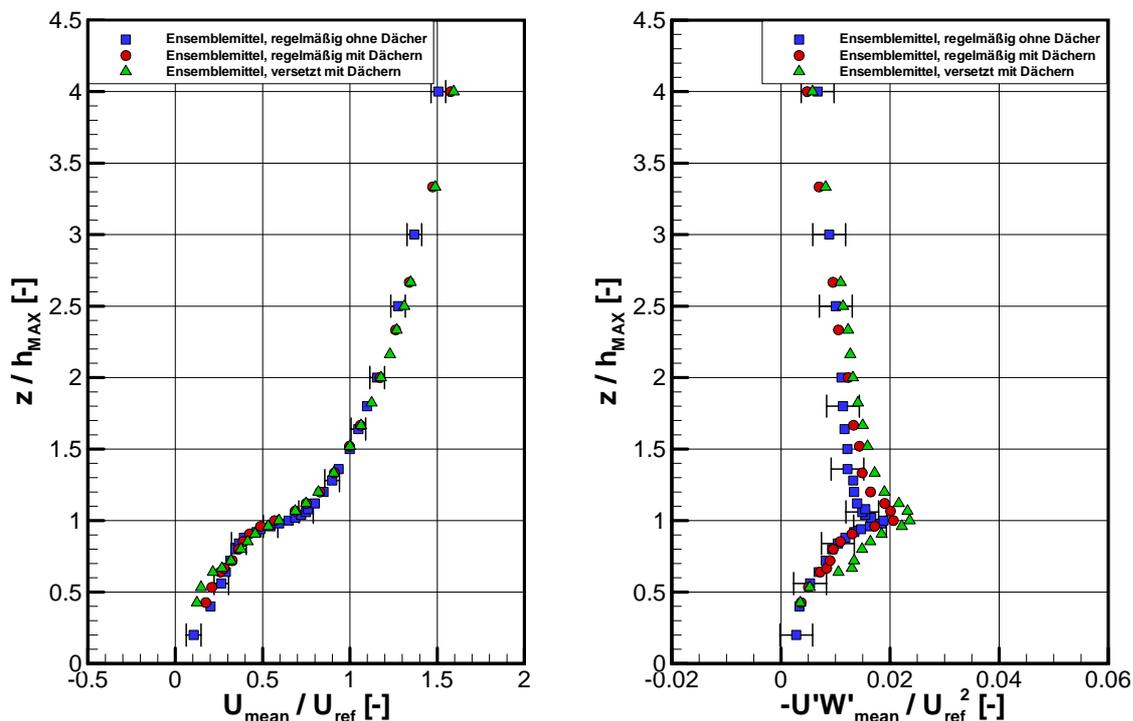
**Abbildung 48:** Ensemble-gemittelte Profile der Differenz  $\Delta s$  aus der Quadrantanalyse. Links: Würfelfeld ohne Dächer, rechts: Würfelfelder mit Dächern. Angetragen ist die auftretende Streuung aus den einzelnen Profilmessungen.

Die Analyse von „sweeps“ und „ejections“ eignet sich somit für die Charakterisierung der Rauigkeitsschicht nur, wenn ausreichend viele Profile für ein Flächenmittel zur Verfügung stehen.

Das Verfahren von Cheng und Castro (2002a) zur Charakterisierung der Rauigkeitsschicht stellt die Höhe, bis zu der die einzelnen Rauigkeitselemente einen Einfluss ausüben, eindeutig dar. Des Weiteren lässt sich das Verfahren auch anwenden, wenn nur eine geringe Anzahl von gemessenen Profilen zur Verfügung steht.

## 6.4 Flächengemittelte Profile

Eine Parametrisierung kann nur sinnvoll entwickelt und angewendet werden, wenn ein Profil gefunden wird, welches die unterliegende Rauigkeit richtig repräsentiert. Der erste und einfachste Schritt ein repräsentatives Profil zu finden, besteht in der Bildung von Ensemblemitteln aus den einzelnen Profilmessungen. Die gebildeten Ensemblemittel der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$  und der vertikalen Impulsflüsse  $U'W'_{\text{Mean}}$  aller drei Konfigurationen sind in Abbildung 49 dargestellt.

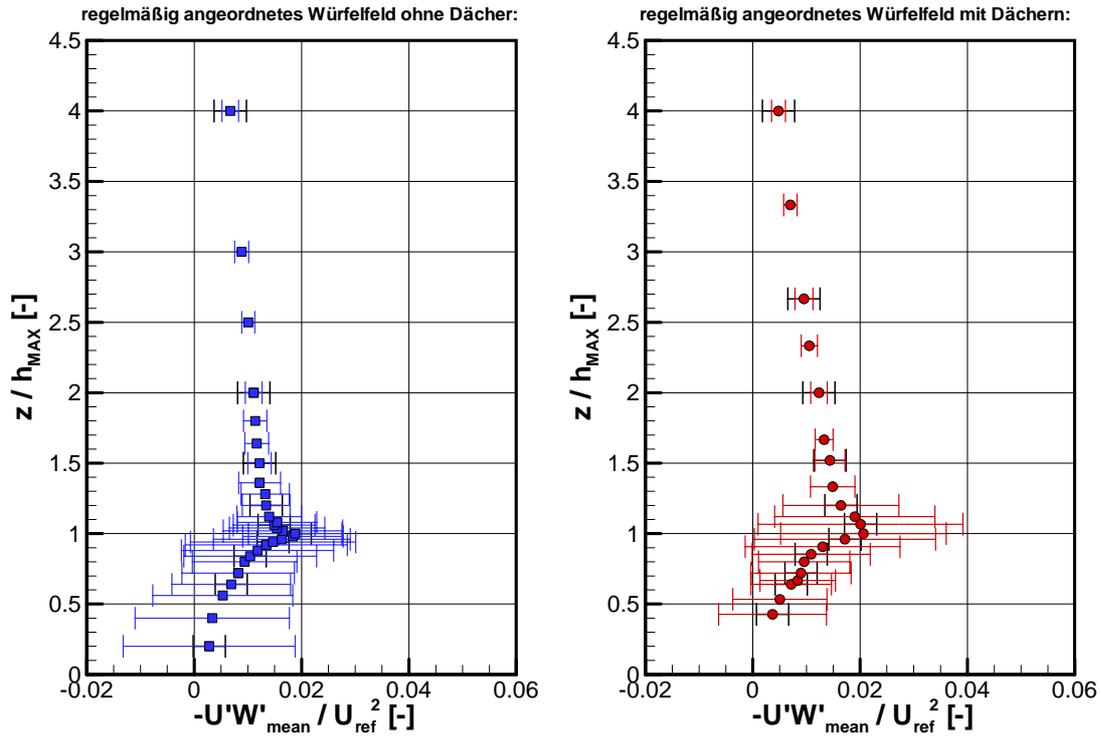


**Abbildung 49:** Ensemblemittelte Profile aller drei untersuchten Konfigurationen im Vergleich. Links die longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$ , rechts: vertikaler turbulenter Impulsflüsse  $U'W'_{\text{Mean}}$ .

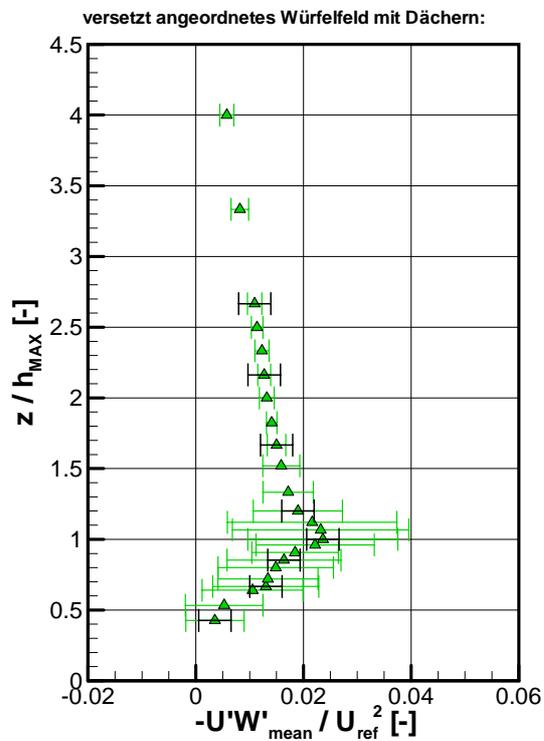
Es sind jeweils alle gemessenen Profile an den markierten Messorten (Abbildung 19) bei der Bildung der Ensemblemittel berücksichtigt worden. Die ensemblegemittelten Profile der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$  der beiden Konfigurationen mit Dächern zeigen eine gute Übereinstimmung oberhalb der Rauigkeit. Die ensemblegemittelten Profile der vertikalen turbulenten Impulsflüsse weisen dagegen eine Zunahme der Beträge der turbulenten Impulsflüsse mit zunehmender Komplexität der Rauigkeit oberhalb der Rauigkeit auf.

Es stellt sich die Frage, inwieweit diese ensemblegemittelten Profile die Rauigkeit ausreichend gut repräsentieren. Im Folgenden soll daher ermittelt werden, in welchen Bereichen die größten Unsicherheiten im ensemblegemittelten Profil auftreten können. Zu diesem Zweck wird an die ensemblegemittelten Profile die Differenz (Streuung) des jeweils kleinsten und größten auftretenden Wertes, der in die Mittelung eingegangen ist, angetragen. Dies ist in Abbildung 51 für die vertikalen turbulenten Impulsflüsse dargestellt. Das ensemblegemittelte, vertikale turbulente Impulsflussprofil des regelmäßig angeordneten Würfeldes ohne Dächer weist die größten Differenzen innerhalb der Rauigkeit auf. Die Differenzen nehmen mit zunehmender Höhe oberhalb der Rauigkeit ab, bis sie bei  $z = 1.5 h_{\text{MAX}}$  innerhalb des angetragenen Vertrauensbereichs der Messungen liegen.

Bei beiden Konfigurationen mit Dächern treten dagegen die größten Differenzen im Bereich der Dächer auf ( $z = 0.67 h_{\text{MAX}}$  bis  $1.3 h_{\text{MAX}}$ ). Dies ist ein Indiz dafür, dass sowohl die Variabilität der Gebäudehöhen  $\lambda_h$  oder der volumenbezogenen Packungsdichte  $\lambda_c$  als auch der Einfluss unterschiedlicher Dachformen als zusätzliche Parameter neben der Packungsdichte bei Parametrisierungsansätzen berücksichtigt werden sollten. Ab  $z = 1.5 h_{\text{MAX}}$  liegen die Differenzen wiederum innerhalb des angetragenen Vertrauensbereichs der Daten. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die vertikalen Standardabweichungen  $W_{\text{rms}}$  (Anhang C). Bei Profilen der mittleren longitudinalen Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$  (Abbildung 52) und dem Profil der Standardabweichung  $U_{\text{rms}}$  (Anhang C) treten für die versetzt angeordnete Konfiguration mit Dächern ebenfalls die größten Differenzen im Dachbereich  $z = 0.67 h_{\text{MAX}}$  bis  $1.3 h_{\text{MAX}}$  auf. Im Gegensatz dazu sind bei den regelmäßig angeordneten Würfeldern (Konfigurationen 1 und 2) keine größeren Differenzen im Dachbereich erkennbar. Die Streuung ist innerhalb der Rauigkeit sehr groß. Eine Ursache hierfür liegt in den zwei unterschiedlichen Strömungsregimen der regelmäßigen Anordnung: In der Längsschlucht wird die Strömung kanalisiert, während hinter den Rauigkeitselementen Rezirkulationszonen entstehen. Dies erzeugt Unterschiede im Profilverlauf, die den Effekt durch die Dachformen überlagern.



**Abbildung 50:** Ensemblegemittelte Impulsflussprofile der untersuchten Konfigurationen. Links: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld ohne Dächer (Konfiguration 1), rechts: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld mit Dächern (Konfiguration 2). In schwarz angetragen ist die Streubreite aus der Reproduzierbarkeitsuntersuchung, farbig angetragen ist die Differenz des jeweils größten und kleinsten Wertes der Mittelbildung.



**Abbildung 51:** Wie Abbildung 50 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern (Konfiguration 3).

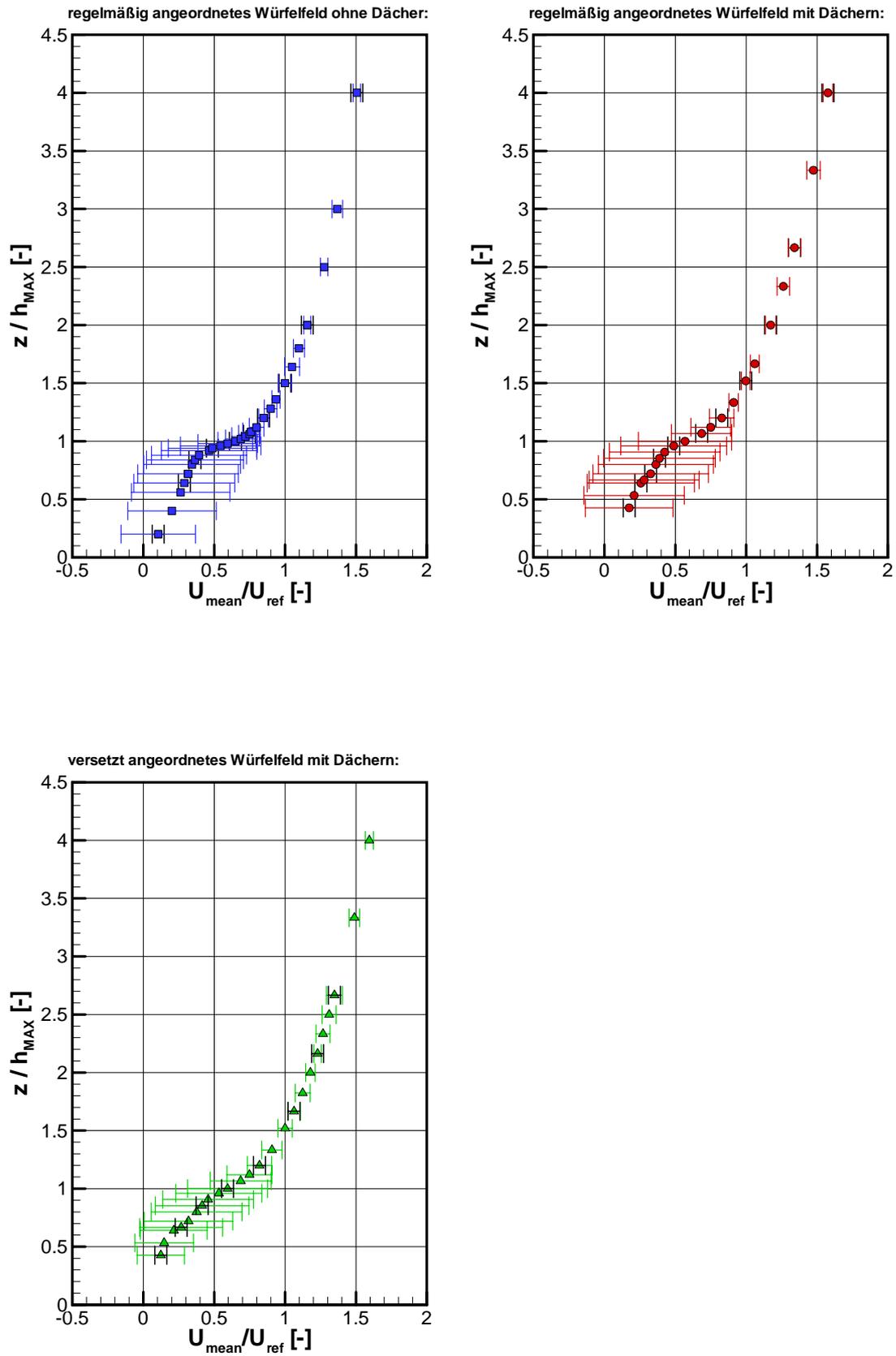


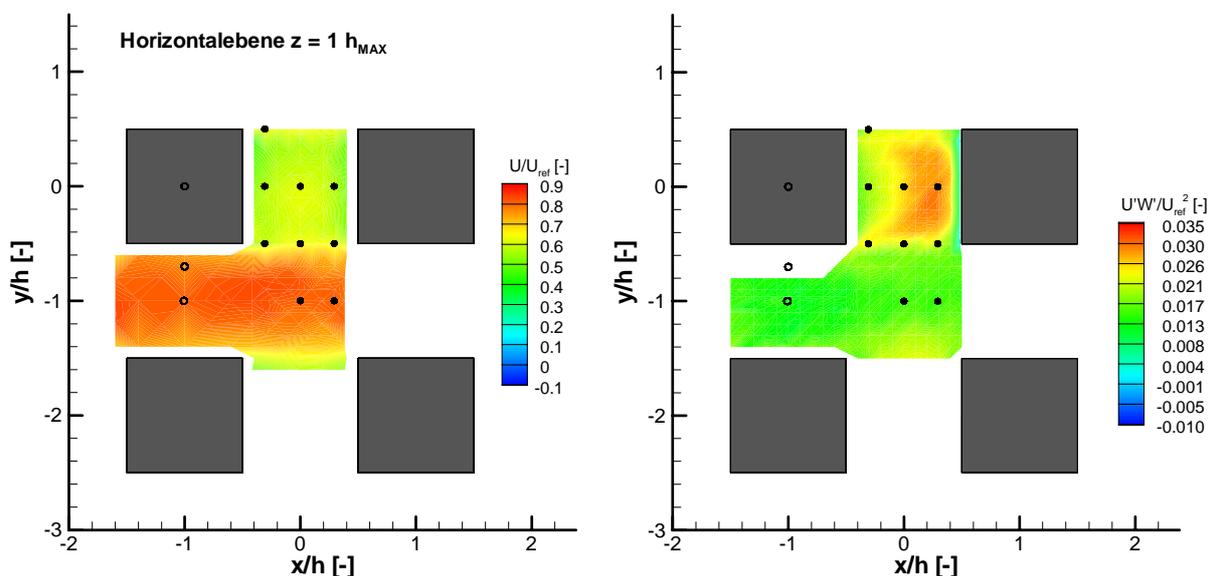
Abbildung 52: Wie Abbildung 50 für die mittlere longitudinale Geschwindigkeitskomponente  $U_{\text{Mean}}$ .

In der versetzt angeordneten Konfiguration (Konfiguration 3) ist die Regimebildung der Strömung nicht so stark ausgeprägt, die größten Abweichungen werden daher von den Unterschieden in der Dachgestaltung und in den Hindernishöhen verursacht.

Die sehr großen Streubalken an den Profilen der Abbildungen 50 bis 52 verdeutlichen, dass ein einfaches Ensemblemittel mit großen Unsicherheiten behaftet ist, wenn Profile an unterschiedlichen Positionen gemessen wurden. Nach Abschnitt 5.3 wirkt sich neben der gemessenen Punktdichte auch die Lage der lokalen Messpunkte auf das zu bewertende Mittel aus. Daher soll im Folgenden untersucht werden, ob sich für die vorliegenden idealisierten Rauigkeiten ein verallgemeinerbares Profil für die untersuchte Horizontalfläche finden lässt.

### 6.4.1 Klassifizierung von Profilen

Abbildung 53 verdeutlicht, dass in der regelmäßig angeordneten Konfiguration ohne Dächer zwei unterschiedliche Strömungsregime auf der Höhe  $z = h_{MAX}$  erkennbar sind. Der Bereich hinter einem Rauigkeitselement wird im Folgenden als Querschluft bezeichnet. Das Strömungsregime im Bereich Querschluft zeichnet sich auf der Höhe  $z = h_{MAX}$  durch reduzierte Windgeschwindigkeiten der Longitudinalkomponente  $U_{Mean}$  und einen Bereich erhöhter vertikaler Impulsflüsse aus.



**Abbildung 53:** Gemessene Horizontalebenen der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente  $U$  (links) und der vertikalen turbulenten Impulsflüsse  $U'W'_{Mean}$  (rechts) auf der Höhe  $z = h_w$  des Würfeldes ohne Dächer. Ausgefüllte Punkte markieren die Positionen der Profilmessungen, die bis in die Rauigkeit hineinreichen, unausgefüllte Punkte markieren Positionen von Profilmessungen oberhalb der Rauigkeit.

Im Bereich der Schlucht längs zum Wind und in der Kreuzung weisen beide Komponenten auf der gemessenen Höhe  $z = h_{\text{MAX}}$  keine große Veränderung der Beträge auf. Aus diesem Grund werden die Längsschlucht und die Kreuzung zusammengefasst.<sup>1</sup>

Auf Basis von Abbildung 53 werden die gemessenen Profile der beiden Strömungsregime einzeln betrachtet. Auf diese Weise können zwei unterschiedliche Profiltypen für die vertikalen turbulenten Impulsflüsse klassifiziert werden. Das sind zum einen Profile, die hinter einem Rauigkeitselement und zum zweiten Profile, die in einer Längsschlucht bzw. in einer Kreuzung gemessen wurden. Die erstgenannten Profile zeichnen sich durch ein Maximum auf der Höhe der Würfeloberkante aus (Abbildung 54, links), während die letztgenannten Profile eine eher gerade Form aufweisen (Abbildung 54, rechts). Abbildung 55 (rechts) gibt eine Übersicht über die Lage dieser beiden auftretenden Profilformen im Würfelfeld.

Zwischen diesen beiden Profilformen gibt es gleitende Übergänge (Abbildung 55, links). Die Profile der Übergangsregion sind dadurch charakterisiert, dass sie in einem Bereich gemessen wurden, der nach Abbildung 53 einen sehr starken Gradienten aufweist. Kleinste Abweichungen bei der Positionierung des Messvolumens haben demnach eine besonders starke Auswirkung auf die Messergebnisse. Um Messungen innerhalb der Rauigkeit durchführen zu können, musste in dem hier vorliegenden Versuchsaufbau sowohl eine Frontlinse mit einer sehr langen Brennweite verwendet werden als auch die Sonde mit einem Neigungswinkel eingebaut werden. Dies hat ein relativ großes Messvolumen zur Folge dessen Mitte sich auf Grund der Größe schwerer bestimmen und somit positionieren lässt. Bereits eine Verschiebung der Messvolumenmitte um nur wenige zehntel Millimeter in vertikaler Richtung wirkt sich – auf Grund des Neigungswinkels der Sonde–

---

<sup>1</sup> Innerhalb der Rauigkeit erlaubte der in dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau keine Messungen der vertikalen Geschwindigkeitskomponente  $W$  im Bereich der Längsschlucht. Aus den Messungen in Horizontal- und Vertikal-ebenen der Komponenten  $U$  und  $V$  lässt sich ableiten, dass innerhalb der Rauigkeit im Bereich Längsschlucht und Kreuzung nur geringe Unterschiede der longitudinalen Komponenten  $U_{\text{Mean}}$  und  $U_{\text{rms}}$  der Windgeschwindigkeit auftreten. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit als erste Abschätzung davon ausgegangen, dass die vertikalen Komponenten  $W_{\text{Mean}}$  und  $W_{\text{rms}}$  ebenfalls nur geringe Unterschiede im Bereich Längsschlucht und Kreuzung innerhalb der Rauigkeit aufweisen. Diese Annahme sollte allerdings im Rahmen weiterführender Arbeiten durch Messungen verifiziert werden.

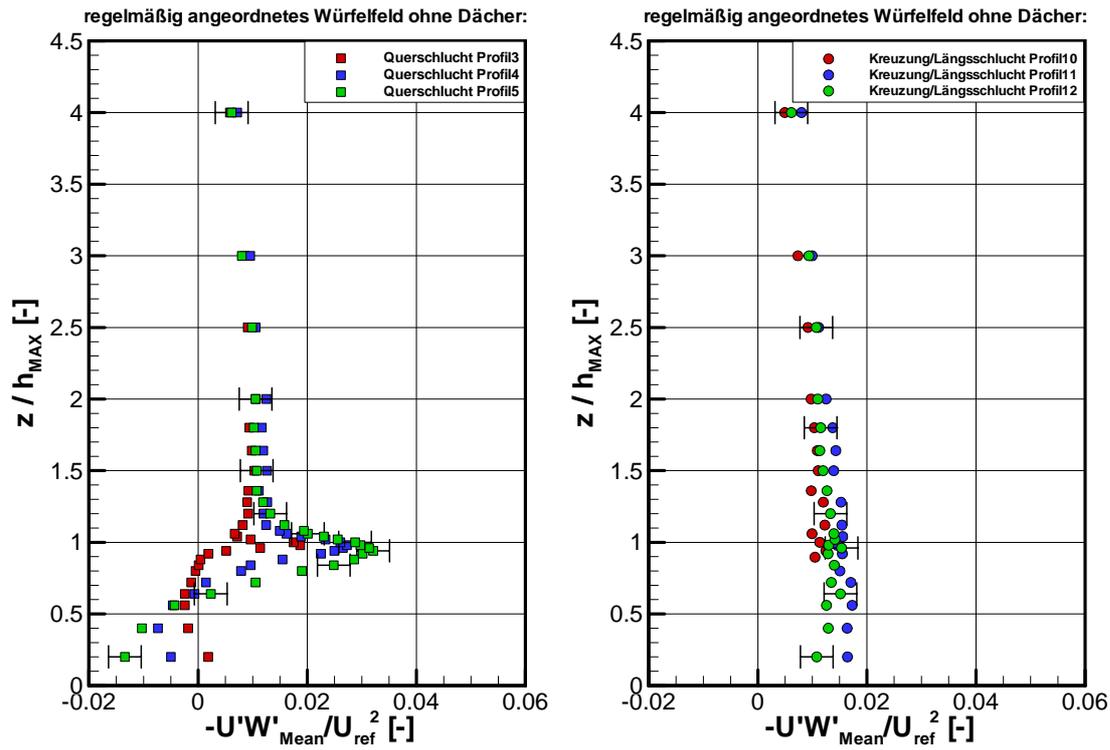


Abbildung 54: Nach Zonen sortierte Profile des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes ohne Dächer. Links: Hinter einem Rauigkeitselement (Querschlucht), rechts: in der Kreuzung gemessene Profile.

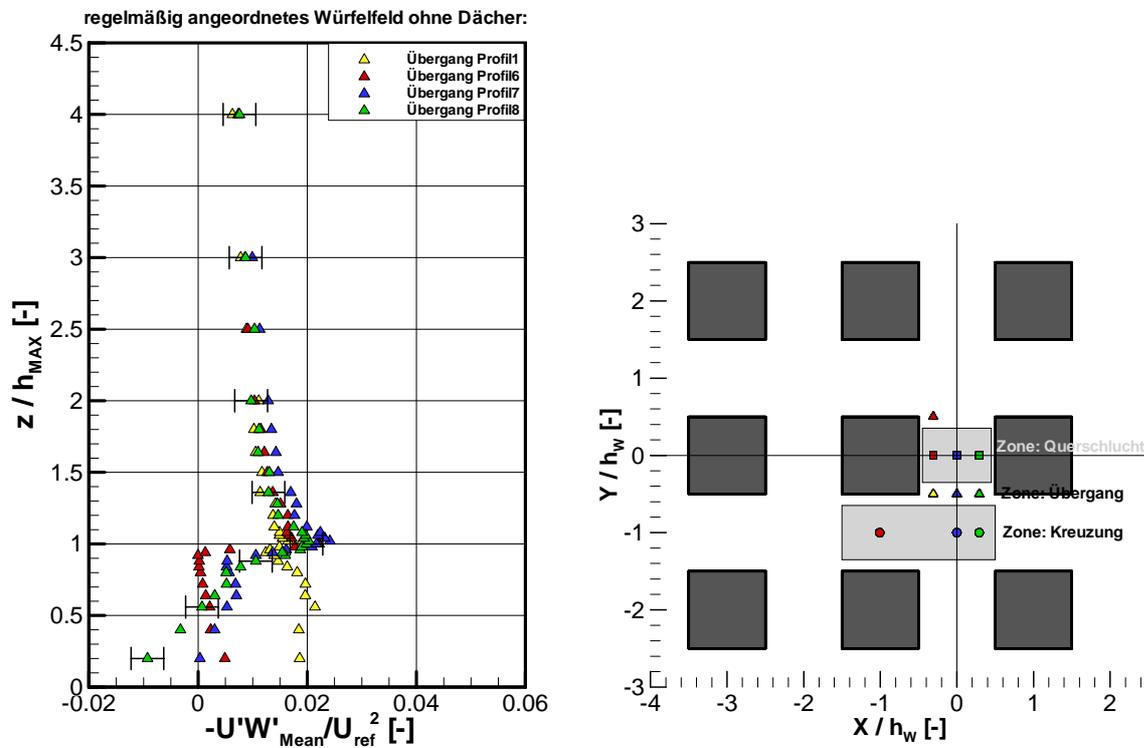


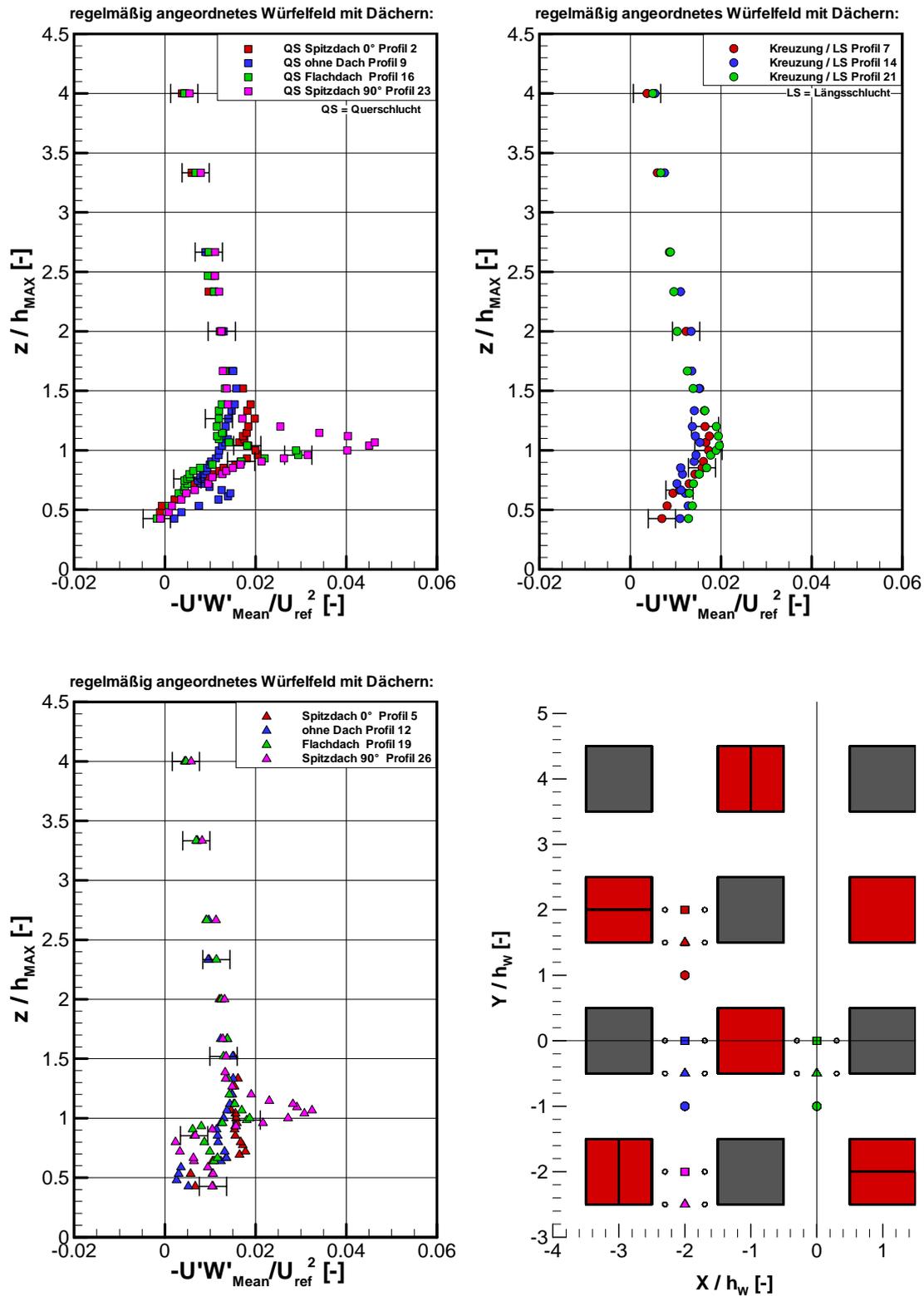
Abbildung 55: Wie Abbildung 54 für Profile in der Übergangsregion.

auch auf die horizontale Position des Messvolumens aus. Dieser Effekt lässt sich in Abbildung 55 erkennen. Obwohl das Profil 1 (rote Dreiecksymbole) und das Profil 6 (gelbe Dreiecksymbole) auf gleicher Lage relativ zum Würfel gemessen wurden, weist das Profil 1 innerhalb der Rauigkeit Beträge wie sie in der Kreuzung gemessen wurden auf, während das Profil 6 Beträge aufweist, die denen aus der Querschluft entsprechen.

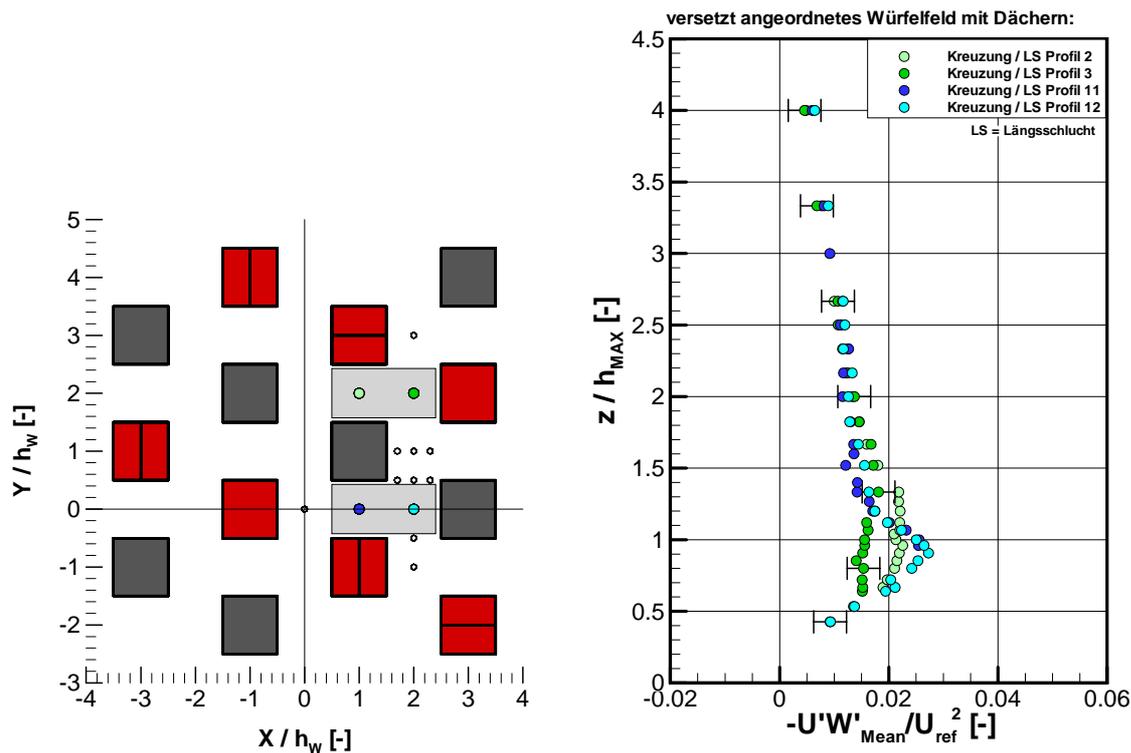
Auf Grundlage der charakteristischen Profilformen werden drei unterschiedliche Profilklassen für die Zonen der Abbildung 55, rechts festgelegt. Mit Hilfe dieser drei charakteristischen Profilklassen ist eine stark idealisierte Rauigkeit – wie das regelmäßig angeordnete Würfelfeld ohne Dächer – im Mittel beschrieben. Im Folgenden wird untersucht, ob sich diese einfache Klassifizierung auch auf das regelmäßig angeordnete Würfelfeld mit Dächern anwenden lässt.

Durch die unterschiedlichen Dachformen ist es allerdings nicht möglich, alle Profile, die in einer Querschluft gemessen wurden, zusammenzufassen. Die einzelnen Dachformen prägen sehr stark die Profilform (vgl. Schultz et al., 2007), und eine Verallgemeinerung erscheint daher nicht sinnvoll (Abbildung 56). Es müssen dachformabhängige Querschluft-Zonen bestimmt werden bzw. für jede auftretende Dachform ein typischer Profiltyp klassifiziert werden. Ebenfalls in Abbildung 56 (oben rechts) ist zu erkennen, wie sich die Verkleinerung des Aspektverhältnisses auf  $W/h_M = 0.8$  (Abschnitt 4.2.2) auf die in den Kreuzungen gemessenen Flussprofile auswirkt. Der Einfluss der Dächer ist in Form eines angedeuteten Maximums im turbulenten Flussprofil der Kreuzungen auf Dachniveau zu erkennen.

Bei der Rauigkeit mit versetzter Anordnung existieren keine durchgängigen Schluchten längs zum Wind. Somit sind charakteristische Zonen ausschließlich von der vorangegangenen Dachform abhängig, wobei mit zunehmendem Abstand das auftretende Maximum der turbulenten Impulsflussprofile schwächer wird (Abbildung 57). Profile, die hinter einem Würfel ohne Dach gemessen wurden, weisen bei genügend großem Abstand keinen Einfluss mehr vom vorhergehenden Dach in ihrer Profilform auf (Abbildung 57, rechts). Aus diesem Grund werden bei der versetzt angeordneten Konfiguration die Bereiche als Kreuzung definiert, wie sie beispielhaft als graue Flächen in Abbildung 57, links, dargestellt sind.



**Abbildung 56:** Vertikale Impulsflussprofile des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Dächern. Oben links: Ausgewählte Profile aus der Querschlucht, oben rechts: Profile in der Kreuzung gemessen, unten: Ausgewählte Profile aus der Übergangsregion.



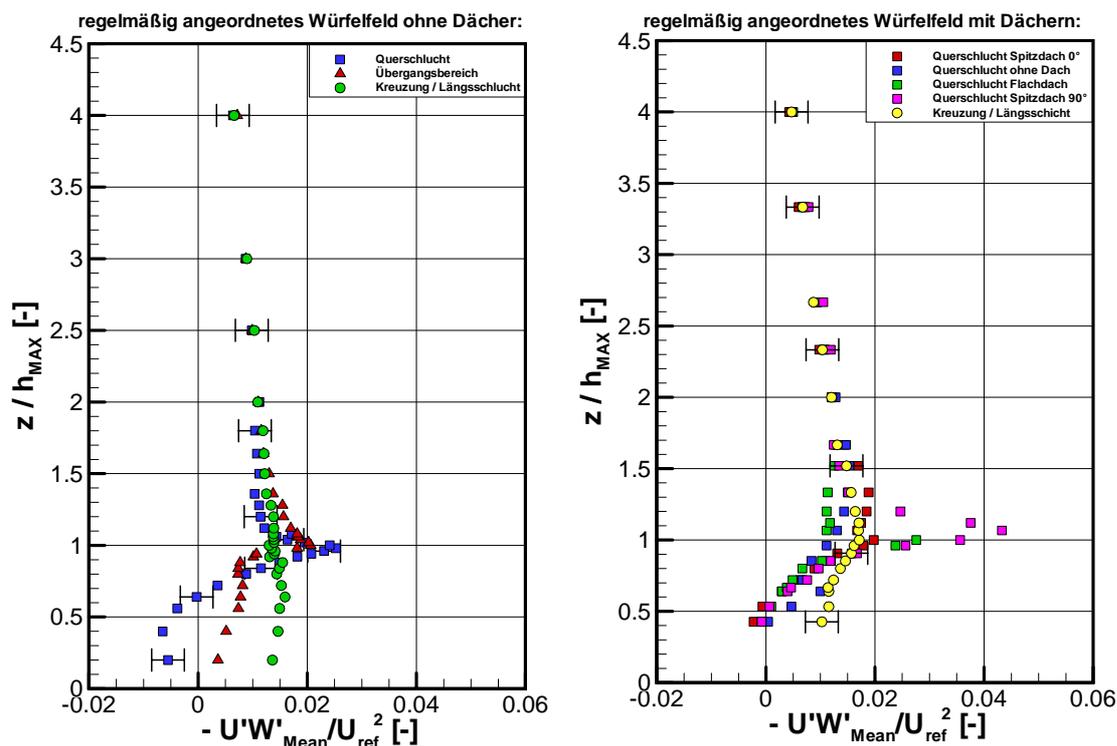
**Abbildung 57:** Vertikale Impulsflussprofile des versetzt angeordneten Würfelfeldes der Zone Kreuzung (in grau dargestellt auf der linken Seite).

Die gefundenen Messergebnisse beeinflussen auch die Bewertung der in den Abbildungen 50 bis 52 dargestellten ensembledemittelten Profile. Die generelle Form eines ensembledemittelten Profils ist demnach davon abhängig, wie viele Profile aus jeder typischen Zone in das Mittel eingehen. In realen Städten sorgen örtliche Einschränkungen dafür, dass nur eine begrenzte Wahl an Messorten zur Verfügung steht, bei denen ein Messgerät platziert werden kann (z.B. auf dem Bürgersteig einer Straßenschlucht). Ähnlich verhält es sich mit Daten aus dem Labor. Sie ermöglichen zwar eine viel größere horizontale Auflösung, als es in der Natur möglich ist. Dennoch gibt es auch im Labor sogar in der idealisierten Struktur Messorte, die mit der vorhandenen Messtechnik nur unter erheblichem technischem Aufwand erreichbar sind. Somit sind bestimmte Zonen innerhalb einer Rauigkeitsstruktur leichter zu vermessen und werden unter Umständen durch größere Datenmengen repräsentiert als andere. So kann sich ein Ensemblemittel zu Gunsten einer Zone verschieben. Dieser Effekt kann auch eintreten, wenn größere Flächen innerhalb der Rauigkeit nicht ausreichend durch Messungen abgedeckt sind, wie es häufig z.B. bei Rauigkeiten mit einer niedrigeren Packungsdichte (=größeres Aspektverhältnis) der Fall ist.

Die hier untersuchten Rauigkeiten sind idealisiert. Es treten lediglich Schluchten quer oder längs zur Anströmung auf. Dieser Umstand vereinfacht die Klassifizierung von Profiltypen unterschiedlicher Zonen. Inwieweit das Konzept auch auf reale Strukturen übertragbar ist, muss anhand weiterführender Datensätze untersucht werden. Kastner-Klein et al. (2004) konnten in ihren Windkanalmessungen über einem realen Stadtgebiet (Nantes, Frankreich) ebenfalls zwei unterschiedliche Profiltypen klassifizieren, die mit einer Querschluft und einer Kreuzung assoziiert waren. Diese weisen ähnliche Charakteristiken auf, wie sie in den Abbildungen 55 bis 56 dargestellt wurden. Weiterführend sollte daher die Abhängigkeit unterschiedlicher Anströmungsrichtungen untersucht werden. Es ist wahrscheinlich, dass bei unterschiedlicher Anströmung andere charakteristische Zonen auftreten werden und das zur Klassifizierung verwendete Schema der Profile erweitert werden muss.

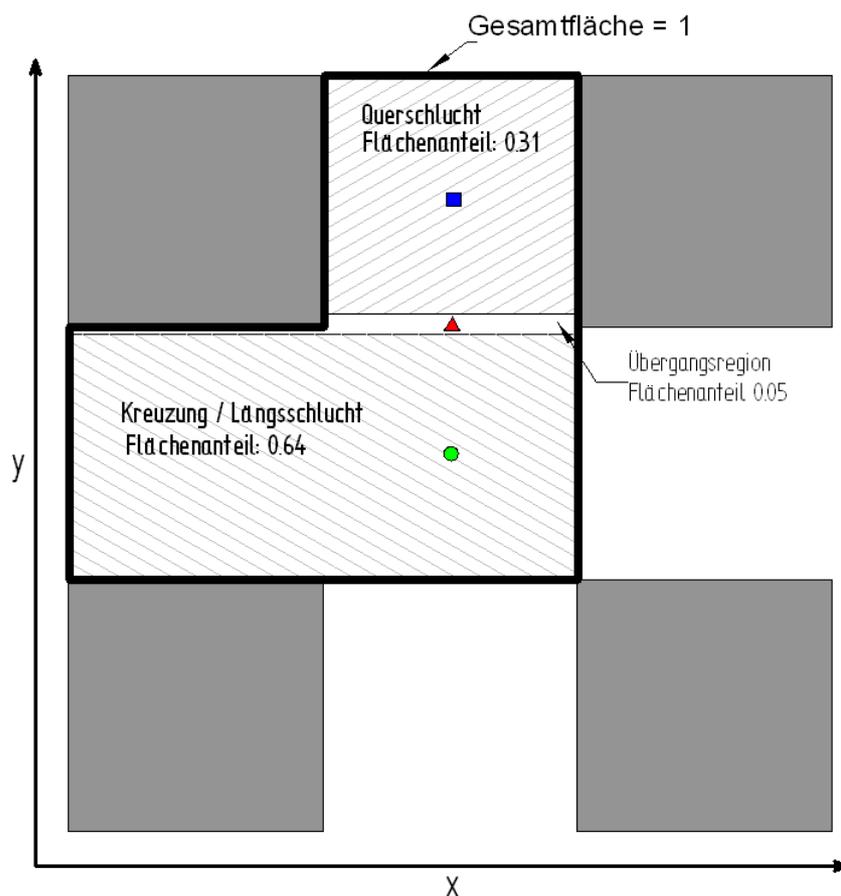
## 6.4.2 Parametrisiertes Profil

Abbildung 58 stellt ensembledgemittelte Profile aus den einzelnen charakteristischen Zonen dar.



**Abbildung 58:** Gemittelte Profile einzelner charakteristischer Zonen (vgl. mit den Abbildungen 54 und 55) links: der regelmäßig angeordneten Rauigkeit ohne Dächer (Konfiguration 1), rechts der regelmäßig angeordneten Rauigkeit mit Dächern (Konfiguration 2). Aus Übersichtsgründen wurden die Profile der Übergangsregion (vgl. Lage der Dreiecksymbole in Abbildung 55, rechts) in der rechten Abbildung ausgelassen.

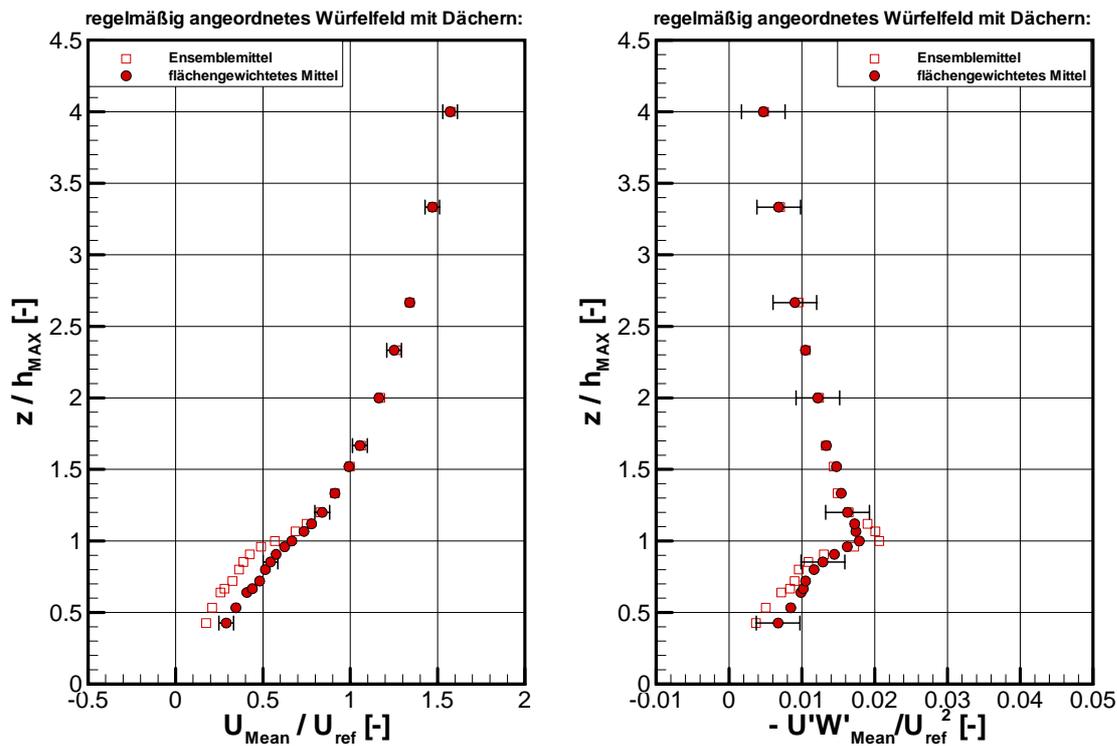
Sie können als verallgemeinerte Profile dieser Zonen betrachtet werden. Ein charakteristisches Profil, das die gesamte Rauigkeit repräsentiert, kann anhand der Häufigkeit der auftretenden Zonen ermittelt werden. Die Mittelung der unterschiedlichen Profilklassen erfolgt, ähnlich wie bei der Bestimmung von Landnutzungsklassen einer Gitterzelle in einem numerischen Modell, gewichtet nach ihrer Auftretenshäufigkeit bzw. gewichtet nach den Flächenanteilen, die die einzelnen Zonen von der Gesamtfläche einnehmen. Das Prinzip dieser flächengewichteten Mittelung wird mit Abbildung 59 am regelmäßig angeordneten Würfeld ohne Dächer näher erläutert:



**Abbildung 59:** Prinzipskizze zur flächengewichteten Mittelung. Symbole markieren das Profil einer charakteristischen Zone aus Abbildung 58.

Es wird über alle drei Profile aus Abbildung 58 flächengewichtet gemittelt, wobei der Wichtungsfaktor dem Flächenanteil entspricht. Auf diese Weise entsteht ein flächengewichtet gemittelt Profil, das die unterliegende Rauigkeit besser repräsentiert als ein einfaches Ensemblemittel. Verdeutlicht wird das in Abbildung 60, in der das ensemblemittelte Profil dem flächengewichteten Profil gegenübergestellt ist. Die Unterschiede zeigen sich deutlich bei den Messungen innerhalb der Rauigkeit und sind bei der longitudinalen Windkomponente  $U$  stärker ausgeprägt als bei den

turbulenten Impulsflüssen. Die Überbewertung der Querschlicht (Rezirkulationsgebiet hinter einem Würfel) macht sich beim Ensemblemittel durch niedrigere Beträge der Windgeschwindigkeit bemerkbar. Oberhalb der Rauigkeitsschicht zeigen sich kaum Unterschiede zwischen dem ensemblegemittelten und flächengewichtetem gemittelten Profil, da der Einfluss der einzelnen Rauigkeitselemente abnimmt.



**Abbildung 60:** Vergleich des ensemblegemittelten Profils mit dem flächengewichtetem Mittel der Konfiguration regelmäßig angeordneten Würfel mit Dächern für die Komponente  $U_{Mean}$  und  $U'W'_{Mean}$ .

An Abbildung 60 lässt sich ablesen, dass die Wahl der Messorte das Ergebnis eines einfachen Ensemblemittels beeinflusst. Dieser Umstand muss bei einer Bewertung eines ensemblegemittelten Profils stets mit in Betracht gezogen werden. Abweichungen innerhalb der Rauigkeit von bis zu 40 % rechtfertigen den für eine flächengewichtete Mittelung von Einzelprofilen verbundenen höheren Aufwand in der Datenaufbereitung. Bedingung ist allerdings, dass in den zur Verfügung stehenden Messdaten alle wesentlichen Profilformen bzw. -klassen enthalten sind.

Im Folgenden sollen nun die nach Flächenanteilen gewichteten gemittelten Profile der drei unterschiedlichen Konfigurationen verglichen werden. Die Abbildungen 61 bis 63 zeigen die flächengewichtet gemittelten Profile für alle gemessenen Komponenten.

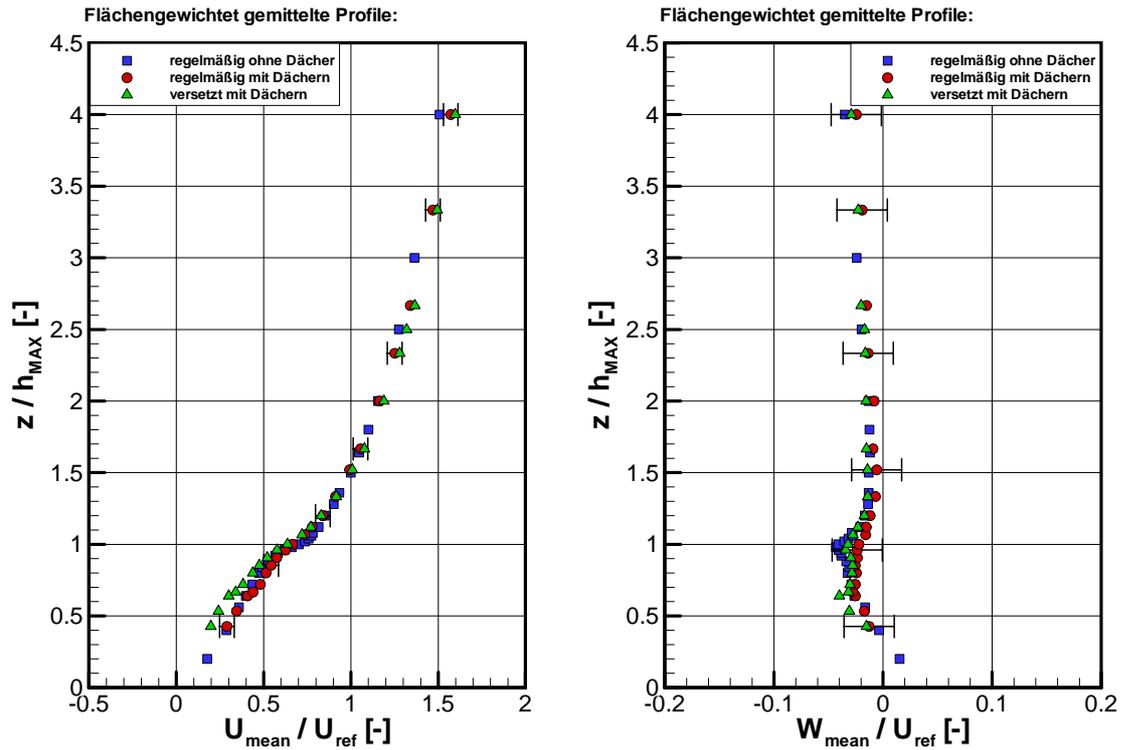


Abbildung 61: Vergleich der flächengewichteten Profile von  $U_{\text{Mean}}$  (links) und  $W_{\text{Mean}}$  (rechts) aller drei untersuchten Konfigurationen. Angetragen ist die Streubreite.

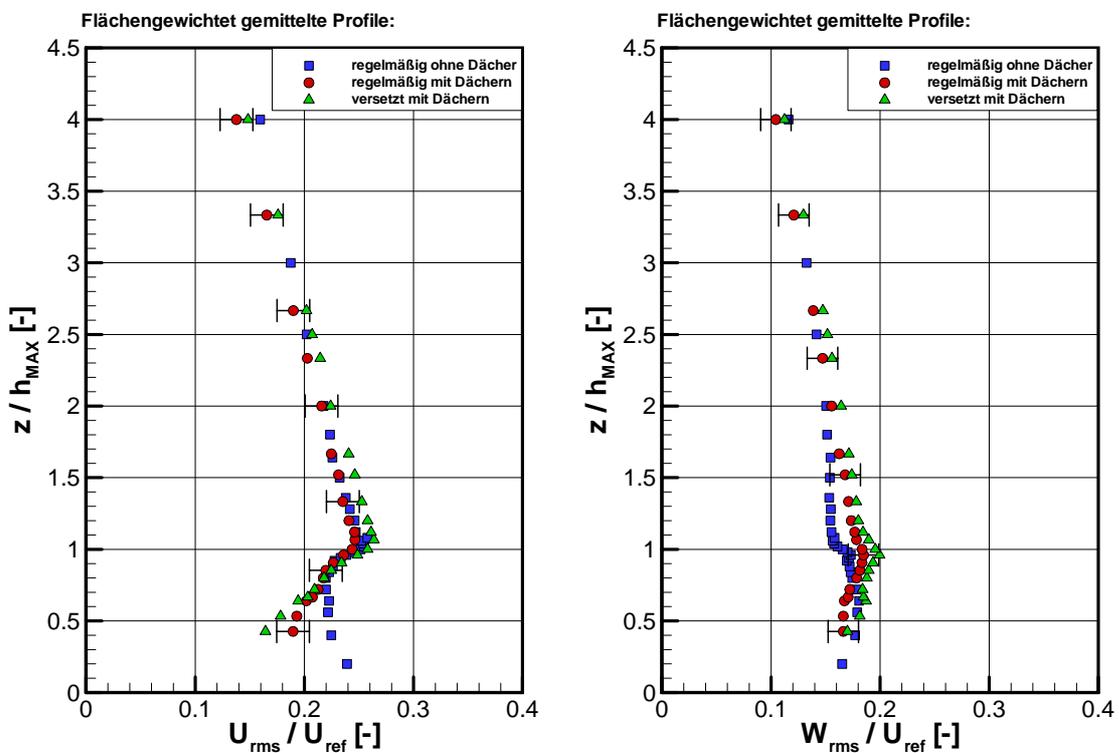


Abbildung 62: Wie Abbildung 61 für die  $U_{\text{rms}}$  und  $W_{\text{rms}}$  Profile.

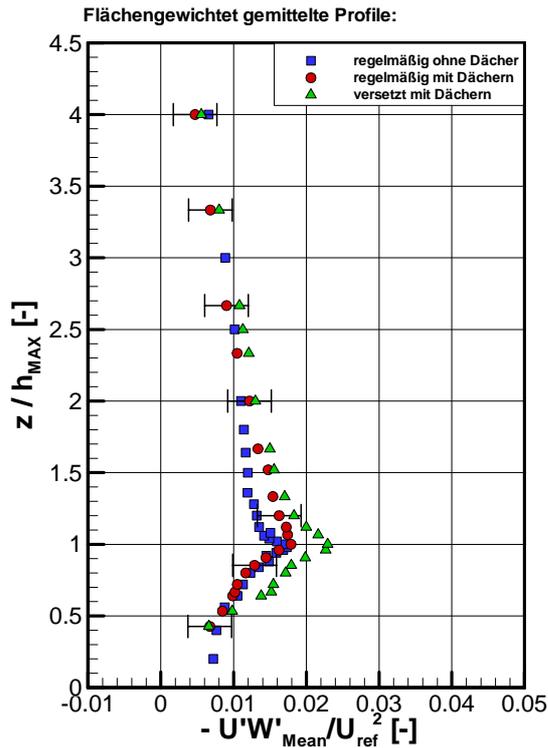


Abbildung 63: Wie Abbildung 61 für die  $U \cdot W'_{Mean}$  Profile.

Die longitudinale Komponente  $U_{Mean}$  der beiden Konfigurationen mit Dächern zeigt eine gute Übereinstimmung oberhalb der Rauigkeit, während innerhalb der Rauigkeit eine bessere Übereinstimmung der beiden regelmäßig angeordneten Konfigurationen erkennbar ist. Die Vertikalgeschwindigkeit  $W_{Mean}$  ist im gemittelten Profil aller drei Konfigurationen sehr klein. Die Unterschiede zwischen den drei untersuchten Konfigurationen sind kleiner als die Messunsicherheit. Die Standardabweichungen vom Mittelwert,  $U_{rms}$  und  $W_{rms}$ , zeigen oberhalb der Rauigkeit ein unterschiedliches Verhalten der Komponenten, je nach Rauigkeitsanordnung. Die  $U_{rms}$ -Profile zeigen eine Abhängigkeit von der Anordnung der Würfel (regelmäßig oder versetzt), während der Einfluss der Dächer im gemittelten Profil schwächer ausgeprägt ist. Ein umgekehrtes Verhalten lässt sich für die gemittelten  $W_{rms}$ -Profile feststellen. Hier sind die Unterschiede zwischen den Fällen mit und ohne Dächer etwas ausgeprägter, sie sind jedoch auch hier kaum größer als die Messunsicherheit. In den gemittelten turbulenten Flussprofilen zeigt sich eine Abhängigkeit sowohl von der Anordnung als auch von den zusätzlichen Dächern. Die versetzt angeordnete Konfiguration mit Dächern bewirkt das größte Maximum im gemittelten Impulsflussprofil. Das Maximum über dem regelmäßig angeordneten Würfeld ohne Dächer ist im Vergleich zu den Konfigurationen mit Dächern schärfer auf dem Dachniveau abgegrenzt. Das gemittelte Profil der regelmäßig angeordneten Konfiguration mit Dächern liegt zwischen den beiden anderen Konfi-

gurationen. Dabei zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Profile der beiden regelmäßig angeordneten Konfigurationen bis zur Höhe des Maximums (Dachniveau), während sich oberhalb des Maximums der Einfluss durch die heterogene Dachstruktur bemerkbar macht.

## 6.5 Vergleich mit vorhandenen Parametrisierungsansätzen

In diesem Abschnitt wurden wesentliche Parametrisierungsansätze aus Kapitel 3 mit den flächengewichteten mittleren Profilen getestet. Zu diesem Zweck ist es notwendig, die Rauigkeitsparameter  $z_0$  und  $d_0$  anhand des gemessenen Profils zu bestimmen. Hierbei wird zunächst das gemessene, zeitlich gemittelte Profil an das logarithmische Wandgesetz angepasst. Die drei zu bestimmenden Parameter  $u_*$ ,  $z_0$  und  $d_0$  wurden mit dem Programm TableCurv 2D (Version 5.01, der Fa. Systat) bestimmt und mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate („least squares fit“) optimiert. Zunächst wurden dabei ausschließlich Messwerte aus dem Bereich der Trägheitsschicht verwendet. Variiert wurde dabei der vertikale Bereich aus dem die Messwerte für die Anpassung gewählt wurden. Die Dicke der Trägheitsschicht (IS) wurde mit der vertikalen Variation des Flussprofils bewertet, so gibt die Bezeichnung IS10% die Trägheitsschicht an, in der bis zu 10 % vertikale Variation im Flussprofil auftreten. Entsprechend bezeichnet IS20% die Trägheitsschicht, in der bis zu 20 % vertikale Variation im Flussprofil auftreten. Das Ergebnis (=freier fit) ist in den ersten beiden Spalten der Tabellen 10 bis 12 dargestellt und zeigt deutlich größere Beträge der angepassten Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*logIS}$  als die gemessenen turbulenten maximalen Impulsflüsse  $u_{*MAX} = \sqrt{-U'W'_{MeanMAX}}$ . Die Betragsunterschiede ergeben ca. 30-40 % bei den beiden regelmäßig angeordneten Konfigurationen, während bei der versetzten Anordnung der Betragsunterschied ca. 10-15 % ausmacht. Eine Anpassung des logarithmischen Wandgesetzes an Messwerte ausschließlich aus dem Trägheitsbereich (IS) überschätzt somit deutlich den Betrag der Wandschubspannungsgeschwindigkeit. Diese Beobachtung wurde ebenfalls bei Kastner-Klein (2004) beschrieben. In dieser Arbeit wurde eine Überschätzung der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  um ca. 20 % festgestellt, wenn die Windgeschwindigkeitsprofile an Messwerte aus der Trägheitsschicht angepasst wurden. Ähnliche Ergebnisse sind bei Feddersen (2005) zu finden (Abschnitt 2.3.3). Bei Cheng et al. (2002, 2007) zeigt sich, dass sich die beste Anpassung der Daten an das logarithmische Wandgesetz ergibt, wenn Messwerte aus dem Bereich der Rauigkeits- und der Trägheitsschicht gewählt werden. Dieser Ansatz wurde daher hier ebenfalls angewendet (Bezeichnung RS&IS). Die Tabellen 10 bis 12 enthalten die aus unterschiedlichen vertikalen Bereichen ermittelten  $u_*$ ,  $z_0$  und  $d_0$  für die drei untersuchten Rauigkeitsstrukturen (=freier fit).

**Tabelle 10:** Anpassung des gemessenen, flächengewichtet gemittelten  $U_{\text{Mean}}$ - Profils des Würfelfeldes ohne Dächer an das logarithmische Wandgesetz und Bestimmung der drei freien Parametern  $u_{*log}$ ,  $z_{0log}$  und  $d_{0log}$ , bzw. Bestimmung von nur  $z_0$  und  $d_0$  unter Vorgabe von  $u_{*MAX}$  oder  $u_{*1.5}$ . Hervorgehobene Zahlen markieren die beste Übereinstimmung zwischen  $u_{*MAX}$  und  $u_{*log}$ .

Bereich:	IS20%	IS10%	RS	RS&IS10%	RS&IS20%
$z/h_{\text{MAX}}$	1.5 – 2.5	1.5 - 2	1 – 1.5	1 – 2	1 – 2.5
<b>freier fit:</b>					
$u_{*log}/ U_{\text{ref}}$	0.186	0.188	0.113	0.143	0.154
$z_{0log}/h_{\text{MAX}}$	0.15	0.15	0.02	0.06	0.07
$d_{0log}/h_{\text{MAX}}$	0.25	0.26	0.70	0.58	0.53
<b><math>u_{*MAX}/ U_{\text{ref}} = 0.132</math></b>					
$z_{0MAX}/h_{\text{MAX}}$	0.04	0.04	0.04	<b>0.04</b>	0.04
$d_{0MAX}/h_{\text{MAX}}$	0.74	0.69	0.63	<b>0.64</b>	0.65
<b><math>u_{*1.5}/ U_{\text{ref}} = 0.109</math></b>					
$z_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02
$d_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.92	0.86	0.72	0.74	0.76

**Tabelle 11:** Wie Tabelle 10, aber für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld mit Dächern. \* = Zu wenig Messpunkte für eine Anpassung.

Bereich:	IS20%	IS10%	RS	RS&IS 10%	RS&IS 20%
$z/h_{\text{MAX}}$	1.5 – 2	1.5 – 1.7	1 – 1.5	1 – 1.7	1 – 2
<b>freier fit:</b>					
$u_{*log}/ U_{\text{ref}}$	0.217	----*	0.114	0.127	0.145
$z_{0log}/h_{\text{MAX}}$	0.2	----*	0.02	0.04	0.06
$d_{0log}/h_{\text{MAX}}$	0.21	----*	0.76	0.72	0.65
<b><math>u_{*MAX}/ U_{\text{ref}} = 0.134</math></b>					
$z_{0MAX}/h_{\text{MAX}}$	0.04	----*	0.04	<b>0.04</b>	0.04
$d_{0MAX}/h_{\text{MAX}}$	0.74	----*	0.69	<b>0.69</b>	0.70
<b><math>u_{*1.5}/ U_{\text{ref}} = 0.122</math></b>					
$z_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.02	----*	0.03	0.03	0.03
$d_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.82	----*	0.73	0.74	0.75

**Tabelle 12:** Wie Tabelle 10, aber für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern. \* = Zu wenig Messpunkte für eine freie Anpassung.

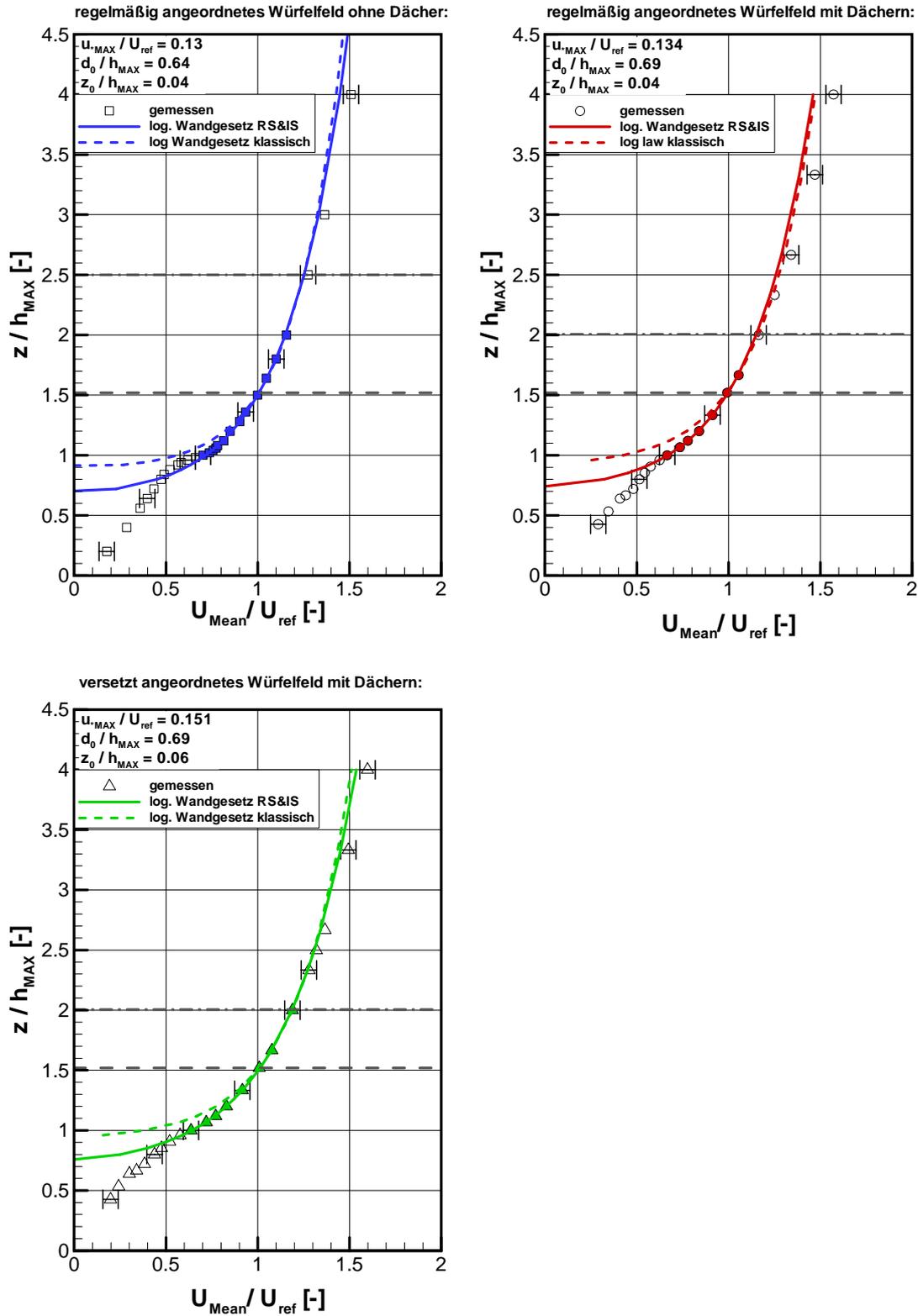
Bereich:	IS20%	IS10%	RS	RS&IS 10%	RS&IS 20%
$z/h_{\text{MAX}}$	1.5 – 2	1.5 – 1.7	1 – 1.5	1 – 1.7	1 – 2
<b>freier fit:</b>					
$u_{*\log}/U_{\text{ref}}$	0.171	----*	0.126	0.141	0.15
$z_{0\log}/h_{\text{MAX}}$	0.09	----*	0.03	0.05	0.06
$d_{0\log}/h_{\text{MAX}}$	0.59	----*	0.77	0.72	0.69
<b><math>u_{*\text{MAX}}/U_{\text{ref}} = 0.151</math></b>					
$z_{0\text{MAX}}/h_{\text{MAX}}$	0.06	----*	0.06	0.06	<b>0.06</b>
$d_{0\text{MAX}}/h_{\text{MAX}}$	0.71	----*	0.69	0.69	<b>0.69</b>
<b><math>u_{*1.5}/U_{\text{ref}} = 0.125</math></b>					
$z_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.02	----*	0.03	0.03	0.03
$d_{01.5}/h_{\text{MAX}}$	0.91	----*	0.77	0.78	0.79

Ebenfalls angegeben sind Werte von  $z_0$  und  $d_0$  für vorgegebene, aus den Impulsflussmessungen abgeleitete Werte von  $u_{*\text{MAX}} = \sqrt{-U'W'_{\text{Mean MAX}}}$  und  $u_{*1.5} = \sqrt{-U'W'_{\text{Mean } z=1.5h_{\text{MAX}}}}$ .

Ein Vergleich der so ermittelten Daten ergibt die beste Übereinstimmung zwischen der freien Anpassung aller drei Parameter und den gemessenen maximalen turbulenten Impulsflüssen, wenn zur Anpassung Daten aus dem Bereich der Rauigkeits- und Trägheitsschicht verwendet werden. Dieses Ergebnis bestätigt somit den Ansatz von Cheng et al. (2002, 2007). Des Weiteren stützen die Ergebnisse die Annahme, dass das Impulsflussmaximum nicht als lokale Störung (z.B. Louka et al. 2000) interpretiert werden sollte, sondern vielmehr als eine charakteristische Größe der Rauigkeit. Die gute Übereinstimmung von  $u_{*\log}/U_{\text{ref}}$  aus der freien Anpassung mit der gemessenen Geschwindigkeit  $u_{*\text{MAX}}/U_{\text{ref}}$  lässt den Schluss zu, dass  $u_{*\text{MAX}}/U_{\text{ref}}$  den aerodynamischen Effekt der Rauigkeit hinreichend genau beschreibt. Cheng et al. (2007) benutzten für die Anpassung ihrer Windkanaldaten an das logarithmische Wandgesetz eine Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*\text{Druck}}$ , die sie direkt aus Druckmessungen an einem Würfel im Würfelfeld abgeleitet haben. Sie geben für ein regelmäßig angeordnetes Würfelfeld mit Packungsdichte  $\lambda_p = 0.25$  einen Betrag der Wandschubspannungsgeschwindigkeit normiert mit der Freistromgeschwindigkeit ( $U_{\text{Freistrom}} = 10 \text{ m/s}$ )  $u_{*\text{Druck}}/U_{\text{Freistrom}} = 0.0682$  an. Die Daten dieser Arbeit wurden dagegen auf die

Höhe  $1.5 h_{MAX}$  skaliert (Abschnitt 6.1). Für einen Vergleich der Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*MAX}/U_{ref}$  mit  $u_{*Druck}/U_{Freistrom}$  von Cheng et al. (2007) wird  $u_{*MAX}/U_{ref}$  auf die Geschwindigkeit gemessen am Prandtlrohr  $U_{Prandtl}$  umgerechnet. Die gemessene Windgeschwindigkeit  $U_{Prandtl}$  wird dabei als Freistromgeschwindigkeit interpretiert. Für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld ergibt sich für  $u_{*MAX}/U_{ref} = 0.132$  nach der Umrechnung mit Hilfe des Skalierungsfaktors aus Tabelle 9  $u_{*MAX}/U_{Prandtl} = 0.069$ . Dieser durchgeführte Vergleich zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen  $u_{*Druck}/U_{Freistrom}$  von Cheng et al. (2007) und  $u_{*MAX}/U_{Prandtl}$ , trotz der unterschiedlichen Verfahren zur Bestimmung. Das Impulsflussmaximum ist somit direkt mit der Widerstandswirkung der Rauigkeit korreliert.

Abbildung 64 stellt die an das logarithmische Wandgesetz angepassten Profile mit vorgegebenem  $u_{*MAX}/U_{ref}$  dar. Obwohl die gemessenen turbulenten Impulsflüsse in der Rauigkeitsschicht nicht konstant mit der Höhe sind (vgl. Abbildung 63), lassen sich die flächengewichteten Profile an das logarithmische Wandgesetz mit Verwendung von  $u_{*MAX}/U_{ref}$  in allen drei untersuchten Konfigurationen bis zum Oberrand der Rauigkeit sehr gut anpassen. Das mittlere Windprofil lässt sich mit dem logarithmischen Wandgesetz beschreiben, die Verteilung der turbulenten Impulsflüsse lässt sich dagegen nicht korrekt aus dem logarithmischen Wandgesetz berechnen. Es muss also eine eigene Parametrisierung für die turbulenten Impulsflüsse gefunden werden.



**Abbildung 64:** Anpassung der flächengewichteten Profile an das logarithmische Wandgesetz.  $u_{MAX}$  wurde aus gemessenen turbulenten Impulsflüssen bestimmt und  $z_0$  bzw.  $d_0$  aus einer Anpassung an das log. Wandgesetz. Ausgefüllte Symbole kennzeichnen die Messwerte, die zur Anpassung verwendet wurden. Gestrichelte Linie kennzeichnet den Oberrand der Rauigkeitsschicht, die strichpunktete Linie den Oberrand der Trägerschicht.

## 6.5.1 Vergleich mit morphometrischen Modellen

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse aus der Anpassung der vorliegenden Daten sollen nun mit den morphometrischen Modellen aus Abschnitt 3.1.1 verglichen werden. Die normierten Rauigkeitsparameter in den morphometrischen Methoden beziehen sich auf die Höhe der Rauigkeitselemente. Aus diesem Grund werden für den direkten Vergleich die hier ermittelten Rauigkeitsparameter  $z_0/h_{MAX}$  und  $d_0/h_{MAX}$  auf die mittlere Rauigkeitshöhe  $h_M$  umgerechnet. Das Ergebnis ist in Tabelle 13 zusammengefasst. Die Parameter der morphometrischen Modelle wurden mit  $\lambda_p = 0.25$ ,  $\lambda_f = 0.25$  (Würfelfeld ohne Dächer) bzw.  $\lambda_f = 0.32$  (Würfelfelder mit Dächern) und  $h_M$  berechnet. Die rauigkeitsbeschreibenden Parameter des Modells von Mac Donald et al. (1998) wurden in Tabelle 13 mit dem Korrekturfaktor  $\beta = 0.55$  berechnet, der von Mac Donald et al. (1998) anhand seiner Messdaten bestimmt wurde. Zusätzlich sind in Tabelle 13 ebenfalls die Rauigkeitsparameter von Windkanalmessungen eines regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Packungsdichte  $\lambda_p = 0.25$  von Cheng et al. (2007) mit angegeben.

**Tabelle 13:** Vergleich der Rauigkeitsparameter  $z_0/h_M$  und  $d_0/h_M$  der hier vorliegenden Messungen mit unterschiedlichen morphometrischen Modellen (Abschnitt 3.1.1) sowie Windkanaldaten von Cheng et al. (2007).  $z_0/h_M$  und  $d_0/h_M$  im morphometrischen Modell von Mac Donald et al. (1998) wurde mit dem angegebenen Korrekturfaktor  $\beta = 0.55$  (Mac Donald et al., 1998) berechnet.

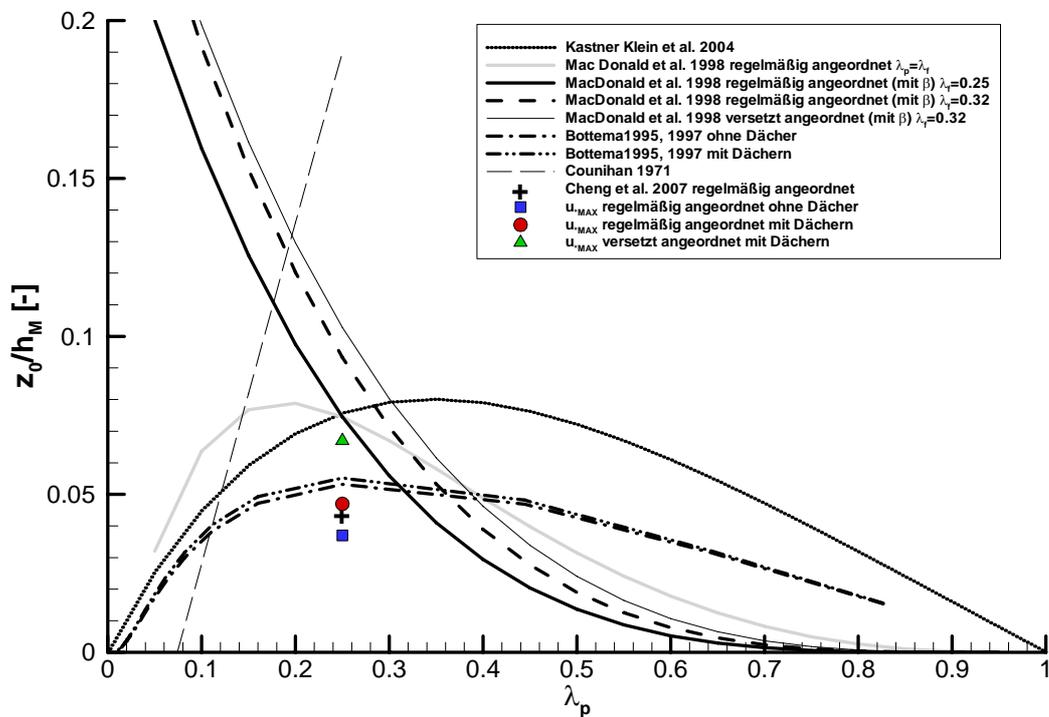
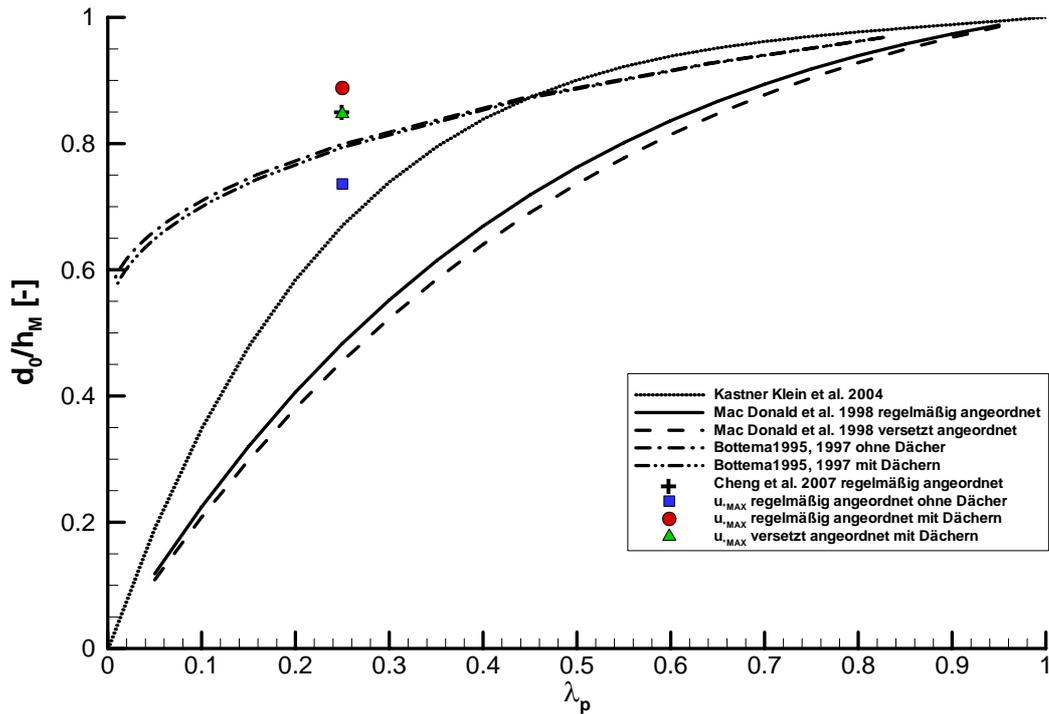
	Regelmäßig ohne Dächer		Regelmäßig mit Dächern		Versetzt mit Dächern	
	$z_0 / h_M$	$d_0 / h_M$	$z_0 / h_M$	$d_0 / h_M$	$z_0 / h_M$	$d_0 / h_M$
Flächengewichtetes Profil $u_{*MAX}$	0.037	0.736	0.047	0.888	0.067	0.847
Kastner-Klein et al. (2004)	0.076	0.671	0.076	0.671	0.076	0.671
Mac Donald et al. (1998)	0.075	0.583	0.093	0.583	0.103	0.455
Bottema (1996, 1997)	0.053	0.799	0.055	0.795	0.055	0.795
Counihan (1971)	0.19	----	0.19	----	0.19	----
Cheng et al. (2007); $u_{*Druck}$	0.044	0.853	----	----	----	----

Die Bestimmung der Rauigkeitsparameter erfolgte bei Cheng et al. (2007) ebenfalls aus der Anpassung der Messungen aus dem Bereich der Rauigkeits- und Trägheitsschicht an das logarithmische Wandgesetz. Cheng et al. (2007) leiteten dabei ihre Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*Druck}$  direkt aus Druckmessungen an einem Würfel im Würfelfeld ab.

Im morphometrischen Modell von Kastner-Klein und Rotach (2004) werden lediglich die Packungsdichte  $\lambda_p$  in die Berechnung von  $z_0/h_M$  und  $d_0/h_M$  einbezogen. Demnach wird im Modell von Kastner-Klein und Rotach (2004) die drei hier untersuchten, unterschiedlichen Konfigurationen mit identischen Rauigkeitsparametern beschrieben. Dies erscheint nicht sehr realistisch und zeigt, dass die Frontflächenzahl oder die volumenbezogene Packungsdichte  $\lambda_c$  in ein morphometrisches Modell miteinbezogen werden sollte. Das Modell von Kastner-Klein und Rotach (2004) wurde auf Grund von Windkanaldaten über einem detaillierten Stadtmodell entwickelt und zeigt folglich am ehesten Übereinstimmung mit den Rauigkeitsparametern des versetzt angeordneten Würfelfeldes mit Dächern. Das Modell von Mac Donald et al. (1998) unterschätzt nach Tabelle 13 für alle untersuchten Rauigkeiten die Verdrängungshöhe  $d_0/h_M$  und überschätzt im Gegenzug die Rauigkeitslänge  $z_0/h_M$ . Im Gegensatz zum Modell von Kastner-Klein und Rotach (2004) wird jedoch der Trend einer Zunahme von  $z_0/h_M$  mit zunehmender Komplexität richtig wiedergegeben. Die Berechnung der Verdrängungshöhe  $d_0/h_M$  erfolgt über die Packungsdichte  $\lambda_p$  und einem Faktor A, der von Mac Donald et al. (1998) aus Messdaten von Hall et al. (1996) empirisch bestimmt wurde (vgl. 3.1.1). Es liegt also der Schluss nahe, dass der Faktor A in dem Modell von Mac Donald et al. (1998) zu niedrig angesetzt ist. Mac Donald et al. (1998) geben an, dass die Messungen von Hall et al. (1996) nach einer Überstreichungslänge von 22 h durchgeführt wurden. In Kapitel 2 wurde bereits dargelegt, dass eine Selbstähnlichkeit von Profilen erst nach einer Überstreichungslänge von ca. 32 h (Cheng und Castro, 2002b) erreicht wird. Schultz (2003), Schultz et al. (2005) ermittelte eine Selbstähnlichkeit von Profilen sogar erst nach einer Überstreichungslänge von ca. 60 h. Nach den Ergebnissen aus Abschnitt 6.2 beträgt der Einflussbereich der Würfel nach der hier vorliegenden Überstreichungslänge (92 h)  $z = 2 h_{MAX}$ . Es kann nach diesen Betrachtungen davon ausgegangen werden, dass die Überstreichungslänge in den Experimenten von Hall et al. (1996) möglicherweise nicht lang genug war und sich die Strömung nicht im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befunden hat. Zu einem ähnlichen Schluss kommen Cheng et al. (2007) auf Grund ihrer Experimente. Vergleicht man die Daten aus Tabelle 13, so lassen sich gute Übereinstimmungen von  $z_0/h_M$  zwischen dem flächengewichteten Profil der Konfiguration ohne Dächer und den Daten von Cheng et al. (2007) feststellen. Die Unterschiede zwischen  $d_0/h_M$  sind dagegen etwas größer. Tabelle 10 zeigt, dass die Be-

stimmung von  $d_0/h_M$  mit größeren Unsicherheiten behaftet ist als die Bestimmung von  $z_0/h_M$ , wenn unterschiedliche vertikale Bereiche zur Anpassung des logarithmischen Wandgesetzes verwendet werden. Somit können schon geringe Unterschiede bei der Bestimmung der Ausdehnung der Trägheitsschicht ( $z_{IS}/h_M$ ) zu größeren Unterschieden bei der Bestimmung von  $d_0/h_M$  führen. Die Unterschätzung des Parameters  $d_0/h_M$  (und daher des Faktors  $A$ ) durch das Modell von Mac Donald et al. (1998) ist im Vergleich zu den Daten von Cheng et al. (2007) stärker ausgeprägt. Wollte man den Faktor  $A$  aus dem morphometrischen Modell von Mac Donald et al. (1998) den hier vorliegenden Daten anpassen, so müsste der Faktor  $A$  deutlich vergrößert werden. Setzte man in das Modell von Mac Donald et al. (1998) statt für  $A = 4.43$  den zehnfachen Wert  $A = 44$  ein, so ergäbe sich beispielsweise für eine regelmäßig Anordnung mit  $\lambda_p = \lambda_f = 0.25$  ohne dem Korrekturterm  $\beta$ :  $d_0/h_M = 0.709$  und  $z_0/h_M = 0.043$ . Die hier vorliegenden Daten reichen allerdings nicht aus, um den Faktor  $A$  des morphometrischen Modells neu festzulegen. Es sind umfassendere Datensätze notwendig, um die vorhandenen morphometrischen Modelle zu verbessern bzw. ein neues Modell zu entwickeln. Das morphometrische Modell von Bottema (1996, 1997) prognostiziert die dimensionslose Verdrängungshöhe  $d_0/h_M$  für die hier vorgestellten Messungen am besten. Die Rauigkeitslänge  $z_0/h_M$  wird für beide Konfigurationen mit Dächern am besten getroffen. Das Modell von Counihan (1971) überschätzt die Rauigkeitslänge  $z_0/h_M$  im Vergleich zu den hier ermittelten Daten um das 3-4-fache der Rauigkeitslänge. Insgesamt bedarf es somit weiterer Verbesserungen der hier vorgestellten morphometrischen Modelle.

Abbildung 65 fasst die Daten aus Tabelle 13 noch einmal bildlich zusammen. Dabei soll auf die Darstellung des morphometrischen Modells von Mac Donald et al. (1998) hingewiesen werden: Die Berechnung von  $z_0/h_M$  hängt sowohl von  $\lambda_p$  als auch von  $\lambda_f$  ab. Im Gegensatz zu der üblichen Darstellung, in der sowohl  $\lambda_p$  als auch  $\lambda_f$  gleichzeitig variiert werden, ist in Abbildung 65, unten die Frontflächenzahl  $\lambda_f$  konstant gehalten und nur die Packungsdichte  $\lambda_p$  variiert worden. Dies bildet das Modell für die untersuchten Fälle realistischer ab als die Darstellung  $\lambda_p = \lambda_f$ .



**Abbildung 65:** Bildliche Darstellung der morphometrischen Modelle und den Windkanaldaten aus Tabelle 13. Oben für die normierte Verdrängungshöhe  $d_0/h_M$  und unten für die normierte Rauigkeitslänge  $z_0/h_M$ . Zur Darstellung des Modells von Mac Donald et al. (1998) siehe Text.

## 6.5.2 Parametrisierungsansätze der mittleren Windgeschwindigkeit

In Kapitel 3 wurden Parametrisierungsansätze auf Basis des Mischungsweglängen-Ansatzes vorgestellt. Das Profil der mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  wurde innerhalb der Rauigkeit mit einem exponentiellen Ansatz (vgl. Gleichung (36), Seite 31 und Gleichung (53), Seite 35)

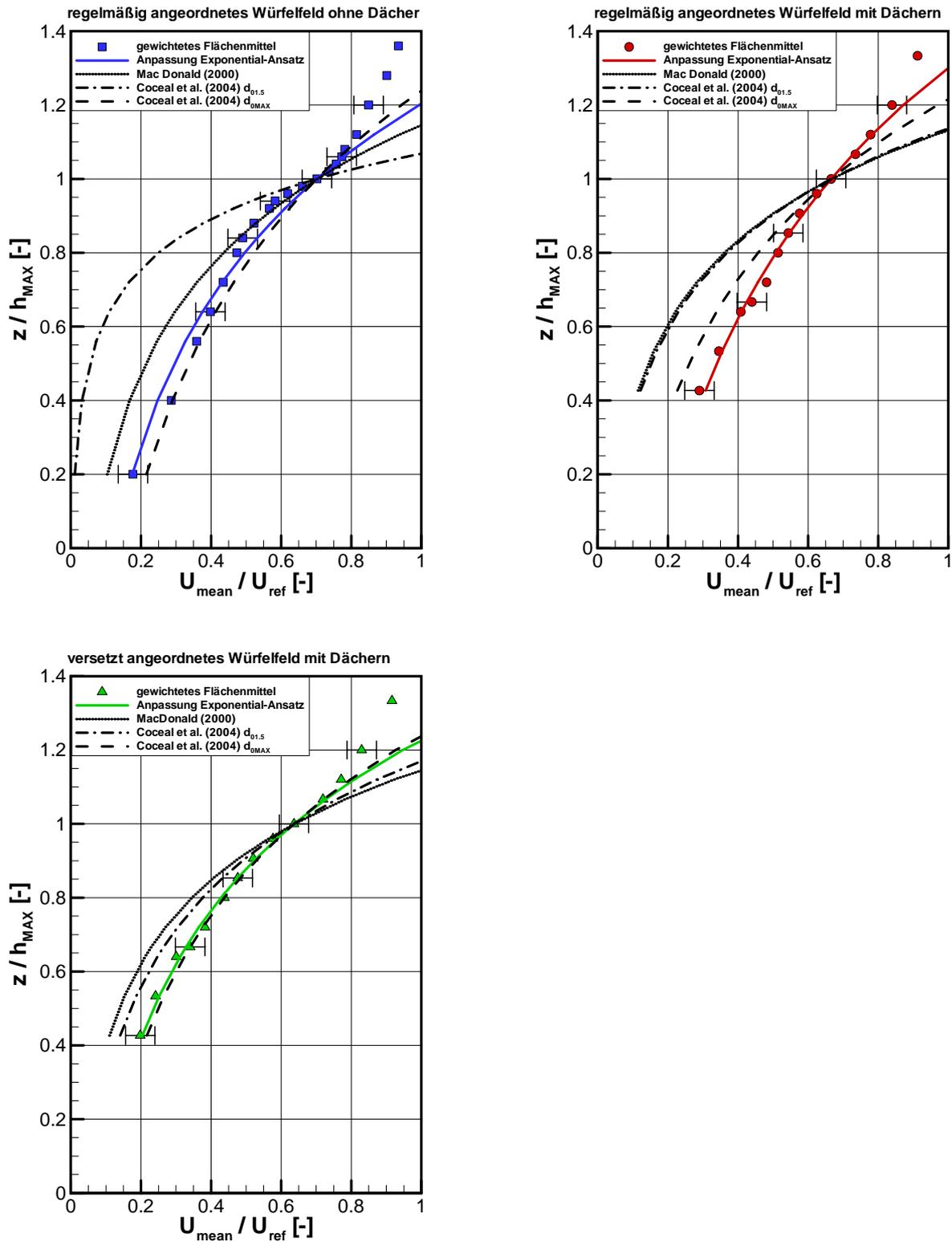
$$U_{\text{mean}}(z) = U_h \exp \left[ a \left( \frac{z}{h} - 1 \right) \right]$$

parametrisiert. In diesem Ansatz muss lediglich der Verminderungskoeffizient  $a$  bestimmt werden, wenn die mittlere Geschwindigkeit  $U_h$  auf Höhe der Rauigkeitselemente bekannt ist. Mac Donald (2000) bestimmte anhand gemessener Daten in (und über) Würfelfeldern im Wasserkanal einen Zusammenhang zwischen dem Verminderungskoeffizienten  $a$  und der Frontflächenzahl  $\lambda_f$  mit  $a = 9.6 \lambda_f$ . Coceal und Belcher (2004) setzen den Verminderungskoeffizienten  $a$  mit der Höhe der Scherschicht  $l_s$  in Relation (vgl. Abschnitt 3.2):  $a = h/l_s$ . Die Höhe der Scherschicht wird bei Coceal und Belcher (2004) mit einer charakteristischen Länge  $L_c$  und der Mischungsweglänge innerhalb der Rauigkeit  $l_c$  abgeschätzt:  $l_s = (2 l_c^2 L_c)^{1/3}$ . Die Mischungsweglänge innerhalb der Rauigkeit  $l_c$  hängt wiederum von der Verdrängungshöhe  $d_0$  ab (vgl. Gleichung (49), Seite 34 in Abschnitt 3.2). Im Folgenden sollen nun die beiden Ansätze von Mac Donald (2000) und Coceal und Belcher (2004) mit dem flächengewichteten Profil aus Abschnitt 6.4.2 verglichen werden. Die Profile der mittleren Windgeschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  werden unter Vorgabe von  $U_h$  an den exponentiellen Ansatz angepasst und mit Hilfe der kleinsten Fehlerquadrate der Verminderungskoeffizient  $a$  bestimmt. Das Ergebnis ist in der 2. Spalte der Tabelle 14 dargestellt. Auffällig ist, dass der ermittelte Verminderungskoeffizient  $a$  des Profils vom regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern niedriger ausfällt als beim regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dächer, obwohl nach Abbildung 63 die beiden Profile innerhalb der Rauigkeit gut übereinander liegen. Die Ursache liegt in der gemessenen Geschwindigkeit  $U_h$ , die beim regelmäßig angeordneten Würfelfeld ohne Dächer höher ausfällt als beim regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern. Eine Zunahme der Rauigkeit durch die Dächer erhöht somit den Widerstand und reduziert die Geschwindigkeit  $U_h$ . Bei der versetzten Anordnung von Würfeln wird die Windgeschwindigkeit innerhalb der Rauigkeit weiter reduziert, was sich durch den größeren Verminderungskoeffizienten  $a$  äußert.

**Tabelle 14:** Vergleich des Verminderungskoeffizienten  $a$  bestimmt durch Anpassung der in dieser Arbeit flächengewichtet gemittelten Profile an den exponentiellen Ansatz mit Ansätzen aus der Literatur.

Konfiguration	Anpassung der Daten an den exponentiellen Ansatz	Mac Donald (2000) $a = 9.6 \lambda_f$	Coceal et al. (2004) $a = h/l_s$ mit $d_{0.5}/h_{MAX}$	Coceal et al. (2004) $a = h/l_s$ mit $d_{0MAX}/h_{MAX}$
Regelmäßig ohne Dächer	$1.74 \pm 0.3$ $r^2 = 95 \%$	2.40	5.17	1.48
Regelmäßig mit Dächern	$1.35 \pm 0.2$ $r^2 = 99 \%$	3.07	2.96	1.88
Versetzt mit Dächern	$1.98 \pm 0.2$ $r^2 = 99 \%$	3.07	2.63	1.88

Der Verminderungskoeffizient  $a$  wird beim Ansatz von Coceal und Belcher (2004) mit Hilfe der Gleichungen (47) und (49) von Seite 33 berechnet, wobei für die Verdrängungshöhe  $d_0$  in Gleichung (49) sowohl  $d_{0MAX}$  als auch  $d_{0.5}$  aus den Tabellen 10 bis 12 verwendet wurden. Tabelle 14 zeigt eine geringe Überschätzung des Verminderungskoeffizienten  $a$  beim Ansatz von Mac Donald (2000), aber auch des Ansatzes von Coceal und Belcher (2004) unter Verwendung von  $d_{0.5}/h_{MAX}$ . Abbildung 66 stellt die Daten aus der Tabelle 14 bildlich dar. Die Überschätzung des Verminderungskoeffizienten  $a$  wird in Abbildung 66 an der zu starken Krümmung des vorhergesagten Profilverlaufs deutlich. Das vorhergesagte Profil von Mac Donald (2000) für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld ohne Dächer beschreibt insbesondere den Bereich direkt unter dem Dachniveau ( $0.8 h_{MAX}$  bis  $1 h_{MAX}$ ) sehr gut. In geringerer Höhe werden die Windgeschwindigkeiten im Vergleich zum gemessenen Profil aber unterschätzt. Bei beiden Würfelfeldern mit Dächern wirkt sich die Überschätzung des Verminderungskoeffizienten  $a$  des Ansatzes von Mac Donald (2000) am größten aus. Die vorhergesagten Profilverläufe liegen nicht mehr innerhalb der angetragenen Streubreite aus Abschnitt 5.2.2. Eine generell gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Profil lässt sich mit dem Ansatz von Coceal und Belcher unter der Verwendung von  $d_{0MAX}/h_{MAX}$  für alle drei untersuchten Konfigurationen finden.



**Abbildung 66:** Vergleich der Vertikalprofile der mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}$  mit dem exponentiellen Ansatz unterschiedlich bestimmter Verminderungskoeffizienten  $a$ . Angetragen ist die Streubreite.

Der Profilverlauf für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld ohne Dächer wird insbesondere im unteren Bereich der Rauigkeit (0 bis  $0.6 h_{\text{MAX}}$ ) sehr gut wiedergegeben. Der Profilverlauf oberhalb von  $0.6 h_{\text{MAX}}$  bis  $1 h_{\text{MAX}}$  zeigt im Rahmen des Vertrauensbereiches der Messungen immer noch eine gute Übereinstimmung. Die größten Unterschiede zwischen dem Profilverlauf von Coceal und Belcher (2004), gebildet unter Verwendung von  $d_{0\text{MAX}}/h_{\text{MAX}}$  und dem flächengewichtetem Profil, sind bei der regelmäßig angeordneten Konfiguration mit Dächern zu finden. Dennoch liegt das von Coceal und Belcher (2004) vorhergesagte Profil gerade noch innerhalb des Vertrauensbereiches der Messungen. Das mittlere Geschwindigkeitsprofil  $U_{\text{Mean}}$  lässt sich also trotz der hohen Frontflächenzahlen, insbesondere bei den Konfigurationen mit Dächern, mit einem exponentiellen Ansatz parametrisieren.

Liegen keine Daten zur Anpassung vor, so können gute Ergebnisse mit dem Ansatz von Coceal und Belcher (2004) zur Bestimmung des Verminderungskoeffizienten  $a$  erzielt werden, unter der Voraussetzung, dass die Verdrängungshöhe  $d_0$  auf Basis von  $u_{\text{MAX}}$  bestimmt wurde. Der exponentielle Ansatz besitzt jedoch lediglich Gültigkeit innerhalb der Rauigkeit. Oberhalb der Rauigkeit muss ein anderer Ansatz zur Beschreibung des Windprofils gefunden werden. Die Anwendung des logarithmischen Windgesetzes wurde bereits zu Beginn dieses Abschnitts behandelt. Daher sollen im Folgenden die Parametrisierungsansätze für das mittlere Windprofil  $U_{\text{Mean}}$  in der Rauigkeitsschicht von Mac Donald (2000) (Gleichung (44), Seite 32) und der empirische Ansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) (Gleichung (61), Seite 38) näher untersucht werden.

Der Parametrisierungsansatz von Mac Donald (2000) basiert auf zwei zu bestimmenden Parametern  $A$  und  $B$  (Gleichungen (42) und (43), Seite 32), die von der Höhe der Rauigkeitsschicht  $z_{\text{RS}}$ , der Verdrängungshöhe  $d_0$  und der Rauigkeitslänge innerhalb der Rauigkeit  $l_c$  abhängen. Letztere wird wiederum mit Hilfe des Verminderungskoeffizienten  $a$  des exponentiellen Ansatzes bestimmt. Die beiden Parameter  $A$  und  $B$  werden auf drei unterschiedliche Arten bestimmt. Zunächst werden die beiden Parameter nach Gleichungen (42) und (43) berechnet, wobei als Werte für die Verdrängungshöhe  $d_0$  sowohl  $d_{01.5}$  als auch  $d_{0\text{MAX}}$  aus Tabelle 10 verwendet wurden. Schließlich werden das gemessene Profil an den Ansatz von Mac Donald angepasst und die Parameter  $A$  und  $B$  über die kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Tabelle 15 fasst die Ergebnisse zusammen.

Generell stimmen die nach den Gleichungen (42) und (43) berechneten Parameter  $A$  und  $B$  am besten mit den Ergebnissen aus der Anpassung des flächengewichteten Profils überein, wenn  $d_{0\text{MAX}}$  bei der Berechnung der Parameter verwendet wird.

**Tabelle 15:** Vergleich der ermittelten Parameter A und B aus dem Ansatz von Mac Donald (2000).

Konfiguration	A, B angepasst	A, B mit $d_{01.5}$ berechnet	A, B mit $d_{0MAX}$ berechnet
Regelmäßig angeordnet ohne Dächer	$A = -0.42 \pm 0.09$ $B = 0.51 \pm 0.10$ $r^2 = 99.1 \%$	$A = -0.11$ $B = 0.23$	$A = -0.34$ $B = 0.46$
Regelmäßig angeordnet mit Dä- chern	$A = -0.28 \pm 0.02$ $B = 0.39 \pm 0.05$ $r^2 = 99.9 \%$	$A = 0.03$ $B = 0.17$	$A = -0.07$ $B = 0.27$
Versetzt angeordnet mit Dä- chern	$A = -0.27 \pm 0.05$ $B = 0.37 \pm 0.08$ $r^2 = 99.9 \%$	$A = -0.14$ $B = 0.25$	$A = -0.32$ $B = 0.43$

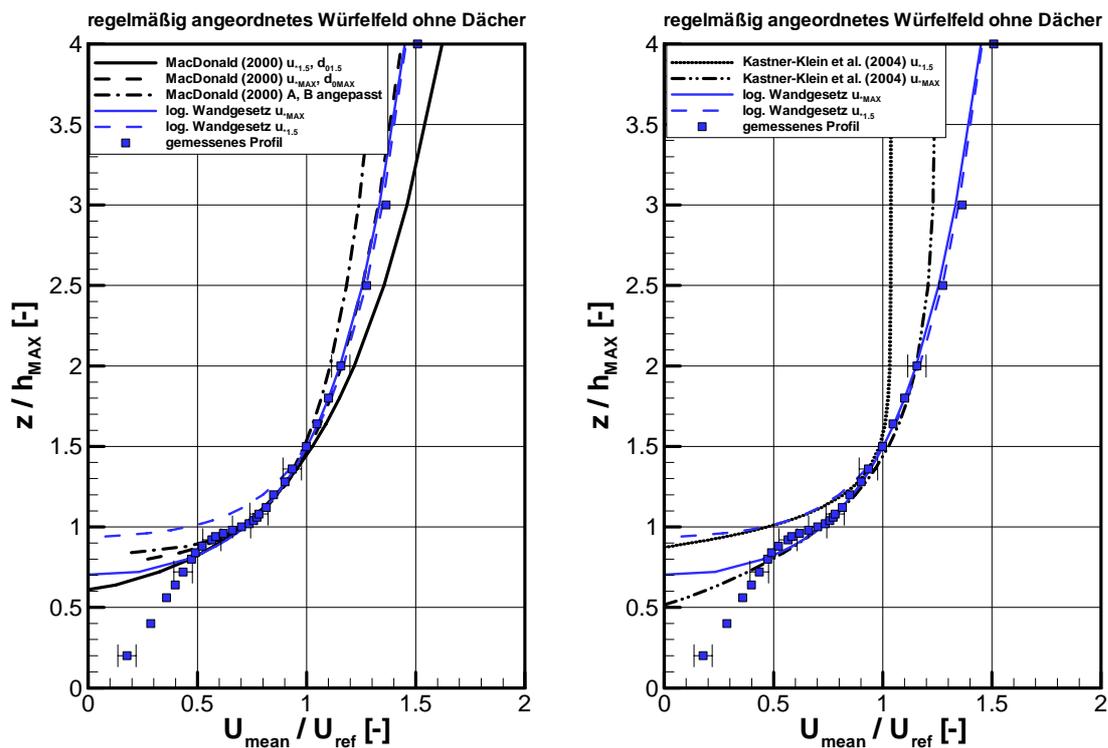
Bei dem regelmäßig angeordneten Würfelfeld mit Dächern zeigen sich größere Unterschiede zwischen den Ergebnissen aus der Anpassung des flächengewichteten Profils und der Berechnung nach den Gleichungen (42) und (43). Hier macht sich der Einfluss des Verminderungskoeffizienten  $a$  auf die Berechnung der Mischungsweglänge in der Rauigkeit  $l_c$  bemerkbar (vgl. mit Tabelle 14). Mit Hilfe der beiden Parameter A und B werden nun die Profile in der Rauigkeitsschicht nach dem Ansatz von Mac Donald (2000) berechnet. Das Ergebnis ist auf den jeweils linken Seiten der Abbildungen 67 bis 69 dargestellt. Zum Vergleich werden ebenfalls die Ergebnisse aus der Anpassung des Profils an das logarithmische Wandgesetz (Abbildung 64) gezeigt. Der gemessene Profilverlauf wird von allen drei untersuchten Varianten des Modells von Mac Donald (2000) innerhalb der Rauigkeitsschicht ( $z \leq 1.5 h_{MAX}$ ) gut wiedergegeben. Die einzige Ausnahme bilden lediglich die auf Grundlage der berechneten Parameter A und B des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Dächern vorhergesagten Profilverläufe. Hier weicht der berechnete Profilverlauf vom gemessenen Profil ab, liegt aber dennoch innerhalb des Vertrauensbereiches der Messungen. Diese Ausführungen verdeutlichen, dass eine erfolgreiche Anwendung der Parametrisierung (korrekte Berechnung der Parameter A und B) zeitlich wie räumlich hochaufgelöste Daten innerhalb der Rauigkeit bis mindestens zum Dachniveau erfordert.

Die Abbildungen 67 bis 69 zeigen, dass der Ansatz von Mac Donald (2000) den Profilverlauf besser widerspiegelt als das logarithmische Wandgesetz (log. Wandgesetz  $u_{*1.5}$ ), bei dem  $u_*$ ,  $d_0$  und  $z_0$  aus den Daten innerhalb der Trägheitsschicht abgeleitet wurden. Gleich gute Ergebnisse lassen sich aber auch mit dem logarithmischen Wandgesetz erzielen, wenn die Parameter  $d_0$  und  $z_0$  unter

der Verwendung von  $u_{*MAX}$  anhand der Daten innerhalb der Rauigkeits- und Trägheitsschicht ermittelt wurden. Betrachtet man die Menge an benötigten Vorgabewerten ( $u_*$ ,  $d_0$ ,  $z_{RS}$ ,  $U_h$  und  $a$ ) beim Ansatz von Mac Donald (2000), so erscheint das logarithmische Wandgesetz mit  $u_{*MAX}$ ,  $d_{0MAX}$  und  $z_{0MAX}$  einfacher handhabbar zu sein.

Der empirische Ansatz von Kastner-Klein et al. (2004) bildet den Profilverlauf innerhalb der Rauigkeitsschicht gut ab, wenn  $d_{0MAX}$  und  $z_{0MAX}$  verwendet werden (rechte Seite der Abbildungen 67 bis 69). Werden die rauigkeitsbeschreibenden Parameter  $d_{01.5}$  und  $z_{01.5}$  aus den Daten der Trägheitsschicht gewonnen, so zeigt der vorhergesagte Profilverlauf keine wesentlichen Verbesserungen zum logarithmischen Wandgesetz.

Beide vorgestellten Parametrisierungsansätze sind in der Lage, den Profilverlauf innerhalb der Rauigkeitsschicht vorherzusagen, wenn geeignete rauigkeitsbeschreibende Parameter  $d_0$  und  $z_0$  vorhanden sind. Allerdings stellen sie für die vorliegenden Messungen keine wesentliche Verbesserung zum logarithmischen Wandgesetz dar, das mit  $u_{*MAX}$ ,  $d_{0MAX}$  und  $z_{0MAX}$  beschrieben wird.



**Abbildung 67:** Anpassung des flächengewichtet gemittelten Profils des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes ohne Dächer an den Parametrisierungsansatz von Mac Donald (2000) (links) und den empirischen Ansatz von Kastner-Klein et al. (2004) (rechts).

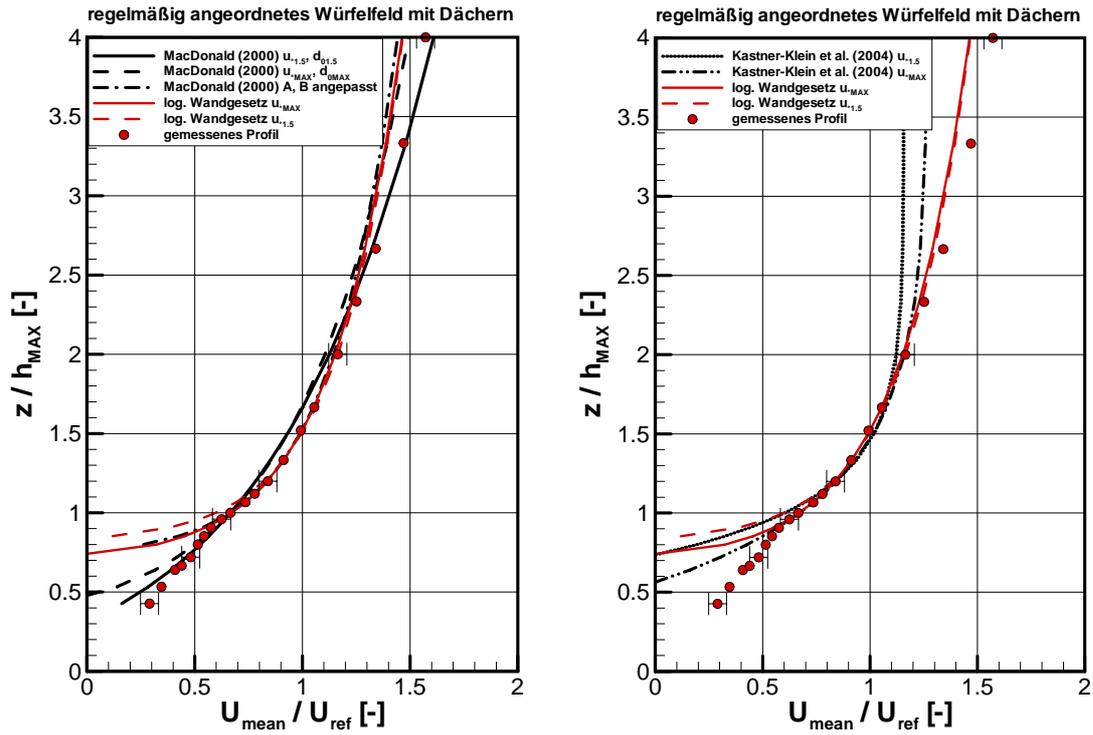


Abbildung 68: Wie Abbildung 67 für das regelmäßig angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

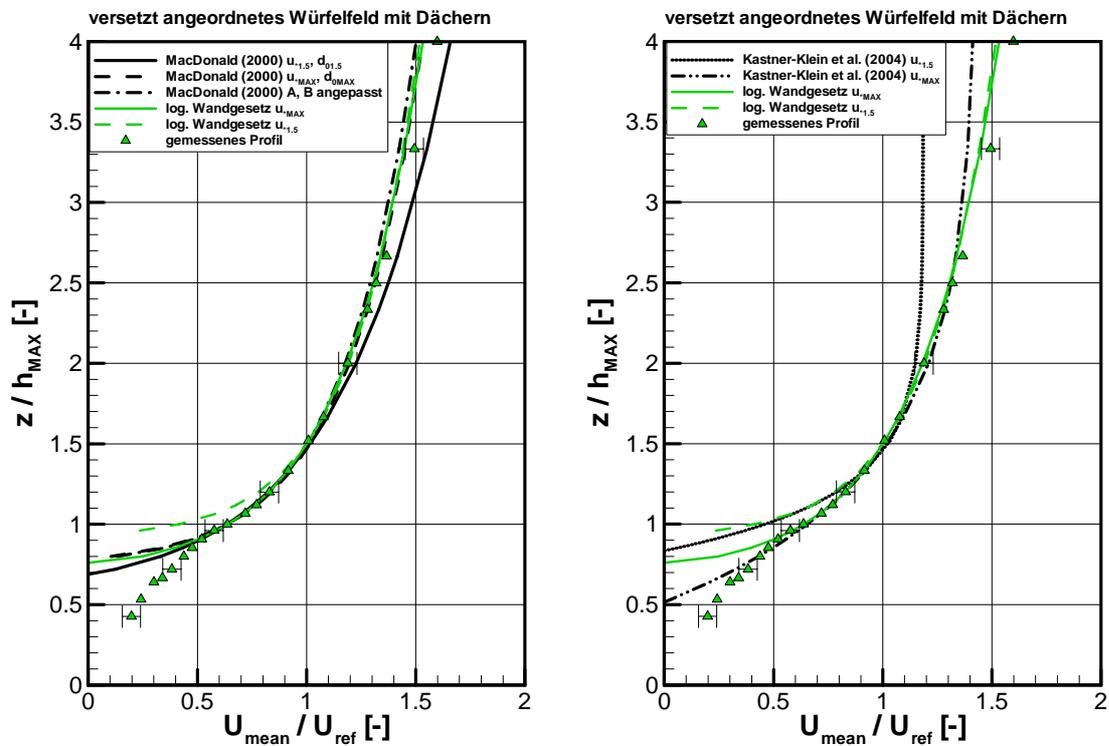


Abbildung 69: Wie Abbildung 67 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

### 6.5.3 Parametrisierungsansätze für die turbulenten Impulsflüsse

Die gemessenen Profile der vertikalen turbulenten Impulsflüsse sind in der Rauigkeitsschicht nicht höhenkonstant. Wie bereits in Kapitel 3 dargestellt, gibt es nur wenige Versuche, ein Profil der turbulenten Impulsflüsse zu parametrisieren. Im Folgenden werden die flächengewichteten Impulsflussprofile aus Abschnitt 6.4.2 an die Ansätze von Rotach (2001, Gleichung (54)) und Kastner-Klein und Rotach (2004, Gleichung (56)) angepasst. Beim Parametrisierungsansatz von Rotach (2001) werden die Größen  $U'W'_{MAX}$ , die Höhe des auftretenden Maximums  $z_{MAX} = h_{MAX}$  und der Verdrängungshöhe  $d_0$  in einer Funktion verwendet, um die lokalen Impulsflüsse zu berechnen. Dabei werden in der Funktion zusätzlich zwei Parameter  $b$  und  $c$  benötigt, um die lokalen Impulsflüsse zu bestimmen. Durch Anpassung seines Ansatzes an Naturdaten ermittelte Rotach (2001) für die beiden Parameter  $b = 1.28$  und  $c = 3$  (siehe Abschnitt 3.3).

In dieser Arbeit werden die lokalen Impulsflüsse mit dem Parametrisierungsansatz von Rotach (2001) unter Verwendung der Größen  $U'W'_{MAX}$ ,  $z_{MAX}$  und  $d_0$  aus den Messungen berechnet. Für die Parameter  $a$  und  $b$  sind die von Rotach (2001) vorgeschlagenen Werte verwendet worden. Die auf diese Weise berechneten lokalen turbulenten Impulsflüsse sind in Abbildung 70 als gepunktete Linie dargestellt. In einem zweiten Schritt erfolgt die Anpassung des Parametrisierungsansatzes an die Daten zur Bestimmung der Parameter  $b$  und  $c$  auf Basis der kleinsten Fehlerquadrate. Dabei ergeben sich geringfügig unterschiedliche Ergebnisse für die beiden Parameter  $b$  und  $c$ . Das Bestimmtheitsmaß ( $r^2$ ) wird dabei aber lediglich um ca. 1 % verbessert. Aus diesem Grund werden bei der weiteren Betrachtung die Parameter  $a$  und  $b$  auf die von Rotach (2001) ermittelten Werte festgelegt.

Die meisten Datensätze in realen Stadtgebieten können auf Grund der geringeren vertikalen Auflösung das Impulsflussmaximum nicht exakt bestimmen. Im Folgenden soll daher getestet werden, wie gut durch eine Anpassung von Messdaten an den Parametrisierungsansatz von Rotach (2001) die Parameter  $U'W'_{MAX}$ ,  $z_{MAX}$  und  $d_0$  bestimmt werden können. Unter Festsetzung der Parameter  $b = 1.28$  und  $c = 3$  werden die oben genannten Größen auf Basis der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Tabelle 16 gibt eine Übersicht über die so ermittelten Größen zusammen mit dem zugehörigen Bestimmtheitsmaß ( $r^2$ ) der Anpassung an.

**Tabelle 16:** Ermittelte Größen  $U^*W_{MAX}^2$ ,  $z_{MAX}$  und  $d_0$  mit dem Parametrisierungsansatz von Rotach (2001) für alle Konfigurationen.

		gemessen	Rotach (2001) b = 1.28; c = 3
Regelmäßig ohne Dächer	$U^*W_{MAX}^2/U_{Ref}^2$	-0.0173	-0.0156
	$z_{MAX}/h_{MAX}$	1	1.01
	$d_0/h_{MAX}$	0.634	0.599
	$r^2$	0.09	0.76
Regelmäßig mit Dächern	$U^*W_{MAX}^2/U_{Ref}^2$	-0.0179	-0.0172
	$z_{MAX}/h_{MAX}$	1	1.08
	$d_0/h_{MAX}$	0.74	0.716
	$r^2$	0.03	0.94
Versetzt mit Dächern	$U^*W_{MAX}^2/U_{Ref}^2$	-0.0229	-0.0220
	$z_{MAX}/h_{MAX}$	1	1.02
	$d_0/h_{MAX}$	0.704	0.689
	$r^2$	0.69	0.85

Die Tabelle 16 zeigt die beste Übereinstimmung zwischen der Anpassung und der Messung für die versetzt angeordnete Konfiguration mit Dächern. Die mathematische Form dieses Parametrisierungsansatzes erlaubt lediglich die Anpassung der Daten an den Bereich des Profils, der vom Impulsflussmaximum dominiert wird. Diese Einschränkung lässt sich in Abbildung 70 ablesen. Der obere Teil der Rauigkeitsschicht wird nicht vollständig bestimmt. Die gemessenen, flächengewichteten turbulenten Impulsflussprofile und die Ergebnisse aus Abschnitt 6.3 belegen, dass das Impulsflussmaximum nicht, wie von Rotach (2001) vorgeschlagen, den Oberrand der Rauigkeitsschicht darstellt. Somit ist dieser Ansatz nicht gut geeignet, die turbulenten Impulsflüsse der Rauigkeitsschicht vollständig zu beschreiben.

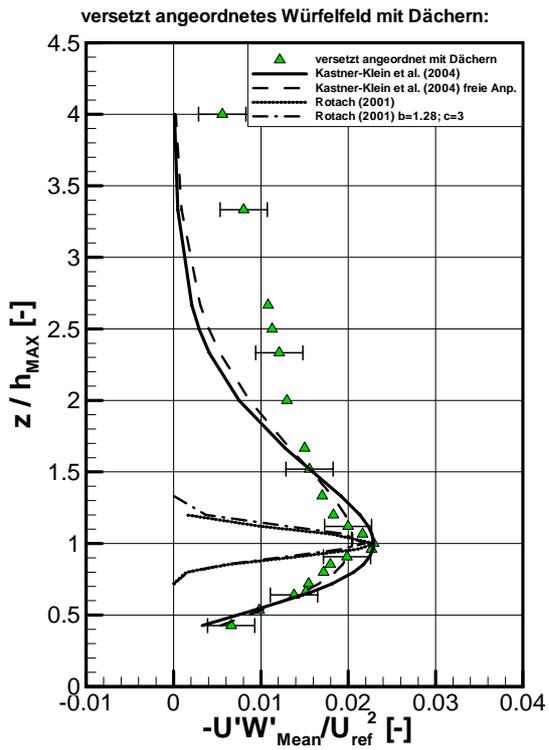
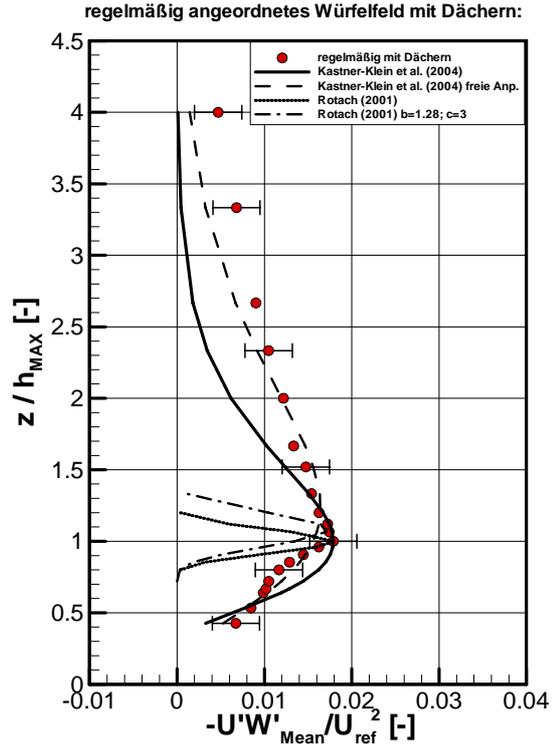
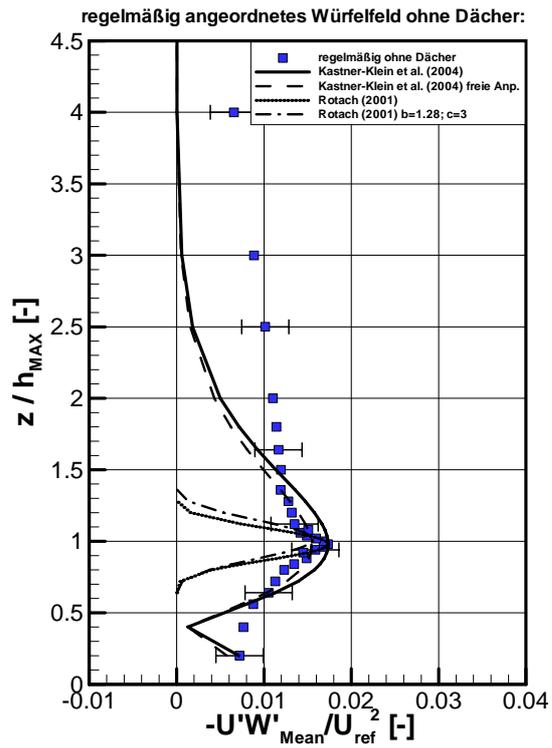


Abbildung 70: Vergleich der Vertikalprofile der turbulenten Impulsflüsse mit den Parametrisierungsansätzen von Rotach (2001) und Kastner-Klein und Rotach (2004).

Der modifizierte Ansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) ergibt eine bessere Übereinstimmung zwischen Parametrisierung und gemessenem Profil (Abbildung 70). Der Parametrisierungsansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) basiert auf Vorgaben für die Höhe des auftretenden Impulsflussmaximums  $z_{\text{MAX}}$ , des Impulsflusses  $U'W'_{\text{MAX}}$  und der Verdrängungshöhe der Scherspannungen  $d_s$  (= Höhe innerhalb der Rauigkeit bei der der turbulente Impulsfluss praktisch vernachlässigbar ist, vgl. Abschnitt 3.3). Insbesondere Letztere ist im Allgemeinen unbekannt, da sie nur mit hochaufgelösten Impulsflussmessungen innerhalb der Hindernisschicht bestimmt werden kann. Es liegen zudem noch zu wenige Daten vor, um abschätzen zu können, ab welcher Packungsdichte diese Größe auch für flächengemittelte Impulsflussprofile noch signifikant ist. Die Verdrängungshöhe der Scherspannungen  $d_s$  muss daher in der Regel durch die Anpassung der Messdaten an Gleichung (56) bestimmt werden.

Die Anpassung des gemessenen Profil an den Ansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) (Gleichung (56)) erfolgte in zwei Schritten: Zunächst werden  $z_{\text{MAX}}$  und  $U'W'_{\text{MAX}}$  aus den gemessenen Profilen vorgegeben. Mit dieser Vorgabe wird lediglich die Verdrängungshöhe der Scherspannungen  $d_s$  als einzige Unbekannte auf Basis der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Das Ergebnis ist als durchgezogene Linie in Abbildung 70 dargestellt.

Datensätze aus realen Städten besitzen in der Regel keine ausreichende Datendichte, um das Maximum der turbulenten Impulsflüsse aufzulösen. Die Ergebnisse aus Abschnitt 6.5.1 haben gezeigt, dass zur genauen Bestimmung der Rauigkeitslänge  $z_0$  und der Verdrängungshöhe  $d_0$  die Kenntnis von  $U'W'_{\text{MAX}}$  benötigt wird. Ein Parametrisierungsansatz, der  $U'W'_{\text{MAX}}$  bestimmt, wäre daher von großem Nutzen. Nachfolgend soll daher untersucht werden, wie gut das Maximum der turbulenten Flüsse mit dem Parametrisierungsansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) vorhergesagt werden kann. Aus diesem Grund erfolgte eine weitere Anpassung der flächengewichteten turbulenten Impulsflussprofile an Gleichung (56) ohne Vorgabewerte aus den Messungen.  $z_{\text{MAX}}$ , die maximalen Impulsflüsse  $U'W'_{\text{KKR}}$  und  $d_s$  wurden wiederum mit dem Programm Tablecurv 2D bestimmt und mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate optimiert (gestrichelte Linie in Abbildung 70).

Beim Impulsflussprofil des regelmäßig angeordneten Würfeldes mit Dächern ist das Impulsflussmaximum auf Dachniveau nicht so scharf abgegrenzt wie bei den beiden anderen Konfigurationen. Daher treten, trotz einer sehr hohen Datendichte, Unterschiede von ca. 20 % bei der bestimmten Höhe des Impulsflussmaximums  $z_{\text{MAX}}$  zwischen der freien Anpassung und der Anpassung mit vorgegebenen Messwerten auf. Bei den anderen beiden Konfigurationen wird die Höhe

des Impulsflussmaximums dagegen gut getroffen, die Unterschiede zwischen freier Anpassung und vorgegebener Messwerte beträgt weniger als 5 %. Tabelle 17 stellt die Ergebnisse zusammen. Zusätzlich werden in Tabelle 17 die berechneten Abweichungen zwischen den gemessenen maximalen turbulenten Impulsflüssen  $U'W'_{MAX}$  und den durch Anpassung ermittelten maximalen turbulenten Impulsflüssen  $U'W'_{KKR}$  für die drei Rauigkeitskonfigurationen dargestellt. Der Tabelle ist zu entnehmen, dass bei einer freien Anpassung der Daten auf Basis der kleinsten Fehlerquadrate die turbulenten Impulsflussmaxima mit einer Genauigkeit von ca. 10 % prognostiziert werden können.

Die Parametrisierung wurde anhand von Windkanaldaten über einer realen Stadtstruktur entwickelt und zeigt folglich die beste Übereinstimmung mit dem Profil der versetzt angeordneten Konfiguration mit Dächern. Ob sich diese Parametrisierung auch auf Daten anwenden lässt, die über Rauigkeiten mit einer höheren Variabilität der Gebäudehöhen gewonnen wurden (z.B. lokal heterogene Stadtstrukturen amerikanischer Städte), müsste eingehender untersucht werden.

**Tabelle 17:** Übersicht der Ergebnisse nach Anpassung der Daten mit dem Parametrisierungsansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004).

	Vorgabe Messung	freie Anpassung	Abweichung
Regelmäßig ohne Dächer	$U'W'_{MAX}/U_{ref}^2 = -$	$U'W'_{KKR}/U_{ref}^2 = -0.0155$	10%
	0.0173	$z_{MAX}/h_{MAX} = 0.97$	3 %
	$z_{MAX}/h_{MAX} = 1$	$d_s/h_{MAX} = 0.321$	2 %
	$d_s/h_{MAX} = 0.327$	$r^2 = 0.6078$	
	$r^2 = 0.2509$		
Regelmäßig mit Dächern	$U'W'_{MAX}/U_{ref}^2 = -$	$U'W'_{KKR}/U_{ref}^2 = -0.0164$	8 %
	0.0179	$z_{MAX}/h_{MAX} = 1.24$	24 %
	$z_{MAX}/h_{MAX} = 1$	$d_s/h_{MAX} = 0.118$	60 %
	$d_s/h_{MAX} = 0.292$	$r^2 = 0.8859$	
	$r^2 = 0.4641$		
Versetzt mit Dächern	$U'W'_{MAX}/U_{ref}^2 = -$	$U'W'_{KKR}/U_{ref}^2 = -0.0205$	10 %
	0.0229	$z_{MAX}/h_{MAX} = 1.02$	2 %
	$z_{MAX}/h_{MAX} = 1$	$d_s/h_{MAX} = 0.237$	25 %
	$d_s/h_{MAX} = 0.314$	$r^2 = 0.9199$	
	$r^2 = 0.9134$		

Mit dem Parametrisierungsansatz von Kastner-Klein und Rotach (2004) lässt sich der generelle Verlauf der vertikalen Impulsflüsse innerhalb der Rauigkeitsschicht gut darstellen. Je schärfer jedoch ein Impulsflussmaximum ausgeprägt bzw. abgegrenzt wird, desto schlechter wird der Betrag des Impulsflussmaximums vorhergesagt. Die Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  lässt sich nach Jackson (1981) durch  $d_s = h_M \lambda_p$  nähern. Nach dieser Näherung ergibt sich  $d_s/h_{MAX} = 0.25$  für das regelmäßig angeordnete Würfelnetz ohne Dächer. Die beiden Konfigurationen mit Dächern lassen sich durch  $d_s/h_{MAX} = 0.208$  beschreiben. Es fehlen allerdings Daten, um die Verdrängungshöhe für Scherspannungen  $d_s$  systematisch zu untersuchen.

Der Vergleich der flächengewichtet gemittelten Profile mit den vorgestellten Parametrisierungsansätzen zeigt, dass das Problem noch nicht befriedigend gelöst ist. Es wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und parametrisierten Profilen innerhalb der Trägheits- und Rauigkeitsschicht gefunden, wenn das logarithmische Wandgesetz mit  $u_{*MAX} = \sqrt{U'W'_{MAX}}$  berechnet wurde, obwohl die turbulenten Flüsse innerhalb der Rauigkeitsschicht keineswegs höhenkonstant sind. Oben aufgeführte Darlegungen lassen den Schluss zu, dass  $u_{*MAX}$  mit der aerodynamischen Wirkung der Rauigkeitselemente korreliert ist. Diese These sollte anhand weiterführender Datensätze näher untersucht und verifiziert werden. Mit der Kenntnis von  $u_{*MAX}$  allein können jedoch keine Aussagen zum turbulenten Impulsflussprofil in der Rauigkeitsschicht getätigt werden. Anhand der hier vorgestellten Profilform wird davon ausgegangen, dass die turbulenten Flüsse, ausgehend von ihrem Maximum, auf einen geringeren Wert in der Trägheitsschicht abnehmen. Der genaue Verlauf ist jedoch noch nicht ausreichend erforscht und hängt vom jeweiligen Messort ab. Anhand der vorliegenden Daten konnte jedoch gezeigt werden, dass der Parametrisierungsansatz für die turbulenten Impulsflüsse von Kastner-Klein und Rotach (2004) den gemessenen Profilverlauf gut widerspiegelt. Das Impulsflussmaximum wird jedoch nicht immer richtig bestimmt. Des Weiteren wird für diesen Ansatz eine Verdrängungshöhe von Scherspannungen (die Höhe, bei der die turbulenten Impulsflüsse vernachlässigbar klein werden) benötigt. Um diese Information zu erhalten, fehlen meist Daten. Selbst unter den in dieser Arbeit vorliegenden idealisierten Bedingungen ist es schwierig, die Verdrängungshöhe für Scherspannungen messtechnisch zu ermitteln.

Für das mittlere Windgeschwindigkeitsprofil innerhalb der Rauigkeit liefert der exponentielle Ansatz zufriedenstellende Ergebnisse zur Bestimmung des gemessenen Profilverlaufs, trotz der relativ hohen Packungsdichte. Der von Mac Donald (2000) gefundene Zusammenhang des Verminderungskoeffizienten  $a$  mit der Packungsdichte  $a = 9.6 \lambda_p$  zeigt zum Vergleich mit den vorliegen-

den Daten eine leichte Überschätzung des Verminderungskoeffizienten  $\alpha$ . Das Modell von Coceal und Belcher (2004) zeigt dagegen eine gute Übereinstimmung. Es fehlen jedoch weitere experimentelle Untersuchungen mit komplexeren Rauigkeiten und variierender Packungsdichte, um diese Untersuchungen zu vervollständigen.



## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die zunehmende Rechnerleistung ermöglicht es, die städtische Grenzschicht in mesoskaligen Modellen feiner aufzulösen. Somit nimmt auch die Rauigkeitsschicht als ein Teil der städtischen Grenzschicht an Bedeutung zu. In der Rauigkeitsschicht ist das Strömungsfeld dreidimensional und die Monin-Obukov-Ähnlichkeitstheorie besitzt keine Gültigkeit. Parametrisierungsansätze des Turbulenz- und Strömungsfeldes müssen daher für die städtische Grenzschicht weiterentwickelt und angepasst werden.

In dieser Arbeit wurden systematische, hochaufgelöste Windkanalmessungen über drei unterschiedlich komplexen Rauigkeiten durchgeführt. Mit denen wurde ein Datensatz erzeugt, der es ermöglicht, Ansätze für die Parametrisierung der städtischen Grenzschicht zu testen und weiterzuentwickeln. Um möglichst allgemeingültige Ergebnisse zu erzielen, wurden ausschließlich idealisierte Fälle untersucht. Die Idealisierung bezieht sich dabei hauptsächlich auf folgende Punkte:

- Die Rauigkeiten basieren auf Würfelfeldern mit einer konstanten Packungsdichte.
- Die Rauigkeiten erstrecken sich über die gesamte Teststrecke im Windkanal, damit sich eine Grenzschicht ausbildet, deren Eigenschaften ausschließlich von der unterliegenden Rauigkeit bestimmt wird.

Es wurden drei Rauigkeitsstrukturen mit wachsender geometrischer Komplexität untersucht. Diese reichen von einem bereits häufig untersuchten regelmäßig angeordneten Würfelfeld homogener Höhe bis hin zu versetzt angeordneten Würfeln mit unterschiedlich geformten Dachaufbauten heterogener Höhenverteilung.

Um die Ergebnisse der drei unterschiedlichen Konfigurationen vergleichbar zu machen, ist eine Skalierung basierend auf dem Konzept einer „aerodynamisch vergleichbaren Höhe“ entwickelt worden. Bei diesem Konzept wird die Höhe  $h_{\text{MAX}}$  des auftretenden Maximums der vertikalen turbulenten Impulsflussprofile als Normierungshöhe angewendet. Hierbei handelt es sich um eine auf Messdaten basierende Größe, die jedoch für praktische Anwendungen abgeschätzt werden kann, wenn die Rauigkeit nicht zu heterogen ist. Das Impulsflussmaximum tritt üblicherweise in Dachfirsthöhe hinter einem Rauigkeitselement auf und ist bei dicht gestellten Rauigkeiten auch im flächengemittelten Impulsflussprofil präsent. Somit kann bei einer Rauigkeit mit hoher Packungsdichte die dominierende Dachfirsthöhe als erster Anhaltspunkt für die Höhe  $h_{\text{MAX}}$  angenommen werden. Europäische Städte zeichnen sich in der Regel durch eine relativ einheitliche

Höhenstruktur aus, so dass das Konzept der „aerodynamisch vergleichbaren Höhen“ auch auf die Natur anwendbar sein sollte. Ob das Konzept der „aerodynamisch vergleichbaren Höhen“ auch auf Fälle mit Rauigkeitssprüngen angewendet werden kann, bei denen die Strömung nicht im Gleichgewicht mit dem Untergrund ist, müsste näher untersucht werden.

Mit Hilfe von drei unterschiedlichen Anströmungsbedingungen wurde der Bereich bestimmt, in dem sich die Strömung im Gleichgewicht mit der unterliegenden Rauigkeit befindet. Dabei zeigten sich die Profile der turbulenten Größen  $U_{rms}$  und  $W_{rms}$  am stärksten von der Anströmungsbedingung, vom turbulenten Strömungszustand vor der Stadt, geprägt. Es wurde eine Überstreichungslänge von  $\sim 100$ -facher Würfelhöhe benötigt, bis sich eine Gleichgewichtsschicht mit einer übergangsweise konstanten Dicke von  $z = 2 h_{MAX}$  beim regelmäßig angeordneten Würfelfeld und  $z = 2.5 h_{MAX}$  beim versetzt angeordneten Würfelfeld mit Dächern einstellte. Insbesondere Messungen in und über dem Würfelfeld ohne Dächer zeigten sich sensibel gegenüber der Anströmungsbedingung. Ein Würfelfeld mit gleichmäßiger Höhe und hoher Packungsdichte wirkt wie eine mäßig raue Oberfläche (Schultz, 2003). Von außen aufgeprägte Wirbel werden daher weniger als bei heterogenen Rauigkeiten durch hindernisbedingte Wirbelablösungen gestört. Bei Windkanalversuchen muss somit insbesondere bei mäßig rauen Oberflächen die zulaufende Grenzschicht sorgfältig modelliert werden. Innerhalb der Gleichgewichtsschicht konnte die Höhe der Rauigkeitsschicht beim Würfelfeld ohne Dächer auf  $z = 1.5 h_{MAX}$  ( $1.5 h_w$ ) bestimmt werden. Bei beiden Würfelfeldern mit Dächern wurde der Oberrand der Rauigkeitsschicht zu  $z = 1.6 h_{MAX}$  ( $= 2 h_M$ ) bestimmt. Diese Werte liegen damit eher am unteren Ende der Spanne von  $2 h_M$  bis  $5 h_M$ , die häufig in der Literatur angegeben wird. Die hier untersuchten Rauigkeitsstrukturen weisen zwar schon eine gewisse Komplexität auf, sie sind aber immer noch durch weniger Rauigkeitssprünge gekennzeichnet als reale Städte. Bei allen untersuchten Konfigurationen konnte trotz der langen Überstreichungslänge nur eine sehr dünne Trägheitsschicht gefunden werden. Mit Hinblick auf die vielen auftretenden Rauigkeitssprünge in realen Städten ist es demnach fraglich, ob sich eine Trägheitsschicht über einem wirklichen Stadtgebiet überhaupt ausbilden kann, bzw. wie viel von einer gefundenen Trägheitsschicht in der Natur noch durch die Anströmungsbedingungen stromabwärts der Stadt geprägt worden ist.

Gemessene Profile innerhalb der Rauigkeit und der Rauigkeitsschicht zeigen eine große Abhängigkeit vom Messort. Um ein (gemitteltes) Profil zu erhalten, das die unterliegende Rauigkeit möglichst gut repräsentiert, wurde eine Klassifizierung der auftretenden Profilformen aufgenommen. Bei der Klassifizierung wurde anhand der auftretenden Strömungsregime das horizon-

tale Strömungsfeld in unterschiedliche Zonen unterteilt, in denen eine dominierende Profilform auftritt. Diese Zonen ließen sich in die Nachlaufzone hinter einem Rauigkeitselement, in eine zusammengefasste Kreuzungs- und Längsschlucht und in eine Übergangsregion zwischen den beiden erstgenannten Zonen unterteilen. Diese wurden, gewichtet nach ihrer Auftretenshäufigkeit, flächengemittelt. Das Konzept ließ sich beim einfachen Würfelfeld ohne Dächer sehr gut umsetzen, indem jedem Strömungsregime unterschiedliche Profilformen für die interessierenden Größen zugeordnet wurden. Bei den Würfelfeldern mit Dächern musste die Klassifizierung erweitert werden, da die einzelnen Dachformen einen sehr starken Einfluss auf die einzelnen Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile ausüben. Die Zonen wurden daher nach Profilformen in Abhängigkeit von der auftretenden Dachform unterteilt. Diese wurden wiederum, gewichtet nach der Auftretenshäufigkeit, flächengemittelt. Dieses Verfahren wirkt sich insbesondere auf flächengemittelte Profile innerhalb der Rauigkeit aus. Es wurden innerhalb der Rauigkeit Betragsunterschiede zwischen dem flächengewichtet gemittelten Profil und einem Profil aus einem Ensemblemittel von bis zu 40 % festgestellt.

Der Vergleich existierender Parametrisierungsansätze für die städtische Rauigkeit mit dem hier neu erstellten Datensatz hat ergeben, dass es hier noch erhebliches Potenzial für Verbesserungen gibt. Das logarithmische Wandgesetz hat seine Gültigkeit über homogenem Gelände und lässt sich nicht einfach auf die Grenzschicht über komplexen Stadtgebieten übertragen. Dies zeigt sich daran, dass durch eine Anpassung der Messdaten ausschließlich aus dem Bereich der Trägerschicht über einer komplexen Rauigkeit an das logarithmische Wandgesetz die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  überschätzt wird. Dennoch ließen sich die vorliegenden Messdaten an das logarithmische Wandgesetz bis zum Oberrand der Rauigkeit anpassen, wenn für die Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $u_{*MAX}$  verwendet wurde, die aus dem Maximum des Impulsflussprofils abgeleitet wurde.  $u_{*MAX}$  wurde dabei als eine Größe identifiziert, die mit der Widerstandswirkung der Rauigkeit korreliert ist. Da das Impulsmaximum in der Regel auf Dachfirshöhe auftritt, lässt sich  $u_{*MAX}$  durch Messungen turbulenter Impulsflüsse auf Dachfirshöhe abschätzen. Es besteht allerdings eindeutig mehr Forschungsbedarf über  $u_{*MAX}$ , da es meist nur wenige Datensätze (insbesondere aus der Natur, aber auch aus dem Labor) gibt, die das Impulsflussmaximum genau bestimmen. Weiterhin ist noch ungeklärt, inwieweit der Betrag von  $u_{*MAX}$  von weiteren geometrischen Eigenschaften, wie z.B. einem diagonalen Straßenverlauf oder einer windrichtungsbezogenen Anströmung eines Gebäudes, beeinflusst wird.

Dennoch lässt sich die Höhenabhängigkeit der turbulenten Impulsflussprofile nicht durch das logarithmische Wandgesetz beschreiben. Es müssen demnach eigene Parametrisierungsansätze für die turbulenten Impulsflussprofile gefunden werden. Ein Ansatz der den generellen Profilverlauf der turbulenten Impulsflussprofile beschreibt, ist die Parametrisierung von Kastner-Klein und Rotach (2004). Sie benötigt jedoch eine Angabe über die Verdrängungshöhe der Scherspannungen, zu der noch keine ausreichende Datengrundlage existiert. Auch morphometrische Methoden liefern nur wenig befriedigende Ansätze. Zum einen stellen sie lediglich Daten für das logarithmische Wandgesetz bereit, und zum anderen beruhen sie auf starken Vereinfachungen, so dass  $z_0$  und  $d_0$  im Vergleich zu den Messdaten dieser Arbeit über- bzw. unterschätzt werden. Bei einer Weiterentwicklung dieser Ansätze wird empfohlen, die Variabilität der Gebäudehöhen  $\lambda_h$  oder die volumenbezogene Packungsdichte  $\lambda_c$  zu berücksichtigen.

Es besteht also weiterer Forschungsbedarf bezüglich der Entwicklung von Parametrisierungsansätzen für die städtische Grenzschicht. Hierzu ist eine weitreichendere Datengrundlage über Strömungs- und Turbulenzfelder in der städtischen Rauigkeitsschicht notwendig. Wie mit den Messdaten aus dieser Arbeit gezeigt wurde, verkompliziert sich bereits durch eine geringe Zunahme der Komplexität der Rauigkeit das Strömungsfeld erheblich. Daher sollten insbesondere komplexe Rauigkeiten, mit einer heterogenen Höhenverteilung, verschiedenen Dachformen und verschiedene Anströmungsrichtungen untersucht werden.

## Anhang A: Datenqualität

### Fehlerfortpflanzung nach Gauß

Die Messunsicherheit durch die Gerätegenauigkeit kann mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ermittelt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Geschwindigkeitsmessungen des LDA mit einer gemessenen Referenzgeschwindigkeit des Prandtlrohres normiert. Die Gerätegenauigkeit des LDA wird vom Hersteller (persönliche Kommunikation mit Herrn Schledde der Firma Dantec©) mit 0.1 % des verwendeten Geschwindigkeitsfensters (im Rahmen dieser Messkampagne 20 m/s) angegeben. Es ergibt sich z.B. für eine angenommene Geschwindigkeit der longitudinalen Komponente  $u$  von 6 m/s eine Unsicherheitsbehaftung von:

$$\bar{u} = 6 \pm 0.02 \text{ [m/s]}$$

In der vertikalen Komponente müsste die zusätzliche Messunsicherheit von ca. 3 % durch den Neigungswinkel der Sonde mitberücksichtigt werden. Die Referenzgeschwindigkeit  $U_{\text{ref}}$  des Prandtlrohres wird über

$$U_{\text{ref}} = \sqrt{2 \frac{P_{\text{dyn}}}{\rho}}$$

berechnet. Der dynamische Druck  $P_{\text{dyn}}$  wird direkt als Differenz vom Prandtlrohr gemessen und kann anhand der durchgeführten Kalibrierungen mit der Feindruckwaage mit einer Genauigkeit von 0.3 Pa angegeben werden. Die Luftdichte  $\rho$  wird mit Hilfe der idealen Gasgleichung aus Messungen des statischen Luftdruckes und der Temperatur berechnet. Dabei wird der statische Luftdruck mit einer Quecksilbersäule in mmHg (1 mmHg  $\sim$  133 Pa) gemessen und kann höchstens mit einer Genauigkeit von 0.1 mmHg (Nonius) abgelesen werden. Die Ablesegenauigkeit des Thermometers wird mit  $0.5^\circ$  veranschlagt. Setzt man für  $P$ ,  $R$ , und  $T$  typische Werte aus der Tabelle 18 ein, so ergibt sich für  $\rho$

$$\rho = P/RT = 1.2 \text{ kg/m}^3$$

**Tabelle 18:** Typische Werte der eingehenden Größen zur Berechnung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

Größe X	Betrag X	Unsicherheit $\delta X$	Einheit
U	6	$\pm 0.02$	[m/s]
$P_{\text{statisch}}$	760	$\pm 0.1$	[mmHg]
	101325	$\pm 13$	[Pa]
$P_{\text{dyn}}$	76.9	$\pm 0.3$	[Pa]
T	294	$\pm 0.5$	[K]
R	287	-----	[J/kgK]

Über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung ergibt sich eine Unsicherheit für  $q$  von:

$$\delta q = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial P} \delta P\right)^2 + \left(\frac{\partial q}{\partial T} \delta T\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{1}{RT} \delta P\right)^2 + \left(-\frac{P}{RT^2} \delta T\right)^2} = 0.002$$

$$U_{\text{ref}} = \sqrt{2 \frac{P_{\text{dyn}}}{\rho}} = 8 \text{ [m/s]}$$

$$\delta U_{\text{ref}} = \sqrt{\left(\frac{\partial U_{\text{ref}}}{\partial P_{\text{dyn}}} \delta P_{\text{dyn}}\right)^2 + \left(\frac{\partial U_{\text{ref}}}{\partial q} \delta q\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{\rho}{\sqrt{2 \frac{P_{\text{dyn}}}{\rho}}} \delta P_{\text{dyn}}\right)^2 + \left(-\frac{P_{\text{dyn}}}{\rho^2 \sqrt{2 \frac{P_{\text{dyn}}}{\rho}}} \delta q\right)^2} = 0.024$$

Nicht berücksichtigt werden z.B. die Fabrikationsunsicherheiten des Prandtlrohres oder eine mögliche, minimale Neigung des Prandtlrohres. Die gesamte Messunsicherheit für  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  unter reiner Betrachtung der Gerätegenauigkeit ergibt demnach:

$$\delta U/U_{\text{ref}} = \sqrt{\left(\frac{1}{U_{\text{ref}}} \delta U\right)^2 + \left(-\frac{U}{U_{\text{ref}}^2} \delta U_{\text{ref}}\right)^2} = 0.0034$$

$$U/U_{\text{ref}} = 0.75 \pm 0.0034$$

Das entspricht einer relativen Unsicherheit von  $\delta(U/U_{\text{ref}})/(U/U_{\text{ref}}) = 0.0045 = 0.45 \%$ . Die vorangegangene Analyse zeigt, dass auf Grund der Genauigkeit der Messtechnik eine Messunsi-

cherheit der mit  $U_{\text{ref}}$  normierten, longitudinalen Geschwindigkeit von ca. 0.45 % vorliegt (für die angenommenen Windgeschwindigkeiten für  $U$  und  $U_{\text{ref}}$ ). Die relative Messunsicherheit wird umso größer, je kleiner der Betrag der gemessenen Größe ist.

## **Erläuterungen zum Softwarecoincidence-Modus des LDA**

In diesem Abschnitt wird der Softwarecoincidence-Modus des LDA erläutert, da dieser für die Messungen der hier vorliegenden Arbeit verwendet wurde. Im Softwarecoincidence-Modus lässt sich das Zeitfenster (Coincidence-Fenster), in dem Bursts (das „Messsignal“) auf den zwei parallel gemessenen Kanälen als zeitgleich angesehen werden, manuell einstellen. Das ideale Zeitfenster wird nach dem Dantec© Handbuch aus dem Verhältnis der Größe des Probenvolumens und der größtmöglichen Geschwindigkeit eines Partikels, die auftreten kann, gebildet. Eine konservative Annahme für die größtmöglich auftretende Geschwindigkeit eines Partikels ist die obere Grenze des zugelassenen Geschwindigkeitsbereiches während einer Messung. Der zugelassene Geschwindigkeitsbereich einer Messung lag während dieser Messkampagne bei ca.  $\pm 20$  m/s und ist im Schnitt sehr viel größer gewählt als die tatsächlich auftretenden maximalen Geschwindigkeiten auf der obersten gemessenen Höhe  $z/h_M = 4.6$  von ca. 8-12 m/s.

Damit ergibt sich unter der konservativen Annahme ein Coincidence-Fenster von 5  $\mu\text{s}$ , bei der tatsächlich auftretenden Maximalgeschwindigkeit auf der obersten Höhe ein Zeitfenster (Coincidence-Fenster) von 10  $\mu\text{s}$ . Abbildung 71 zeigt, dass Messungen, die mit einem Coincidence-Fenster von 100  $\mu\text{s}$  durchgeführt wurden, gleiche Ergebnisse liefern wie Messungen, die mit einem um Faktor 10 kleineren Coincidence-Fenster von 10  $\mu\text{s}$  durchgeführt wurden. Eine weitere Verkleinerung des Coincidence-Fensters um den Faktor 2 reduziert die Datenrate erheblich, d.h. bei gleich langer Zeitserie können nur wenige Daten in die Mittelwertbildung eingehen. So lässt sich insbesondere die größere Streuung der Werte in den untersten beiden Höhen erklären. Des Weiteren muss bedacht werden, dass in den untersten beiden Höhen auch die Maximalgeschwindigkeiten sehr viel kleiner sind als die 12 m/s aus der obersten Höhe. Sie liegen bei einer Maximalgeschwindigkeit von unter 6 m/s, d.h. sie sind um den Faktor 2 kleiner. Somit kann auch ein größeres Coincidence-Fenster gewählt werden. In diesem Bereich ist die Scherung sehr stark und besonders lange Zeitserien sind nötig, um stabile Mittelwerte zu erzielen.

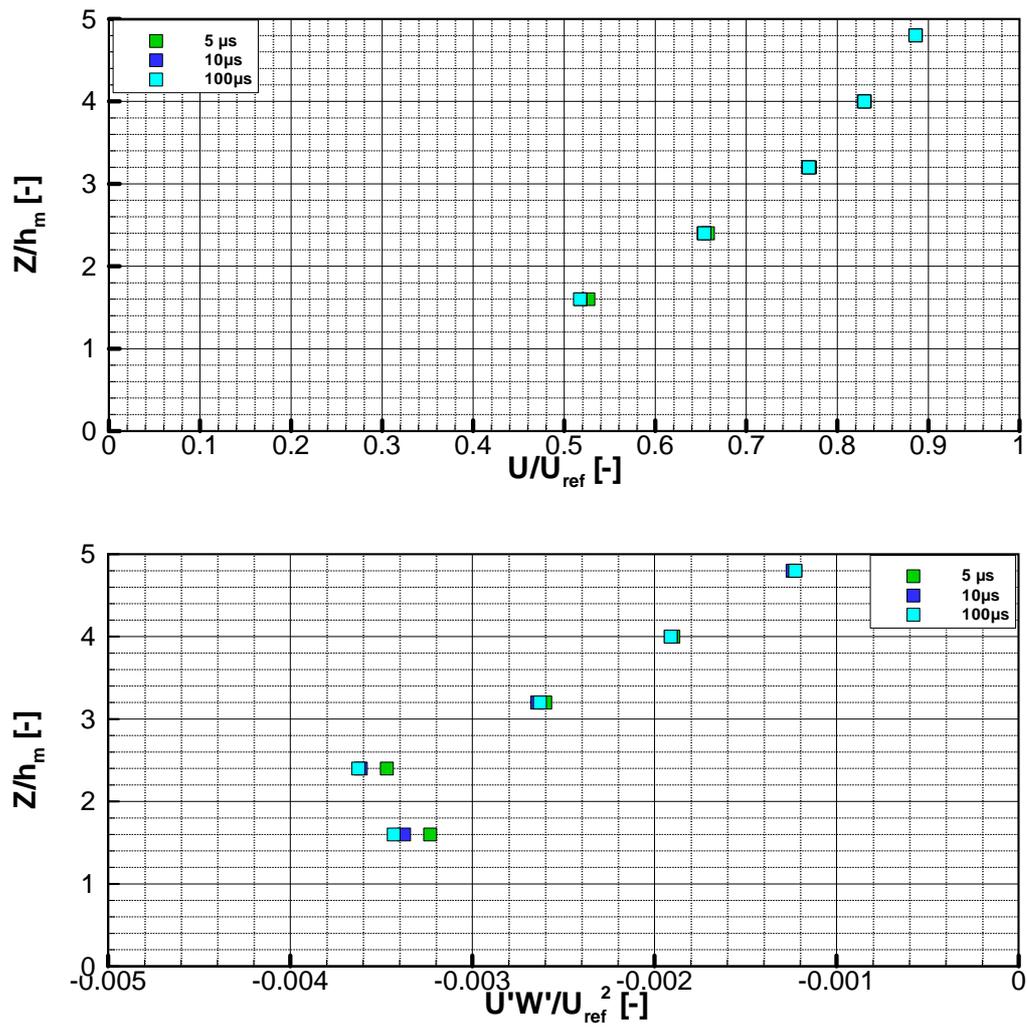


Abbildung 71: Analyse einer Zeitserie mit unterschiedlich großen Coincidence-Fenstern.

## Übersicht über die durchgeführten Wiederholbarkeitsmessungen

Die Wiederholbarkeitsmessungen sind an unterschiedlichen Tagen zu unterschiedlichen Zeiten während der gesamten Messkampagne durchgeführt worden. Auf diese Weise wurde gewährleistet, dass sämtliche Einflussfaktoren erfasst wurden und in die Wiederholbarkeit der Ergebnisse mit eingehen. Auf Grundlage aller Wiederholbarkeitsmessungen sind die Fälle mit der größten auftretenden Streuung bestimmt worden. Diese wurden als Bewertungsmaß aller Messungen festgelegt (vgl. Kapitel 5.2). Die angegebene Streubreite aus Kapitel 5.2 beschreibt demnach den ungünstigsten aller Fälle.

Besonders zu erwähnen ist die in Tabelle 20 ermittelte Streubreite der normierten mittleren Geschwindigkeit  $U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$  auf der Höhe  $z = 4 h_w$  und  $z = 6 h_w$ . Hier wurde aus den 12 bzw. 10 vorliegenden Einzelmessungen ein Ausreißer-Wert eliminiert. Die Entfernung des Ausreißer-Wertes erfolgte auf Grund einer Abschätzung durch den  $4\text{-}\sigma$ -Ausreißertest. Dieser ergab, dass der Ausreißer-Wert genau am Grenzbereich der 4-fachen Standardabweichung liegt. Eine weitergehende Analyse mit dem Dean-Dixon-Ausreißertest führte zu dem Ergebnis, dass mit einer Wahrscheinlichkeit von 90-95 % ein Ausreißer-Wert vorliegt. Aus diesem Grunde ist der Messwert aus der Ermittlung der Streubreite entfernt worden. Messungen, die ohne Turbulenzgeneratoren durchgeführt wurden, weisen generell kleinere Streubreiten auf. Dies liegt an der turbulenzärmeren Strömung über dem Würfelfeld.

**Tabelle 19:** Wiederholbarkeit der Messungen in und über der regelmäßig angeordneten Rauigkeit ohne Dächer mit Verwendung von Turbulenzgeneratoren Typ 1. Grundlage sind 6 bis 16 Einzelmessungen.

$z = 0.25 h_w$ 6 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	-0.150	0.014	0.163	0.187	0.006
Standardabweichung	0.005 = 3%	0.012 = 86%	0.003 = 2%	0.008 = 4%	0.001 = 17%
Streubreite	0.01 = 7%	0.033 ~ 200%	0.009 = 6%	0.022 = 12%	0.002 = 33%
$z = 0.5 h_w$ 12 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	-0.121	-0.008	0.172	0.201	0.006
Standardabweichung	0.011 = 9%	0.011 = 140%	0.006 = 3%	0.011 = 5%	0.001 = 17%
Streubreite	0.039 = 32%	0.036 = 450%	0.021 = 11%	0.029 = 14%	0.003 = 50%
$z = 1 h_w$ 14 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	0.567	-0.071	0.267	0.178	-0.024
Standardabweichung	0.025 = 4%	0.006 = 8%	0.005 = 2%	0.003 = 2%	0.002 = 8%
Streubreite	0.084 = 15%	0.019 = 27%	0.015 = 6%	0.011 = 6%	0.005 = 21%

$z = 1.5 h_w$ 6 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	0.989	-0.035	0.236	0.151	-0.012
Standardabweichung	0.013 = 1%	0.003 = 9%	0.007 = 3%	0.001 = 1%	<0.001 < 1%
Streuung	0.046 = 5%	0.008 = 23%	0.017 = 7%	0.004 = 3%	0.001 = 8%
$z = 2 h_w$ 10 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	1.146	-0.033	0.216	0.150	-0.011
Standardabweichung	0.015 = 1%	0.003 = 9%	0.004 = 2%	0.002 = 1%	<0.001 = 5%
Streuung	0.042 = 4%	0.007 = 21%	0.013 = 6%	0.006 = 4%	0.002 = 18%
$z = 3 h_w$ 6 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	1.361	-0.045	0.188	0.134	-0.010
Standardabweichung	0.018 = 1%	0.003 = 7%	0.003 = 2%	0.002 = 1%	<0.001 < 4%
Streuung	0.051 = 4%	0.010 = 22%	0.008 = 4%	0.007 = 5%	0.001 = 10%
$z = 4 h_w$ 16 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	1.498	-0.050	0.160	0.116	-0.007
Standardabweichung	0.012 = 1%	0.014 = 28%	0.007 = 4%	0.004 = 3%	<0.001 = 11%
Streuung	0.039 = 3%	0.045 = 90%	0.031 = 20%	0.015 = 13%	0.004 = 57%
$z = 5 h_w$ 7 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	1.594	-0.065	0.140	0.106	-0.004
Standardabweichung	0.008 = 1%	0.002 = 3%	0.004 = 3%	0.002 = 2%	<0.001 = 10%
Streuung	0.021 = 1%	0.005 = 8%	0.013 = 10%	0.007 = 6%	0.001 = 25%
$z = 6 h_w$ 10 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	1.674	-0.076	0.118	0.094	-0.004
Standardabweichung	0.015 = 1%	0.004 = 5%	0.004 = 4%	0.003 = 3%	<0.001 = 10%
Streuung	0.036 = 2%	0.014 = 18%	0.012 = 10%	0.010 = 10%	0.001 = 25%

**Tabelle 20:** Wie Tabelle 19 für die regelmäßig angeordnete Rauigkeit mit Dächern. Grundlage sind 9 bis 19 Einzelmessungen. (\*Entfernung eines Ausreißerwertes, siehe Text)

$z = 0.64 h_w$ 11 Messungen	$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$
Mittel	-0.108	0.123	0.161	0.170	0.001
Standardabweichung	0.011 = 10%	0.007 = 6%	0.004 = 2%	0.003 = 2%	0.001 = 100%
Streuung	0.036 = 33%	0.025 = 20%	0.014 = 9%	0.011 = 6%	0.003 = 300%

$z=1 h_w$ 19 Messungen	$U_{Mean}/U_{ref}$	$W_{Mean}/U_{ref}$	$U_{rms}/U_{ref}$	$W_{rms}/U_{ref}$	$U'W'_{Mean}/U_{ref}^2$
Mittel	-0.069	0.146	0.153	0.170	-0.004
Standardabweichung	0.007 = 10%	0.007 = 5%	0.004 = 3%	0.003 = 2%	0.001 = 25%
Streuung	0.024 = 35%	0.027 = 18%	0.015 = 10%	0.011 = 6%	0.003 = 75%
$z=1.5 h_w$ 18 Messungen	$U_{Mean}/U_{ref}$	$W_{Mean}/U_{ref}$	$U_{rms}/U_{ref}$	$W_{rms}/U_{ref}$	$U'W'_{Mean}/U_{ref}^2$
Mittel	0.498	-0.049	0.267	0.194	-0.026
Standardabweichung	0.012 = 2%	0.005 = 10%	0.004 = 2%	0.003 = 2%	0.001 = 4%
Streuung	0.051 = 10%	0.016 = 33%	0.017 = 6%	0.015 = 8%	0.005 = 19%
$z=2 h_w$ 19 Messungen	$U_{Mean}/U_{ref}$	$W_{Mean}/U_{ref}$	$U_{rms}/U_{ref}$	$W_{rms}/U_{ref}$	$U'W'_{Mean}/U_{ref}^2$
Mittel	0.903	-0.016	0.219	0.152	-0.011
Standardabweichung	0.013 = 1%	0.004 = 25%	0.002 = 1%	0.002 = 1%	0.001 = 9%
Streuung	0.046 = 5%	0.013 = 81%	0.008 = 4%	0.008 = 5%	0.003 = 27%
$z=4 h_w$ 12 Messungen	$U_{Mean}/U_{ref}^*$	$W_{Mean}/U_{ref}$	$U_{rms}/U_{ref}$	$W_{rms}/U_{ref}$	$U'W'_{Mean}/U_{ref}^2$
Mittel	1.318*	-0.017	0.182	0.133	-0.009
Standardabweichung	0.017 = 1%*	0.004 = 24%	0.003 = 2%	0.002 = 2%	<0.001 = 4%
Streuung	0.059 = 4%*	0.015 = 88%	0.009 = 5%	0.006 = 5%	0.001 = 11%
$z=6 h_w$ 10 Messungen	$U_{Mean}/U_{ref}^*$	$W_{Mean}/U_{ref}$	$U_{rms}/U_{ref}$	$W_{rms}/U_{ref}$	$U'W'_{Mean}/U_{ref}^2$
Mittel	1.54*	-0.032	0.127	0.097	-0.004
Standardabweichung	0.015 = 1%*	0.005 = 16%	0.005 = 4%	0.004 = 4%	<0.001 = 10%
Streuung	0.051 = 3%*	0.015 = 47%	0.017 = 13%	0.015 = 15%	0.001 = 25%

## Anhang B: Horizontale Repräsentativität von Punktmessungen

In den Tabellen 7 und 8 des Abschnitts 5.3 wurden die maximalen Abweichungen der analysierten Flächenmittel für einen mittleren Punktabstand  $0.5 h_w$  des Würfelfeldes ohne Dächer und des regelmäßig angeordneten Würfelfeldes mit Dächern für den Teilbereich Querschluft angegeben. Im Folgenden werden die Ergebnisse des Teilbereiches Längsschlucht dargestellt. Diese sind im Allgemeinen kleiner als die maximalen Abweichungen aus dem Teilbereich Querschluft.

**Tabelle 21:** Maximale prozentuale Abweichungen der analysierten Flächenmittel für einen mittleren Punktabstand  $0.5 h_w$  des Würfelfeldes ohne Dächer für den Teilbereich Längsschlucht.

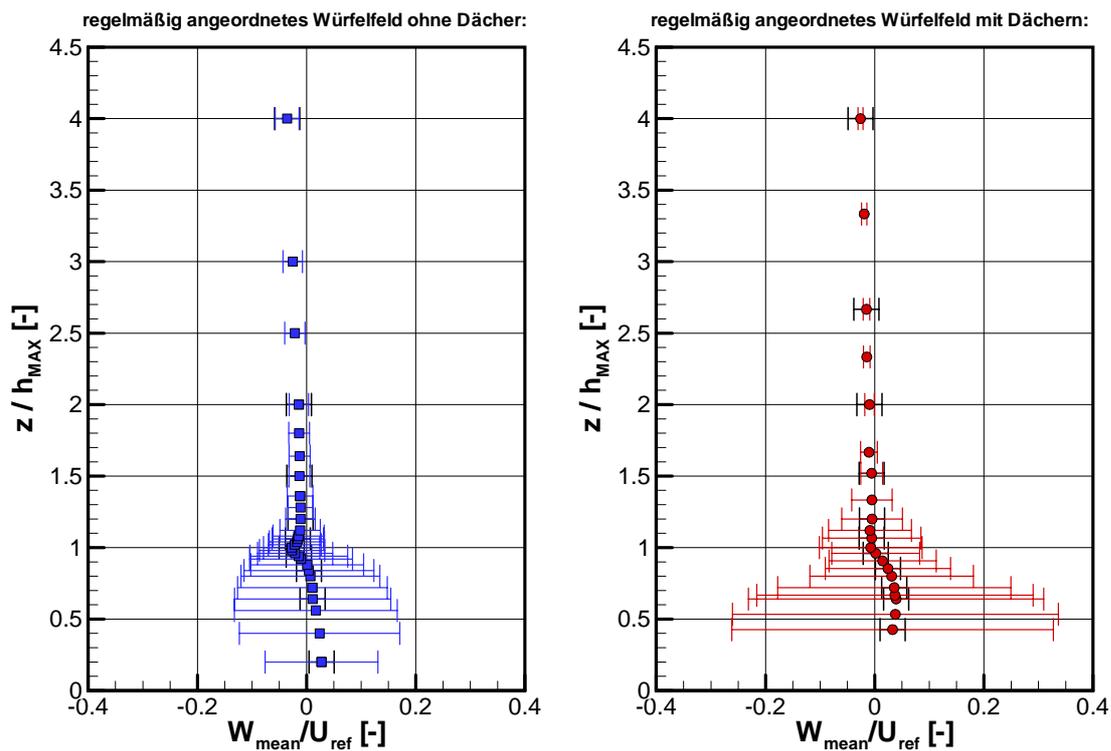
Komponente		$z = 0.25 h_w$	$z = 1 h_w$	$z = 1.5 h_w$
$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.379	0.503
	Max. Abweichung	----	0.021	<Streubreite
	$ \text{delta } U_{\text{Mean}} $	----	5 %	<Streubreite
$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	-0.020	-0.011
	Max. Abweichung	----	0.006	<Streubreite
	$ \text{delta } W_{\text{Mean}} $	----	32 %	<Streubreite
$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.019	0.006
	Max. Abweichung	----	0.013	<Streubreite
	$ \text{delta } U_{\text{rms}} $	----	72 %	<Streubreite
$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.008	0.002
	Max. Abweichung	----	0.006	<Streubreite
	$ \text{delta } W_{\text{rms}} $	----	83 %	<Streubreite
$U^2 W^2_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$	Referenzflächenmittel	----	-0.0040	-0.0035
	Max. Abweichung	----	0.0006	<Streubreite
	$ \text{delta } U^2 W^2_{\text{Mean}} $	----	16 %	<Streubreite

**Tabelle 22:** Maximale prozentuale Abweichungen der analysierten Flächenmittel für einen mittleren Punktabstand  $0.5 h_W$  des regelmäßig angeordneten Würfeldes mit Dächern für den Teilbereich Längsschlucht.

		$z = 0.64 h_W$	$Z = 1 h_W$	$z = 1.5 h_W$	$z = 2 h_W$
$U_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.310	0.384	0.489
	Max. Abweichung	----	0.017	0.035	<Streubreite
	$ \text{delta } U_{\text{Mean}} $	----	6 %	9 %	<Streubreite
$W_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	-0.027	-0.013	0.0007
	Max. Abweichung	----	0.011	0.013	0.005
	$ \text{delta } W_{\text{Mean}} $	----	41 %	100 %	600 %
$U_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.019	0.041	0.007
	Max. Abweichung	----	0.014	0.038	<Streubreite
	$ \text{delta } U_{\text{rms}} $	----	74 %	96 %	<Streubreite
$W_{\text{rms}}/U_{\text{ref}}$	Referenzflächenmittel	----	0.014	0.017	0.007
	Max. Abweichung	----	0.012	0.015	<Streubreite
	$ \text{delta } W_{\text{rms}} $	----	87 %	88 %	<Streubreite
$U'W'_{\text{Mean}}/U_{\text{ref}}^2$	Referenzflächenmittel	----	0.0031	-0.048	0.0043
	Max. Abweichung	----	0.0004	0.011	<Streubreite
	$ \text{delta } U'W'_{\text{Mean}} $	----	12 %	23 %	<Streubreite

## Anhang C: Ergänzende Abbildungen zu ensemble-gemittelten Profilen

In diesem Abschnitt sind ergänzende Abbildungen zu Abschnitt 6.4 dargestellt, die aus Über- sichtsgründen nicht im Hauptteil der Arbeit gezeigt wurden.



**Abbildung 72:** Ensemblegemittelte Profile der Vertikalgeschwindigkeit  $W_{Mean}$  der drei untersuchten Konfigurationen. Links: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld ohne Dächer, rechts: regelmäßig angeordnetes Würfelfeld mit Dächern. In Schwarz angetragen ist die Streubreite aus der Reproduzierbarkeitsmessung, farbig angetragen ist die Differenz des jeweils größten und kleinsten Wertes der Mittelbildung.

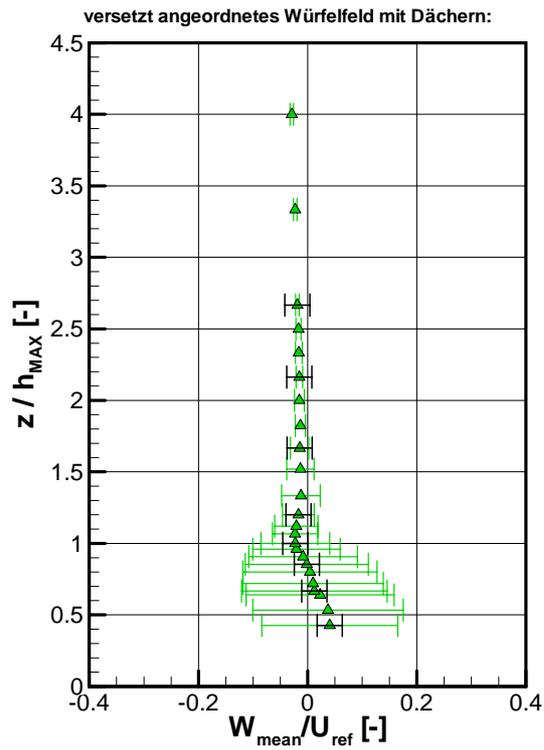


Abbildung 73: Wie Abbildung 72 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

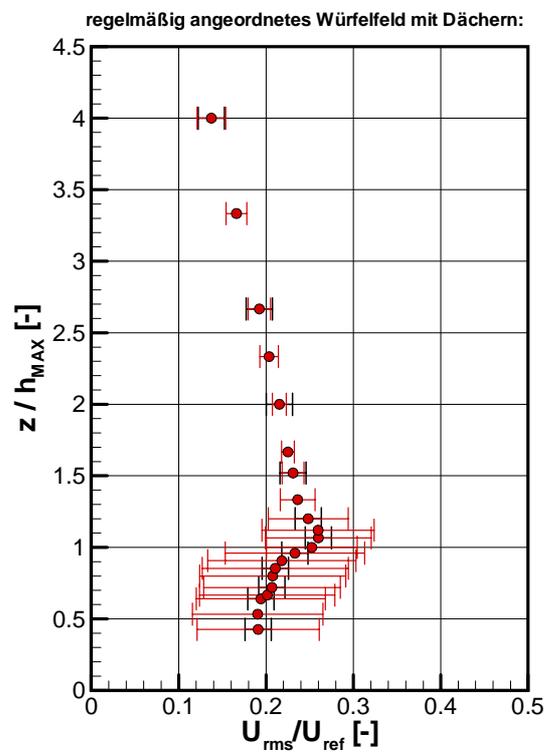
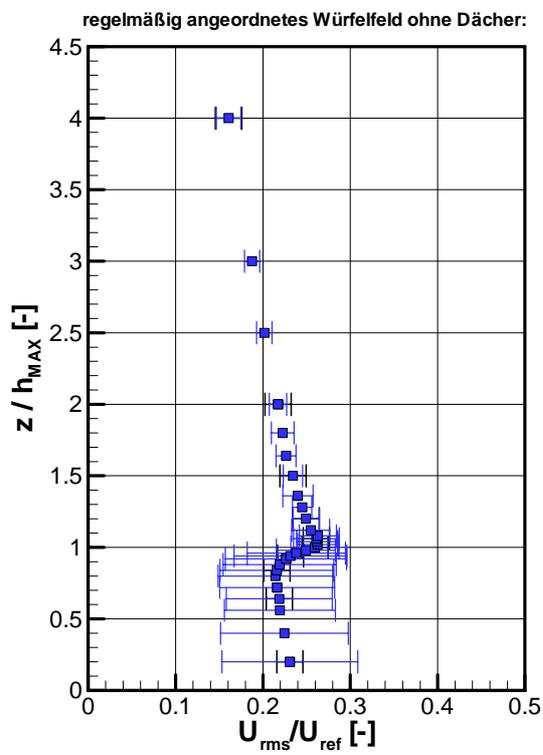


Abbildung 74: Wie Abbildung 72 für die  $U_{rms}$  Profile.

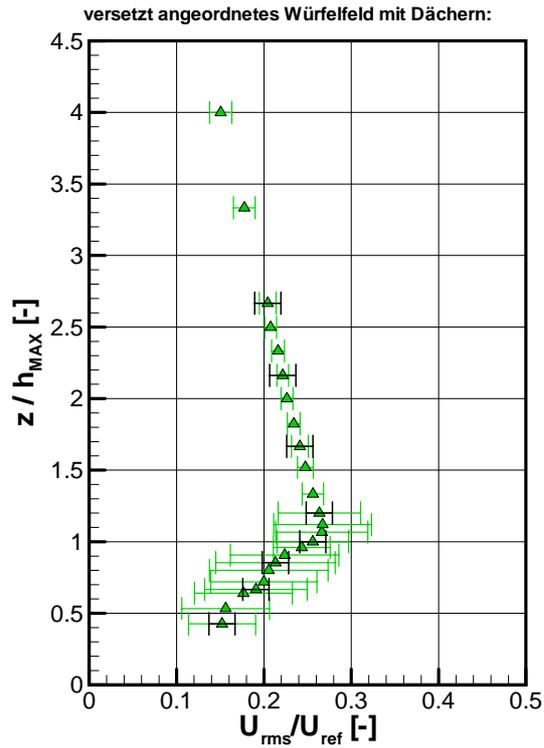


Abbildung 75: Wie Abbildung 74 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

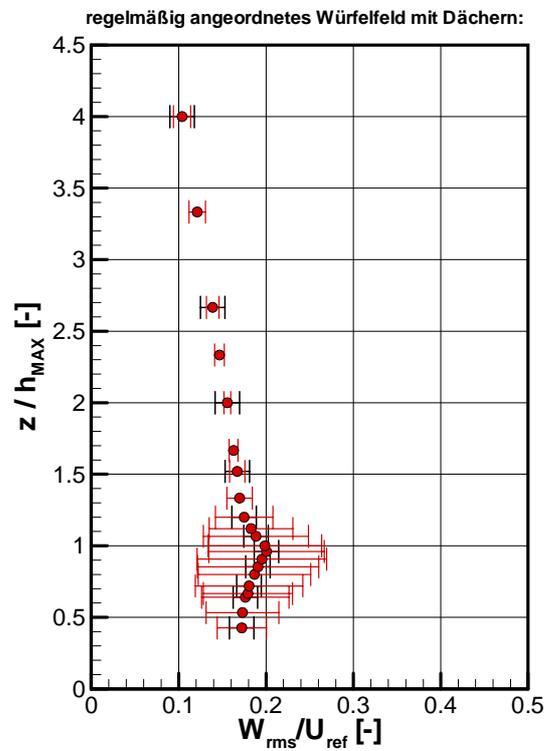
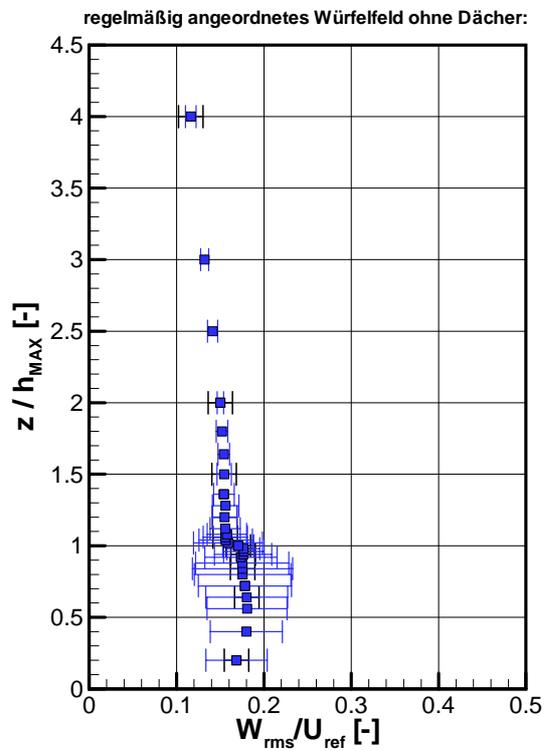


Abbildung 76: Wie Abbildung 72 für die  $W_{rms}$  Profile.

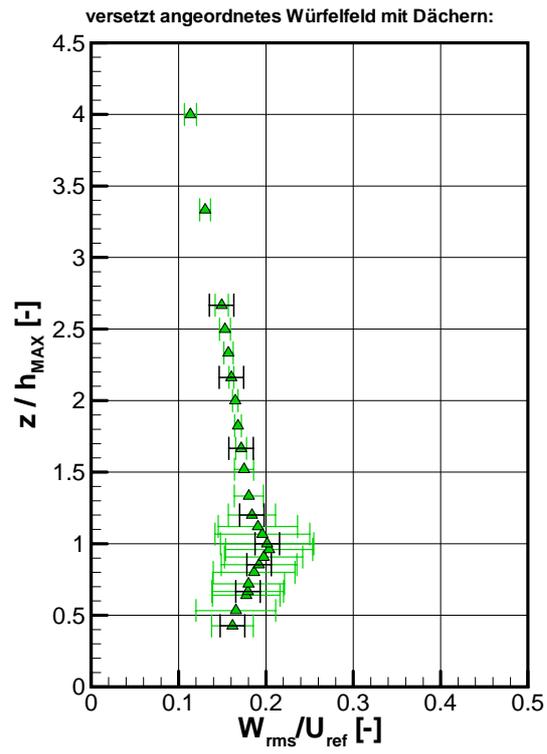


Abbildung 77: Wie Abbildung 76 für das versetzt angeordnete Würfelfeld mit Dächern.

# Anhang D: Quelltext des verwendeten C-Programms zur Datenanalyse

```
#include <stdio.h>
#include <stdlib.h>
#include <string.h>
#include <conio.h>
#include <math.h>
#include <i86.h>

#define MAXTSSIZE 300000
#define MAXSTRINGSIZE 256
#define NO 0
#define YES 1
#define MINBLOCKSIZE 1000
#define BLOCKSTEP 1000
#define BLOCKSHIFT 500
#define scalingfactor 0.535505

static double ts[3][MAXTSSIZE];
static double stress[4][MAXTSSIZE];
static double uref;
static double umeanu, vmeanv;
static double meanu, meanv, meanuv, meanurms, meanvrms;
static double meanskewu, meanskewv, meanflatu, meanflatv;
static double minu, minv, minuv, maxu, maxv, maxuv;
static double blockmaxu, blockminu, blockmaxv, blockminv, blockmaxuv, blockminuv;
static double blockmaxurms, blockminurms, blockmaxvrms, blockminvrms;
static double qmean1, qmean2, qmean3, qmean4;
static double totalmeanuv;
static double sf1, sf2, sf3, sf4;
static double timefraction;
static double deltasf;
static double gamma;
static double exuberance;

static int i, j;
static int count, oldcount;
static int stop;
static int blocksize;
static int startindex, endindex;
static int qno1, qno2, qno3, qno4;
static int hsize[7]={0, 2, 5, 10, 15, 20, 30};
static int filterwidth;
static int rejectionsu, rejectionsv;

static char infilename[MAXSTRINGSIZE];
static char outfilename1[MAXSTRINGSIZE];
static char outfilename2[MAXSTRINGSIZE];
static char outfilename3[MAXSTRINGSIZE];
static char buffer[MAXSTRINGSIZE];
static char dummies[MAXSTRINGSIZE];
static char header[MAXSTRINGSIZE];

static FILE *fp1, *fp2, *fp3, *fp4;

void main(int argc, char *argv[])
{
    if ((argc < 2)|| (argc>3))
    {
        printf("\n\n\a... wrong program parameter(s)!\n Please use <program name> <filename> <optional RMSfilter>\n");
        delay(2000);
        exit(99);
    }

    strcpy(infilename, argv[1]);
```

```

printf("\n... opening file %s ... ", infilename);
flushall();
fp1=fopen(infilename,"r");
if (fp1 == NULL)
{
    printf("\nfailed!\n Please check <filename>\n");
    delay(2000);
    exit(89);
}
printf("success!\n");

if (argc == 3)
{
    filterwidth=atoi(argv[2]);
    printf("\n...filtering data with %i*RMS!\n", filterwidth);
}
else
filterwidth=0;
rejectionsu=0;
rejectionsv=0;

strcpy(outfilename1, infilename);
strcpy(outfilename2, infilename);
strcpy(outfilename3, infilename);

count=0;
uref=999.999;

while (fgets(buffer, MAXSTRINGSIZE, fp1) != NULL)
{
    stop=NO;
    if ((count == 0)&&(uref == 999.999))
    {
        sscanf(buffer, "%s %lf", dummys, &uref);
        printf("uref [m/s]: %5.2lf\n", uref);
        uref=uref*scalingfactor;
        printf("scaled uref [m/s]: %6.4lf\n", uref);
        do
        {
            fgets(buffer, MAXSTRINGSIZE, fp1);
            printf(".");
        } while ((buffer[0] != ""));
        strcpy(header, buffer);
        stop=YES;
    }
    if ((count !=0)|| (stop != YES))
    {
        sscanf(buffer,"%lf %lf %lf", &ts[0][count], &ts[1][count], &ts[2][count]);
        count++;
        printf("\r... reading data line %i ...", count);
    }
}
fclose(fp1);
printf(" finished!\n");

printf("\n... calculating statistics for entire TS ... \n");

// opening statistics files
strcat(outfilename1, ".stat");
fp1=fopen(outfilename1,"w");
fprintf(fp1, "VARIABLES=\\"blocksize\\"skewness U/Uref\\"skewness V/Uref\\"kurtosis U/Uref\\"kurtosis V/Uref\\"mean
U/Uref [-]\\"mean V/Uref [-]\\"max U/Uref [-]\\"max V/Uref [-]\\"min U/Uref [-]\\"min V/Uref [-]\\"Urms/Uref [-]
\\"Vrms/Uref [-]\\"mean U'V'/Uref<sup>2</sup> [-]\\"max U'V'/Uref<sup>2</sup> [-]\\"min U'V'/Uref<sup>2</sup> [-]
\\");
fprintf(fp1, "ZONE T=\\"all values\\"");
strcat(outfilename2, ".block.stat");
fp2=fopen(outfilename2,"w");
fprintf(fp2, "VARIABLES=\\"blocksize\\"skewness U/Uref\\"skewness V/Uref\\"kurtosis U/Uref\\"kurtosis V/Uref\\"max
U/Uref [-]\\"min U/Uref [-]\\"max V/Uref [-]\\"min V/Uref [-]\\"max Urms/Uref [-]\\"min Urms/Uref [-]\\"max Vrms/Uref [-]
\\"min Vrms/Uref [-]\\"max U'V'/Uref<sup>2</sup> [-]\\"min U'V'/Uref<sup>2</sup> [-]");

```

```

fprintf(fp2,"ZONE T=\all values mean\\"\n");
oldcount=count;

fp4=fopen("profile.txt","a");

// optional filtering of time series and output of new time series file
if (filterwidth != 0)
{
    printf("\n... started filtering ...\\n");

    meanu=0.0;
    meanv=0.0;

    for (i=0; i<count; i++)
    {
        meanu+=ts[1][i]/uref;
        meanv+=ts[2][i]/uref;
    }
    meanu/=count;
    meanv/=count;

    meanuv=0.0;
    for (i=0; i<count; i++) meanuv+=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
    meanuv/=count;

    meanurms=0.0;
    meanvrms=0.0;
    for (i=0; i<count; i++)
    {
        meanurms+=pow((ts[1][i]/uref)-meanu, 2.0);
        meanvrms+=pow((ts[2][i]/uref)-meanv, 2.0);
    }

    meanurms/=(count-1);
    meanvrms/=(count-1);

    meanurms=sqrt(meanurms);
    meanvrms=sqrt(meanvrms);

    for (i=0; i<count; i++)
    {
        if ((ts[1][i] < (meanu*uref-filterwidth*meanurms*uref)) || (ts[1][i] > (meanu*uref+filterwidth*meanurms*uref)))
        {
            printf(".");
            rejectionsu++;
            count--;
            for (j=i; j<count; j++)
            {
                ts[1][j]=ts[1][j+1];
                ts[2][j]=ts[2][j+1];
            }
        }
        if ((ts[2][i] < (meanv*uref-filterwidth*meanvrms*uref)) || (ts[2][i] > (meanv*uref+filterwidth*meanvrms*uref)))
        {
            printf(".");
            rejectionsv++;
            count--;
            for (j=i; j<count; j++)
            {
                ts[1][j]=ts[1][j+1];
                ts[2][j]=ts[2][j+1];
            }
        }
    }
    printf("\n");
    printf("mean U/Uref : %8.4f\t\tmean V/Uref : %8.4f\\n", meanu, meanv);
    printf("mean U'V'/Uref^2 : %8.6f\\n", meanuv);
    printf("mean RMS(U/Uref) : %8.4f\t\tmean RMS (V/Uref) : %8.4f\\n", meanurms, meanvrms);

    printf("... rejected u:%i+v:%i = %i velocity samples!\\n", rejectionsu, rejectionsv, rejectionsu+rejectionsv);
}

```

```

printf("... writing filtered time series file ...");
flushall();
strcat(outfilename3, ".filtered");
fp3=fopen(outfilename3, "w");
fprintf(fp3, "%s", header);
for (i=0; i<count; i++) fprintf(fp3, "%f %8.3lf %8.3lf\n", ts[0][i], ts[1][i], ts[2][i]);
fclose(fp3);
printf(" done!\n");
}

// calculating mean of U & V
umeanu=0.0;
vmeanv=0.0;
meanu=0.0;
meanv=0.0;
maxu=-999.999;
maxv=-999.999;
minu=999.999;
minv=999.999;
for (i=0; i<count; i++)
{
umeanu+=ts[1][i];
vmeanv+=ts[2][i];
meanu+=ts[1][i]/uref;
meanv+=ts[2][i]/uref;
if (ts[1][i]/uref >= maxu) maxu=ts[1][i]/uref;
if (ts[1][i]/uref <= minu) minu=ts[1][i]/uref;
if (ts[2][i]/uref >= maxv) maxv=ts[2][i]/uref;
if (ts[2][i]/uref <= minv) minv=ts[2][i]/uref;
}
meanu/=count;
meanv/=count;
umeanu/=count;
vmeanv/=count;
printf("mean U : %8.4lf\t\tmean V : %8.4lf\n", umeanu, vmeanv);
printf("mean U/Uref : %8.4lf\t\tmean V/Uref : %8.4lf\n", meanu, meanv);

// calculating mean UV
meanuv=0.0;
maxuv=-999.999;
minuv=999.999;
for (i=0; i<count; i++)
{
meanuv+=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
if ((ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv) <= minuv) minuv=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
if ((ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv) >= maxuv) maxuv=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
stress[0][i]=ts[1][i]/uref-meanu;
stress[1][i]=ts[2][i]/uref-meanv;
stress[2][i]=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
if((stress[0][i]>=0.0)&&(stress[1][i]>=0.0)) stress[3][i]=1.0;
if((stress[0][i]<=0.0)&&(stress[1][i]>=0.0)) stress[3][i]=2.0;
if((stress[0][i]<=0.0)&&(stress[1][i]<=0.0)) stress[3][i]=3.0;
if((stress[0][i]>=0.0)&&(stress[1][i]<=0.0)) stress[3][i]=4.0;
}
meanuv/=count;
totalmeanuv=meanuv;
printf("mean U'V'/Uref^2 : %8.6lf\n", meanuv);

// calculating mean of Urms & Vrms
meanurms=0.0;
meanvrms=0.0;
for (i=0; i<count; i++)
{
meanurms+=pow((ts[1][i]/uref)-meanu, 2.0);
meanvrms+=pow((ts[2][i]/uref)-meanv, 2.0);
}

meanurms/=(count-1);

```



```

blockminv=999.999;
blockmaxuv=-999.999;
blockminuv=999.999;
blockmaxurms=-999.999;
blockminurms=999.999;
blockmaxvrms=-999.999;
blockminvrms=999.999;
startindex=0;
endindex=startindex+blocksize;
printf("blocksize: %i\n", blocksize);
fprintf(fp1,"ZONE T=\\"blocksize %i\\\"\\n", blocksize);
//printf("\tbs\tmaxU\tminU\tmaxV\tminV\tmeanU\tmeanUV\\n");
do
{
// calculating means
meanu=0.0;
meanv=0.0;
maxu=-999.999;
maxv=-999.999;
minu=999.999;
minv=999.999;
for (i=startindex; i<endindex; i++)
{
meanu+=ts[1][i]/uref;
meanv+=ts[2][i]/uref;
if (ts[1][i]/uref >= maxu) maxu=ts[1][i]/uref;
if (ts[1][i]/uref <= minu) minu=ts[1][i]/uref;
if (ts[2][i]/uref >= maxv) maxv=ts[2][i]/uref;
if (ts[2][i]/uref <= minv) minv=ts[2][i]/uref;
}
meanu/=blocksize;
meanv/=blocksize;

// calculating u'v'
meanuv=0.0;
maxuv=-999.999;
minuv=999.999;
for (i=startindex; i<endindex; i++)
{
meanuv+=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
if ((ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv) <= minuv) minuv=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
if ((ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv) >= maxuv) maxuv=(ts[1][i]/uref-meanu)*(ts[2][i]/uref-meanv);
}
meanuv/=blocksize;

// calculating RMS
meanurms=0.0;
meanvrms=0.0;
for (i=startindex; i<endindex; i++)
{
meanurms+=pow((ts[1][i]/uref)-meanu, 2.0);
meanvrms+=pow((ts[2][i]/uref)-meanv, 2.0);
}

meanurms/=(blocksize-1);
meanvrms/=(blocksize-1);

meanurms=sqrt(meanurms);
meanvrms=sqrt(meanvrms);

// calculating skewness
meanskewu=0.0;
meanskewv=0.0;
for (i=startindex; i<endindex; i++)
{
meanskewu+=pow((ts[1][i]/uref)-meanu, 3.0);
meanskewv+=pow((ts[2][i]/uref)-meanv, 3.0);
}

meanskewu/=(blocksize-1);

```



```

    fprintf(fp1,"%f %f %f %f\n", stress[0][i], stress[1][i], stress[2][i], stress[3][i]);
}
printf("points per quadrant 1:%5i\t2:%5i\t3:%5i\t4:%5i\n", qno1, qno2, qno3, qno4);
fclose(fp1);

strcat(outfilename1, ".stat");
fp1=fopen(outfilename1, "w");
fprintf(fp2, "VARIABLES=\\"holesize\\" \\"qno1\\" \\"qno2\\" \\"qno3\\" \\"qno4\\" \\"qmean1\\" \\"qmean2\\" \\"qmean3\\" \\"qmean4\\"
\"sf1\\" \\"sf2\\" \\"sf3\\" \\"sf4\\" \\"timefraction\\" \\"deltasf\\" \\"gamma\\" \\"exuberance\\" \n");

for (j=0; j<7; j++)
{
    printf("analysis based on hole size %i ...\\n", hsize[j]);
    fprintf(fp1, "ZONE T=\\"hole size %i\\n", hsize[j]);
    timefraction=999.999;
    deltasf=999.999;
    gamma=999.999;
    exuberance=999.999;
    sf1=999.999;
    sf2=999.999;
    sf3=999.999;
    sf4=999.999;
    qno1=0;
    qno2=0;
    qno3=0;
    qno4=0;
    qmean1=0.0;
    qmean2=0.0;
    qmean3=0.0;
    qmean4=0.0;
    for(i=0; i<count; i++)
    {
        if (fabs(stress[2][i])>=(hsize[j]*fabs(totalmeanuv)))
        {
            if (stress[3][i]==1.0)
            {
                qmean1+=stress[2][i];
                qno1++;
            }
            if (stress[3][i]==2.0)
            {
                qmean2+=stress[2][i];
                qno2++;
            }
            if (stress[3][i]==3.0)
            {
                qmean3+=stress[2][i];
                qno3++;
            }
            if (stress[3][i]==4.0)
            {
                qmean4+=stress[2][i];
                qno4++;
            }
        }
    }
}
if (qno1>0)
{
    qmean1/=count; //(double)qno1;
    sf1=qmean1/totalmeanuv;
}
else qmean1=999.999;
if (qno2>0)
{
    qmean2/=count; //(double)qno2;
    sf2=qmean2/totalmeanuv;
}
else qmean2=999.999;
if (qno3>0)
{

```

```

    qmean3/=count; //(double)qno3;
    sf3=qmean3/totalmeanuv;
}
else qmean3=999.999;
if (qno4>0)
{
    qmean4/=count; //(double)qno4;
    sf4=qmean4/totalmeanuv;
}
else qmean4=999.999;

timefraction=(qno1+qno2+qno3+qno4)/(double)count;
if ((sf4!=999.999)&&(sf2!=999.999)) deltasf=(sf4-sf2); else deltasf=999.999;
if ((sf4!=999.999)&&(sf2!=999.999)) gamma=sf2/sf4; else gamma=999.999;
if ((sf4!=999.999)&&(sf2!=999.999)&&(sf3!=999.999)&&(sf1!=999.999)) exuberance=(sf1+sf3)/(sf2+sf4); else exuberance=999.999;
//printf("Q1:%8.6f\tQ2:%8.6f\tQ3:%8.6f\tQ4:%8.6f\n", qmean1, qmean2, qmean3, qmean4);
//printf("SF1:%8.6f\tSF2:%8.6f\tSF3:%8.6f\tSF4:%8.6f\n", sf1, sf2, sf3, sf4);
//printf("TF:%8.6f\n\tDSF:%8.6f\tGAM:%8.6f\tEXU:%8.6f\n", timefraction, deltasf, gamma, exuberance);
fprintf(fp1, "%i %i %i %i %i %f %f\n", hsize[j], qno1, qno2, qno3, qno4, qmean1, qmean2, qmean3, qmean4, sf1, sf2, sf3, sf4, timefraction, deltasf, gamma, exuberance);
if (hsize[j] == 0) fprintf(fp4, "\t%f\t%f\t%f\t%f\t%f\t%f\t%f\t%f\t%f\n", sf1, sf2, sf3, sf4, timefraction, deltasf, gamma, exuberance);

}

fclose(fp1);
fclose(fp4);

printf("\a\n ... program finished ...\n");

//while(!kbhit());
delay(2000);
}

```

## Literaturverzeichnis

- BÄHR, JÜRGEN. Entwicklung von Urbanisierung. *Auf den Seiten des Berlin-Instituts für Bevölkerung und Entwicklung*: [http://www.berlin-institut.org/online\\_handbuchdemografie/bevoelkerungsdynamik/auswirkungen/urbanisierung/entwicklung\\_von\\_urbanisierung.html](http://www.berlin-institut.org/online_handbuchdemografie/bevoelkerungsdynamik/auswirkungen/urbanisierung/entwicklung_von_urbanisierung.html). Stand: Oktober 2007, letzter Zugriff am 15.4.2008
- BAKLANOV, A ET AL. 2005. On the parameterisation of the urban atmospheric sublayer in meteorological models. *Atmos. Chem. Phys. Discuss*, **5**, 12119–12176.
- BELCHER, S. E., JERRAM, N. & HUNT, J. C. R. 2003. Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements. *Journal of Fluid Mechanics*, **488**, 369–398.
- BOTTEMA, M. 1996. Roughness parameters over regular rough surfaces: Experimental requirements and model validation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **64**, 249–265.
- BOTTEMA, M. 1997. Turbulence closure model "constants" and the problems of "inactive" atmospheric turbulence. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **67&68**, 897–908.
- BOTTEMA, M. 1997. Urban roughness modelling in relation to pollutant dispersion. *Atmospheric Environment*, **31** (18), 3059–3075.
- BRITTER, R. & HANNA, S. R. 2003. Flow and dispersion in urban areas. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **35**, 469–496.
- CASTRO, I. P., CHENG, H. & REYNOLDS R. 2006. Turbulence over urban-type roughness: Deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary Layer Meteorology*, **118**, 109–131.
- CHENG, H. HAYDEN, P., ROBINS, A.G. & CASTRO, I. P. 2007. Flow over cube arrays of different packing densities. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **95**, 715–740.
- CHENG, H. & CASTRO, I. P. 2002a. Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary Layer Meteorology*, **104**, 229–259.
- CHENG, H. & CASTRO, I. P. 2002b. Near-wall flow development after a step change in surface roughness. *Boundary Layer Meteorology*, **105**, 411–432.
- COCEAL, O. & BELCHER, S. E. 2004. A canopy model of mean winds through urban areas. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1349–1372.
- COCEAL, O. & BELCHER, S. E. 2005. Mean winds through an inhomogeneous urban canopy. *Boundary Layer Meteorology*, **115**, 47–68.
- COCEAL, O., THOMAS, T.G., CASTRO, I. P., 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. 1971. Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements. *Atmospheric Environment*, **5**, 637–642.

- COUNIHAN, J. 1975. Adiabatic atmospheric boundary layers: A review and analysis of data from the period 1880-1972. *Atmospheric Environment*, **9**, 871–901.
- DUIJM, N. Jan. 1999. Estimates of roughness parameters for arrays of obstacles. *Boundary Layer Meteorology*, **91**, 1–22.
- ELLEFSEN, R. 1991. Mapping and measuring buildings in the canopy boundary layer in ten US cities. *Energy and Buildings*, **15-16**, 1025-1049.
- ELLIOTT, W. P. 1958. The growth of the Atmospheric Internal Boundary Layer. *Trans. Amer. Geophys. Un.*, **39**, 1048-1054.
- FEDDERSEN, B. 2005. *Wind tunnel modelling of turbulence and dispersion above tall and highly dense urban roughness* [Dissertation]. SWISS FEDERAL INSTITUTE OF TECHNOLOGY ZURICH. Zürich.
- FEIGENWINTER, C. 1999. *The vertical structure of turbulence above an urban canopy* [Ph. D. thesis]. Philosophisch-Naturwissenschaftliche Fakultät. UNIVERSITÄT BASEL. Basel.
- FEIGENWINTER, C., VOGT, R. & PARLOW, E. 1999. Vertical structure of selected turbulence characteristics above an urban canopy. *Theor. Appl. Climatol.*, **62**, 51–63.
- FINNIGAN, J. 2000. Turbulence in plant canopies. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **32**, 519–571.
- GARATT, J. R. 1990. The internal boundary layer - A review. *Boundary Layer Meteorology*, **50**, 171–203.
- GARATT, J. R. 1992. *The atmospheric boundary layer*. 1. paperback ed. (with corr.). Cambridge, UK: Cambridge University Press. (Cambridge atmospheric and space science series). 316 Seiten.
- GRIMMOND, C. S. B. & OKE, T. R. 1998. Aerodynamic roughness of urban areas derived from wind observations. *Boundary Layer Meteorology*, **89**, 1–24.
- GRIMMOND, C. S. B. & OKE, T. R. 1999. Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *Journal of Applied Meteorology*, **38**, 1262–1292.
- GUILLOTEAUM E. & MESTAYER, P. G. 2000. Numerical simulations of the urban roughness sublayer: A first attempt. *Environmental Monitoring and Assessment*, **65**, 211–219.
- HALL D. J., MAC DONALD, R., WALKER, S. & SPANTON, A. M. 1996. *Measurements of dispersion within simulated urban arrays. – A small scale wind tunnel study*. BRE Client Report CR 178/96, Building Research Establishment, Garston, Watford.
- HERBST, I.; LEITL, B. SCHATZMANN, M. 2007. How close is close enough? – Sensitivity of wind tunnel results with respect to changing approach flow conditions. *Proceedings International Workshop on Physical Modelling of Flow and Dispersion Phenomena, Orleans, France, Aug. 28-31*.
- HERBST, I. 2006. *Experimentelle Bestimmung des Einflusses variierender Windgrenzschichten auf die Strömungs- und Ausbreitungsverhältnisse in städtischer Bebauung*. [Diplomarbeit]. Meteorologisches Institut. UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg.

- HÖGSTRÖM, U., BERGSTRÖM, H. & ALEXANDERSSON, H. 1982. Turbulence characteristics in a near neutrally stratified urban atmosphere. *Boundary Layer Meteorology*, **23**, 449–472.
- IYENGAR, A. K. S. & FARELL, C. 2001. Experimental issues in atmospheric boundary layer simulations: roughness length and integral length scale determination. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **89**, 1059–1080.
- JACKSON, P. S. 1981. On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *Journal of Fluid Mechanics*, **111**, 15–25.
- KAIMAL, J. C., WYNGAARD, J.C., IZUMI, Y. & COTE, O.R. 1972. Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **98**, 563–589.
- KANDA, M. 2006. Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary Layer Meteorology*, **118**, 151–168.
- KANDA, M., MORIWAKI, R. & KASAMATSU, F. 2004. Large-eddy simulations of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays. *Boundary Layer Meteorology*, **112**, 343–368.
- KANDA, M., MORIWAKI, R. & KASAMATSU, F. 2006. Spatial variability of both turbulent fluxes and temperature profiles in an urban roughness layer. *Boundary Layer Meteorology*, **121**, 339–350.
- KASTNER-KLEIN, P., BERKOWICZ, R. & BRITTER, R. 2004. The influence of street architecture on flow and dispersion in street canyons. *Meteorology and Atmospheric Physics*, **87**, S. 121–131.
- KASTNER-KLEIN, P., FEDOROVICH, E. & ROTACH, M. W. 2001. A wind tunnel study of organized and turbulent air motions in urban street canyons. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **89**, 849–861.
- KASTNER-KLEIN, P. & ROTACH, M. W. 2001. Parameterization of wind and turbulent shear stress profiles in the urban roughness sublayer. *Proceedings of the 3rd International Conference on Urban Air Quality, 19-23 March 2001, Loutraki, Greece*.
- KASTNER-KLEIN, P. & ROTACH, M. W. 2004. Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Boundary Layer Meteorology*, **111**, 55–84.
- KASTNER-KLEIN, P., ROTACH, M. W. & FEDOROVICH, E. 2000. Experimental study on mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Preprints of the 14th Symposium on Boundary Layers and Turbulence, Aspen, CO, August 2000*.
- LETTAU, H. 1969. Note on aerodynamic roughness-parameter estimation on the basis of roughness-element description. *Journal of Applied Meteorology*, **8**, 828–832.
- LOUIS, J. F. 1979. A parametric model of vertical eddy fluxes in the Atmosphere. *Boundary Layer Meteorology*, **17**, 187–202.
- LOUKA, P., BELCHER, S. E. & HARRISON, R. G. 2000. Coupling between air flow in streets and the well-developed boundary layer aloft. *Atmospheric Environment*, **34**, 2613–2621.

- MACDONALD, R. W. 2000. Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Boundary Layer Meteorology*, **97**, S. 25–45.
- MACDONALD, R. W., CARTER SCHOFIELD, S. & SLAWSON, P. R. 2002. Physical modelling of urban roughness using arrays of regular roughness elements. *Water, Air and Soil Pollution: Focus*, **2**, 541–554.
- MACDONALD, R., GRIFFITHS, R. F. & HALL, D. J. 1998. An improved method for the estimation of surface roughness of obstacle arrays. *Atmospheric Environment*, **32** (11), 1857–1864.
- MARTILLI, A., CLAPPIER, A. & ROTACH, M. W. 2002. An urban surface exchange parameterisation for mesoscale models. *Boundary Layer Meteorology*, **104**, 261–304.
- MASSON, V. 2006. Urban surface modelling and the meso-scale impact of cities. *Theor. Appl. Climatol.*, **84**, 35–45.
- MORIWAKI, R. & KANDA, M. 2006. Flux-gradient profiles for momentum and heat over an urban surface. *Theor. Appl. Climatol.*, **84**, 127–135.
- OIKAWA, S. & MENG, Y. 1995. Turbulence characteristics and organized motion in a suburban roughness sublayer. *Boundary Layer Meteorology*, **74**, 289–312.
- OKE, T. R. 1987. *Boundary layer climates*. Second edition. Routledge, London. 435 Seiten.
- OKE, T. R. 2004. *Initial guidance to obtain representative meteorological observations at urban sites*. WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION. [WWW]  
<http://www.wmo.ch/web/www/IMOP/publications/IOM-81/IOM-81-UrbanMetObs.pdf>.
- PANOFSKY, H. A. & DUTTON, J. A. 1983. *Atmospheric turbulence. Models and methods for engineering applications*. USA: John Wiley & Sons, Inc.
- PASCHEKE, F. 2000. *Analyse zeitlich hochaufgelöster Windmessungen in einer städtischen Grenzschicht und Reproduktion wesentlicher Turbulenzeigenschaften im Grenzschichtwindkanal* [Diplomarbeit]. Meteorologisches Institut. UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg.
- PASCHEKE, F. 2008. *Systematische Untersuchung von mikroskaligen Strömungs- und Transportprozessen in städtischer Bebauung*. [Dissertation]. Meteorologisches Institut, Department für Geowissenschaften. UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg. [In Bearbeitung]
- RAFAILIDIS, S. 1997. Influence of building areal density and roof shape on the wind characteristics above a town. *Boundary Layer Meteorology*, **85**, 255–271.
- RAUPACH, M. R. 1981. Conditional statistics of reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, **108**, 363–382.
- RAUPACH, M. R. 1992. Drag and drag partition on rough surfaces. *Boundary Layer Meteorology*, **60** (4), S. 375–395.
- RAUPACH, M. R. 1995. Corrigenda. *Boundary Layer Meteorology*, **76**, 303–304.
- RAUPACH, M. R., ANTONIA, R. A. & RAJAGOPALAN, S. 1991. Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, **44** (1), 1–25.

- RAUPACH, M. R., FINNIGAN, J. & BRUNET, Y. 1996. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: The mixing layer analogy. *Boundary Layer Meteorology*, **78**, 351–382.
- RAUPACH, M. R., THOM, A. S. & EDWARDS, I. 1980. A wind tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces. *Boundary Layer Meteorology*, **18**, 373–397.
- REPSCHIES, D.; SCHATZMANN, M.; LEITL, B. 2007. How dense is dense enough? - Systematic evaluation of the spatial representativeness of flow measurements in urban areas. *Proceedings International Workshop on Physical Modelling of Flow and Dispersion Phenomena, Orleans, France, Aug. 28-31*.
- REPSCHIES, D. Dezember 2006. *Untersuchungen zur Repräsentativität lokaler Strömungsmessungen in einer idealisierten urbanen Rauheitsstruktur* [Diplomarbeit]. Meteorologisches Institut. UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg.
- ROTACH, M. W. 1993a. Turbulence close to a rough urban surface part I: Reynolds stress. *Boundary Layer Meteorology*, **65**, 1–28.
- ROTACH, M. W. 1993b. Turbulence close to a rough urban surface part II: Variances and gradients. *Boundary Layer Meteorology*, **66**, 75–92.
- ROTACH, M. W. 1995. Profiles of turbulence statistics in and above an urban street canyon. *Atmospheric Environment*, **29** (13), 1473–1486.
- ROTACH, M. W. 1999. On the influence of the urban roughness sublayer on turbulence and dispersion. *Atmospheric Environment*, **33**, 4001–4008.
- ROTACH, M. W. 2001. Simulation of urban-scale dispersion using a langrangian stochastic dispersion model. *Boundary Layer Meteorology*, **99**, 379–410.
- ROTH, M. 1993. Turbulent transfer relationships over an urban surface II: Integral statistics. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **119**, 1105–1120.
- ROTH, M. 2000. Review of atmospheric turbulence over cities. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **126**, 941–990.
- ROTH, M. & OKE, T. R. 1993. Turbulent transfer relationships over an urban surface I: Spectral characteristics. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **119**, 1071–1104.
- SCHATZMANN, M. & LEITL, B. 2002. Validation and application of obstacle resolving urban dispersion models. *Atmospheric Environment*, **36**, 4811–4821.
- SCHATZMANN, M.; RAFAILIDIS, S.; PAVAGEAU, M. 1997. Some remarks on the validation of small-scale dispersion models with field and laboratory data. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, **67&68**, 885–893.
- SCHLÜNZEN, K. H., HINNEBURG, D., KNOTH, O., LAMBRECHT, M., LEITL, B., LOPEZ, S., LÜPKES, C., PANSKUS, H., RENNER, E., SCHATZMANN, M., SCHOENEMEYER, T., TREPTE, S. & WOLKE, R. 2003. Flow and transport in the obstacle layer: First results of the micro-scale model MITRAS. *Journal of Atmospheric Chemistry*, **44**, 113–130.

- SCHLÜNZEN, K. H. 1996. *Validierung hochauflösender Regionalmodelle* [Habilitationsschrift]. Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung, **30**, Meteorologisches Institut, UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg.
- SCHULTZ, M. Juni 2003. *Entwicklung turbulenter Flüsse über einer idealisierten städtischen Rauigkeit* [Diplomarbeit]. Meteorologisches Institut. UNIVERSITÄT HAMBURG. Hamburg.
- SCHULTZ, M.; LEITL, B.; SCHATZMANN, M. 2005. Effect of roughness inhomogeneities on the development of the urban boundary layer. *Int. Journal of Environment and Pollution*, **25**, 105–117.
- SCHULTZ, M.; LEITL, B. SCHATZMANN, M. 2007. How rough is rough? – Characterization of turbulent fluxes within and above an idealized urban roughness. *Proceedings International Workshop on Physical Modelling of Flow and Dispersion Phenomena, Orleans, France, Aug. 28-31*.
- SCHULTZ, M.; LEITL, B. SCHATZMANN, M. 2007. Untersuchung turbulenter Impulsflüsse innerhalb und oberhalb idealisierter städtischer Rauigkeiten. *Langfassung, DACH 2007- Deutsch-Österreichisch-Schweizerische Meteorologentagung, Hamburg, Sept. 10-14*.
- SNYDER, W. H. 1972. Similarity criteria for the application of fluid models to the study of air pollution meteorology. *Boundary Layer Meteorology*, **3**, 113–134.
- SNYDER, W. H. 1981. *Guideline for fluid modeling of atmospheric diffusion*: U.S. Environmental Protection Agency (Research Triangle Park, NC 27711).
- STULL, R. B. 1989. *An introduction to boundary layer meteorology*. second reprint. 3300 AA Dordrecht, Niederlande: Kluwer Academic Publishers. 666 Seiten.
- THEURER, W. 1993. *Ausbreitung bodennaher Emissionen in komplexen Bebauungen* [Dissertation]. Institut für Hydrologie und Wasserwirtschaft. UNIVERSITÄT KARLSRUHE (TH). Karlsruhe.
- VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE. December. *Environmental meteorology Physical modelling of flow and dispersion processes in the atmospheric boundary layer. application of wind tunnels* [Issue German/English]. VDI Richtlinien VDI 3783 part 12: Beuth Verlag GmbH. *VDI/DIN- Handbuch Reinhaltung der Luft*.
- WIERINGA, J. 1993. Representative roughness parameters for homogeneous terrain. *Boundary Layer Meteorology*, **63**, 323–363.
- WOOD, D. H. 1982. Internal boundary layer growth following a step change in surface roughness. *Boundary Layer Meteorology*, **22**, 241–244.
- YERSEL, M. & GOBLE, R. 1986. Roughness effects on urban turbulence parameters. *Boundary Layer Meteorology*, **37**, 271–284.

## Danksagung

Diese Arbeit ist durch die finanzielle Unterstützung der DFG im Rahmen des geförderten Projekts DFG SCHA 294/8-1,2 „Systematische Untersuchung der Grenzschichtentwicklung über Stadtgebieten“ entstanden.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Schatzmann für die stets wohlwollende und breite Unterstützung, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen hat. Sie reichte von der Beantragung des Projekts bei der DFG, bishin zu konstruktiven Anmerkungen zur Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Peters, der sich als Zweitgutachter für diese Arbeit zur Verfügung stellte.

Des Weiteren möchte ich mich bei Dr. Bernd Leitl bedanken für die große technische Unterstützung im Windkanallabor vor und während der Messphase, sowie für bereichernde und wertvolle fachliche Diskussion und ein paar aufmunternde Worte, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein weiterer Dank geht an Thomas Glanert für technische Hilfe im Windkanal und an Jan Stoffledt für die Fertigung unzähliger Würfel und Dachelemente (Ich verspreche, so schnell nicht wieder Würfel zu ordern.....). Und an die Zentral-Werkstatt der Universität Hamburg, für die generelle technische Unterstützung.

Ich danke Denise Repschies, die mit mir während der Messkampagne die Abende im Windkanal verbracht hat. Und ich danke allen, die beim Würfelstellen im Kanal beteiligt waren. Des Weiteren danke ich der Windkanalgruppe für ein sehr schönes Arbeitsklima und nette Kaffeepausen.

Danke an Elke, Sylvia, Frauke für: die Freundschaft, das Mutzusprechen, die Motorsäge, den Motivationskasten, .....Danke an Sabina für die aufbauenden Besuche „im 70er Jahre Muff“. Danke an Alex und Dirk für das Korrekturlesen! Uns zu guter letzt danke ich allen, die nicht namentlich erwähnt sind, aber zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Danke Ma und Pa, dass ihr immer für mich da seid und mich in Allem voll unterstützt!

Und an Knut: Danke, dass du da bist.....