

# Niederschlagsmessung mit einem neuartigen optischen Distrometer (Flying Parsivel-Sonde)

Diplomarbeit

vorgelegt von

Holger Mahlke

Institut für Meteorologie und Klimaforschung  
Universität Karlsruhe (TH) / Forschungszentrum Karlsruhe  
April 2007



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	2
2.1.1	Tropfenspektren . . . . .	2
2.1.2	Endfallgeschwindigkeit und Form von fallenden Regentropfen . . . . .	4
2.1.3	Niederschlagsarten und Niederschlagsintensitäten . . . . .	6
2.1.4	Atmosphärische Eiskristalle . . . . .	7
2.2	Doppelpendel . . . . .	9
2.3	Drop-up-Sonde . . . . .	12
2.4	„Flying Parsivel“-Sonde . . . . .	14
2.5	Parsivel-Distrometer . . . . .	19
2.6	Karlsruher Niederschlagsradar . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Auswertung von Daten der Flying Parsivel-Sonde</b>	<b>21</b>
3.1	Berechnung von Anzahldichteverteilungen . . . . .	21
3.2	„Setzkastendiagramme“ . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Fehleruntersuchung und Praxiserprobung</b>	<b>27</b>
4.1	Allgemeine Genauigkeit . . . . .	27
4.1.1	Vorausgegangene Tests . . . . .	27
4.1.2	Inhomogenität des Lichtbands und resultierende Genauigkeit . . . . .	27
4.1.3	Koinzidenzfehler . . . . .	31
4.1.4	Randzonenfehler . . . . .	32
4.1.5	Spritztropfen . . . . .	35
4.1.6	Effekt von Partikeln auf den Schutzscheiben . . . . .	38
4.1.7	Falschdetektionen . . . . .	39
4.1.8	Detektionszahlgrenze bei Sonde 3 . . . . .	39
4.2	Vergleichstest zwischen Parsivel-Distrometer und Flying Parsivel-Sonden . . . . .	41
4.3	Parsivel-System als Aufstiegssonde . . . . .	43
4.3.1	Auswahl geeigneter Aufstiegsgeschwindigkeit . . . . .	43
4.3.2	Füllgewicht und Ballonvolumen . . . . .	43
4.3.3	Fallschirm . . . . .	45
4.3.4	Neigungssensor . . . . .	45
4.3.5	Umströmung der Flying Parsivel-Sonde . . . . .	58
4.3.6	Beeinflussung der Messungen durch Ballon und Drop-up-Sonde . . . . .	64
4.4	Betriebssicherheit . . . . .	65
4.4.1	Einfluss tiefer Temperaturen . . . . .	65
4.4.2	Messirritationen . . . . .	65
4.4.3	Dichtigkeit der Sonde . . . . .	65
4.4.4	Verlust von Sonden . . . . .	65
4.4.5	Startphase . . . . .	66
<b>5</b>	<b>Änderungsbedarf</b>	<b>67</b>

<b>6</b>	<b>Messaufstiege</b>	<b>68</b>
6.1	Messaufstiege 1 bis 3 . . . . .	68
6.1.1	Aufstieg 1 (12.07.2006) . . . . .	68
6.1.2	Aufstieg 2 (21.07.2006) . . . . .	68
6.1.3	Aufstieg 3 (12.02.2007) . . . . .	69
6.2	Aufstieg 4 (12.02.2007) . . . . .	70
6.2.1	Wetterlage . . . . .	70
6.2.2	Auswertung . . . . .	73
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>82</b>
<b>8</b>	<b>Danksagung</b>	<b>84</b>
<b>9</b>	<b>Literatur</b>	<b>86</b>
<b>A</b>	<b>Anhang A</b>	<b>88</b>
A.1	Praktische Hinweise für Vorbereitung und Einsatz der Drop-up-Sonde . . . . .	88
A.2	Runge-Kutta-Verfahren . . . . .	91
<b>B</b>	<b>Anhang B</b>	<b>92</b>
B.1	Diagramme des Aufstiegs vom 14.02.2007 . . . . .	92

**Symbolverzeichnis**

$a$	Breite der Messfläche [m]
$A$	Messfläche (bezogen auf die Horizontale) [m <sup>2</sup> ]
$\bar{a}$	arithmetischer Mittelwert der Messgröße $a$
$a_0$	Breite des Lichtbandes [m]
$A_0$	Fläche des Lichtbands [m <sup>2</sup> ]
$a_i$	$i$ -ter Messwert
$a_K$	Breite des Messkanals der Flying Parsivel-Sonde [m]
$A_K$	Projektionsfläche eines Körpers (beim Newtonschen Reibungsansatz) [m <sup>2</sup> ]
$A_M$	Messfläche [m <sup>2</sup> ]
$a_T$	horizontale Halbachse eines Tropfens [m]
$B$	Index für ein ortsfestes, etwa am Boden stehendes Distrometer
$b_0$	Länge des Lichtbandes [m]
$b_K$	Länge des Messkanals der Flying Parsivel-Sonde [m]
$b_T$	vertikale Halbachse eines Tropfens [m]
$c_W$	Luftwiderstandsbeiwert [1]
$D$	Durchmesser von Partikeln (Regentropfen oder Eisteilchen) [m]
$D_0$	volumenäquivalenter Kugeldurchmesser von Regentropfen [m <sup>3</sup> ]
$\bar{D}_0$	durchschnittlicher volumenäquivalenter Kugeldurchmesser von Regentropfen [m <sup>3</sup> ]
$D_{0,K}$	volumenäquivalenter Kugeldurchmesser eines als (ggf. fälschlich) kugelförmig interpretierten Partikels [m <sup>3</sup> ]
$D_i$	Klassenmitte der $i$ -ten Klasse des Durchmessers $D$ [m]
$D_K$	Durchmesser einer Messkugel [m]
$\bar{D}_K$	arithmetischer Mittelwert des Durchmessers einer Kugel [m]
$D_{v,M}$	volumengewichteter Mediandurchmesser [m]
$F_A$	Auftriebskraft [N]
$f_P$	relativer Fehler auf $n(D_0)$ aufgrund des Pendelns des Ballon-Sonden-Gespans [1]
$f_R$	Randzonenfehler [1]
$f'_R$	Anteil der vom Randzonenfehler betroffenen Partikel [1]
$F_R$	Rückstellkraft [N]
$f_S$	Standardfehler (mittlerer quadratischer absoluter Fehler) der Größenmessung der Flying Parsivel-Sonde [m]
$f_{sys}$	systematischer Fehler der Größenmessung der Flying Parsivel-Sonde [m]
$f_U$	relativer Fehler auf $n(D_0)$ aufgrund der Umströmung der Sonde [1]
$F_W$	Luftwiderstandskraft [N]
$FP$	Index für eine Größe, die sich auf die Flying Parsivel-Sonde bezieht
$g$	Schwerebeschleunigung [ms <sup>-2</sup> ]
$h$	Abstand des Laserbands zur Oberkante der Flying Parsivel-Sonde [m]
$h_G$	Höhe des Ballon-Sonden-Gespans [m]
$h_{RK}$	Schrittweite des Runge-Kutta-Verfahrens [s]
$i$	Index
$j$	Index für die Klasse $j$
$k_K$	Korrekturfaktor bezgl. der Gestalt von Regentropfen [1]

$k_R$	Korrekturfaktor bezgl. des Randzonenfehlers [1]
$\mathcal{L}$	Lagrange-Funktion [J]
$l_1$	obere Fadenlänge im Doppelpendel [m]
$l_2$	untere Fadenlänge im Doppelpendel [m]
$m_{\text{Auftrieb}}$	Masse repräsentativ für den gewünschten Auftrieb des Ballon-Sonden-Gespans [kg]
$m_{\text{Ballon}}$	Masse des Ballons [kg]
$m_{\text{Gas}}$	Masse des (Helium-)Gases [kg]
$M_i$	$i$ -tes Moment der Verteilung $n(D)$
$m_{\text{Sonde}}$	Masse der Sonden [kg]
$m_T$	Masse eines Tropfens [kg]
$N$	Partikelanzahldichte (Anzahl an Partikeln pro Volumen) in einem Durchmesserintervall) [ $\text{m}^{-3}$ ]
$\tilde{N}$	Partikelanzahl (Anzahl an Partikeln pro Fläche und Zeit) in einem Durchmesserintervall [ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]
$N'$	Partikelanzahlen, gemessen in Bezug auf eine Messfläche $A_M$ und einen Messzeitraum $\Delta t_M$ [1]
$n(D)$	spektrale Anzahldichteverteilung [ $\text{m}^{-3}\text{m}^{-1}$ ]
$\tilde{n}(D)$	spektrale Anzahlverteilung (Anzahl pro Messfläche und Messzeit) [ $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{m}^{-1}$ ]
$N_{Bo}$	Bond-Zahl [1]
$N_{Da}$	Davies-Zahl [1]
$N_P$	physikalische Reinheitszahl [1]
$n_j$	spektrale Anzahldichteverteilung in diskretisierter Form [ $\text{m}^{-3}\text{m}^{-1}$ ]
$n_K$	Anzahl der Messklassen [1]
$n_{MP}$	Parameter der Marshall-Palmer-Verteilung [ $\text{m}^{-3}\text{m}^{-1}$ ]
$n_\Gamma$	Parameter der $\Gamma$ -Verteilung [variabel]
$p$	Druck [Pa]
$p(z)$	Wahrscheinlichkeit für das Ereignis $z$ [1]
$q_i$	verallgemeinerte Koordinate
$R$	Niederschlagsintensität [ $\text{m h}^{-1}$ ]
$\vec{r}$	Ortsvektor
$R_{He}$	Gaskonstante für Helium [ $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]
$R_L$	Gaskonstante für Luft [ $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]
$r_{Tr}$	Tropfenradius [m]
$Re$	Reynoldszahl [1]
$s$	Standardabweichung [variabel]
$t$	Zeit [s]
$T_{\mathcal{L}}$	kinetische Energie [J]
$T$	Temperatur [ $^{\circ}\text{C}$ ]
$U_{\mathcal{L}}$	potentielle Energie [J]
$v_A$	Außenströmung [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_B$	horizontaler Betrag der Windgeschwindigkeit, der auf den Ballon wirkt [ $\text{ms}^{-1}$ ]

$v_B$	horizontaler Betrag der Windgeschwindigkeit, der auf den Ballon wirkt [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$V_{Ballon}$	Ballonvolumen [ $\text{m}^3$ ]
$v_{FP}$	Aufstiegs- oder Fallgeschwindigkeit der Flying Parsivel-Sonde [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_{gem}$	von der Flying Parsivel-Sonde gemessene Partikelgeschwindigkeit [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$V_K$	Volumen, das der Messkanal umfasst [ $\text{m}^3$ ]
$V_L$	Volumen, das das Lichtband ausfüllt [ $\text{m}^3$ ]
$V_M$	Messvolumen [ $\text{m}^3$ ]
$\tilde{V}_M$	durch Strömungseffekte vergrößertes Messvolumen [ $\text{m}^3$ ]
$v_{Par}$	Fallgeschwindigkeit von Partikeln (Tropfen oder Eisteilchen) [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_{rel}$	Relativgeschwindigkeit zwischen der Flying Parsivel-Sonde und einem Partikel [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_S$	horizontaler Betrag der Windgeschwindigkeit, der auf die Sonden wirkt [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_{Str}$	Strömungsgeschwindigkeit (bei Umströmung der Flying Parsivel-Sonde) [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$v_{Tr}$	Endfallgeschwindigkeit von Regentropfen [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$V_{Tr}$	Tropfenvolumen [ $\text{m}^3$ ]
$W$	Flüssigwassergehalt [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$w_G$	Aufstiegsgeschwindigkeit des Ballon-Sonden-Gespanns [ $\text{ms}^{-1}$ ]
$x_1$	Koordinate der oberen Pendelmasse im Doppelpendel [m]
$x_2$	Koordinate der unteren Pendelmasse im Doppelpendel [m]
$x_T$	Koordinate eines Tropfens [m]
$y_1$	Koordinate der oberen Pendelmasse im Doppelpendel [m]
$y_2$	Koordinate der unteren Pendelmasse im Doppelpendel [m]
$Z$	Radarreflektivitätsfaktor [dBZ]
$\alpha$	Neigungswinkel um die Längsachse der Flying Parsivel-Sonde [ $^\circ$ ]
$\beta$	Neigungswinkel um die Querachse der Flying Parsivel-Sonde [ $^\circ$ ]
$\Delta a$	absoluter Standardfehler des Bestwertes einer Messung [variabel]
$\Delta t_M$	Messzeit [s]
$(\Delta D)_j$	Klassenbreite der Klasse $j$ des Durchmessers $D$ [m]
$\eta$	dynamische Viskosität [Pa s]
$\lambda_{MP}$	Parameter der Marshall-Palmer-Verteilung [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\lambda_\Gamma$	Parameter der $\Gamma$ -Verteilung [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\mu_z$	Erwartungswert der Poisson-Verteilung [variabel]
$\mu_\Gamma$	Parameter der $\Gamma$ -Verteilung [1]
$\rho_{He}$	Dichte von Helium [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\rho_L$	Luftdichte [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\rho_W$	Wasserdichte [ $\text{kg m}^{-3}$ ]
$\phi$	Winkelkoordinate eines Pendels [ $^\circ$ ]
$\phi_1$	Winkelkoordinate der oberen Pendelmasse im Doppelpendel [ $^\circ$ ]
$\phi_2$	Winkelkoordinate der unteren Pendelmasse im Doppelpendel [ $^\circ$ ]





# 1 Einleitung

Niederschläge sind ein wichtiger Bestandteil des Wasserkreislaufs, der die Natur und den Lebensraum des Menschen direkt beeinflusst. Ihr Einfluss auf und ihr Eingreifen in die gesellschaftlichen und wirtschaftlichen Abläufe (Industrie, Verkehr, Tourismus etc.) und das tägliche Leben sind bedeutend. Niederschlag wird täglich weltweit in großer zeitlicher Auflösung an den operationellen Wetterstationen und an Klimastationen gemessen.

Auf dem Gebiet des Niederschlags wird bereits seit dem Beginn des letzten Jahrhunderts geforscht. Ziel dieser Untersuchungen sind unter anderem Erkenntnisse über die Größe, die Gestalt und das Fallverhalten einzelner Hydrometeore und über die Größenverteilung von Populationen derselben. Man versucht, mathematische Beschreibungen dafür zu finden.

Pionierarbeit auf diesem Gebiet wurde von mehreren Wissenschaftlern geleistet, beispielsweise von Diem, der grundlegende Arbeiten zur Struktur von Niederschlägen (z.B. 1968) und Wolkenpartikeln verfasste. In seinen Untersuchungen verwendete er spezielle Filtermethoden und führte bereits Messflüge durch.

Dennoch ist auch heute noch Bedarf vorhanden, die Prozesse, die mit der Entstehung von Niederschlag verbunden sind, zu untersuchen und besser zu verstehen; davon profitieren Anwendungen wie meteorologische Prognosemodelle, die Wettervorhersage und die Hochwasservorhersage etc. Die fortschreitende technische Entwicklung bietet Chancen, dabei ganz neue Hilfsmittel und Methoden zu entwickeln.

In der quantitativen Untersuchung von Niederschlag werden Distrometer eingesetzt. Dieser Begriff ist mit dem lateinischen Wort „distribuere“ (verteilen) verknüpft, und das Wort „Tropfen“ bzw. „drop“ (auch die Schreibweise „Disdrometer“ ist gebräuchlich) klingt darin an. Diese Geräte messen Niederschlagspartikel einzeln und sortieren sie in Größen- und ggf. Geschwindigkeitsklassen. Die daraus resultierenden Tropfengrößenverteilungen sind ein Ergebnis der Prozesse, die bei der Entstehung des Niederschlags beteiligt waren.

Wird nicht speziell Regen gemessen, sondern allgemein irgendeine Art von Niederschlag (Regen, Sprühregen, Schnee, Graupel etc.), gibt die Kombination aus der Verteilung der Größen und der Verteilung der Fallgeschwindigkeiten Aufschluss über die Art des gemessenen Niederschlags.

Distrometer werden bisher fast ausschließlich ortsfest am Boden eingesetzt.

Am Institut für Meteorologie und Klimaforschung (IMK) der Universität Karlsruhe wurde in den 90er Jahren das Parsivel-Distrometer („PARTicle Size and VELOCITY“) entwickelt (Löffler-Mang und Joss 1999). Es wird bis heute bei Messprogrammen, aber in kommerziell erhältlicher Form auch operationell vielfach eingesetzt. In Verbindung mit der Entwicklung des Systems der Drop-up-Radiosonden (Kottmeier et al. 2001) am IMK seit 2000 kam die Idee auf, Messprinzip und Sensorik des Parsivel-Distrometers zu einer Sonde weiterzuentwickeln, die am Heliumballon für Aufstiege eingesetzt wird, und damit Tropfenspektren in der Troposphäre in allen Niveaus „in situ“ zu messen. Damit wurde die Entwicklung der „Flying Parsivel“-Sonde aufgenommen.

Der Einsatz eines Distrometers in einer Aufstiegs-sonde, welche Pendelbewegungen, Umströmungseffekten etc. ausgesetzt ist, ist nicht gänzlich unproblematisch. Die möglichen Fehlerquellen bzw. Unsicherheiten werden in dieser Arbeit eingehend untersucht. Einige Fehler können durch eine Korrekturrechnung minimiert, andere nur grob abgeschätzt werden. Am Schluss wird die erreichbare absolute Genauigkeit dieser Messungen abgeschätzt.

## 2 Grundlagen

### 2.1 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden werden einige theoretische Aspekte erläutert, die bei der Messung und Darstellung von Niederschlagspektren grundlegend sind.

#### 2.1.1 Tropfenspektren

Die Tropfengrößenverteilung hat in der Radarmeteorologie eine wichtige Bedeutung. Das Tropfenspektrum, ausgedrückt durch die spektrale Anzahldichteverteilung  $n(D)$  ist eine Funktion des Tropfendurchmessers  $D$ , der Zeit  $t$  und des Ortes  $\vec{r}$ .<sup>1</sup> Es ist das Ergebnis verschiedener Prozesse der Wolkenmikrophysik. So gibt es selbstverständlich auch eine vertikale Abhängigkeit von  $n(D)$ .

Die spektrale Anzahldichteverteilung  $n(D)$  hängt mit Tropfenzahlen zusammen über

$$n(D) = \frac{dN'(D)}{V_M dD}, \quad (1)$$

mit Tropfenanzahl  $dN'(D)$  im Durchmesserintervall  $[D - \frac{dD}{2}, D + \frac{dD}{2}]$ , dem Tropfendurchmesser  $D$  im Durchmesserintervall  $dD$ , dem Messvolumen  $V_M$  und der Durchmesserintervallbreite  $dD$ .

Die Tropfenanzahldichte – Anzahl pro Volumen –, bezogen auf ein Intervall von Tropfengrößen, ist definiert als

$$N = \int_{D_1}^{D_2} n(D) dD. \quad (2)$$

Mathematisch lässt sich das Tropfenspektrum mit einer Exponentialfunktion beschreiben. Bekannt ist die Beziehung, die Marshall und Palmer (1948) als Näherung gefunden haben:

$$n(D) = n_{MP} \exp(-\lambda_{MP} D) \quad (3)$$

mit dem empirisch ermittelten Parameter  $\lambda_{MP} = 4,1 \cdot R^{-0,21}$  in  $\text{mm}^{-1}$  mit der Niederschlagsintensität  $R$  in  $\text{mm h}^{-1}$ ,  $D$  in  $\text{mm}$ .  $n_{MP}$  ist die Anzahldichte der Tropfen mit einem Durchmesser  $D \rightarrow 0$ . Für  $n_{MP}$  haben die Autoren den festen Wert  $n_{MP} = 8000 \text{ m}^{-3} \text{ mm}^{-1}$  angegeben, allerdings variiert dieser Parameter meist bereits während eines einzelnen Niederschlagsereignisses (Waldvogel, 1974). Die genannte Beziehung wird als Marschall-Palmer-Verteilung bezeichnet.

Bei kurzen Mittelungszeiten ist eine Beschreibung durch die sogenannte  $\Gamma$ -Verteilung besser geeignet, sie stellt auch die oft beobachtete Abnahme der Anzahldichteverteilung bei kleinen Regentropfen besser dar. Sie lautet allgemein:

$$n(D) = n_{\Gamma} D^{\mu_{\Gamma}} \exp(-\lambda_{\Gamma} D). \quad (4)$$

$\mu_{\Gamma}$  ist ein dimensionsloser Formparameter; von ihm hängt die Einheit von  $n_{\Gamma}$  ab. Man sieht, dass für  $\mu_{\Gamma} = 0$  die  $\Gamma$ -Verteilung in die Marschall-Palmer-Verteilung übergeht.

Verteilungen sind beschreibbar durch ihre statistischen Momente. Das  $i$ -te Moment  $M_i$  der Verteilung  $n(D)$  ist definiert durch

$$M_i = \int_0^{\infty} n(D) D^i dD, \quad i \in \mathbb{N}. \quad (5)$$

<sup>1</sup>Der Übersichtlichkeit halber wird die Abhängigkeit von  $t$  und  $\vec{r}$  in der folgenden Darstellung vernachlässigt.

In der (Radar-)Meteorologie sind über diese Beziehungen einige wichtige Größen definiert. So entspricht die Tropfenanzahldichte  $N$  (siehe oben), wenn sie auf das Intervall  $[0, \infty]$  bezogen ist, dem 0. Moment. Der Radarreflektivitätsfaktor<sup>2</sup>  $Z$  ist – unter Annahme der Gültigkeit der Rayleigh-Näherung für den Streuquerschnitt der Tropfen – das 6. Moment

$$Z = \int_0^{\infty} n(D) D^6 dD, \quad (6)$$

und der Flüssigwassergehalt  $W$  ist direkt mit dem 3. Moment über

$$W = \frac{\pi}{6} \rho_W M_3 = \frac{\pi}{6} \rho_W \int_0^{\infty} n(D) D^3 dD \quad (7)$$

verknüpft, wobei  $\rho_W$  die Wasserdichte ist.

Aus Messdaten lassen sich die Momente durch Approximation der Integrale durch Summen wie folgt berechnen,

$$M_i = \sum_{j=1}^m n_j D_j^i (\Delta D)_j, \quad (8)$$

mit der spektralen Anzahldichte  $n_j$  der Größenklasse  $j$ , der Klassenmitte  $D_j$  und der Klassenbreite  $(\Delta D)_j$  für die insgesamt  $m$  Klassen.

Eine weitere wichtige Größe, die sich aus der Tropfenverteilung ergibt, ist die auf eine Messfläche und eine Messzeit bezogene Niederschlagsintensität  $R$ :

$$R = \int_0^{\infty} n(D) v_{Tr}(D) V_{Tr}(D) dD \quad (9)$$

mit dem Tropfenvolumen  $V_{Tr}(D)$  und der Endfallgeschwindigkeit  $v_{Tr}(D)$ .

Mit  $V_{Tr} = \frac{\pi}{6} D^3$  für angenommene kugelförmige Tropfengestalt folgt:

$$R = \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} n(D) v_{Tr}(D) D^3 dD. \quad (10)$$

Bei der Bestimmung von  $R$  gehen Regentropfen mit der dritten Potenz ihres Durchmessers ein. Das heißt, zum Volumen des auf eine Fläche pro Zeit gefallenen Regens tragen die großen Tropfen bedeutend stärker bei. Außerdem sind die großen Tropfen aufgrund ihrer schnelleren Fallgeschwindigkeiten stärker gewichtet. Eine andere Anzahlverteilung ist  $\tilde{n}$ , die sich nicht auf ein Volumen bezieht, sondern auf die Messfläche  $A_M$  und die Messzeit  $\Delta t_M$ ; sie hängt zusätzlich von der Fallgeschwindigkeit der Tropfen  $v_{Tr}$  ab mit

$$\tilde{n}(D, v_{Tr}(D)) = \frac{dN'(D)}{A_M \Delta t_M dD}. \quad (11)$$

Sie gibt Aufschluss über die Größenverteilung aller Tropfen, die in einem Messzeitraum auf eine Fläche fallen.

Bei der Analyse von Niederschlagsverteilungen lässt sich die durchschnittliche Größe der gemessenen Tropfen angeben. Interessanter noch ist aber der volumengewichtete Mediandurchmesser  $D_{v,M}$ , der die Größe eines typischen Tropfens angibt. Bestimmbar ist er mit

$$\frac{1}{2} M_3 = \int_0^{D_{v,M}} n(D) D^3 dD. \quad (12)$$

<sup>2</sup> $Z$  wird meist in der Einheit dBZ angegeben, wobei gilt:  $Z[\text{in dBZ}] = 10 \log \frac{Z}{mm^6 m^3}$

### Plausibilitätskriterien

Werden gemessene Tropfenspektren über statistische Momente beschrieben, ist es sinnvoll, auch deren statistische Sicherheit anzugeben. Fällt beispielsweise sehr leichter Niederschlag, dann werden nur wenige Tropfen große detektiert oder viele ganz kleine Tropfen; entsprechend ist dann die statistische Sicherheit klein.

Es muss ein Kriterium benannt werden, um die statistische Zuverlässigkeit eines Tropfenspektrums zu bewerten. Zwei Methoden bieten sich dafür an:

Ein Ansatz ist die  $Z/R$ -Beziehung, das ist der Quotient des Radarreflektivitätsfaktors  $Z$  und der Niederschlagsintensität  $R$ .

Für kleine Werte dieser Beziehung kann davon ausgegangen werden, dass nur wenige oder zu kleine Tropfen gemessen wurden. Das resultierende Spektrum sollte dann verworfen werden. Als Grenzwerte werden  $R = 0,1 \text{ mm h}^{-1}$  und  $Z = 10 \text{ dBZ}$  genannt (Straub 2000).

Ein anderer Ansatz ist die direkte Beurteilung der gemessenen Tropfenzahlen und Tropfengrößen. Das Kriterium Auswertbarkeit verlangt dabei, dass

- eine genügend große Anzahl von Tropfen aufgenommen werden, und
- dass die größten Tropfen eine gewisse Mindestgröße haben.

Wirthmann (1997) schlägt eine Mindestanzahl von 50 Tropfen vor, und als Mindestgröße der größten Tropfen hat sich 1 mm als sinnvoller Wert herausgestellt (Straub 2000).

Bei der Flying Parsivel-Sonde ist ein weiterer Grund, nur Messungen mit großen Tropfenzahlen auszuwerten, das Auftreten von Fehlern bei der Messung; bei vielen Tropfen mitteln sich diese Fehler zu einem vernachlässigbar kleinen Anteil. Dies betrifft:

- Fehler des inhomogenen Laserbandes (Kap. 4.1.2),
- die Gestalt von großen Regentropfen, die häufig Schwingungen zeigen (Kap. 2.1.2).

#### 2.1.2 Endfallgeschwindigkeit und Form von fallenden Regentropfen

Das Absinken von Hydrometeoren (Regentropfen und Eisteilchen) wird als Sedimentation bezeichnet. Die Geschwindigkeit (Sedimentationsgeschwindigkeit), die Tropfen dabei erreichen, hängt von mehreren Faktoren ab. Bei der erreichten Endfallgeschwindigkeit halten sich die auftriebsverminderte Schwerkraft und die Luftwiderstandskraft die Balance. Die Einflussfaktoren sind deshalb die Größe des Tropfens, die Zeit, die Luftdichte, die Viskosität der Luft und des Wassers sowie die Oberflächenspannung und die Luftwiderstandskraft.

Analytische Beziehungen, um die Endfallgeschwindigkeit von Tropfen  $v_{Tr}$  zu berechnen, sind nicht exakt zu formulieren. Deshalb wurden auf der Grundlage von Messungen empirische Beziehungen aufgestellt, die für ruhende Umgebungsluft gültig sind.

Bekannt ist der Ansatz von Atlas et al. (1973) nach Daten von Gunn und Kinzer (1949):

$$v_{Tr} = 9,65 - 10,3 \cdot \exp(-6D_0) \quad (13)$$

in der Einheit  $\text{ms}^{-1}$  und  $D_0$  in mm mit dem Gültigkeitsbereich  $0,1 \text{ mm} \leq D_0 \leq 6 \text{ mm}$ .  $D_0$  ist der Durchmesser des Tropfens bzw., wenn die Tropfen nicht kugelförmig sind, der entsprechende volumenäquivalente Kugeldurchmesser, den eine Kugel des gleichen Volumens hat. Diese Daten wurden für Standarddruck und -temperatur gewonnen.

Ein anderer Ansatz, der die Reynolds-Zahl  $Re$  berücksichtigt und somit auch für andere Höhengniveaus gilt, ist, die Sedimentationsgeschwindigkeit mit Hilfe der Davies-Zahl  $N_{Da}$  (manchmal auch Best-Zahl genannt) zu berechnen. Dieser Ansatz gilt jedoch nur für Tropfen bis 1 mm. Davies (1945) setzte

$$N_{Da} = c_W Re^2 \quad (14)$$

mit dem Luftwiderstandskoeffizienten  $c_W$  und der Reynolds-Zahl  $Re$ .

Es ergibt sich für einen sphärischen Tropfen:

$$N_{Da} = \frac{8}{\pi} \frac{m_{Tr} g \rho_L}{\eta^2} \quad (15)$$

mit der Masse des Tropfens  $m_{Tr}$ , der Schwerebeschleunigung  $g$ , der Luftdichte  $\rho_L$  und der dynamischen Viskosität  $\eta$ ; der Vorteil dieser Zahl ist, dass sie von der Endfallgeschwindigkeit unabhängig ist.

Als Approximation für die Tropfengrößen bis zu einem Durchmesser von 1 mm wurde von Beard (1976) das Polynom 6. Grades

$$\ln(Re) = \sum_{i=0}^6 b_i (\ln N_{Da})^i \quad (16)$$

mit den Parametern  $b_i$  an zuverlässige Messdaten angepasst. Ist somit  $Re$  bekannt, lässt sich  $v_{Tr}$  aus

$$Re = \frac{2 r_{Tr} v_{Tr} \rho_L}{\eta} \quad (17)$$

berechnen.  $r_{Tr}$  ist der Tropfenradius.

Die Annahme einer sphärischen Gestalt ist laut Untersuchungen für Tropfen bis zu 1 mm Durchmesser gut erfüllt. Nach Pruppacher und Beard (1970) gilt bei kleinen fallenden Tropfen für das Achsenverhältnis  $\frac{b_T}{a_T}$  der vertikalen Halbachse  $b_T$  zur horizontalen Halbachse  $a_T$ :

- $\frac{b_T}{a_T} = 0,97$  bei einem kugelvolumenäquivalenten Durchmesser  $D_0 = 1$  mm,
- $\frac{b_T}{a_T} = 1,0$  bei  $D \leq 0,3$  mm.

Größere Tropfen sind nicht mehr kugelförmig, sie werden durch aerodynamische Kräfte deformiert und erhalten im Mittel die abgeplattete Form von oblaten Sphäroiden (Rotationsellipsoide; Abb. 1).

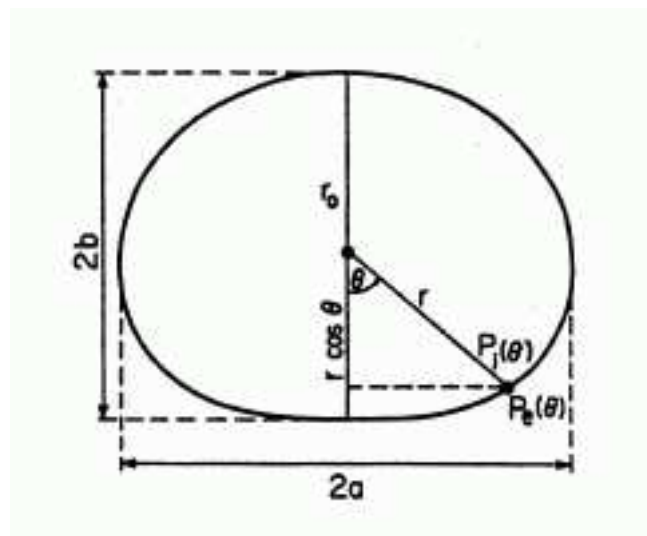


Abb. 1: Schema eines deformierten Regentropfens (Quelle: Pruppacher und Pitter, 1971).

Nach Berechnungen von Beard und Chuang (1987) gilt die folgende Näherung (Chuang und Beard, 1990) mit einer Genauigkeit von ca. 1 % für Tropfen mit  $1 < D_0 < 9$  mm:

$$\frac{b_T}{a_T} = 1,101668 - 0,98055 D_0 - 2,52686 D_0^2 + 3,75061 D_0^3 - 1,68692 D_0^4 \quad (18)$$

mit  $D_0$  in cm. Dies sind Mittelwerte, die für eine zeitliche Mittelung und eine Population von vielen Tropfen gut erfüllt sind.

Darüber hinaus haben Regentropfen folgende Eigenschaften:

- Windkanal-Experimente zeigten Höhlungen auf der Unterseite der Tropfen.
- Tropfen von einigen mm Durchmesser vollführen zeitweise Schwingungen, die durch Wirbelablösungen angeregt werden; die Relaxationzeit liegt bei ca. 1 s.
- Ein kleiner Einfluss auf die Gestalt ergibt sich durch innere Zirkulationen, die durch die Luftumströmung verursacht werden.

Für die näherungsweise Berechnung der Fallgeschwindigkeiten von Tropfen mit  $D_0 > 1$  mm gibt Beard (1976) eine Lösung an, die über die Bond-Zahl  $N_{Bo}$  und die physikalische Reinheitszahl  $N_P$  ebenfalls mit einem Polynom 6. Grades  $Re$  ermittelt, woraus sich ebenfalls nach Gleichung 17  $v_{Tr}$  ergibt.

### 2.1.3 Niederschlagsarten und Niederschlagsintensitäten

Die wichtigsten Erscheinungsformen des fallenden Niederschlags lassen sich phänomenologisch wie folgt einteilen (Quelle: VDI 3786 Blatt 7):

**Regen:** Wassertropfen, Durchmesser etwa 0,5 bis 6 mm.

**Sprühregen:** Gleichmäßig und dicht fallende, kleine Wassertropfen. Durchmesser etwa 0,05 bis 0,5 mm.

**Unterkühlter Regen bzw. Sprühregen:** Regen bzw. Sprühregen. Tropfentemperatur unter  $0^\circ\text{C}$ .

**Schnee:** Einzelne oder aneinander haftende Eiskristalle.

**Schneegriesel:** Kleine weiße, undurchsichtige Eispartikel schneeähnlicher Beschaffenheit, meist länglich, Durchmesser  $< 1$  mm.

**Reifgraupel:** Kleine weiße, undurchsichtige Eispartikeln, kugelförmig, Durchmesser  $\leq 5$  mm.

**Frostgraupel:** Durchscheinende Eispartikeln, überwiegend kugelförmig, Durchmesser zum Teil auch größer als 5 mm.

**Hagel:** Größere Eispartikeln, unterschiedlich in Durchsichtigkeit und Gestalt, einzeln oder auch klumpenweise, treten meist in Gewittern auf, Durchmesser im Allgemeinen 5 bis 50 mm.

Für Niederschlagsintensitäten sind die folgenden Intensitätsstufen gebräuchlich (Quelle: VDI 3786 Blatt 7):

Tabelle 1: Niederschlagsintensitäten (Quelle: VDI 3786 Blatt 7)

	schwach	mäßig	stark
	(mm in 10 Minuten)		
andauernder Regen	< 0,1	0,1 bis 0,7	> 0,7
Regenschauer	< 0,4	0,4 bis 2,0	> 2,0

Tabelle 2: (Liljequist und Cehak 1984)

Temperaturbereich in °C:	Eiskristallart:
0 bis -3	dünne hexagonale Platten
-3 bis -5	Nadeln
-5 bis -8	Prismen mit Höhlungen
-8 bis -12	hexagonale Platten
-12 bis -16	dendritische Kristalle („Schneesterne“)
-16 bis -25	Platten
-25 bis -50	Prismen mit Höhlungen

#### 2.1.4 Atmosphärische Eiskristalle

Atmosphärische Eiskristalle entstehen bei Temperaturen unter dem Gefrierpunkt bei Übersättigung der Luft mit Wasserdampf; notwendig für ihre Bildung sind Eiskerne. Eiskristalle können vielfältige Formen annehmen. Ihre Formen hängen von den Umgebungsbedingungen bei der Entstehung ab, vor allem dem Grad der Übersättigung und der Temperatur.

Eiskristalle kommen in verschiedenen Hauptarten vor, die jeweils einem Temperaturbereich zugeordnet werden können (Tab. 2).

Darüber hinaus gibt es Mischformen (z.B. dendritische oder plattenförmige Auswüchse an Prismen), nicht klassifizierbare Eiskristallformen und Kristalle mit Anlagerung von gefrorenen Wolkentropfen sowie Schneehagel. Gewöhnlich liegt die Größe zwischen einigen 10  $\mu\text{m}$  und einigen mm. Durch die Anhäufung von Schneesternern bilden sich Schneeflocken.

Eiskristalle spielen eine wichtige Rolle bei der Erklärung der Niederschlagsentstehung durch den Bergeron-Findeisen-Prozess in Mischwolken: In einer Wolke mit einem Gemisch von Eiskristallen und Wolkentropfen herrscht über den Eiskristallen ein niedrigerer Sättigungsdampfdruck als über den Wassertropfen, so dass es zum Verdunsten der letzteren kommt und zu einem Anwachsen der Eiskristalle aufgrund von Deposition des Wasserdampfes. Die Eiskristalle wachsen auf Kosten der Wassertropfen. Daneben kommt es schließlich auch zur Bereifung, wenn sich unterkühlte Wassertropfen direkt an Eiskristallen anlagern; dadurch bilden sich die zahlreichen Mischformen von Eiskristallen.

Eiskristalle kommen in geringerer Zahl vor als Wassertropfen, deshalb können sie deutlich größer als Wassertropfen werden (Liljequist 1984). Schließlich erreichen die Eisteilchen ein Gewicht, aufgrund dessen sie nicht mehr vom Aufwind getragen werden können, und fallen nach unten. Dabei durchfallen sie Luftschichten mit unterschiedlichen Temperatur- und Feuchtigkeitsbedingungen. Das Wachstum kann weitergehen, vor allem durch Sublimation, und Teilchen können antauen und auftauen, es kommt zu Kollisionen mit anderen Partikeln (Koaleszenz, Koagulation). Bei großen Tropfen erreicht die Oberflächenspannung schließlich einen kritischen Wert, was zum Zerplatzen des Tropfens führen kann. Darüber hinaus kann das Zerplatzen durch

Kollision zweier Tropfen verursacht werden.

Regen kann auch ohne die Eisphase – nur durch Kondensation, Koaleszenz und aufgrund der Verschiedenheit des Sättigungsdampfdruckes über kleinen und großen Tropfen – entstehen, allerdings kann dadurch in den mittleren Breiten allgemein nur die Größe von Nieselregen erreicht werden.

Eiskristalle fallen mit einer deutlich langsameren Geschwindigkeit als Regentropfen; Strömungen der Umgebungsluft und Turbulenz spielen eine größere Rolle.

Grundsätzlich lassen sich spektrale Anzahldichteverteilungen und abgeleitete statistische Momente auch für Eisteilchen analog wie bei den Regentropfen angeben. Aufgrund des Formenschatzes sind sie jedoch schwieriger und noch weniger allgemeingültig zu formulieren.

Für die Anzahlverteilung von Schnee beispielsweise definierten Gunn und Marshall (1958) den wasseräquivalenten Durchmesser und gaben die Gleichung 3 mit den Parametern  $n_{MP} = 3,8 \cdot 10^{-2} R^{-0,87} \text{cm}^{-4}$  und  $\lambda_{MP} = 25,5 R^{-0,87}$  an.



## 2.2 Doppelpendel

Aufstiege der Flying Parsivel-Sonde werden immer zusammen mit der Drop-up-Sonde (einer Radiosonde) durchgeführt. Wenn beide Sonden am Radiosondenballon hängen und durch Windscherung und Turbulenz zu Schwingungen angeregt werden, stellt das System in erster Näherung ein Doppelpendel dar. Hier geht auch die Annahme mit ein, dass der Ballon keine dritte schwingungsfähige Masse ist. Pendelbewegungen sind durch ihren Einfluss auf die Messfläche und auf die Umströmung der Sonde eine Fehlerquelle für die Messung von Tropfenverteilungen.

Im Folgenden wird das mathematische Doppelpendel allgemein beschrieben. Die Voraussetzungen für die damit bezeichnete vereinfachte Beschreibung des Pendels sind eine punktförmige Pendelmasse, die Vernachlässigung der Masse der Schnur und die Vernachlässigung von Reibungseffekten; außerdem seien die Schwingungen auf eine Ebene beschränkt. Die Bewegungsgleichungen lassen sich durch den Lagrange-Formalismus aufstellen.

Als Lagrange-Koordinaten  $q_i$  werden die Auslenkungswinkel der beiden Pendel gewählt (Abb.2). Es gilt:

$$\begin{aligned}x_1 &= l_1 \sin \varphi_1 \\y_1 &= -l_1 \cos \varphi_1 \\x_2 &= l_1 \sin \varphi_1 + l_2 \sin \varphi_2 \\y_2 &= -l_1 \cos \varphi_1 - l_2 \cos \varphi_2.\end{aligned}$$

$x_1$  und  $y_1$  sind die kartesischen Koordinaten der Masse des oberen Pendels und  $\varphi_1$  die Winkelkoordinate,  $x_2$ ,  $y_2$  und  $\varphi_2$  entsprechend die Koordinaten der unteren Pendelmasse.  $l_1$  und  $l_2$  stellen die obere bzw. untere Fadenlänge dar.

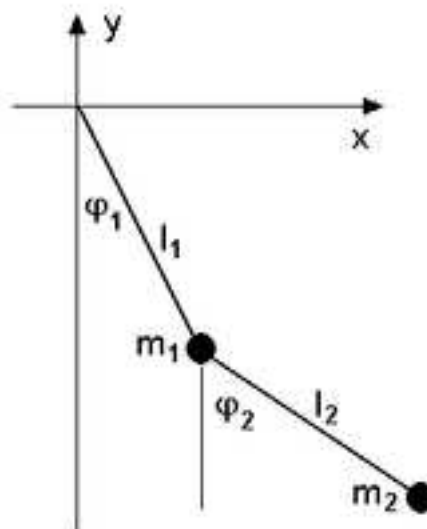


Abb. 2: Schema eines Doppelpendels mit den zwei Pendelmassen  $m_1$  und  $m_2$ , den Pendellängen  $l_1$  und  $l_2$  und den Winkelkoordinaten  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$ .

Mit Hilfe der sogenannten Lagrange-Funktion  $\mathcal{L}$ , der Differenz aus der kinetischen Energie  $T$  und der

potentiellen Energie  $U$  des Systems, lassen sich die Bewegungsgleichungen auch komplexer mechanischer Systeme auf einfache Weise aufstellen.

Die Lagrange-Funktion  $\mathcal{L}$  lautet für das Doppelpendel

$$\mathcal{L} = T_{\mathcal{L}} - U_{\mathcal{L}} = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)l_1^2\dot{\varphi}_1^2 + \frac{1}{2}m_2l_2^2\dot{\varphi}_2^2 + m_2l_1l_2\dot{\varphi}_1\dot{\varphi}_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + (m_1 + m_2)gl_1 \cos \varphi_1 + m_2gl_2 \cos \varphi_2. \quad (19)$$

Aus

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0 \quad (20)$$

folgen die zwei Bewegungsgleichungen:

$$\begin{aligned} (m_1 + m_2)l_1^2\ddot{\varphi}_1 + m_2l_1l_2(\ddot{\varphi}_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \dot{\varphi}_2(\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)) \\ = -m_2l_1l_2\dot{\varphi}_1\dot{\varphi}_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - (m_1 + m_2)gl_1 \sin \varphi_1 \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} m_2l_2^2\ddot{\varphi}_2 + m_2l_1l_2(\ddot{\varphi}_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \dot{\varphi}_1(\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2) \sin(\varphi_1 - \varphi_2)) \\ = m_2l_1l_2\dot{\varphi}_1\dot{\varphi}_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) - m_2gl_2 \sin \varphi_2. \end{aligned} \quad (22)$$

Allgemein reagiert ein nichtlineares System wie dieses sehr empfindlich auf die Anfangsbedingungen, so dass die Vorhersagbarkeit im Sinne eines chaotischen Verhaltens eingeschränkt ist.

Wird nun der Spezialfall kleiner Schwingungen betrachtet, können die Differentialgleichungen linearisiert werden. Dann gilt:  $\sin(\varphi_1 - \varphi_2) \approx \varphi_1 - \varphi_2$  und  $\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \approx 1$ , und alle in  $\varphi_1$  quadratischen Terme können vernachlässigt werden. Damit folgt:

$$(m_1 + m_2)l_1\ddot{\varphi}_1 + m_2l_2\ddot{\varphi}_2 + (m_1 + m_2)g\varphi_1 = 0 \quad (23)$$

$$m_2l_2\ddot{\varphi}_2 + m_2l_1\ddot{\varphi}_1 + m_2g\varphi_2 = 0. \quad (24)$$

Diese beiden Gleichungen können mit dem Ansatz

$$\begin{pmatrix} \varphi_1(t) \\ \varphi_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \exp(i\omega t), \quad (25)$$

d.h. als periodische Schwingungen mit den Amplituden  $a_1$  und  $a_2$  gelöst werden, wobei hier beide Schwingungen auf die gleiche Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  bezogen werden, was ebenfalls ein Spezialfall ist. Hierdurch folgt:

$$\begin{pmatrix} (m_1 + m_2)(g - l_1\omega^2) & -m_2l_2\omega^2 \\ -m_2l_1\omega^2 & m_2(g - l_2\omega^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = 0. \quad (26)$$

Für eine nichttriviale Lösung muss die Determinante dieses Gleichungssystems verschwinden. Daraus ergibt sich für  $\omega$  die quadratische Gleichung

$$(m_1 + m_2)(g - l_1\omega^2)(g - l_2\omega^2) - m_2l_1l_2\omega^4 = 0. \quad (27)$$

Die zwei Lösungen  $\omega_+^2$  und  $\omega_-^2$  sind

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{g}{2} \frac{m_1 + m_2}{m_1} \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{l_1 l_2}{(l_1 + l_2)^2}} \right). \quad (28)$$

Interessant für die weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit ist nun der Spezialfall gleich schwerer Massen, d.h.  $m_1 = m_2 = m$ , und gleich langer Pendellängen  $l_1 = l_2 = l$ . Beides ist im Ballon-Sonden-Gespann annähernd erfüllt. Damit wird aus Gleichung 28:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{g}{l}(2 \pm \sqrt{2}). \quad (29)$$

Somit gibt es die zwei Fälle:

- gegenphasige Schwingung mit  $\omega_+^2 = \frac{g}{l}(2 + \sqrt{2})$  und  $a_2 = -\sqrt{2}a_1$ .
- gleichphasige Schwingung mit  $\omega_-^2 = \frac{g}{l}(2 - \sqrt{2})$  und  $a_2 = +\sqrt{2}a_1$ .

Für die weiteren Betrachtungen soll das Ergebnis festgehalten werden, dass für beide Fälle der Betrag der Amplitude des unteren Pendels um den Faktor  $\sqrt{2}$  größer ist als die des oberen.

### 2.3 Drop-up-Sonde

Der Einsatz der Flying Parsivel-Sonde in Form von Aufstiegen findet gemeinsam mit einer sogenannten Drop-up-Sonde (Radiosonde) statt. Die Drop-up-Sonde (Abbildung 3 und 4) wurde vom IMK gemeinsam mit der Firma Etewe, Karlsruhe, entwickelt und produziert (Kottmeier et al. 2001). Nach mehreren Messprojekten (Konvex 2000, Vertikator 2002, PRINCE 2006) liegt viel an Erfahrung mit diesem Sonden-System vor. Die Sonde kann in zwei Betriebsmodi eingesetzt werden: Im Abwurf-Modus aus einem Forschungsflugzeug und im Aufstiegs-Modus am Helium-Ballon, ähnlich einer Radiosonde.



Abb. 3: Die IMK-Drop-up-Sonde.

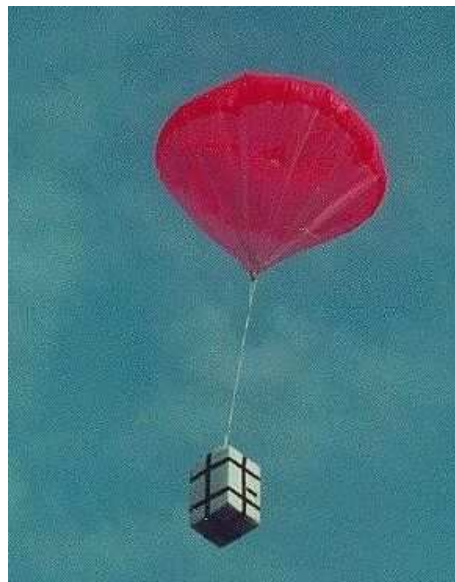


Abb. 4: Die IMK-Drop-up-Sonde am Fallschirm vor der Landung.

Als Messausrüstung lieferte die Firma MeteoLabor AG (Wetzikon, Schweiz) ein in operationellen Radiosonden bewährtes PTU-Sensor-Modul (SRS 400-Radiosonde). Die meteorologische Sensorik erfüllt somit

den Anspruch, die Qualität der Messdaten operationell eingesetzter Radiosonden zu erreichen bzw. bezüglich der Feuchtemessung mit einem Taupunktspiegel zu übertreffen. Die Drop-up-Sonde besitzt ein Hypsometer (Druckmessung), ein Thermoelement (Temperaturmessung), einen Taupunktspiegel (Feuchtemessung) und einen GPS-Empfänger (Messung der Höhe, Windrichtung und -geschwindigkeit). Ein zusätzlich eingebauter Lichtsensor (Phototransistor) misst einen relativen Helligkeitswert, der ggf. das Eintauchen in Wolken anzeigt.

Die Tabelle 2.3 zeigt die Eigenschaften der Sensorik. Die GPS-Daten liegen mit einer Messfrequenz von 1 Hz vor, die Daten des PTU-Moduls mit einer Frequenz zwischen 0,45 und 0,75 Hz. Die Sensoren für Temperatur und Taupunkt befinden sich in einem Strömungskanal, durch den die Luft geleitet wird. Der Taupunktspiegel besitzt die Eigenschaft, während der Messung ggf. das Vorhandensein von Wolkentropfen zu detektieren, was in den Daten dann in Form einer negativen Taupunktdifferenz sichtbar ist.

Tabelle 3: Daten der Messfühler der Fallsonde (Kottmeier et al., 2001).

Messgröße:	Temperatur	Feuchtigkeit	Druck	Wind	Position
Typ:	Thermoelement	Taupunktspiegel	Hypsometer	GPS	GPS
Messbereich:	-100 ... +50 °C	-100 °C ... +50 °C 2 % ... 100 % r.F.	1100 ... 5 hPa		
Genauigkeit:	< 0,1 °C	0,3 °C	0,2 %	0,5 ms <sup>-1</sup>	10 m hor. 15 m vert.
Auflösung:	0,01 °C	0,01 %	0,01 °C	0,1 ms <sup>-1</sup>	

Anders als bei anderen Fallsonden- und Radiosondensystemen findet bei der Drop-up-Sonde keine Funkübertragung der Messdaten statt, sondern sie werden lokal in der Sonde gespeichert. Dadurch können die Fallsonden in großer Stückzahl gleichzeitig eingesetzt werden, da nicht mehrere Funkfrequenzen benötigt werden.

Im Betriebsmodus „Aufstieg“ steuert die Drop-up-Sonde automatisch in einer vorher einprogrammierten Höhe die Abtrennung der beiden Sonden vom Helium-Ballon. Die Verbindungsschnur zum Heliumballon endet in einer kurzen Nylon-Schnur, an der ein Hitzdraht befestigt ist. Wird nun die eingestellte Höhe überschritten, dann aktiviert die Drop-up-Sonde den Hitzdraht und betreibt damit die Abtrennung vom Ballon. Die Abtrennung erfolgt auch nach einer einstellbaren Sicherheitszeit, um beispielsweise einem Hängenbleiben der Sonde an einer Inversion vorzuzorgen. Die Sonde schwebt je nach Höhe und somit Luftdichte mit einer Fallgeschwindigkeit zwischen 4,8 und 5,6 ms<sup>-1</sup> zu Boden (Angaben für Einsatz ohne Flying Parsivel-Sonde). Während des Landens überträgt die Drop-up-Sonde ihre Position über die eingebaute Mobilfunkeinheit per SMS bzw. Email (Tab. 4); so kann der Landeort ermittelt und die Sonde gesucht und geborgen werden. Ein eingebauter Peilsender unterstützt in der Nähe des Auftreffpunktes die Ortung der Sonde. Nach der Bergung werden die Messdaten ausgelesen und gesichert. Anschließend ist die Sonde wiederverwendbar.

Durch verschiedene Faktoren (mangelnde Mobilfunknetzabdeckung im Landegebiet, falsche Konfiguration, Akkuausfall, Platzen des Ballons in niedriger Höhe usw.) kann der Fall eintreten, dass die Landepositionsübertragung per SMS nicht funktioniert. Deshalb besteht ein kleines Risiko, dass Drop-up-Sonden nicht wieder aufgefunden werden. Bei ca. 100 Einsätzen gingen von 30 Drop-up-Sonden drei verloren.

Die Drop-Up-Sonde wiegt ca. 1,4 kg (inkl. Gurt, Fallschirm, Abtrennstrecke und Akkubatterie).

Tabelle 4: Beispiel einer Email, mit der die Drop-up-Sonde ihre Position übermittelt.

Date: Wed, 14 Feb 2007 17:34:38 +0100 (CET)  
 From: 01715676887@t-mobile-sms.de  
 To: dropsonde@wetter3.de  
 Subject: T-Mobile SMS E-Mail  
 Nr: 32: Z: 4059s, L: 9.1005980, B: 49.2646700, H: 307.6m,  
 vx: 0.0m/s, vy: 0.0m/s, vz: -0.0m/s

---

Diese Nachricht wurde Ihnen von T-Mobile zugestellt.  
 Bitte beachten Sie bei Ihrer Antwort, dass nur die ersten 160 Zeichen der  
 Betreffzeile und des Nachrichteninhalts weitergeleitet werden.

## 2.4 „Flying Parsivel“-Sonde

Die sogenannte Flying Parsivel-Sonde („FlyP“) stellt eine Implementierung der Elektronik des Parsivel-Distrometers („PARTicle Size and VELOCITY“) (Löffler-Mang und Joss 1999), das bodengebunden eingesetzt wird, in eine Aufstiegs-Sonde dar. Beteiligt an der technischen Entwicklung durch das IMK waren auch die Hochschule für Technik und Wirtschaft des Saarlandes (HTW) und die Firmen Etewe GmbH in Karlsruhe sowie Ott GmbH & Co KG in Kempten.

Das Funktionsprinzip stimmt deshalb mit dem des Parsivel-Systems weitgehend überein. Es ist ein laser-optisches Mess-System, das die Größe und Geschwindigkeit von Hydrometeoren erfasst. In der Auswertung werden daraus Größenverteilungen von Niederschlägen und der Niederschlagstyp ermittelt; in der Folge können abgeleitete Größen wie die Niederschlagsintensität, der Radarreflektivitätsfaktor, der Flüssigwassergehalt etc. berechnet werden. Das Mess-System besteht aus einer Laserdiode, die ein horizontales Lichtband (30 mm breit, 1 mm hoch) über eine Länge von 180 mm auf eine Photodiode fokussiert. Die Laserdiode hat eine Wellenlänge von 680 nm und eine Sendeleistung von 1,5 mW (Laser Klasse 2). Das Lichtband stellt die 54 cm<sup>2</sup> große Messfläche dar, die in einen Kanal in der Mitte des Sondengehäuses integriert ist. Befinden sich keine Partikel (Tropfen oder Eiskristalle) im Lichtband, gibt der Empfänger eine Spannung von 1,5 V aus.

Wenn Partikel das Lichtband passieren (Abb. 5), wird durch die Extinktion der Strahlung eine kurzzeitige Abnahme der Ausgangsspannung verursacht. Diese hängt linear vom Anteil des Lichtbandes ab, der durch das Teilchen abgedeckt wird. Somit ist das Ausgangssignal ein Maß für die Größe und die Geschwindigkeit des Partikels. Die Größe des Partikels ergibt sich aus der maximalen Amplitude, die das Verhältnis der maximal abgeschatteten Fläche zur Lichtbandsquerschnittsfläche angibt. Die Fallgeschwindigkeit wird aus der Dauer der Signalschwächung berechnet; sie beginnt bei Eintreten des Partikels in das Lichtband und endet, wenn es das Lichtband wieder verlassen hat. Der zurückgelegte Weg ist die Teilchenhöhe plus die Lichtbandhöhe. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Quotient des Weges und der Signaldauer. Während der Signalverarbeitung findet eine Digitalisierung durch einen schnellen A/D-Wandler mit 96 kHz statt, eine Abtrennung des Gleichspannungsanteils, eine Partikelerkennung und Partikelprüfung und schließlich die Abspeicherung des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $D_0$  und der Fallgeschwindigkeit  $v$  des Partikels in Verbindung mit dem Zeitstempel. Das Flying Parsivel interpretiert dabei alle detektierten Partikel als sphärische Teilchen.

Die oblate Form von Regentropfen größer als 1 mm (Kapitel 2.1.2) muss bei der Auswertung berücksichtigt werden (offline). Hierbei wird angenommen, dass sich die Ebene der zwei großen Achsen des oblaten

Sphäroids mit der Messebene des Lichtbands deckt. Eisteilchen, die ggf. von der sphärischen bzw. oblaten Form abweichen, werden im Durchmesser  $D$  und in der Fallgeschwindigkeit nicht korrekt detektiert.

Das Mess-Signal besitzt ein Rauschen, beispielsweise aufgrund von Streuung des Lichtband-Signals bei Brechungsindexschwankungen der Luft (Flimmern), deshalb gibt es eine Untergrenze messbarer Partikelgrößen; eine Obergrenze ist aufgrund der Ausdehnung des Laserbandes gegeben. So können Niederschlagspartikel ab einer Größe von ca. 0,2 mm Durchmesser bis zu 25 mm detektiert werden und für einen Geschwindigkeitsbereich von 0,2 bis 20  $\text{ms}^{-1}$ .

Die geometrischen Abmessungen der Flying Parsivel-Sonde zeigt Tabelle 5.

Tabelle 5: Maße der Flying Parsivel-Sonde.

Maße	der Sonde:	des Schachtes:	des Laserbandes:
Länge	338 mm	180 mm	180 mm
Breite	180 mm	60 mm	30 mm
Höhe	160 mm	160 mm	1 mm

Die Abbildung 6 zeigt die geöffnete Flying Parsivel-Sonde. In der Mittel der Sonde befindet sich der Messkanal, der von einem Plexiglasrahmen eingefasst ist. Auf der linken Seite liegt die Laserdiode, auf der rechten die Photodiode, die den Empfänger des Lichtsignals darstellt. Unten links, ebenfalls hinter einer Plexiglas-scheibe, ist die Infrarotschnittstelle zu sehen, die der Kommunikation mit der Sonde und der Übertragung der Daten dient. Oben im Bild befindet sich die Hauptplatine.

Um den Einfluss von Spritztropfen zu reduzieren, die auf dem Sensorgehäuse entstehen können, hat die Sonde eine Kunstrasenauflage (Abbildung 7).

Die Flying Parsivel-Sonde ermöglicht in situ-Messungen von Regentropfenspektren in der Atmosphäre ohne den großen Aufwand eines Flugzeugs als Messplattform. Sie hat keine Komponenten, die die Position messen und übertragen können, ebenso keinen Mechanismus, der die Abtrennung der Sonde vom Ballon steuern kann. Deshalb wird sie stets gemeinsam mit der Drop-up-Sonde eingesetzt. Die Flying Parsivel-Sonde wiegt incl. Kunstrasenaufsatz, Gurtzeug, Befestigungsschnüren und Akku ca. 1,35 kg.

Da die Flying Parsivel-Sonde während des Aufstiegs und Falls wahrscheinlich Pendelbewegungen vollführt, ist ein Neigungs- und Beschleunigungssensor eingebaut (Kap. 4.3.4).

#### Korrekturrechnung für die oblate Gestalt größerer Tropfen:

Regentropfen, die einen größeren volumenäquivalenten Kugeldurchmesser haben als 1 mm, haben eine oblate Gestalt. Nach Beck und Löffler-Mang (2004) kann dies durch die folgende Beziehung berücksichtigt werden:

$$\frac{b_T}{a_T} = \begin{cases} 1 & \text{für } D_0 \leq 1 \text{ mm} \\ 1,075 - 0,075 D_0 & \text{für } 1 < D_0 \leq 5 \text{ mm} \\ 0,7 & \text{für } 5 \text{ mm} < D_0 \end{cases} \quad (30)$$

mit der vertikalen (kleinen) Halbachse  $b_T$  und der horizontalen (großen) Halbachse  $a_T$ .

Das heißt, bis zu einem Durchmesser von 1,0 mm ist die Gestalt des Tropfens kugelförmig; das Achsenverhältnis  $\frac{b_T}{a_T}$  nimmt dann näherungsweise linear bis 0,7 bei 5 mm ab und wird für größere Tropfen als konstant mit 0,7 angenommen. Für Schneeflocken und Graupel ist diese Beziehung nicht erfüllt.

Da die Flying Parsivel-Sonde die Partikel als kugelförmig interpretiert und entsprechend den Durchmesser einer Kugel ( $D_{0,K}$ ) ausgibt bzw. abspeichert, wird bei der Datenanalyse eine Korrekturrechnung vorgenom-

men. Nach Blahak (2001) ergibt sich unter Verwendung obiger Beziehung:

$$D_0 = k_K(D_{0,K}) \cdot D_{0,K} \quad (31)$$

$$\text{mit } k_K(D_{0,K}) = \begin{cases} 1 & \text{für } D_{0,K} \leq 1,23 \text{ mm} \\ 1,03 - 0,024D_{0,K} & \text{für } 1,23 \text{ mm} \leq D_{0,K} \leq 5,7 \text{ mm} \\ 0,892 - 0,0002D_{0,K} & \text{für } D_{0,K} > 5,7 \text{ mm} \end{cases} \quad (32)$$

mit dem Durchmesser  $D_{0,K}$ , dem für alle Partikel die Annahme einer kugelförmigen Gestalt zugrunde liegt, und dem Korrekturfaktor  $k_K$ , durch den der richtige volumenäquivalente Kugeldurchmesser  $D_0$  berechnet werden kann; dieser wird im folgenden meist verwendet.



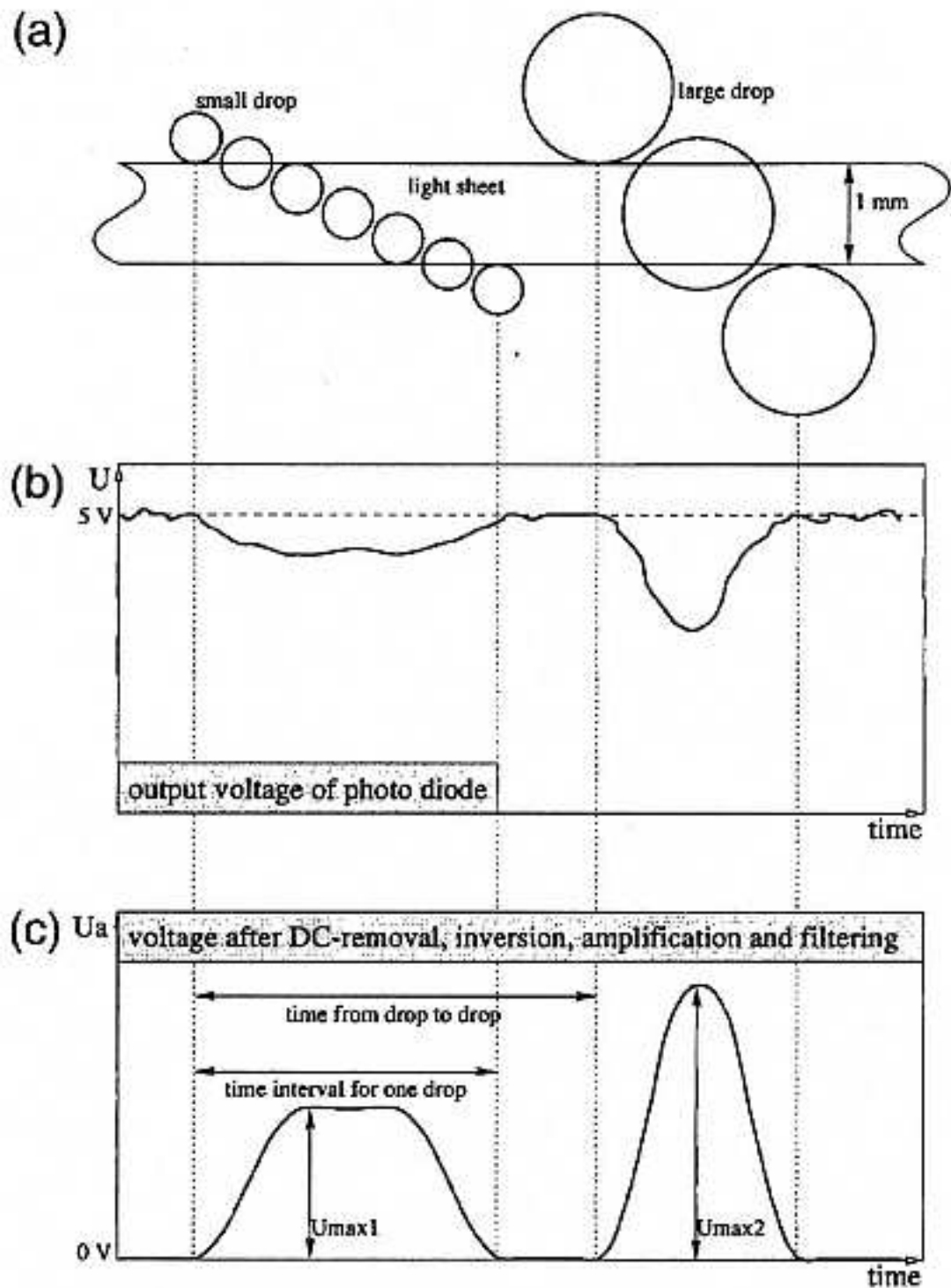


Abb. 5: Resultierende Signale von Partikeln, die durch das Lichtband der Flying Parsivel-Sonde fallen. a) links: kleiner Tropfen, rechts: großer Tropfen. b) Rohsignale des Sensors, c) die korrigierten Signale, aus denen die Flying Parsivel-Sonde den Durchmesser und die Geschwindigkeit der Partikel ermittelt. (Löffler-Mang und Joss, 1999)



Abb. 6: Die geöffnete Flying Parsivel-Sonde. Erläuterungen siehe Text.



Abb. 7: Flying Parsivel-Sonde bei der Messung von Graupel. Auf der Sonde befindet sich eine Kunstrasenaufgabe (Reduktion von Spritztropfen).

## 2.5 Parsivel-Distrometer

Das Parsivel-Distrometer wurde von Löffler-Mang am IMK entwickelt und erprobt (Löffler-Mang und Joss 1999). Wie bereits erwähnt, arbeitet es nach dem gleichen Messprinzip wie die Flying Parsivel-Sonde. Die technischen Spezifikationen unterscheiden sich leicht (Tabelle 6).

Tabelle 6: Technische Daten des Parsivel-Distrometers.

Wellenlänge der Laserdiode:	780 nm
Leistung der Laserdiode:	3 mW
Abmessungen des Lichtbandes (B × H × T):	160 mm × 1 mm × 30 mm
Messfläche:	48 cm <sup>2</sup>
Messbereich Durchmesser von Hydrometeoren:	0,2 - 25 mm
Messbereich Geschwindigkeit von Hydrometeoren:	0,1 - 20 ms <sup>-1</sup>
Gewicht:	15 kg
Stromversorgung:	12 V, 600 mA
Hersteller:	Ott Messtechnik, Kempten

Die Messwerte werden nicht wie bei der Flying Parsivel-Sonde für jedes detektierte Partikel einzeln abgespeichert, sondern über den Registrierzeitraum von 1 Minute in 32 Größen- und 32 Geschwindigkeitsklassen summiert (Tabelle 7). Da die Durchmesserklassen 1 und 2 außerhalb des Messbereichs liegen, werden sie nicht ausgewertet.

Tabelle 7: Größenklassen des Parsivel-Distrometers.

Klassen	für den Durchmesser $D_0$ :		für die Geschwindigkeit $v$ :	
	Klassenmitten in mm	Klassenbreite in mm	Klassenmitten in ms <sup>-1</sup>	Klassenbreite in ms <sup>-1</sup>
1 bis 10	0,06 bis 1,19	0,125	0,05 bis 0,95	0,1
11 bis 15	1,38 bis 2,38	0,250	1,10 bis 1,90	0,2
16 bis 20	2,75 bis 4,75	0,500	2,20 bis 3,80	0,4
21 bis 25	5,50 bis 9,50	1,000	4,40 bis 7,60	0,8
26 bis 30	11,00 bis 19,00	2,000	11,0 bis 19,0	1,6
31 bis 32	21,50 bis 24,50	3,000	17,6 bis 20,8	3,2

Ein Parsivel-Distrometer wird zur Zeit am IMK für Messungen eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit fand eine Vergleichsmessung mit den Flying Parsivel-Sonden statt (Kap. 4.2).

## 2.6 Karlsruher Niederschlagsradar

Das Karlsruher Niederschlags-Radar ist ein C-Band-Radar vom Typ Meteor 360AC. Es wird auf dem Dach des Instituts-Gebäudes auf dem Gelände des Forschungszentrums Karlsruhe (FZK) betrieben. Es ist ein gepulstes Doppler-Radar. Weitere Eigenschaften sind in Tabelle 8 angegeben.

Das Regenradar sendet einen sehr kurzen, hochfrequenten elektromagnetischen Impuls in eine durch Elevations- und Azimutwinkel festgelegte Richtung. Streuer wie zum Beispiel Niederschlag, die sich in der Ausstrahlrichtung befinden, absorbieren und streuen die elektromagnetische Strahlung. Die in die Richtung des Radars zurückgestreute Strahlung wird empfangen. Aus dem gemessenen Radarreflektivitätsfaktor  $Z$ , in der Meteorologie oft einfach als Radarreflektivität bezeichnet, wird auf den Niederschlag geschlossen, aus der Laufzeit lässt sich die Entfernung bestimmen. Aus der Frequenzänderung der zurückgestreuten kohärenten Welle kann nach dem Doppler-Prinzip die radiale Windgeschwindigkeit ermittelt werden.

Für eine detaillierte Beschreibung des Karlsruher Radars sei beispielsweise auf die Arbeit von Gysi (1995) verwiesen.

Tabelle 8: Eigenschaften des Karlsruher Niederschlagsradars.

Typ:	C-Band Doppler-Radar
Lage:	Forschungszentrum Karlsruhe
Frequenz:	5,62 GHz
Wellenlänge:	5,38 cm
Maximale Leistung:	250 kW
Antennendurchmesser:	4,2 m
Reichweite:	120 km bei Standardvolumenscan
Messgrößen:	Reflektivität, Niederschlagsrate und radiale Windgeschwindigkeit

Aus den Messungen des Karlsruher Radars werden im operationellen Betrieb u.a. folgende Produkte erstellt:

- Max-CAPPI („Constant Altitude Plan Position Indicator“) ist eine Darstellung der Reflektivität, wobei jeweils das Maximum aus verschiedenen Höhen vertikal auf einen Aufriss und horizontal auf zwei Seitenrisse projiziert wird.
- SRI („Surface Rain Intensity“) zeigt die der aus der Reflektivität abgeleitete Regenintensität bezogen auf eine orographiefolgende Fläche konstanter Höhe über Grund.
- PAC ist ebenfalls eine Darstellung der Regenintensität, die durch die Akkumulation mehrerer SRI über einen bestimmten Zeitraum erstellt wurde.

Radarbilder des Karlsruher Niederschlags-Radars werden bei der Auswertung von Daten, die mit der Flying Parsivel-Sonde aufgenommen wurden, verwendet (Kap. 6.2).

### 3 Auswertung von Daten der Flying Parsivel-Sonde

#### 3.1 Berechnung von Anzahldichteverteilungen

Die spektrale Anzahldichteverteilung  $n(D)$  soll aus Einzelpartikel-Messungen der Flying Parsivel-Sonde bestimmt werden. Gleichung 1 lautet in diskretisierter, klassenbezogener Form

$$n_j = \frac{N'_j}{V_{M,j} (\Delta D)_j} \quad (33)$$

mit – jeweils bezogen auf die Größenklasse  $j$  – der spektralen Anzahldichte  $n_j$ , der auf die Messfläche  $A_M$  und die Messzeit  $\Delta t_M$  bezogenen Anzahl der gemessenen Partikel  $N'_j$ , der Klassenbreite  $(\Delta D)_j$  und dem Messvolumen  $V_{M,j}$ .

Für  $V_{M,j}$  gilt, bezogen auf ein ortsfestes, etwa auf dem Boden stehendes Distrometer:

$$V_{M,B,j} = \Delta t_M v_{Par,j} A_M \quad (34)$$

mit der Fallgeschwindigkeit von Partikeln  $v_{Par}$  (Regentropfen oder Eiskristalle). Daraus folgt, dass schneller fallende Partikel aus einem größeren Messvolumen stammen.

Das Flying Parsivel misst bei Aufstiegen die Relativgeschwindigkeit  $v_{gem,j}$  zwischen der mit  $v_{FP}$  aufsteigenden bzw. fallenden Sonde und den fallenden Niederschlagspartikeln

$$v_{gem,j} = v_{Par,j} - v_{FP}, \quad (35)$$

so dass für das Messvolumen nun gilt

$$V_{M,FP,j} = \Delta t_M (v_{Par,j} - v_{FP}) A_M. \quad (36)$$

Für  $n_j$  folgt damit

$$n_j = \frac{N'_j}{\Delta t_M (v_{Par,j} - v_{FP}) A_M (\Delta D)_j}. \quad (37)$$

Die Partikelfallgeschwindigkeit ist jedoch innerhalb jeder Größenklasse bei den Messungen mit dem Flying Parsivel bis in große Höhen nicht immer konstant. Gemessen wird ggf. eine Zusammensetzung aus

- Tropfen, die repräsentativ für das Niederschlagsereignis sind,
- Tropfen, die nicht repräsentativ für das Niederschlagsereignis sind (Spritztropfen sowie aus technischen Gründen entstandene unechte Detektionen) und
- Eisteilchen,

welche in der Regel unterschiedliche Fallgeschwindigkeiten haben. Um dies zu berücksichtigen, werden die Werte entsprechend ihrer Geschwindigkeiten gewichtet, mit  $o$  Geschwindigkeitsklassen innerhalb der Größenklasse  $j$  werden die Gleichungen 33 und 37 zu

$$n_j = \sum_{k=1}^o \frac{N'_{j,k}}{V_{M,j,k} (\Delta D)_j} \quad (38)$$

$$= \sum_{k=1}^o \frac{N'_{j,k}}{\Delta t_M (v_{Par,j,k} - v_{FP}) A_M (\Delta D)_j}, \quad (39)$$

wobei gilt:  $\sum_k^o N'_{j,k} = N'_j$  und  $v_{Par,j,k}$  die Klassenmitte der Geschwindigkeitsklasse  $k$  ist. Die Gültigkeit dieser Gewichtung ergibt sich aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Messvolumina.

Ändert sich die Messfläche  $A_M$  bei der Messung aufgrund von Sondenschwingungen, muss eine Korrektur durchgeführt werden (Kapitel 4.3.4).

Anhand Gleichung 36 wird deutlich, dass für Partikel, die mit einer Geschwindigkeit ähnlich der Geschwindigkeit einer fallenden Flying Parsivel-Sonde fallen, das Messvolumen sehr klein ist, d.h. sie werden nicht gemessen oder nur wenige davon. Aus diesem Grund wird dieser Teil der Daten nicht ausgewertet.

### 3.2 „Setzkastendiagramme“

Eine weitere Art der Aufbereitung von Distrometer-Messungen ist die Darstellung der Anzahlverteilung der Fallgeschwindigkeit über der Anzahlverteilung des Partikeldurchmessers, wobei die jeweiligen Anzahlwerte in Form von rechteckigen Farbflächen gezeigt werden.

Die zusätzliche Messung der Fallgeschwindigkeiten von Partikeln ist ein wichtiger Vorteil des Parsivel-Systems gegenüber anderen Distrometern. Damit können Rückschlüsse auf die Beschaffenheit der Hydrometeore gezogen werden und daraus kann wiederum die Niederschlagsart bestimmt werden. So können die Erscheinungsformen Regen, Sprühregen, Graupel, Schnee usw. (Kapitel 2.1.3) aus der jeweils charakteristischen Kombination von Größe und Fallgeschwindigkeit identifiziert werden. Löffler-Mang und Joss (1999) geben ein schematisches Konzept dafür an (Abbildung 8).

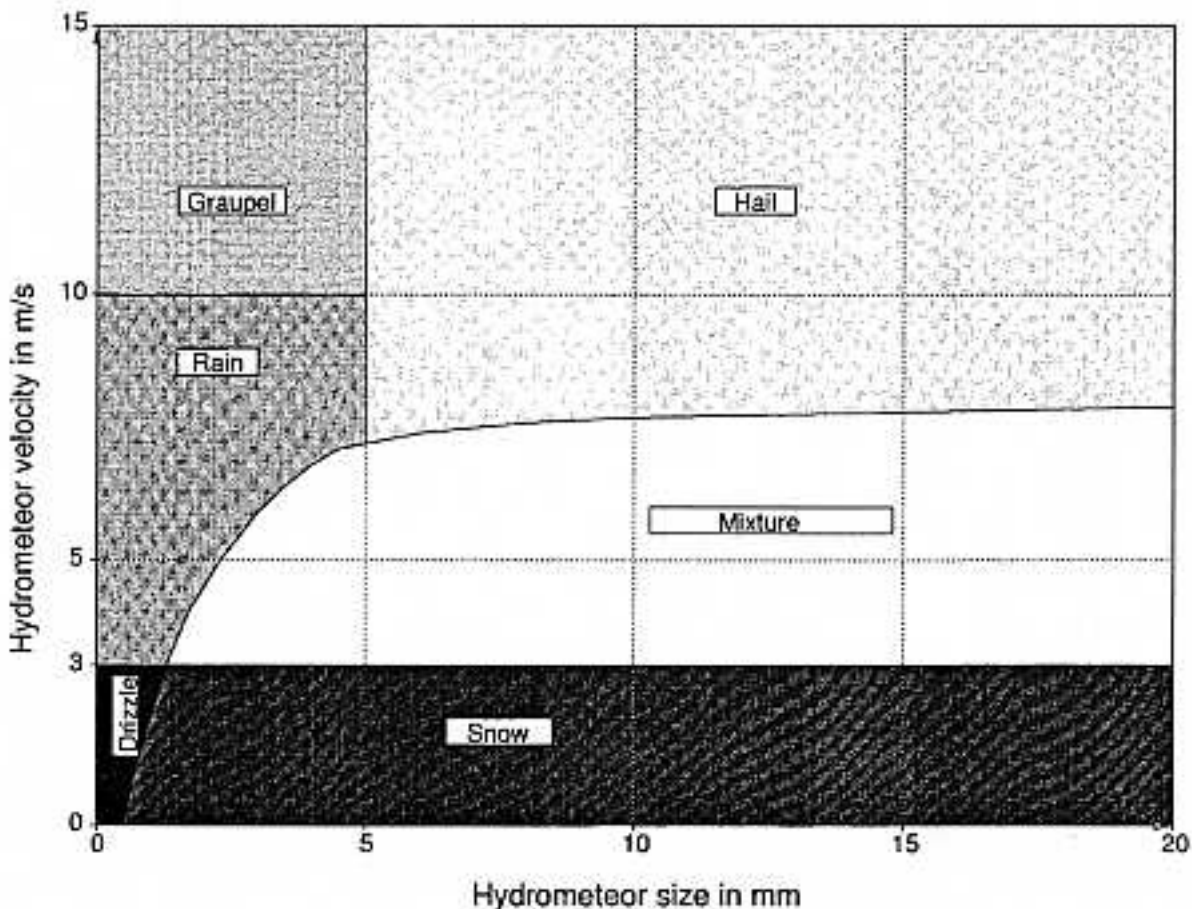


Abb. 8: Schematisches Konzept für die Einordnung von Partikeln in ihre Niederschlagsart anhand von Durchmesser und Fallgeschwindigkeit (Quelle: Löffler-Mang und Joss, 1999).

Bei der Flying Parsivel-Sonde werden 32 Größenklassen und 32 Geschwindigkeitsklassen unterschiedlicher Breite gewählt (Tabelle 9), wobei sich diese Einteilung ungefähr an derjenigen orientiert, die für das Parsivel-Distrometer verwendet wird. Aufgrund des Messbereichs bleibt die Klasse 1 unausgewertet. Da hierbei jeder gemessene Wert seiner Größe und seiner Geschwindigkeit entsprechend in eine Klasse einsortiert wird, verwendet man auch die Bezeichnung „Setzkasten“-Diagramm. Die Abbildungen 9 bis 11 zeigen Beispiele für gemessenen Regen, Schnee und Graupel.

Tabelle 9: Größenklassen für die Setzkasten-Darstellung

Klassen	für den Durchmesser $D_0$ :		für die Geschwindigkeit $v$ :	
	Klassenmitten in mm	Klassenbreite in mm	Klassenmitten in $\text{ms}^{-1}$	Klassenbreite in $\text{ms}^{-1}$
1 bis 10	0,05 bis 0,95	0,1	0,05 bis 0,95	0,1
11 bis 15	1,10 bis 1,90	0,2	1,10 bis 1,90	0,2
16 bis 20	2,20 bis 3,80	0,4	2,20 bis 3,80	0,4
21 bis 25	4,40 bis 7,60	0,8	4,40 bis 7,60	0,8
26 bis 30	11,0 bis 19,0	1,6	11,0 bis 19,0	1,6
31 bis 32	17,6 bis 20,8	3,2	17,6 bis 20,8	3,2

Dabei kann es sinnvoll sein, nicht  $n_j$  darzustellen, sondern

$$\tilde{N}_j = \frac{N'_j}{A_M \Delta t_M} = \frac{N'_j \cdot v_{Par,j}}{V_{M,j}} = n_j \cdot v_{Par,j} \cdot (\Delta D)_j, \quad (40)$$

also Partikelanzahlen normiert auf eine Fläche und ein Zeitintervall. Diese Verteilung veranschaulicht den Niederschlag, wie er beispielsweise am Erdboden ankommt; dadurch besteht ein enger Bezug zur Niederschlagsintensität  $R$  (Gl. 9).

Die Partikelanzahlverteilung  $\tilde{N}_j$  soll in ein ortsfestes Bezugssystem umgerechnet werden. Das Messvolumen eines am Boden stehenden Distrometers ist

$$V_{M,B,j} = \Delta t_M v_{Par,j} A_M. \quad (41)$$

Bei räumlich gleichverteilten Partikeln gilt in Bezug auf die gemessenen Partikelzahlen des Flying Parsivel  $\tilde{N}_{FP,j}$  und des Distrometers am Erdboden  $\tilde{N}_{B,j}$

$$\frac{\tilde{N}_{B,j}}{\tilde{N}_{FP,j}} = \frac{V_{M,B,j}}{V_{M,FP,j}}. \quad (42)$$

Somit können durch die Beziehung

$$\tilde{N}_{B,j} = \frac{V_{M,B,j}}{V_{M,FP,j}} \tilde{N}_{FP,j} = \frac{v_{Par,j}}{v_{Par,j} - v_{FP}} \tilde{N}_{FP,j} \quad (43)$$

die von der Flying Parsivel-Sonde aufgenommenen Zählraten klassenweise umgerechnet werden. Dies ist beispielsweise günstig, wenn Niederschlagsspektren mit ortsfest am Boden aufgenommenen Spektren verglichen werden. Zudem werden Unterschiede eliminiert, die bei der Flying Parsivel-Sonde ggf. aufgrund von variierenden Aufstiegs- bzw. Fallgeschwindigkeiten entstehen. Unterschiedliche Geschwindigkeiten innerhalb einer Größenklasse können auch hier durch eine Gewichtung, analog zu Gleichung 38, berücksichtigt werden.

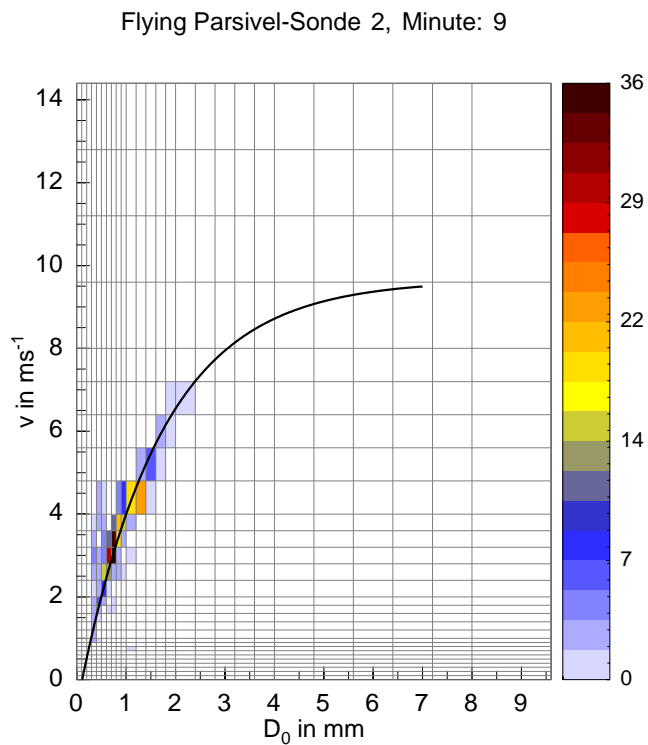


Abb. 9: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung  $\tilde{N}(v)$  über der Größenverteilung  $\tilde{N}(D_0)$  in Form von rechteckigen Farbflächen (Setzkasten-Diagramm) für am 08.03.2006 am Boden gemessenen Regen.  $\tilde{N}(D_0)$  und  $\tilde{N}(v)$  beziehen sich auf die Messfläche  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Gezeigt ist auch die Kurve für die Fallgeschwindigkeiten von Regentropfen basierend auf Messungen von Gunn und Kinzer (1949).



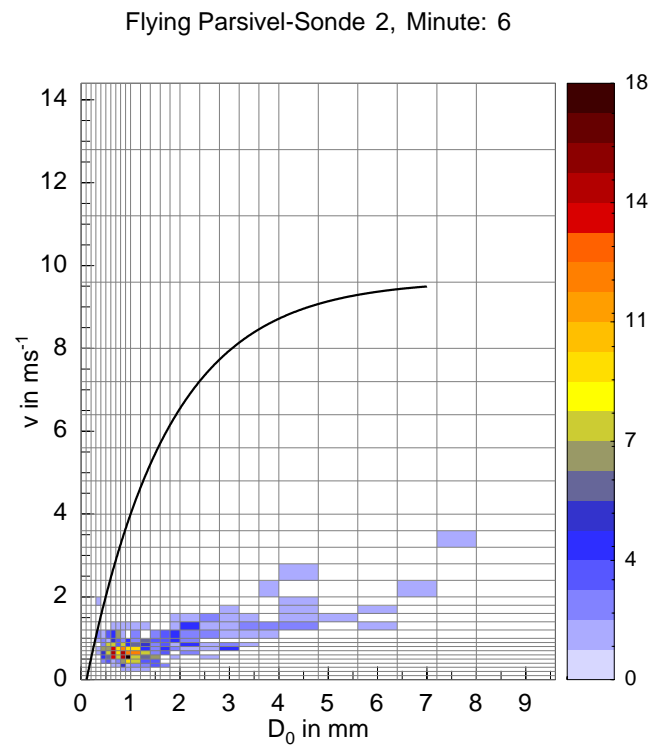


Abb. 10: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung  $\tilde{N}(v)$  über der Größenverteilung  $\tilde{N}(D_0)$  in Form von rechteckigen Farbflächen (Setzkasten-Diagramm) für am 24.01.2007 am Boden gemessenen Schnee.  $\tilde{N}(D_0)$  und  $\tilde{N}(v)$  beziehen sich auf die Messfläche  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Gezeigt ist auch die Kurve für die Fallgeschwindigkeiten von Regentropfen basierend auf Messungen von Gunn und Kinzer (1949).

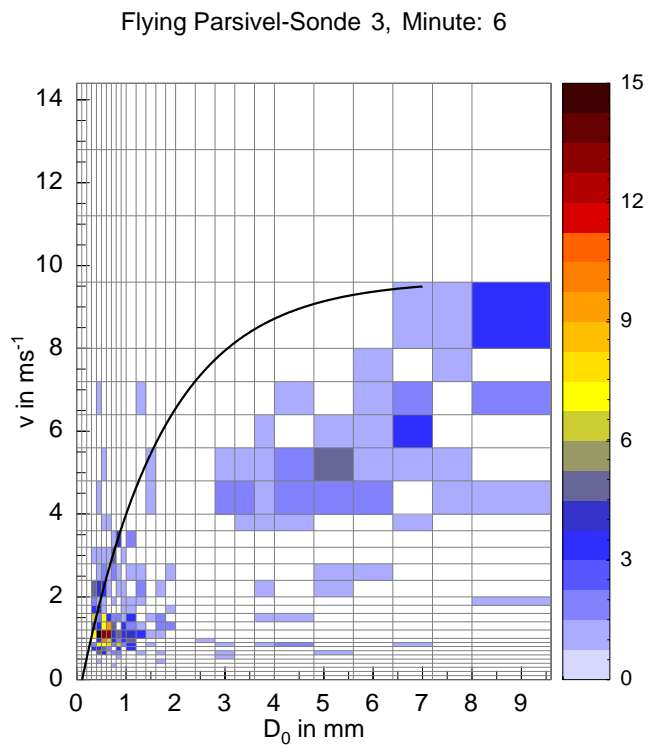


Abb. 11: Exemplarische Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung  $\tilde{N}(v)$  über der Größenverteilung  $\tilde{N}(D_0)$  in Form von rechteckigen Farbflächen (Setzkasten-Diagramm) für am 19.03.2007 am Boden gemessenen Graupel.  $\tilde{N}(D_0)$  und  $\tilde{N}(v)$  beziehen sich auf die Messfläche 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Gezeigt ist auch die Kurve für die Fallgeschwindigkeiten von Regentropfen basierend auf Messungen von Gunn und Kinzer (1949).

## 4 Fehleruntersuchung und Praxiserprobung

Wenn ein laser-optisches Distrometer als Aufstiegssonde an einem Radiosondenballon eingesetzt wird, müssen die auftretenden und möglichen Fehler und ihr Einfluss auf die Genauigkeit der Messung untersucht werden. In diesem Kapitel werden verschiedene Aspekte erläutert und beurteilt, ob der Fehler jeweils korrigiert oder abgeschätzt werden kann. Auch einige praktische Fragen werden behandelt.

Das IMK besitzt drei Flying Parsivel-Sonden. Davon können zwei (Sonde Nr. 2 und Sonde Nr. 3) genutzt und untersucht werden. Die dritte Sonde (Sonde Nr. 1) ist im Herbst 2006 wegen eines elektronischen Defekts zum Entwickler zurückgesandt worden.

### 4.1 Allgemeine Genauigkeit

#### 4.1.1 Vorausgegangene Tests

Im April 2005 wurden Testmessungen mit dem Ziel durchgeführt, die drei Flying Parsivel-Sonden mit dem Parsivel-Distrometer und einem Joss-Waldvogel-Distrometer zu vergleichen (Handwerker et al 2005).

Die Tests fanden im „Zündhüttele“ statt, einem ca. 40 m hohen Turm und ehemaligen Produktionsgebäude für Schrotkugeln; es ist heute ein Industriedenkmal, das die Universität Karlsruhe (TH) für Forschungszwecke nutzt.

Ziel war es, Wassertropfen herzustellen, sie über eine ausreichend große Höhe fallen zu lassen, so dass sie die Endfallgeschwindigkeit erreichen, und diese dann mit den Distrometern zu messen. Die Tropfen wurden mit einer krankenhausblichen Kanüle meist in Verbindung mit einem Perfusor erzeugt, der eine mit Wasser bzw. mit Seifenlauge gefüllte Spritze entleerte. Die Produktion von kleinen Tropfen war aufgrund der Oberflächenspannung schwierig und schließlich nur durch die Nutzung einer Seifenlauge zu realisieren. Bei diesen ersten Tests fand sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem Parsivel-Distrometer und dem Joss-Waldvogel-Distrometer. Bei den Flying Parsivel-Sonden zeigten sich teilweise große Abweichungen. Infolgedessen wurden sie vom Entwickler technisch modifiziert und neu eingestellt. Die im Folgenden genannten Tests beziehen sich auf die Flying Parsivel-Sonden nach diesen Verbesserungsmaßnahmen.

#### 4.1.2 Inhomogenität des Lichtbands und resultierende Genauigkeit

Die Messgenauigkeit bezüglich der Detektion von Partikeldurchmessern mit den Flying Parsivel-Sonden wurde untersucht. Bei der Lieferung hatte der Entwickler mitgeteilt, dass die eingebauten Laserdioden eine Inhomogenität besitzen.

So wurden im Labor Messungen durchgeführt, um die Genauigkeit an verschiedenen Positionen im Lichtband (in Klassen) zu ermitteln und daraus schließlich auf die Genauigkeit des ganzen Laserbands zu schließen.

Gemessen wurde mit 9 Kugeln von unterschiedlicher Größe und aus unterschiedlichen Materialien. Zunächst wurde der Durchmesser der Kugeln so genau wie möglich bestimmt:

- Jeweils 30 wiederholte Messungen mit der Mikrometerschraube (Genauigkeit 0,01 mm) ergaben 1,6 mm, 3,2 mm, 5,0 mm, 8,0 mm und 10,5 mm für fünf Kugeln aus Stahl.
- Jeweils 30 wiederholte Messungen mit der Schieblehre (Genauigkeit 0,1 mm nach DIN 862) ergaben 15,0 mm und 20,3 mm für zwei Kugeln aus Holz.
- Einfache Messung mit der Schieblehre (Genauigkeit 0,1 mm) ergab 0,5 mm und 0,8 mm für zwei Kugeln aus Glas.

Die Genauigkeit der zweiten Nachkommastelle der Kugeln in Tabelle 11 ergibt sich aus der großen Anzahl an wiederholten Messungen, ausgenommen der zwei kleinsten Kugeln aus Glas, deren Größe aus praktischen Gründen jeweils nur ein Mal gemessen wurde. Nach der Theorie der Fehlerschätzung gilt nämlich bei einem angenommen normalverteilten zufälligen Fehler für den absoluten Standardfehler des Bestwertes der Messung:

$$\pm\Delta a = \pm\sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum (a_i - \bar{a})^2} \quad (44)$$

mit dem  $i$ -ten Messwert  $a_i$  von  $n$  Messwerten und dem arithmetischen Mittelwert  $\bar{a}$  der betrachteten Messreihe. Es gilt auch  $\pm\Delta a = \pm f_S / \sqrt{n}$  mit dem Standardfehler  $f_S$  (mittlerer quadratischer absoluter Fehler).  $\Delta a$  charakterisiert die Messgenauigkeit (Schönwiese 1992).

Bei den Messungen wurde für jede Kugelgröße  $D_K$  die Breite des Lichtbandes  $a_0 = 30$  mm in Abschnittsklassen mit der Ausdehnung des doppelten Durchmessers der jeweiligen Kugel eingeteilt. Somit ergeben sich jeweils

$$n_K = \frac{a_0}{2 D_K} \quad (45)$$

Klassen mit der Klassenbreite  $2 \cdot D_K$ .

In jeder Klasse wurde die Messung mindestens 10 mal wiederholt bzw. bei nur einer oder zwei Klassen so oft, dass mindestens 30 Messungen für das ganze Lichtband vorlagen. Für die Kugeln von 0,5 mm und 0,8 mm wurde nur in einer Klasse gemessen, da bereits vor der Messung angenommen werden konnte, dass der Standardfehler  $f_S$  kleiner ist als die digitale Auflösung der Durchmesserbestimmung der Flying Parsivel-Sonde.

Die Kugeln wurden für die Überprüfung der Lichtbandinhomogenität ca. 2 cm vor der Laserdiode in das Lichtband geworfen und detektiert. Die Messpositionen innerhalb jeder Klasse wurden manuell so genau wie möglich räumlich gleichverteilt.

Die Inhomogenität des Lasers zeigt sich deutlich in Abbildung 12 und Tabelle 10. Der Standardfehler liegt bei der Flying Parsivel-Sonde Nr. 2 für jede Klasse zwischen 2,9 und 10,2 % für die 1,6 mm-Kugel, zwischen 2,2 und 3,7 % für die 5,0 mm-Kugel und unter 2 % für die 10,5 mm-Kugel. Die Variationsbreite der Mittelwerte ist vor allem für die kleine Kugel groß, sie liegt bei der gleichen Sonde bei 0,28 mm, was 17,5 % der Größe der Kugel ausmacht. Auch bei den anderen angegebenen Kugelgrößen ist sie deutlich. Für Sonde 3 verhält es sich sehr ähnlich (nicht gezeigt).

Mit der Annahme einer räumlichen Gleichverteilung entsprechend der erläuterten Vorgehensweise bei der Aufnahme der Daten lässt sich aus den klassenbezogenen Daten die Genauigkeit des gesamten Lichtbandes angeben (Tab. 11). Da allgemein bei einer Detektion nicht bekannt ist, an welcher Stelle des Lichtbands das Partikel gefallen ist, erhält der aus der Inhomogenität des Lichtbandes resultierende Fehler für eine große Anzahl von Detektionen den Charakter eines zufälligen Fehlers. Es wird angenommen, dass er normalverteilt ist.

So ergibt sich bei der Messung eines kugelförmigen Partikels ein relativer Standardfehler  $f_{S,rel}$  je nach Partikelgröße zwischen 0,8 und 7,6 % bei Sonde 2 und zwischen 2,3 und 13,1 % bei Sonde 3. Für große Partikel ist  $f_{S,rel}$  kleiner als für die kleineren und mittleren.

Bei einer großen Zahl von Detektionen und Mittelung wird der Standardfehler des Mittelwerts deutlich kleiner. Beispielsweise bei 100 Tropfen verkleinert er sich um den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{100}} = \frac{1}{10}$  (Gleichung 44).

Dies gilt jedoch nicht für einen systematischen Fehler. Vergleicht man die gemessenen Mittelwerte der Flying Parsivel-Sonden mit den exakteren der Schieblehre bzw. der Mikrometerschraube (=Zielwert), offenbart sich ein solcher. Er liegt für den Bereich ca. 1 mm  $< D_0 <$  ca. 10 mm in der Größenordnung von +6 %

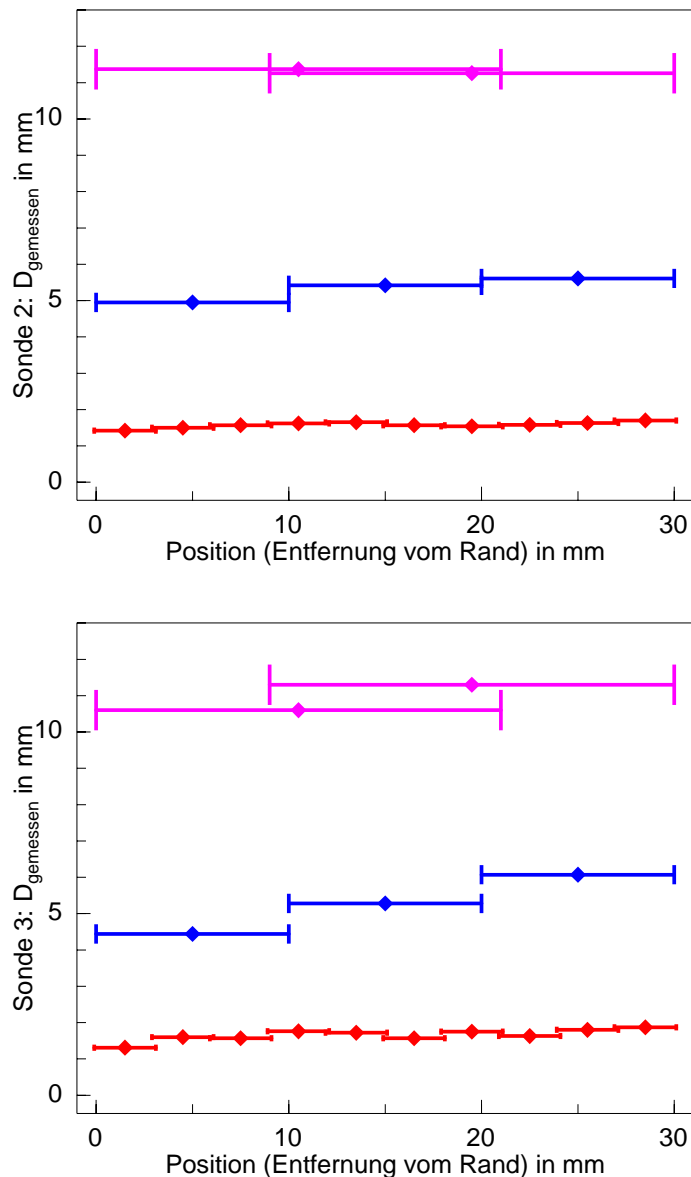


Abb. 12: Inhomogene Sensitivität des Lichtbands. Gezeigt ist der Mittelwert ermittelt aus jeweils 10 bzw. 15 Messungen in Klassen bezüglich der Messposition entlang der Breite des Lichtbands. Balken verdeutlichen die Breite der jeweiligen Klassen. Violett: Kugel mit Durchmesser 10,5 mm, blau: Kugel mit Durchmesser 5,0 mm, rot: Kugel mit Durchmesser 1,6 mm.

(Sonde 2) bzw. +5 % (Sonde 3). Bei größeren Werten von  $D_0$  wird er kleiner. Bei Werten unterhalb von  $D_0 = 1$  mm ist er vernachlässigbar. Dieser systematische Fehler wird vor der Auswertung korrigiert. Diese Korrektur wird vereinfachend mit +6 % für Sonde 2 bzw. +5 % für Sonde 3 für den Bereich  $1 \text{ mm} < D_0 < \text{ca.} 10 \text{ mm}$  angenommen und darüber entsprechend der ermittelten Werte als linear abnehmend. Bei den Messungen mit kugelförmigen Modelltropfen wurde zudem deutlich, dass anders als in der Entwickler-Dokumentation (Beck und Löffler-Mang, 2004) angegeben, das Flying Parsivel die oblate Gestalt großer Tropfen (Kap.2.1.2) nicht automatisch berücksichtigt, sondern jedes Partikel als kugelförmig interpretiert. Die für die Kugeln ausgegebenen Durchmesser müssten entsprechend des Modells (Kapitel 2.4) als oblate Sphäroide interpretiert deutlich kleiner sein. Diese Korrektur muss bei der Auswertung vorgenommen werden.

Tabelle 10: Mittelwert  $\bar{D}_K$  und Standardfehler  $f_S$  bzw. relativer Standardfehler  $f_{S,rel}$  für Stahlkugeln von 1,6 mm, 5,0 mm und 10,5 mm an unterschiedlichen Positionen im Lichtband der Flying Parsivel-Sonde 2.

Flying Parsivel-Sonde Nr. 2										
Kugel mit $D_K = 1,6$ mm										
Klasse:	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Pos. (mm):	0-3	3-6	6-9	9-12	12-15	15-18	18-21	21-24	24-27	27-30
$\bar{D}_K$ in mm	1,42	1,50	1,57	1,62	1,65	1,57	1,54	1,58	1,63	1,70
$f_S$ in mm	0,08	0,05	0,16	0,06	0,05	0,08	0,05	0,11	0,13	0,05
$f_{S,rel}$ in %	5,6	3,3	10,2	3,7	3,0	5,1	3,2	7,0	8,0	2,9
Kugel mit $D_K = 5,0$ mm					Kugel mit $D_K = 10,5$ mm					
Klasse:	1	2	3	1	2					
Pos. (mm):	0-10	10-20	20-30	0-21	19-30					
$\bar{D}_K$ in mm	4,95	5,42	5,61	11,37	11,26					
$f_S$ in mm	0,11	0,20	0,13	0,15	0,16					
$f_{S,rel}$ in %	2,2	3,7	2,4	1,3	1,4					

Tabelle 11: Mittelwert  $\bar{D}_K$ , Standardfehler  $f_S$ , relativer Standardfehler  $f_{S,rel}$ , systematischer Fehler  $f_{sys}$  und relativer systematischer Fehler  $f_{sys,rel}$  für Kugeln unterschiedlicher Größe ( $D_K$ ).

Flying Parsivel-Sonde Nr. 2									
$D_K$ in mm	0,5	0,8	1,58	3,16	4,99	7,99	10,47	15,00	20,28
$\bar{D}_K$ in mm	0,53	0,84	1,58	3,34	5,33	8,52	11,31	15,84	20,81
$f_S$ in mm	0,04	0,05	0,12	0,21	0,32	0,28	0,16	0,12	0,31
$f_{S,rel}$ in %	7,5	5,9	7,6	6,3	6,0	3,3	1,4	0,8	1,5
$f_{sys}$ in mm	0,0	0,0	0,00	+0,18	+0,34	+0,53	+0,84	+0,84	+0,53
$f_{sys,rel}$ in %	0	0	0	+5,7	+6,8	+6,6	+8,0	+5,6	+2,6
Flying Parsivel-Sonde Nr. 3									
$D_K$ in mm	0,5	0,8	1,58	3,16	4,99	7,99	10,47	15,00	20,28
$\bar{D}_K$ in mm	0,49	0,78	1,66	3,29	5,26	8,42	10,96	15,38	20,18
$f_S$ in mm	0,05	0,06	0,13	0,36	0,69	0,58	0,43	0,54	0,46
$f_{S,rel}$ in %	10,2	7,7	7,8	10,9	13,1	6,9	3,9	3,6	2,3
$f_{sys}$ in mm	0,0	0,0	+0,08	+0,13	+0,27	+0,43	+0,49	+0,38	-0,10
$f_{sys,rel}$ in %	0	0	+5,1	+4,1	+5,4	+5,4	+4,7	+2,5	-0,5

### 4.1.3 Koinzidenzfehler

Bei einer großen Zahl von Partikeln im Messvolumen  $V_M$  besteht eine Wahrscheinlichkeit, dass zwei oder mehr Teilchen gleichzeitig in das Lichtband gelangen. Dabei können sich die Partikel im Lichtband überschneiden oder getrennt voneinander fallen. Im Falle solcher Koinzidenzen werden dann nicht zwei bzw. mehrere Partikel detektiert, sondern ein großes, das sich aus der Überlagerung der Flächen der beteiligten Partikel ergibt. Wenn dieser Fehler groß ist, dann wird das Spektrum der Anzahldichteverteilung hin zu größeren Partikeldurchmessern  $D_0$  verschoben.

Raasch und Umhauer (1984) beschreiben dieses Problem des Koinzidenzfehlers bei der Streulicht-Partikelgrößen-Zählanalyse allgemein und stellen eine Korrekturmöglichkeit vor. In Anlehnung daran wird im Folgenden die Größe dieses Fehlers bei den Messungen mit dem Flying Parsivel abgeschätzt. Vereinfachend wird für diese Fehlerabschätzung angenommen, dass die Signaldauern alle gleich groß sind; dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, dass die Partikel gleich schnell fallen. Dann ist die Wahrscheinlichkeit für die Anwesenheit im Volumen des messenden Lichtbandes  $V_L$  für alle Teilchen, die sich im Messvolumen  $V_M$  befinden, gleich groß.

Die Wahrscheinlichkeit  $P(z)$  für die gleichzeitige Anwesenheit von  $z$  Partikeln ist bei einer großen Zahl von Partikeln im Messvolumen (Anzahl  $> 100$ ) und einer kleinen Wahrscheinlichkeit  $p$  beschreibbar durch die Poissonverteilung

$$p(z) = \frac{(\mu_z)^z}{z!} e^{-\mu_z}. \quad (46)$$

$\mu_z$  ist hierbei der Erwartungswert der Verteilung, also der Mittelwert von  $z$ , der sich aus der Anzahldichte  $N$  für alle vorkommenden Partikelgrößen (Gl. 2) und dem Volumen des messenden Lichtbandes  $V_L$  ergibt nach

$$\mu_z = N V_L. \quad (47)$$

Die Wahrscheinlichkeit für die Präsenz von keinem bzw. einem Partikel in  $V_L$  ist:

$$p(z = 0) = e^{-\mu_z} \text{ bzw. } p(z = 1) = \mu_z e^{-\mu_z}. \quad (48)$$

Damit ist die Wahrscheinlichkeit für zwei oder mehr Partikel im Volumen  $V_L$  gegeben durch:

$$p(z > 1) = 1 - p(z = 1) - p(z = 0) = 1 - (1 + \mu_z) e^{-\mu_z}. \quad (49)$$

Aus  $p(z > 1)$  ergibt sich für eine betrachtete Anzahldichte  $N$  der Anteil von Koinzidenzen  $N_{Ko}$  im Volumen  $V_L$ :

$$p(z > 1) = \frac{N_{Ko}}{N}. \quad (50)$$

Es wurde nun  $\frac{N_{Ko}}{N}$  für verschiedene Größenordnungen von  $N$  betrachtet, die sich bei den Messungen vom 12.02.2007 ergaben (Kapitel 6.2). Der größte auftretende Wert war  $N \approx 20000$  für ein Minutenspektrum. Es zeigt sich, dass der Fehleranteil dabei maximal bei ca. 0,5 % liegt (Tabelle 12). Er kann damit vernachlässigt werden. Erst ab  $N = 65000$  liegt er bei 5 % und damit in einer Größenordnung, wo er korrigiert werden sollte.

Tabelle 12: Mittlere relative Häufigkeit von Mehrfachdetektionen im Lichtbandvolumen  $V_L$  für verschiedene Werte der Anzahldichte  $N$  bzw. des Erwartungswertes  $\mu_z$  für die Anzahl von Partikeln in  $V_L$ .

$N$	$\mu_z$	$\frac{N_{Ko}}{N}$
200	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$
500	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-6}$
1000	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
5000	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$
10000	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
15000	$8,1 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$
20000	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$
30000	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
65000	$3,5 \cdot 10^{-1}$	$4,9 \cdot 10^{-2}$

#### 4.1.4 Randzonenfehler

Bei der Messung von Niederschlag mit der Flying Parsivel-Sonde bleibt es nicht aus, dass Partikel in den Randbereich längs des messenden Lichtbands kommen und dort entsprechend als zu klein detektiert werden (Abb. 13). Aus geometrischen Betrachtungen lässt sich der Anteil dieser „angeschnittenen“ Partikel abschätzen und eine Korrekturrechnung angeben.

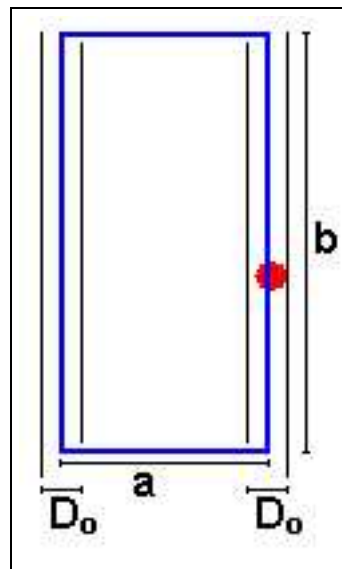


Abb. 13: Schematische Veranschaulichung des Randzonenfehlers. Ein Tropfen (rot), der in eine der beiden Randzonen des Lichtbands (blau umrandet, Draufsicht von oben mit der Breite  $a$  und der Länge  $b$ ) fällt, wird entsprechend als zu klein detektiert. Vom Randzonenfehler betroffen sind alle Partikel, die in die Flächen  $D_0 \cdot b$  fallen. Partikeln in der Fläche  $(a - 2\frac{D_0}{2}) \cdot b$  werden korrekt detektiert.

Ausgehend von räumlich und zeitlich (bezogen auf ein Zeitintervall von beispielsweise  $\Delta t_M = 1$  Minute) gleichverteilten Partikeln lassen sich bezogen auf die Größenklasse mit der Klassenmitte  $D_j$  drei Mengen betrachten:

1. Alle Partikel, die auf die Fläche  $(a + 2\frac{D}{2}) \cdot b$  fallen, werden von der Flying Parsivel-Sonde detektiert.



2. Relevant für die Messung sind allerdings nur die Partikel, die auf die Fläche  $(a) \cdot b$  kommen.
3. In ihrer Größe werden nur diejenigen Partikel korrekt detektiert, die auf die Fläche  $(a - 2\frac{D}{2}) \cdot b$  entfallen.

Dabei ist  $a$  die Breite und  $b$  die Länge der Messfläche  $A_M$ .  $j$  ist die Ordnungszahl der betrachteten Größenklasse, die sich auf die Klassenmitte  $D_j$  bezieht.

Damit lässt sich von den Partikeln, die als korrekt detektiert wurden, auf die tatsächliche Anzahl von Partikeln dieser Größenklasse schließen mit

$$N_j = N_{j,gem.} \cdot \frac{a}{a - 2 \cdot \frac{D}{2}} = N_{j,gem.} \cdot k_{R,j}, \quad (51)$$

wobei  $k_{R,j}$  den Korrekturfaktor darstellt. Damit ist der Fehler, der sich bei Vernachlässigung des Randzonenfehlers ergibt,

$$f_{R,j} = N_{j,gem.} - N_j = N_{j,gem.} \cdot (1 - k_{R,j}). \quad (52)$$

Der auftretende Fehleranteil wirkt sich vor allem bei den großen Klassen aus (Tabelle 13).

Tabelle 13: Relativer Fehler  $f_{R,j,rel}$ , der sich in verschiedenen Klassen mit der Klassenmitte  $D_j$  ergibt, wenn der Randzonenfehler vernachlässigt wird. Bei der Berechnung ist vorausgesetzt, dass die eine Messfläche der Flying Parsivel-Sonde nicht zur Horizontalen geneigt ist.

$D_j$ in mm	0,2	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0
$f_{R,j,rel}$	0,007	0,017	0,035	0,071	0,111	0,154	0,200

Bei Gleichung 51 ist ein Aspekt jedoch unberücksichtigt geblieben. In jeder Klasse – außer der größten Klasse – werden Partikel detektiert, die durch den Randzonenfehler als verkleinert registriert und daher der falschen Klasse zugeordnet werden, d.h. jede Klasse enthält Partikel der größeren Klassen. Dies wird im Folgenden berücksichtigt.

Für die oberste besetzte Klasse  $j = N$  mit der Klassenmitte  $D_N$  gilt

$$N_N = N_{N,gem.} \cdot k_{R,N}, \quad (53)$$

für die Klasse  $j = N - 1$

$$N_{N-1} = (N_{N-1,gem.} - \frac{f'_{R,N} N_N}{N-1}) \cdot k_{R,N-1}. \quad (54)$$

$f'_{R,N}$  ist der Anteil der Partikel der Klasse  $j = N$ , die fehlerhaft detektiert wurden (die unter Punkt 1 genannte Menge abzüglich der Menge von Punkt 3) mit

$$f'_{R,j} = \frac{(a + 2\frac{D}{2}) \cdot b - (a - 2\frac{D}{2}) \cdot b}{(a + 2\frac{D}{2}) \cdot b} = \frac{2D}{a + D}. \quad (55)$$

Dieser Anteil wird auf alle kleineren Klassen gleichverteilt.

Für die Klasse  $j = N - 2$  ist:

$$N_{N-2} = (N_{N-2,gem.} - \frac{f'_{R,N} N_N}{N-1} - \frac{f'_{R,N-1} N_{N-1}}{N-2}) \cdot k_{R,N-2}. \quad (56)$$

Somit gilt für die  $j$ -te Klasse ( $j \neq N$ )

$$N_j = (N_{j,gem.} - \sum_{i=j+1}^N \frac{f'_{R,i} N_i}{i-1}) \cdot k_{R,j}. \quad (57)$$

Auch am Anfang bzw. Ende des Lichtbandes existiert ein Randbereich. Für Tropfen, die hierhin gelangen, dabei an die Glasscheibe geraten und an dieser deformiert herunterfließen, wird vereinfachend angenommen, dass sie in erster Näherung korrekt detektiert werden.

Beachtet werden muss, dass sich bei einer Flying Parsivel-Sonde, deren Lichtband gegen die Horizontale geneigt ist (z.B. bei Pendelbewegungen), die damit verbundene Verkleinerung der Messfläche (Kap. 4.3.4) auf diese Korrekturrechnung auswirkt.

### 4.1.5 Spritztropfen

Tropfen, die bei der Messung auf dem Gehäuse landen, zerplatzen in aller Regel dort und beeinflussen – wenn sie in den Messkanal fallen – die Messung des zum Niederschlagsereignis gehörenden Tropfenspektrums. Die Sonde wird vor der Messung mit Klebeband verklebt, damit kein Wasser in das Innere gelangen kann. Auf der reinen Klebebandfläche werden viele Spritztropfen produziert. Deshalb wird auf der Sondenoberseite eine Kunstrasenauflage angebracht (Abbildung 7). Deren am Eingang des Messkanals liegender Rand wird mit einer Barriere aus fester Plastikfolie versehen, damit sich das Wasser, das sich im Kunstrasen sammelt, nicht mit einem Schwall in den Messkanal hinein entleeren kann. Das Ergebnis ist eine deutliche Verminderung von Spritztropfen (Abb. 14).

04.12.2006 (14:18 bis 15:41 UTC)

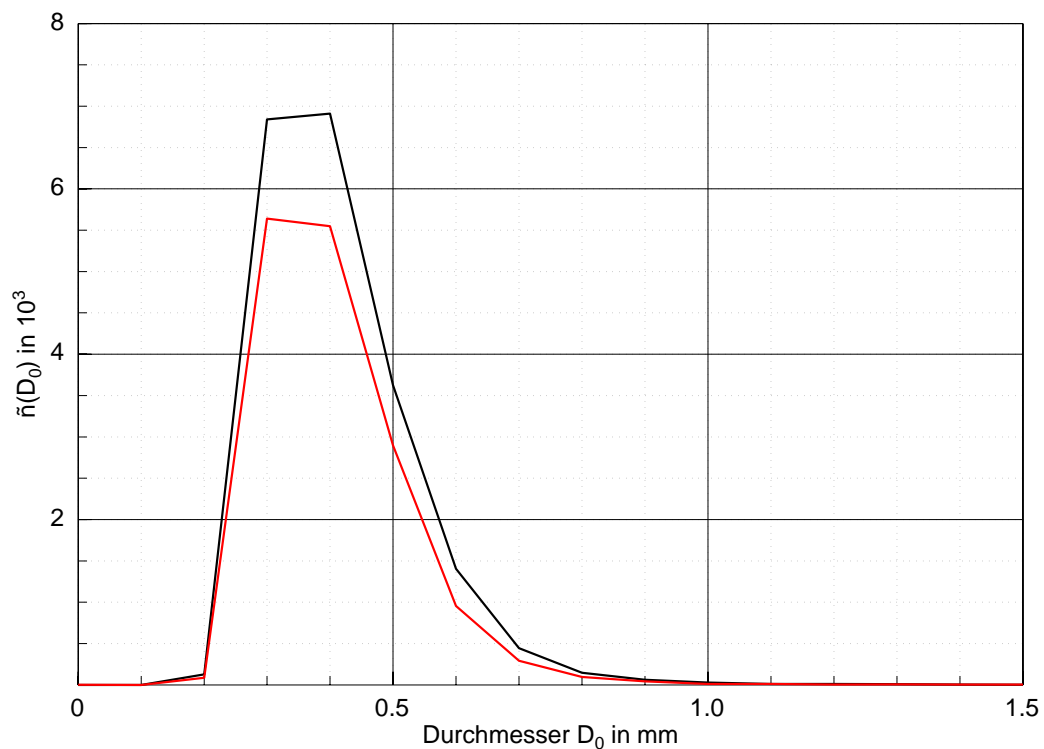


Abb. 14: Vergleich zweier gleichzeitiger Messungen, eine davon ohne Kunstrasenauflage (schwarze Linie, Flying Parsivel-Sonde 2), eine mit Kunstrasenauflage (rote Linie, Sonde 3) am 04.12.2006 bei Nieselregen. Es zeigt sich eine Verminderung der Spritztropfen durch die Kunstrasenauflage. Dargestellt ist jeweils die spektrale Anzahlverteilung  $\tilde{n}(D_0)$  (Anzahl pro  $54 \text{ cm}^2$  und 84 Minuten.) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ .

Weiterhin können Spritztropfen auftreten, wenn Tropfen mit einer schrägen Bahn in den Messkanal fallen und an dessen Innenseite zerplatzen.

Spritztropfen, die an der Sonde entstehen, können grundsätzlich aufgrund ihrer deutlich zu geringen Geschwindigkeit erkannt und entfernt werden. Beispielsweise gilt das für Tropfen, die nach der Geschwindigkeitskorrektur bezüglich der Aufstiegs geschwindigkeit der Sonde (Gleichung 35) positive Werte annehmen. Für Temperaturen  $T > 0 \text{ }^\circ\text{C}$  wurde dies bei den Testaufstiegen durchgeführt. Für den Aufstieg am 14.02.2007 (Kapitel 6.2) wurde dadurch ein Anteil zwischen 0,9 und 10 % entfernt (Tabelle 14). Die Auswertung zeigt, dass vor allem kleine Tropfen entstehen (0,3 bis 0,7 mm Durchmesser).

Andere Spritztropfen können durch die Aufhängung der Sonde (Abb. 15) entstehen, die von dort in das

Tabelle 14: Anteil der aufgrund eines positiven Vorzeichens der Fallgeschwindigkeit als Spritztropfen identifizierbaren Detektionen während des Aufstiegs am 14.02.2007.

Aufstiegsminute	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
durchschnittl. T in °C	6,6	5,8	5,7	5,7	5,4	4,9	4,2	3,5	3,0	1,7
Anteil Spritztropfen in %	0,9	3,0	4,6	10,1	10,0	6,4	5,6	6,7	6,9	6,6

messende Lichtband fallen. Der Übergang von der Trägerschnur zum Gurtzeug der Flying Parsivel-Sonde ist so konzipiert, dass Tropfen, die von oben an der Trägerschnur entlanglaufen, möglichst seitlich angeleitet werden. Aus diesem Grund teilt sich die Schnur an der Anbringung ca.100 cm direkt oberhalb der Flying Parsivel-Sonde in vier Stränge. Dennoch können sich hier einzelne Tropfen ablösen, in den Messkanal fallen und so auch zu den Messungen beitragen. Ihre Identifikation aus den Messdaten ist weniger leicht möglich, da sie beim Fallen bereits wieder eine größere Geschwindigkeit erreichen; nur wenn es große Tropfen sind, weicht ihre Geschwindigkeit beim Passieren des Lichtbandes von der gleich großer Regentropfen ab.

Bei einer Testmessung von Graupel wurde die Beobachtung gemacht, dass die Kunstrasenaufgabe ein Emporspringen der Graupelkörner um bis zu 10 cm verursacht.



Abb. 15: Flying Parsivel-Sonde mit Aufhängung.

#### 4.1.6 Effekt von Partikeln auf den Schutzscheiben

Es ist auch vorstellbar, dass sich während der Messungen mit der Flying Parsivel-Sonde Regentropfen, nasse Eisteilchen oder unterkühlte Tropfen, die beim Auftreffen auf ein Hindernis gefrieren, für eine längere Zeit auf den Schutzglasscheiben vor der Mess-Sensorik festsetzen. Dort verursachen sie eine permanente Extinktion. Bei Tests im Labor wurden die folgenden Beobachtungen gemacht:

1. Ein permanent auf der Scheibe sitzender Tropfen bewirkt für sich keine Detektion, der Berechnungsalgorithmus erkennt ihn nicht, und es wird keine Detektion ausgegeben bzw. abgespeichert.
2. Der Tropfen hat jedoch einen Einfluss auf die folgenden, durch das Lichtband fallenden Tropfen. Sie werden allgemein als größer detektiert, als sie tatsächlich sind.

Zunächst würde man nach der Funktionsweise des Messverfahrens (Kap. 2.4) vermuten, dass es zu einer einfachen Addition kommt und das erfasste Partikel um die abgeschattete Fläche als entsprechend größer detektiert wird. Sitzt beispielsweise ein Wassertropfen vom Durchmesser 1 mm auf der Schutzscheibe, sollte ein weiterer Tropfen dieser Größe mit 2 mm registriert werden. Das tatsächliche Verhalten der Mess-Steuerung ist jedoch anders.

Im Labor wurden für die Flying Parsivel-Sonde Nr. 2 am linken Rand des Lichtbands Kugeln verschiedener Größen eingeworfen und gemessen. Dabei wurde das Lichtband am rechten Rand in verschiedenen Stufen abgedeckt. Es zeigt sich (Tabelle 15), dass die Kugeln aufgrund der Abdeckung um einen gewissen Bruchteil als größer detektiert werden. Für die beiden Kugeln ist der Anteil in überraschender Weise ähnlich groß.

Tabelle 15: Gemessene Mittelwerte  $\bar{D}_{K,gem.}$  für zwei Kugeln unterschiedlicher Größe aus jeweils 30 Messungen an der gleichen Stelle im Lichtband für verschiedene Abdeckungen des Lichtbands und die relative Abweichung von  $D_K$ . Gemessen mit Flying Parsivel-Sonde 2.

Abdeckung	Kugel mit $D_K = 1,6$ mm		Kugel mit mit $D_K = 5,0$ mm	
	$\bar{D}_{K,gem.}$	rel. Abweichung	$\bar{D}_{K,gem.}$	rel. Abweichung
keine	1,51	0	4,98	0
2 mm <sup>2</sup>	1,51	0	4,98	0
5 mm <sup>2</sup>	1,76	+14,4 %	5,93	+16,0 %
10 mm <sup>2</sup>	2,16	+30,0 %	7,25	+31,3 %
15 mm <sup>2</sup>	2,78	+45,8 %	9,50	+47,5 %

Daraus folgt zusammengefasst, dass für eine geringfügige Besetzung der Schutzscheiben mit Partikeln nur ein geringer Einfluss auf die Messgenauigkeit besteht, sonst jedoch ein großer. Darüber hinaus werden im letzteren Fall offensichtlich weniger Tropfen detektiert, da das Lichtband in dem entsprechenden Bereich „blind“ ist. Bei Windkanaltests wurde beobachtet, dass die bei Aufstiegen im Messkanal auftretenden Durchströmungsgeschwindigkeiten nicht ausreichen, um auf den Schutzscheiben sitzende Tropfen wegzu-blasen. Allerdings ist zu vermuten, dass bei Auftreffen von größeren Tropfen auf die Scheiben kleinere Tropfen forttransportiert werden.

Ohne konkrete Informationen über den Zustand der Schutzscheiben während der Messung lässt sich dieser Fehler nicht abschätzen. Bei Messungen am Boden mit einer pendelnden Sonde und leichtem Regen wurde beobachtet, dass dabei die Schutzscheiben nur leicht benetzt wurden. Für starken Regen verhält es sich sicherlich anders.

Ein Lösungsvorschlag für dieses Problem ist, das Auswerteverfahren der Flying Parsivel-Sonde zu erweitern und zukünftig im Datensatz auch sekundlich das „Leerlauf“-Niveau des Lichtbands, das sich einstellt, während keine Partikel durch das Lichtband fallen, abzuspeichern. Dieses müsste bei permanenter Besetzung der Schutzscheibe mit Tropfen etc. entsprechend abweichen. Somit kann dann bei der Auswertung auf die permanente Besetzung der Scheibe mit Tropfen etc. geschlossen werden.

Falls sich dabei herausstellt, dass der Einfluss auf die Messgenauigkeit insgesamt groß ist, muss über eine Änderung der Geometrie des Mess-Schachtes nachgedacht werden. So könnte die Einbauposition von Laserdiode und Empfangssensor nach hinten gesetzt werden, so dass sie nicht direkt mit einfallenden Tropfen in Kontakt kommen können. Geprüft sollte dabei jedoch werden, ob dann ein signifikanter Einfluss auf die Strömungsverhältnisse gegeben ist.

Eine andere, technisch aufwendige Lösung könnte sein, außen, parallel zu den Schutzscheiben ebenfalls eine Mess-Strecke zwischen zwei Dioden (Sender und Empfänger) einzurichten, die ein Signal abspeichert, das auf den Zustand der Schutzscheibe schließen lässt.

#### 4.1.7 Falschdetektionen

Bei Messungen gibt die Flying Parsivel-Sonde gelegentlich „erfundene“, nicht auf wirklichen Partikeln basierende Daten aus. Diese zeigen charakteristisch Partikelgrößen der kleinsten darstellbaren Größe (0,2 mm bzw. 0,3 mm) und unrealistische Geschwindigkeiten von 3,5 bis 6 m s<sup>-1</sup>.

Die Ursache liegt in einem Ausbrechen des Laserbandes aus der exakten Justage und Reflexionen im Schutzglas zwischen der Laserdiode und dem Empfänger. So ließ sich die Produktion dieser falschen Daten auch durch Klopfen auf die Sonde auslösen. Aus der sehr kurzen Dauer des sich ergebenden Signals folgt die hohe ausgegebene Geschwindigkeit.

Nach einer Reparatur bzw. Verbesserung durch den Entwickler der Sonde ist das Auftreten dieses Fehlers stark verringert worden, unter anderem durch Austausch des Kunststoffglas-Schutzfesters durch eines aus kristallinem Glas.

Bei Messungen der ruhenden Flying Parsivel-Sonden am Boden mit detektierten Partikeln in der Größenordnung von 10000 Partikeln lag der Anteil der Datenwerte, die wahrscheinlich „erfundene“ sind, bei ca. 2 %. Zuvor wurde sichergestellt, dass die hierfür gezählten Tropfen nicht mehr durch die Streuung der echten Messungen erklärbar sind. Dieses Problem muss bei Auswertungen von Messdaten grundsätzlich beachtet werden.

Bei Messungen der ruhenden Sonde am Boden können diese falschen Detektionen aufgrund der unrealistischen Kombination der Größe und der Geschwindigkeit leicht identifiziert und entfernt werden. Nicht möglich ist die Identifizierung bei einer aufsteigenden Sonde, denn aufgrund der Relativgeschwindigkeit werden auch tatsächliche Teilchen dieser Größenordnung mit einer erhöhten Geschwindigkeit detektiert. Aufgrund der Erschütterungen bei Aufstiegen könnte der Anteil dieses Fehlers zunehmen.

#### 4.1.8 Detektionszahlgrenze bei Sonde 3

Bei einem Testaufstieg (12.07.2006) mit Flying Parsivel-Sonde 3 zeigte sich in auffallender Weise, dass eine konkrete Anzahl von Detektionen pro Sekunde nicht überschritten wurde. Dies trat zu oft auf, um als ein zufälliger Effekt interpretierbar zu sein.

Ein Test sollte klären, ob eine Maximalzahl an detektierbaren bzw. abspeicherbaren Partikeln pro Sekunde existiert. Hierfür wurde durch einen rotierenden Draht an einer in der Drehzahl regulierbaren Bohrmaschine das Auftreten hoher Zahlen von Partikeln simuliert.

Die Drehzahl der Bohrmaschine lässt sich zwischen 200 und 3000 Drehungen pro Minute einstellen. Für

Tabelle 16: Detektierte und abgespeicherte Partikelzahlen

Stufe:	Partikel laut Terminal:	abgespeicherte Partikel:
1 (lt. Hersteller 250 pro Minute)	370 p.Min. (6,2 p.Sek.)	6,5 p.Sek.
2	690 p.Min. (11,5 p.Sek.)	12,2 p.Sek.
3	830 p.Min. (13,8 p.Sek.)	14,2 p.Sek.
4 (lt. Hersteller 900 pro Minute)	940 p.Min. (15,7 p.Sek.)	15,6 p.Sek.
5	1420 p.Min. (23,7 p.Sek.)	23,5 p.Sek.
6	2120 p.Min. (35,3 p.Sek.)	31,6 p.Sek.
7	2280 p.Min. (38,0 p.Sek.)	31,6 p.Sek.
8	2810 p.Min. (46,8 p.Sek.)	31,6 p.Sek.
9 (lt. Hersteller 3000 pro Minute)	2900 p.Min. (48,3 p.Sek.)	31,6 p.Sek.

verschiedene Stufen wurde jeweils ca. eine Minute lang gemessen. Die Zahl der detektierten und über das Terminalprogramm angezeigten Partikel wurde protokolliert. Die notierten Zahlen sind durch die manuelle Abzählung der 60 Sekunden mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet.

Bei einem Vergleich der abgespeicherten Partikelzahlen mit den protokollierten Zahlen zeigt sich (Tab. 16), dass in der Tat eine Grenze für maximal abspeicherbare Partikelzahlen pro Sekunde existiert, die bei 31,6 liegt. Das entspricht 1896 Partikeln pro Minute, genau diese Zahl zeigte sich auch bei dem Aufstieg am 12.07.2006 als Obergrenze.

Der Abspeichervorgang stößt also an eine Maximalgrenze. Die Abtastrate des analogen Signals liegt jedoch bei 110 Hz (Löffler-Mang 2006), also um Größenordnungen von den beobachteten 31,6 Hz entfernt.

Folglich kann nur ein Problem in der Datenverarbeitung zugrunde liegen, etwa in einer ungenügenden Speichertiefe.

Interessanterweise gibt es diese Maximalgrenze bei der Sonde 2 nicht; bei dem Testaufstieg vom 14.02.2007 (Kapitel 6.2) mit dieser Sonde traten Zählraten von über 400 Partikeln pro Sekunde auf.



## 4.2 Vergleichstest zwischen Parsivel-Distrometer und Flying Parsivel-Sonden

Am 08. März 2006 wurde ein Vergleichstest zwischen dem Parsivel-Distrometer und den drei Flying Parsivel-Sonden im Freien bei Regen durchgeführt. An diesem Tag griff die Warmfront eines Tiefs bei Island auf den Westen Deutschlands über. Aufgrund der noch vorherrschenden Kaltluft kam es zunächst zu Schneefällen und Graupel, mit dem Vorstoß der Warmluft gingen die Niederschläge in den Mittagsstunden in langanhaltenden Regen über. Der Wind wehte nur schwach.

Die Sonden befanden sich während der Messungen nebeneinander in der gleichen Höhe von ca. 1 m über dem Erdboden. Die Messungen fanden über 2 h hinweg statt (13:30 bis 15:30 UTC). Die unterschiedlichen Messflächen der Geräte (Parsivel-Distrometer: 48 cm<sup>2</sup>, Flying Parsivel: 54 cm<sup>2</sup>) wurden durch eine Korrektur berücksichtigt.

Die Gesamt-Partikelzahlen liegen bei allen vier Geräten sehr nah beieinander (Tabelle 17), der Unterschied beträgt maximal 3 %. Bei keiner der Sonden werden in signifikanter Weise Teilchen „unterschlagen“ oder in Form von falschen Detektionen (Kapitel 4.1.7) „erfunden“.

Tabelle 17: Ergebnisse der Vergleichsmessung.

	Sonde 1	Sonde 2	Sonde 3	stat. Parsivel
Zahl detektierter Tropfen $N'$ :	49651	50244	51071	49960
durchschn. Tropfengröße $\bar{D}_0$ :	1,64 mm	0,70 mm	0,71 mm	0,84 mm
Standardabweichung von $D_0$ :	0,75 mm	0,31 mm	0,34 mm	–
durchschn. Geschwindigkeit $\bar{v}_{Tr}$ :	3,10 ms <sup>-1</sup>	3,17 ms <sup>-1</sup>	3,11 ms <sup>-1</sup>	3,14 ms <sup>-1</sup>
Standardabweichung von $v_{Tr}$ :	1,09 ms <sup>-1</sup>	1,06 ms <sup>-1</sup>	1,14 ms <sup>-1</sup>	–

Die Darstellung der auf die Messzeit und die Messfläche bezogenen spektralen Partikelanzahlverteilung  $\tilde{n}(D_0)$  (Abbildung 16) macht einen Fehler der Flying Parsivel-Sonde 1 deutlich, die die Partikel als deutlich zu groß misst; damit weicht auch der Durchschnittswert für  $D_0$  deutlich ab. Für die anderen drei Geräte ist der Verlauf der Kurven von  $\tilde{n}(D_0)$  sehr ähnlich. So erscheint das charakteristische Minimum zwischen  $D_0 = 0,5$  und  $0,7$  mm bei allen dreien. Flying Parsivel-Sonde 2 und 3 stimmen sehr gut überein; das Spektrum des Parsivel-Distrometers zeigt ein um ca. 10 % kleineres Maximum und deutlich größere Werte im Kurvenverlauf zwischen  $D_0 = 1,2$  und  $2,2$  mm. Daraus resultiert eine etwas höhere durchschnittliche Tropfengröße  $\bar{D}_0$ .  $\bar{D}_0$  ist bei der Flying Parsivel-Sonde 2 und 3 nahezu identisch, auch die Standardabweichungen von  $D_0$  liegen für diese beiden Sonden nah beieinander.

Bei  $\tilde{n}(v)$  zeigen die Kurven aller drei Flying Parsivel-Sonden eine sehr hohe Übereinstimmung. Sie besitzen eine feinere Struktur als die Kurve des Parsivel-Distrometers, was auch an den unterschiedlichen Klassenbreiten liegt. Diese ist bei den Flying Parsivel-Sonden  $0,1$  ms<sup>-1</sup>, beim Parsivel-Distrometer aber variabel (Tabelle 7).

Der Verlauf von  $\tilde{n}(v)$  ist beim Parsivel-Distrometer im Bereich zwischen  $3,5$  und  $4,5$  ms<sup>-1</sup> flacher und an den Rändern etwas breiter als bei den Flying Parsivel-Sonden. Die durchschnittlichen Werte von  $v_{Tr}$  liegen sehr nahe beieinander, ebenso bei den Flying Parsivel-Sonden die Standardabweichungen von  $v_{Tr}$ .

Die Unterschiede vor allem bei der Detektion der Partikelgrößen zwischen den zwei Systemen konnten nicht geklärt werden. Die neueren ausführlichen Tests der Flying Parsivel-Sonden im Labor mit Kugeln bekannter Größe (Kapitel 4.1.2) und der hohen Übereinstimmung der Flying Parsivel-Sonden 2 und 3 lassen jedoch vermuten, dass diese die genaueren Geräte sind.

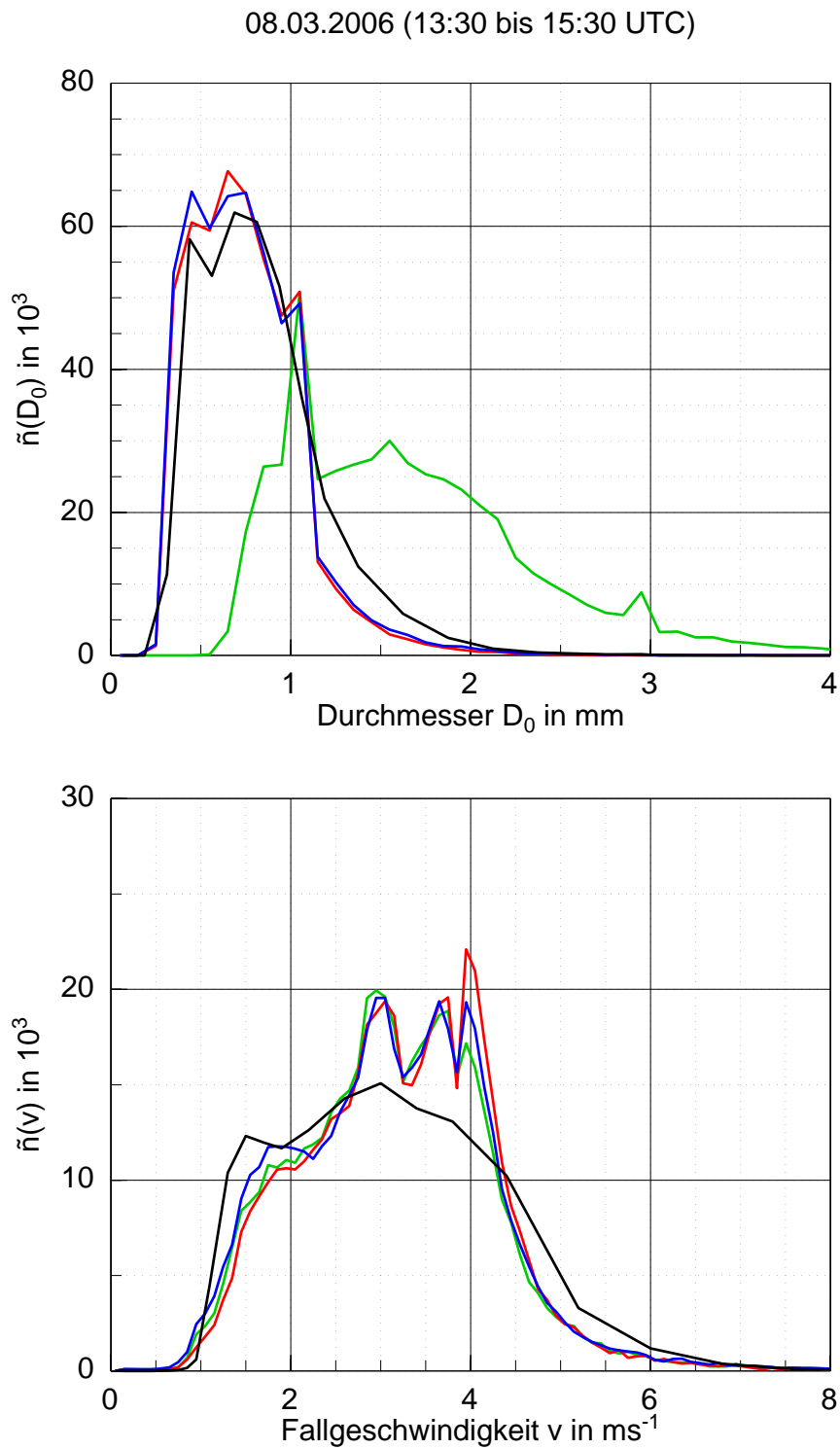


Abb. 16: Vergleich der Messergebnisse der vier Messgeräte: Flying Parsivel-Sonde 1 (grüne Linie), Flying Parsivel-Sonde 2 (rote Linie), Flying Parsivel-Sonde 3 (blaue Linie) und Parsivel-Distrometer (schwarze Linie). Gezeigt sind jeweils die spektrale Anzahlverteilung (Anzahl pro  $54 \text{ cm}^2$  und 2 h) des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{n}(D_0)$  (oben) und der Fallgeschwindigkeit  $\tilde{n}(v)$  (unten).

### 4.3 Parsivel-System als Aufstiegssonde

Wie bereits erwähnt, wird die Flying Parsivel-Sonde bei Aufstiegen gemeinsam mit der Drop-up-Sonde eingesetzt. Die Drop-up-Sonde misst die meteorologischen Grundgrößen und die Position, steuert die Abtrennung vom Ballon und macht durch die Positionsübermittlung die Sonden nach der Landung wiederauffindbar.

Frühere Untersuchungen zeigten (Mahlke und Hearnés 2004), dass es sinnvoll ist, einen möglichst großen Abstand zwischen dem Ballon und der Drop-up-Sonde einzuhalten, da der Ballon durch die Strahlung der Sonne eine Erwärmung erfährt und diese an die Luft wieder abgibt, was die Temperaturmessung der Drop-up-Sonde verfälschen kann. So ist ein Abstand von 10 m als sinnvoll abgeschätzt worden.

Die Flying Parsivel-Sonde wird nun unterhalb der Drop-up-Sonde befestigt. Auch hier ist ein deutlicher Abstand sinnvoll, um die Niederschlagsmessung nicht zu stören. Die Aufstiege wurden mit einem Abstand zwischen Drop-up-Sonde und Flying Parsivel von ebenfalls 10 m durchgeführt. Somit ergibt sich das Sonden-Gespann als ein Doppelpendel mit einer Gesamtlänge von 20 m (Abbildung 17).

Eine andere Konfiguration, etwa die Flying Parsivel-Sonde oberhalb der Drop-up-Sonde, wäre unter Umständen sinnvoll, ist technisch aber mit den vorhandenen Systemen nicht machbar.

Denkbar wäre es, beide Sonden nebeneinander zu befestigen, jedoch würde sich dabei der Fallschirm, der sich ca. 2 m über der Dropsonde befindet, störend auf die Niederschlagsmessung auswirken.

#### 4.3.1 Auswahl geeigneter Aufstiegsgeschwindigkeit

Es stellt sich die Frage, welche Aufstiegsgeschwindigkeit anzustreben ist. Hierbei spielen die folgenden Punkte eine Rolle:

- Je höher die Aufstiegsgeschwindigkeit, desto kleiner ist das Messvolumen  $V_{M,FP}$  (Kapitel 3.1).
- Bei einer hohen Aufstiegsgeschwindigkeit wird die Messzeit verkürzt, so ändern sich das Niederschlagsereignis und die meteorologischen Randbedingungen nur wenig (Quasi-Stationarität). Ein Aufstieg auf 10 km Höhe benötigt bei einer Geschwindigkeit von  $1 \text{ ms}^{-1}$  167 Minuten, bei  $3 \text{ ms}^{-1}$  56 Minuten und bei  $5 \text{ ms}^{-1}$  nur 33 Minuten.
- Bei  $5 \text{ ms}^{-1}$ , der Standardgeschwindigkeit von operationellen Radiosonden, liegt der Vorteil in der Vergleichbarkeit der Profile unterschiedlicher Sonden.
- Für Aufstiegsgeschwindigkeiten von ca.  $4 \text{ ms}^{-1}$  liegt viel Erfahrung mit den Drop-up-Sonden vor.

In einer Gesamtabwägung aller Argumente sind Aufstiegsgeschwindigkeiten von 4 bis  $5 \text{ ms}^{-1}$  sinnvoll und sollen in den Messungen angestrebt werden.

#### 4.3.2 Füllgewicht und Ballonvolumen

Für das Befüllen des Ballons wird meist ein sogenanntes Füllgewicht eingesetzt. Es wird für den Befüllvorgang am Ballon befestigt. Der Ballon ist mit ausreichend Helium befüllt, wenn er frei schwebt, sich also das Gesamtgewicht und die Auftriebskraft ausgleichen. Das Füllgewicht wird dann entfernt, und die Sonden werden am Ballon befestigt.

Damit die Aufstiegsgeschwindigkeit im gewünschten Bereich liegt, ist das Füllgewicht sorgsam zu bestimmen.

Der Auftrieb des Ballons wird durch Helium bewirkt, das eine geringere Dichte besitzt als Luft. Beim Ballon-Sonden-Gespann gilt das Kräftegleichgewicht:

$$F_A = (m_{\text{Sonde}} + m_{\text{Ballon}} + m_{\text{Auftrieb}} + m_{\text{Gas}}) \cdot g \quad (58)$$



Abb. 17: Das Gespann aus Ballon, Drop-up-Sonde (Mitte) und Flying Parsivel-Sonde (unten).

$$\rho_L \cdot V_{\text{Ballon}} \cdot g = (m_{\text{Sonde}} + m_{\text{Ballon}} + m_{\text{Auftrieb}} + \rho_{\text{He}} \cdot V_{\text{Ballon}}) \cdot g \quad (59)$$

$$\rho_L \cdot V_{\text{Ballon}} = m_{\text{Sonde}} + m_{\text{Ballon}} + m_{\text{Auftrieb}} + \rho_{\text{He}} \cdot V_{\text{Ballon}} \quad (60)$$

mit  $F_A$ : Auftriebskraft,  $m_{\text{Sonde}}$ : Masse der Sonde,  $m_{\text{Ballon}}$ : Masse des Ballons,  $m_{\text{Auftrieb}}$ : Masse repräsentativ für den gewünschten Auftrieb des Gespanns,  $m_{\text{Gas}}$ : Masse des Helium-Gases,  $V_{\text{Ballon}}$ : Volumen des Ballons,  $\rho_L$ : Luftdichte und  $\rho_{\text{He}}$ : Dichte des Heliums.

Mit den Gasgleichungen für Luft und für Helium können die Dichten berechnet werden:

$$p_L = \rho_L R_L T \text{ und } p_{\text{He}} = \rho_{\text{He}} R_{\text{He}} T \quad (61)$$

mit der Gaskonstanten für Luft  $R_L$  bzw. für Helium  $R_{\text{He}}$ , wobei gilt:  $p_L = p_{\text{He}}$ .

Das Füllgewicht entspricht – ohne Betrachtung von Regenwasser auf der Ballonhaut – der rechten Seite von Gleichung 58 abzüglich des Ballon- und des Gasgewichts. Für  $m_{\text{Auftrieb}}$  gilt ca. 0,9 kg, ein Wert, der in Experimenten gefunden wurde (Mahlke und Hearn 2004).

Das Gewicht des Regenwassers, das das Gespann beschwert, muss entsprechend Erfahrungen abgeschätzt werden. Wenn der Ballon beim Befüllen am Boden bereits in gleichem Maße mit Wasser benetzt wird, wie es auch während des Aufstiegs erwartet wird, genügt es ungefähr, auf das sorgfältige Austarieren des Ballons zu achten. Bei Messungen im Freien bei Wind ist dies schwierig. Nach den Erfahrungen unterschätzt man diesen Betrag leicht.

Es müssen verlässliche Erfahrungswerte gefunden werden, so dass kurz vor dem Aufstieg der notwendige einzustellende Auftrieb abgeschätzt werden kann, beispielsweise durch Auswertung des aktuellen Radarbildes.

Da sich der Ballon frei ausdehnen kann, wird er immer weiter aufsteigen; er erreicht anders als ein Schwebeball (engl. constant level balloon) keine Gleichgewichtshöhe. Mit Hilfe der Gleichungen 60 und 61 lässt sich auch das Ballonvolumen berechnen. Für bodennahe Werte ohne Regen ergibt sich ein Ballonvolumen von ca.  $3,8 \text{ m}^3$  und somit unter der Annahme einer kugelförmigen Gestalt ein Ballondurchmesser von ca. 1,9 m.

### 4.3.3 Fallschirm

Der Fallschirm muss geeignet sein, den Fall so stark abzubremsen, dass die Sonden beim Aufprall auf den Erdboden keine Schäden erfahren.

Die Auswertung der ersten Aufstiege zeigten, dass das Gespann der zwei Sonden mit einer hohen Geschwindigkeit fiel: am 12.07.2006 bzw. am 21.07.2006 betrug die mittlere Fallgeschwindigkeit mit dem Fallschirm von 120 cm Durchmesser 11,3 bzw. 11,6  $\text{ms}^{-1}$ , in den letzten 500 m vor der Landung waren es 8,1  $\text{ms}^{-1}$ . Für den Aufstieg am 14.02.2007 wurde ein etwas größerer Fallschirm mit einem Durchmesser von 145 cm eingesetzt: Hier betrug die mittlere Fallgeschwindigkeit 8,8  $\text{m}^{-1}$ , für die letzten 500 m: 7,7  $\text{m}^{-1}$ . Die Fallgeschwindigkeit hängt auch von der Niederschlagsintensität beim Fall ab.

Bei den durchgeführten Aufstiegen hat die Flying Parsivel-Sonde die Landung jeweils gut überstanden. Ein Schwachpunkt sind allerdings die Schutzscheiben aus Glas vor der Sensorik; eine dieser Schutzscheiben zeigte nach einer Landung einen feinen Riss und musste ausgetauscht werden.

### 4.3.4 Neigungssensor

#### Zweck des Neigungssensors:

Wenn die Flying Parsivel-Sonde am Heliumballon aufsteigt, kommt es durch den Einfluss von Windscherung und Turbulenz zu Pendelbewegungen des Ballon-Sonde-Gespans.

Die Messungen der Flying Parsivel-Sonde beziehen sich zunächst immer auf eine Fläche. Diese Messfläche ist die horizontale Ausdehnung des Lichtbands, mit dem die Hydrometeore detektiert werden. Bei einer Sonde, die nicht auf festem Grund steht, sondern Bestandteil eines Systems ist, das ein Pendel bzw. Doppelpendel darstellt, kommt es zeitweise zu Neigungen der Fläche des Lichtbands zur Horizontalen. Dadurch ändert sich der Querschnitt des Messvolumens  $V_M$  (Gleichung 36), d.h. für die gleiche Anzahldichte werden unterschiedliche Werte aufgenommen. Man normiert deshalb die Messergebnisse auf eine Referenzfläche, die sich parallel zur Horizontalen befindet und senkrecht zur Fallrichtung der Hydrometeore. Dabei geht man davon aus, dass der Niederschlag in der Umgebung der Sonde horizontal gleichmäßig verteilt ist. Ein weiterer Fehler ergibt sich dadurch, dass bei geneigter Fläche des Lichtbands die bei der Auswertung von größeren Regentropfen mit oblater Gestalt zu machende Annahme, dass sich deren zwei großen Achsen mit der Messebene decken, nicht mehr erfüllt ist (Kapitel 3.1).

Somit benötigt man bei der Auswertung von Messungen, die mit der Flying Parsivel-Sonde gemacht wurden, genaue Informationen über die jeweils augenblickliche Lage der Sonde im Raum. Deshalb besitzt die

Sonde einen Neigungssensor und misst die augenblickliche Neigung der Fläche des Lichtbands bei jeder Partikeldetektion mit.

### **Einfluss der Neigungswinkel auf die Messfläche:**

Die horizontale Referenzfläche entspricht der Fläche des Lichtbandes mit den Winkeln  $\alpha = 0^\circ$  (Neigungen um die Längsachse der Sonde) und  $\beta = 0^\circ$  (Neigungen um die Querachse):

$$A_0 = a_0 \cdot b_0 \quad (62)$$

mit den Kantenlängen des Laserbandes  $a_0$  (Strecke entlang der Querachse) und  $b_0$  (Strecke entlang der Längsachse).

Bei einer geneigten Sonde ist die Projektion der Messfläche in die horizontale Referenzfläche:

$$A = a \cdot b \quad (63)$$

mit den Beziehungen:

$$b = b_0 \cdot \cos\beta - h \sin\beta \quad (64)$$

und

$$a = a_0 \cdot \cos\alpha \text{ für Winkel } < 26,6^\circ \quad (65)$$

$$a = (a_0 + a') \cdot \cos\alpha - h \cdot \sin\alpha \text{ für Winkel } \geq 26,6^\circ \quad (66)$$

wobei  $h$  der Abstand des Laserbandes zur Oberkante der Sonde ist ( $h = 28$  bis  $30$  mm).

Abb. 18 zeigt, wie  $A$  in Abhängigkeit von den Neigungswinkeln um die zwei horizontalen Achsen – der Winkel um die vertikale Achse ist unerheblich – in der Fläche bzw. relativ zu  $A_0$  abnimmt. Für Winkel bis  $25^\circ$  liegt die Messfläche noch bei 75 % und mehr, danach nimmt sie schnell an Größe ab.

Bei sehr großen Winkeln wird schließlich ein Grenzwert erreicht, wo eine Normierung nicht mehr sinnvoll ist. Der maximale Winkel für Neigungen um die Längsachse (Winkel  $\alpha$ ) beträgt  $56,3^\circ$ , für Neigungen um die Querachse (Winkel  $\beta$ )  $80,5^\circ$ ; bei diesen und größeren Winkeln gelangen keine Partikel mehr in den Messkanal.

### **Funktionsweise des thermodynamischen Neigungssensors**

Die Flying Parsivel-Sonde besitzt einen zweiachsigen thermodynamischen Neigungs- und Beschleunigungssensor. Nach Angaben des Herstellers liegt die Genauigkeit bei  $0,1^\circ$  (um die „0“-Lage), der Messbereich ist  $-180^\circ \dots +180^\circ$  und die Neigungsauflösung  $0,05^\circ$  bei einer Antwortfrequenz bis 10 Hz. Der Neigungssensor misst die Neigungen mit 10 Hz und speichert den sekundlichen Mittelwert ab.

Das Messprinzip ist relativ neu. Ein in einer Kapsel eingeschlossenes Gasvolumen wird von einem Heizelement kontinuierlich erhitzt; es stellt sich eine Konvektionsströmung ein, die sich am Schwerfeld der Erde und dem ggf. überlagerten Beschleunigungsfeld ausrichtet. Die sich daraus im Gasvolumen ergebende Temperaturverteilung ist somit abhängig von der Neigung und ggf. der Beschleunigung. Vier kreuzförmig am Boden der Kapsel angeordnete temperaturempfindliche Widerstandselemente geben entsprechend der Temperaturverteilung eine Spannungsdifferenz aus. Diese Spannungsdifferenz ist ein Maß für Neigungen um die zwei horizontalen Achsen und für wirkende Beschleunigungen.

Aufgrund des Messverfahrens ist der Neigungssensor temperaturabhängig. Der Einfluss der Temperatur auf die ausgegebenen Messwerte wird in der Dokumentation der Anpassung des Sensors an die Flying Parsivel-Sonde (Gier 2004) gezeigt und wurde in Tests, die in der Klimakammer des IMK und im Freien durchgeführt

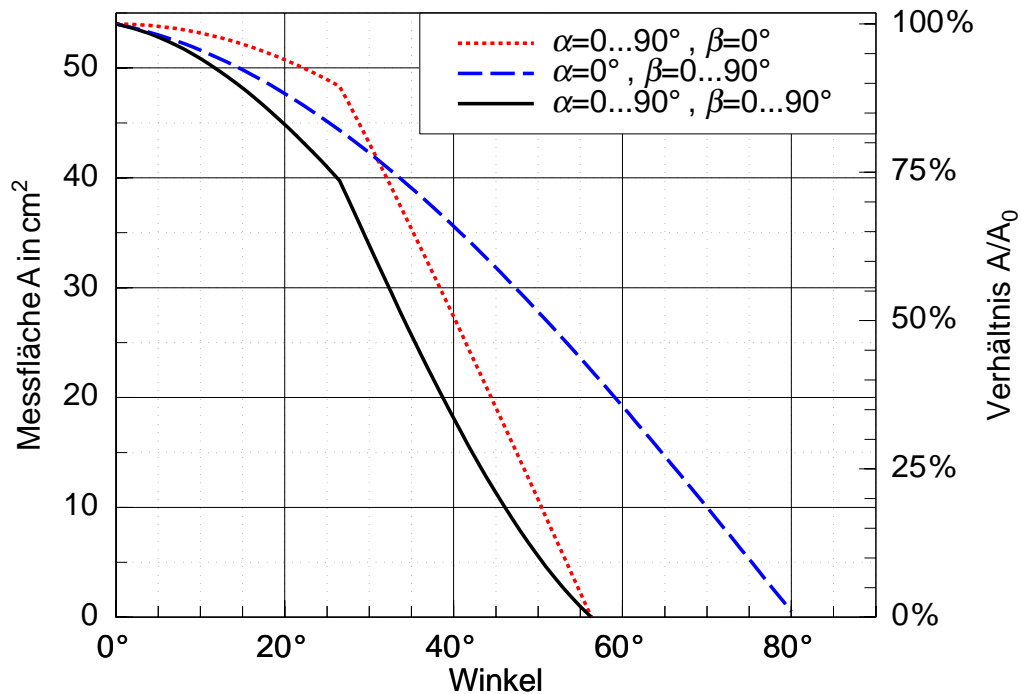


Abb. 18: Änderung der Messfläche mit den Neigungswinkeln ( $\alpha$ : um die Längsachse,  $\beta$ : um die Querachse). Drei Kurven: 1. Winkel  $\alpha$  ändert sich bei festgehaltenem  $\beta = 0$  (rot kurz strichliert). 2. Winkel  $\beta$  ändert sich bei festgehaltenem  $\alpha = 0$  (blau strichliert). 3. Beide Winkel ändern sich (schwarz durchgezogen).

wurden, bestätigt. Die Temperatur im Neigungssensor wird mit den Messdaten kontinuierlich aufgezeichnet.

### Kalibrierung des Neigungssensors

Der Neigungssensor muss vor der Anwendung kalibriert werden. Bei konstanten Umgebungstemperaturen wurde mit Hilfe einer elektrischen Wasserwaage und einer Präzisionskala das Verhältnis zwischen den realen Neigungen und den vom Neigungssensor ausgegebenen Spannungswerten für den Winkelbereich von  $-90^\circ$  bis  $+90^\circ$  ermittelt (Abbildung 19 für Sonde 3). An die Werte lässt sich ein Interpolationspolynom anpassen, und daraus eine gegebene Spannung mit hoher Genauigkeit in den entsprechenden Neigungswert umrechnen.

### Temperatureinfluss

Um den Temperatureinfluss zu ermitteln, wurden die Sonden 2 und 3 in einer Klimakammer einer Umgebung mit abnehmender Temperatur ausgesetzt. Der Einfluss der Temperatur ist in sehr guter Näherung linear und kann daher bei bekannter Kalibriertemperatur leicht korrigiert werden (Abb. 20, Sonde 2). Die Schwankungsbreite der Winkel beträgt etwa  $3^\circ$  bis  $4^\circ$ .

### Eignung des Neigungssensors für die Flying Parsivel-Sonde

Kritisch zu bewerten ist die Abhängigkeit des Neigungssensors von Beschleunigungen.

Es wurden Tests durchgeführt sowohl für eine kleine Pendellänge (ca. 2 m) im Labor als auch für eine große Pendellänge (14 m) an der Fassade des Institutsgebäudes. Diese zeigten, dass der Sensor nicht in der Lage ist, während Pendelbewegungen die auftretenden Neigungen zu detektieren. Abbildung 21

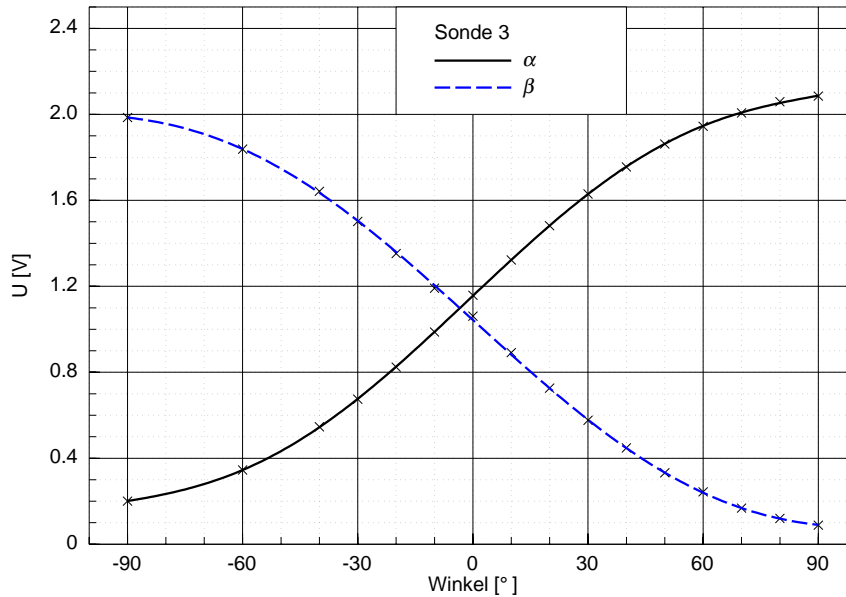


Abb. 19: Beziehung zwischen vom Neigungssensor ausgegebenen Spannungswerten und Neigungen für Sonde 3. Schwarz durchgezogene Kurve:  $\alpha$  (Winkel um die Längsachse). Blau strichlierte Kurve:  $\beta$  (Winkel um die Querachse).

veranschaulicht dies. Im Labor wurde die Sonde 3 an einer ca. 2 m langen Schnur aufgehängt, sie wurde in eine Anfangsauslenkung von ca.  $-40^\circ$  gebracht und dann losgelassen, woraufhin sie für ca. 6 Minuten bei langsam abnehmender Maximalauslenkung eben pendelte. Man erkennt im Ergebnis (Abb. 21 links), wie der Neigungssensor die Anfangsauslenkung korrekt detektiert. Allerdings nimmt das Signal des Neigungssensors nach Loslassen schnell ab und bleibt auf dem gleichen Niveau; man würde jedoch eine Schwingung erwarten. Anschließend wurde die Sonde zur Ruhe gebracht und für einen ähnlich langen Zeitraum in der Ruhelage gelassen (Abb. 21 rechts).

Es sind zwischen beiden Messphasen keine Unterschiede zu erkennen. Die Signalniveaus sind gleich hoch, und die Standardabweichungen sind fast gleich groß (pendelnde Sonde:  $s_\alpha = 0,0101\text{ V}$  und  $s_\beta = 0,0074\text{ V}$ , ruhende Sonde:  $s_\alpha = 0,0093\text{ V}$  und  $s_\beta = 0,0070\text{ V}$ ). Während des Pendelns wird also die „0°“-Lage ausgegeben und die auftretenden Fluktuationen entsprechen dem Rauschen, das eine ruhende Sonde anzeigt. Der Test wurde für verschiedene Ausgangslagen und zwei Pendellängen mit beiden Flying Parsivel-Sonden wiederholt; das Fazit war jedoch stets das gleiche. Auch bei den Messaufstiegen zeigte sich das gleiche Verhalten.

Ein anderer Test sollte zeigen, ob das Problem mit der Trägheitszeit des Neigungssensors zusammenhängt. Manuell wurde die Neigung einer Sonde für beide horizontale Achsen schnell variiert, ohne die Sonde gleichzeitig einer Translationsbeschleunigung auszusetzen. Der Sensor zeigte dabei eine schnelle Anpassung an diese Lageänderungen und plausible Werte.

Der Neigungssensor kann also für ein pendelndes Messgerät seinen Zweck nicht erfüllen.

Das Problem wird durch die folgende Betrachtung plausibel: In einer abgeschlossenen Kapsel befinde sich umgeben von einem dichteren Medium ein Körper. Für ein ruhendes System bildet sich entsprechend der Gewichtskraft ein Druckgradient entlang der Vertikalen aus. Nach dem Archimedischen Prinzip bewirken die unterschiedlichen Druckkräfte auf die Basisfläche und die Stirnfläche des Körpers eine Auftriebskraft. Wird die Kapsel beschleunigt, stellt sich der Druckgradient aufgrund der Überlagerung der Gewichtskraft und der Trägheitsbeschleunigung neu ein und bewirkt, dass der Körper eine Bewegungskomponente in



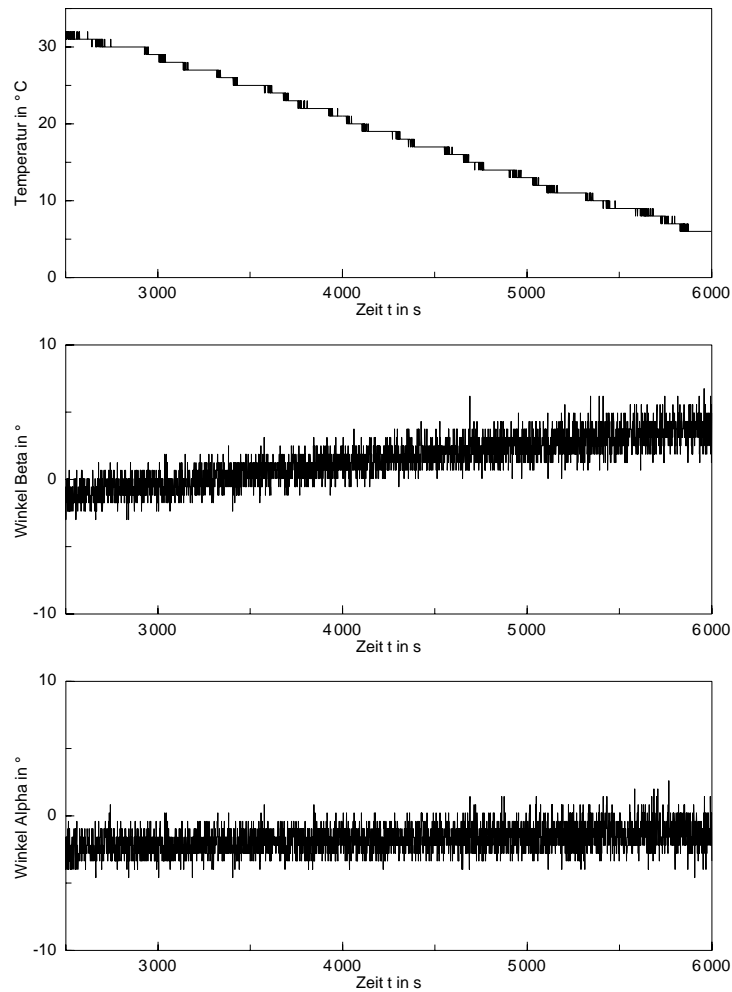


Abb. 20: Temperatureinfluss auf den Neigungssensor. Zeitlicher Verlauf der Temperatur (oben), des vom Neigungssensor ausgegebenen Winkels  $\beta$  (Mitte) und des Winkels  $\alpha$  (unten) für die ruhende Flying Parsivel-Sonde 2.

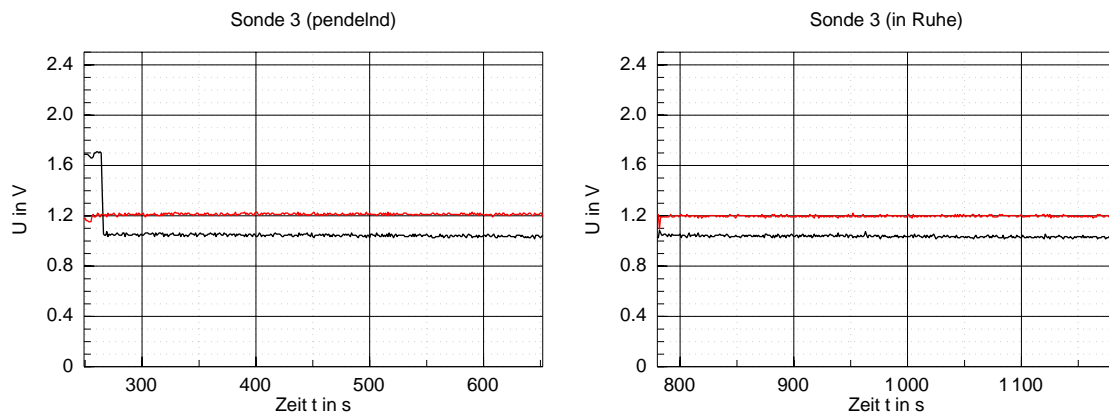


Abb. 21: Beispiel für die Ausgabe des Neigungssensors bei Flying Parsivel-Sonde 3, Signalspannung bezüglich der Querachse (rote Linie) und der Längsachse (schwarze Linie) über der Zeit. Links: Freies Pendeln der Sonde mit einer Anfangsauslenkung von  $40^\circ$ . Rechts: Sonde in der Ruhelage. Die Pendellänge betrug ca. 2 m.

Richtung der wirkenden Beschleunigung erfährt. Das bedeutet für das Messprinzip des thermodynamischen Neigungssensors, dass bei wirkenden Beschleunigungen die augenblickliche Neigung des Sensors nicht mehr korrekt ausgegeben wird. Das Scheinlot weicht vom wahren Lot ab. Bei einer Translationsbeschleunigung wird der Neigungswinkel als zu groß ausgegeben.

Für die ebene Pendelbewegung gilt: Die Resultierende aus der Gewichtskraft und der Trägheitskraft, welche der Rückstellkraft entgegengerichtet ist, wirkt exakt vom Kreismittelpunkt weg und somit als das Scheinlot senkrecht zur Kapsel (Abbildung 22). Dieser Resultierenden entgegengerichtet wirkt der Druckgradient, an dem sich der Körper im Neigungssensor ausrichtet. Deshalb wird während des Pendelns stets eine Neigung von  $0^\circ$  ausgegeben.

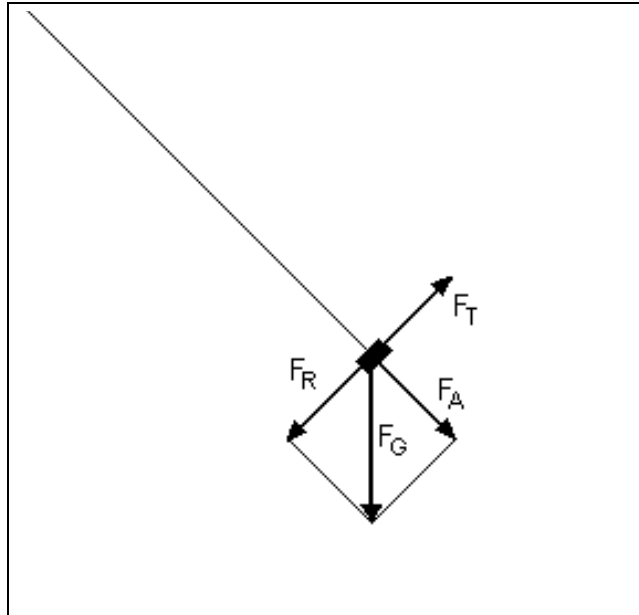


Abb. 22: Kräfte am Pendel. Mit  $F_G$ : Schwerkraft,  $F_R$ : Rückstellkraft,  $F_T$ : Trägheitskraft und  $F_A$ : resultierende Kraft nach außen.

### Abschätzung des Fehlers bei unbekanntem Neigungen

Für die Pendelbewegungen der Flying Parsivel-Sonde liegen also keine Messwerte vor. Der Neigungssensor soll mittelfristig durch einen anderen ersetzt werden, dessen Messprinzip besser geeignet ist.

Wird auf die gemessenen Daten keine Korrektur bezüglich der Referenzfläche angewendet, entsteht ein Fehler. Im Folgenden wird versucht, eine Aussage über die daraus folgende Messunsicherheit zu treffen.

Dazu wird zunächst das Pendelverhalten des Gespanns aus Flying Parsivel-Sonde, Drop-up-Sonde und Ballon abgeschätzt. Ein möglicher Weg hierzu sind Beobachtungen. Diese (z.B. als Video) sind nur für niedrige Höhen möglich, damit sind sie aber nicht repräsentativ für das Pendelverhalten des Gespanns während des gesamten Aufstiegs, da sich das Windfeld mit der Höhe stark ändern kann (atmosphärische Grenzschicht).

In einem praktischen Versuch wurde das Pendelverhalten an der Fassade des Institutsgebäudes simuliert, wo das Sonden-Gespann an einer Eisenstange, die an der Dachterrasse befestigt war, hing. Dieses Doppelpendel wurde in verschiedenen Konstellationen ausgelenkt und angeregt. Es zeigte sich eine starke Abnahme der Amplituden innerhalb weniger Schwingungen. Möglicherweise ist diese Beobachtung mit durch das leichte Nachfedern der Eisenstange zu erklären. Darüber hinaus kann nicht zweifelsfrei gesagt werden, ob die Anregungen, die dem System teilweise mit Hilfe von Schnüren aufgeprägt wurden, für die realen Bedingungen repräsentativ waren.

Deshalb wird der Ansatz verfolgt, auf das ungefähre Pendelverhalten aus den GPS-Winddaten der Drop-up-Sonde zu schließen. Zu einem gewissen Grad kann man das Auftreten von Pendelbewegungen am Verlauf der gemessenen Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit sehen. Zeigen sie schnelle Fluktuationen, dann pendelt die Sonde. Allerdings kann dies nicht mehr als eine qualitative Abschätzung sein.

Das Pendeln wird offensichtlich durch Windscherung und Turbulenz verursacht; deshalb soll im folgenden unter Verwendung einiger Vereinfachungen die Wirkung der Windscherung auf das Gespann berechnet werden.

Wir betrachten das Gespann vereinfachend als ein ebenes Einmassen-Pendel. Das gemessene Windfeld sei horizontal homogen. Aus einer Schicht, in der beide Elemente des Pendels (Ballon und Sonden) den gleichen Windeinfluss erfahren haben, wodurch sich das Pendel schließlich in Ruhe befindet (Winkel  $\phi = 0$ ), steige das Gespann allmählich in eine Schicht mit einer veränderten Windgeschwindigkeit auf, so dass zunächst nur der Ballon in deren Einfluss gerate. Nun wird vereinfachend davon ausgegangen, dass der Ballon augenblicklich diesem neuen Windfeld folgt und dass sich das Pendel unmittelbar auf diese Situation mit einem korrespondierenden Auslenkungswinkel einstellt im Sinne einer instantanen Antwort auf die Geschwindigkeitsdifferenz des Windes. Trägheitskräfte werden also vernachlässigt. Dieser Auslenkungswinkel wird hier als ein charakteristischer Wert für die maximale Auslenkung des Ballon-Sonden-Pendels betrachtet. Das Windfeld wird als wie von der Drop-up-Sonde gemessen vertikal stationär betrachtet, so dass auf den Ballon der Wind  $v(t + w_G \cdot \frac{h_G}{2})$  wirke, auf die Sonde der Wind  $v(t - w_G \cdot \frac{h_G}{2})$  mit  $h_G$ : Höhe des Gespanns und  $w_G$ : Aufstiegs geschwindigkeit des Gespanns; denn nur die Drop-up-Sonde, die sich im Höhengniveau zwischen Ballon und Flying Parsivel-Sonde befindet, misst die Windkomponenten.

Neben den Trägheitskräften werden der Beitrag der vertikalen Umströmungsgeschwindigkeit der Sonde sowie die beim wirklichen Doppelpendel aufgrund der Interaktion zwischen den beiden Pendeln auftretenden Kopplungskräfte vernachlässigt. Außerdem bleiben hochfrequente Windänderungen, die von dem GPS-Gerät, das sekundliche Mittelwerte liefert, nicht mehr aufgelöst werden, unberücksichtigt.

Die Luftwiderstandskraft  $F_W$  auf den Ballon lautet nach dem Ansatz von Newton, der die Reibungskraft proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit setzt:

$$F_W = \frac{1}{2} \rho_L c_W A_K \cdot (v_S - v_B)^2 \quad (67)$$

mit der Luftdichte  $\rho_L$ , dem Widerstandsbeiwert  $c_W$ , der effektiven Querschnittsfläche  $A_K$  des Körpers, dem horizontalen Geschwindigkeitsbetrag  $v_S$ , der auf die Sonde wirkt, und dem horizontalen Geschwindigkeitsbetrag  $v_B$ , der auf den Ballon wirkt. Als  $c_W$ -Wert des näherungsweise kugelförmigen Ballons gilt für die relevanten Reynolds-Zahlen der Wert 0,45 (Schlichting 1965).

Die Rückstellkraft  $F_{R,A}$ , die aufgrund des Auftriebs auf den Ballon wirkt, hat den gleichen Betrag wie die Rückstellkraft aufgrund der Gewichtskraft der unteren Masse  $F_R$ :

$$F_{R,A} = F_R = m_{Sonde} g \sin(\phi) \quad (68)$$

mit der Masse der Sonde  $m_{Sonde}$ , der Schwerebeschleunigung  $g$  und dem Auslenkungswinkel  $\phi$ . Sie kompensiere die ihr entgegengerichtete Komponente von  $F_W$ :

$$F_W \cdot \cos(\phi) = F_R \quad (69)$$

$$F_W \cdot \cos(\phi) = m_{Sonde} g \sin(\phi) \quad (70)$$

Hieraus folgt:

$$\tan(\phi) = \frac{F_W}{m_{\text{Sonde}} g}. \quad (71)$$

Die erwähnten hochfrequenten Windänderungen, die durch den GPS-Sensor nicht aufgelöst werden und bei der erläuterten Betrachtung vernachlässigt werden, sind ein Phänomen der Turbulenz. Sie spielen vor allem dann eine Rolle, solange sich das Gespann in der Grenzschicht befindet und/oder bei konvektiven Wettersituationen.

Hier ist die Isotropie der Turbulenz entscheidend. Isotropie bedeutet, dass die statistischen Größen der Turbulenz invariant sind gegen Drehungen des Koordinatensystems; die turbulenten Elemente haben keine bevorzugte räumliche Orientierung. Das setzt homogene Turbulenz voraus und ist wegen der räumlichen Begrenzung der Wirbel in der Vertikalen allgemein nicht gegeben. Sogenannte lokale Isotropie ist jedoch bei den Fluktuationen der kleinen Wellenlängen erfüllt, d.h. Isotropie gilt für Wirbel, die klein gegenüber dem Abstand zu Grenzflächen, also dem Erdboden sind. Daraus ist zu schließen, dass jede Anregung des Gespann-Pendels durch Turbulenz schließlich durch eine entgegengesetzte Anregung kompensiert wird.

Nach Gleichung 71 wurde für die Messdaten des Aufstiegs am 14.02.2007 (Abbildung 23), einer Situation mit stratiformem Niederschlag,  $\phi$  abgeschätzt. In den untersten 2 km Höhe hatte das Windfeld stärkere Scherungen, infolgedessen ergaben sich einzelne Winkel  $\phi$  bis maximal  $6^\circ$ . In den höheren Niveaus war  $\phi$  deutlich kleiner. Die Schwingungen mit Perioden in der Größenordnung von 50 bis 100 s sind ein Fehler des GPS-Systems.

Mit den Daten des Aufstiegs am 12.07.2006 wurde die gleiche Berechnung für eine konvektive Wetter-situation durchgeführt (Abbildung 24). Die Windscherungen waren hier in allen Niveaus deutlich stärker ausgeprägt. Dadurch ergaben sich für  $\phi$  maximale Werte zwischen  $6$  und  $8^\circ$ .

Aus diesen Ergebnissen wird als eine charakteristische Maximalauslenkung des Pendels abgeschätzt:

- für Situationen mit ausgeprägter Windscherung (Grenzschicht, Konvektion in freier Atmosphäre) ca.  $10^\circ$ .
- für Situationen mit weniger ausgeprägter Scherung (übrige freie Atmosphäre) ca.  $5^\circ$ .

Die für die Grenzschicht genannten  $10^\circ$  decken sich ungefähr auch mit Beobachtungen, die bei Aufstiegen gemacht wurden.

Im Folgenden wird die Bewegung des mathematischen Doppelpendels betrachtet (vgl. Kapitel 2.2). Da die Bewegungsgleichungen nicht analytisch gelöst werden können, wurden sie mit dem Runge-Kutta-Verfahren (Kap. A.2 im Anhang A) iterativ berechnet.

Abhängig von der Schrittweite  $h_{RK}$  kann mit diesem Schema eine sehr genaue Näherung berechnet werden. Hier wurde eine Schrittweite  $h_{RK} = 0,04$  s gewählt. Der Fehler des Runge-Kutta-Schemas ist von der Größenordnung  $h_{RK}^5$  (Bronstein 1997). Vor der Berechnung wurden die beiden Gleichungen entkoppelt und in vier Differentialgleichungen 1. Ordnung überführt.

Für die Anfangsbedingungen sind vier einfache Konstellationen denkbar:

**Konstellation 1:** Beide Sonden sind gleichphasig ausgelenkt.

**Konstellation 2:** Beide Sonden sind gegenphasig ausgelenkt.

**Konstellation 3:** Nur die obere Sonde sei ausgelenkt.

**Konstellation 4:** Nur die untere Sonde sei ausgelenkt.

Als Anfangsbedingungen dienten als Maximalauslenkung die abgeschätzten  $10^\circ$ .

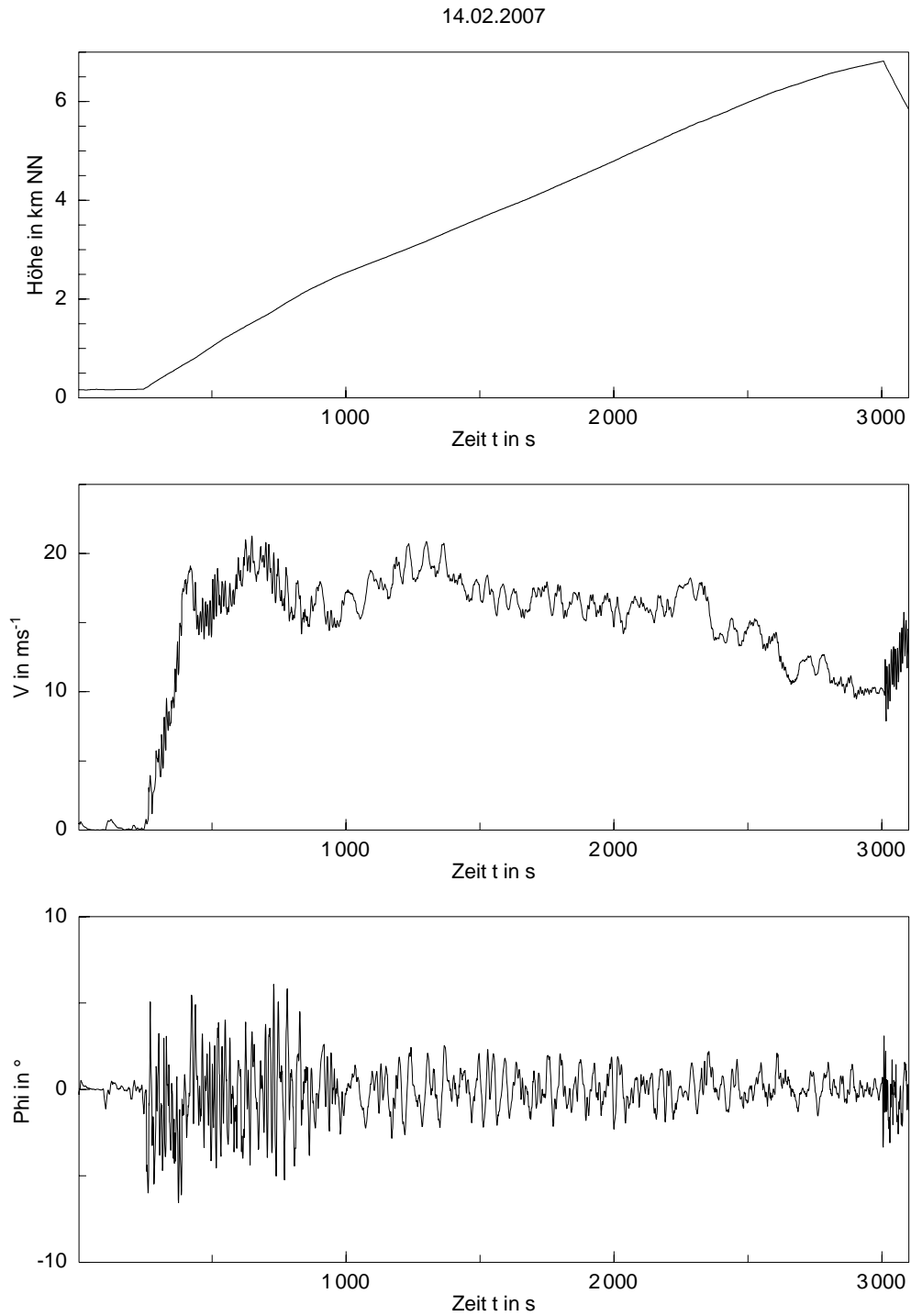


Abb. 23: Aufstieg am 14.02.2007 mit Flying Parsivel-Sonde 2. Zeitlicher Verlauf der Höhe (oben), des Betrags des Windes (Mitte) und der aus den Windscherungen abgeschätzten Neigungen  $\phi$ .

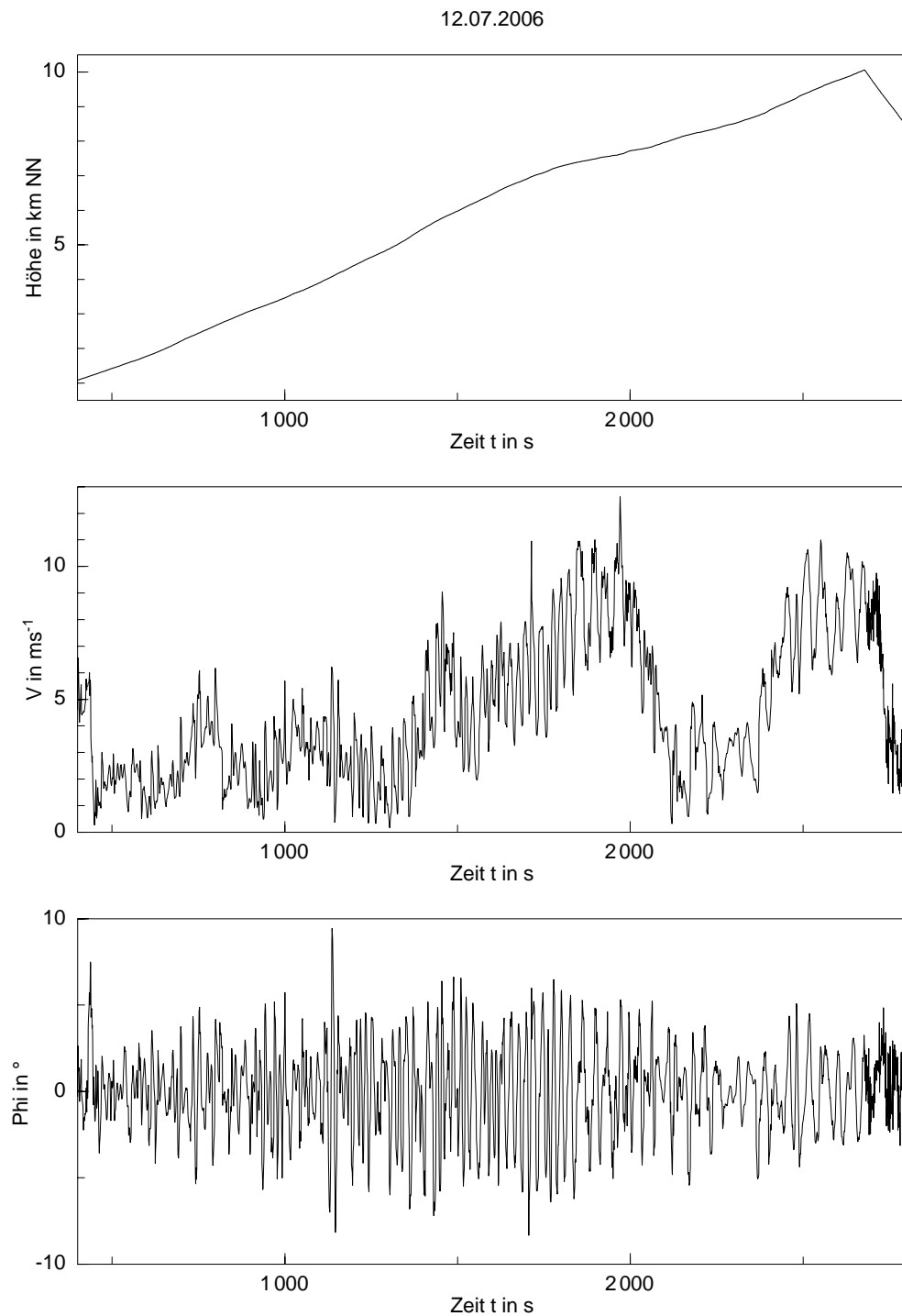


Abb. 24: Aufstieg am 12.07.2006 mit Flying Parsivel-Sonde 2. Zeitlicher Verlauf der Höhe (oben), des Windbetrags (Mitte) und der aus den Windscherungen abgeschätzten Neigungen  $\phi$ .

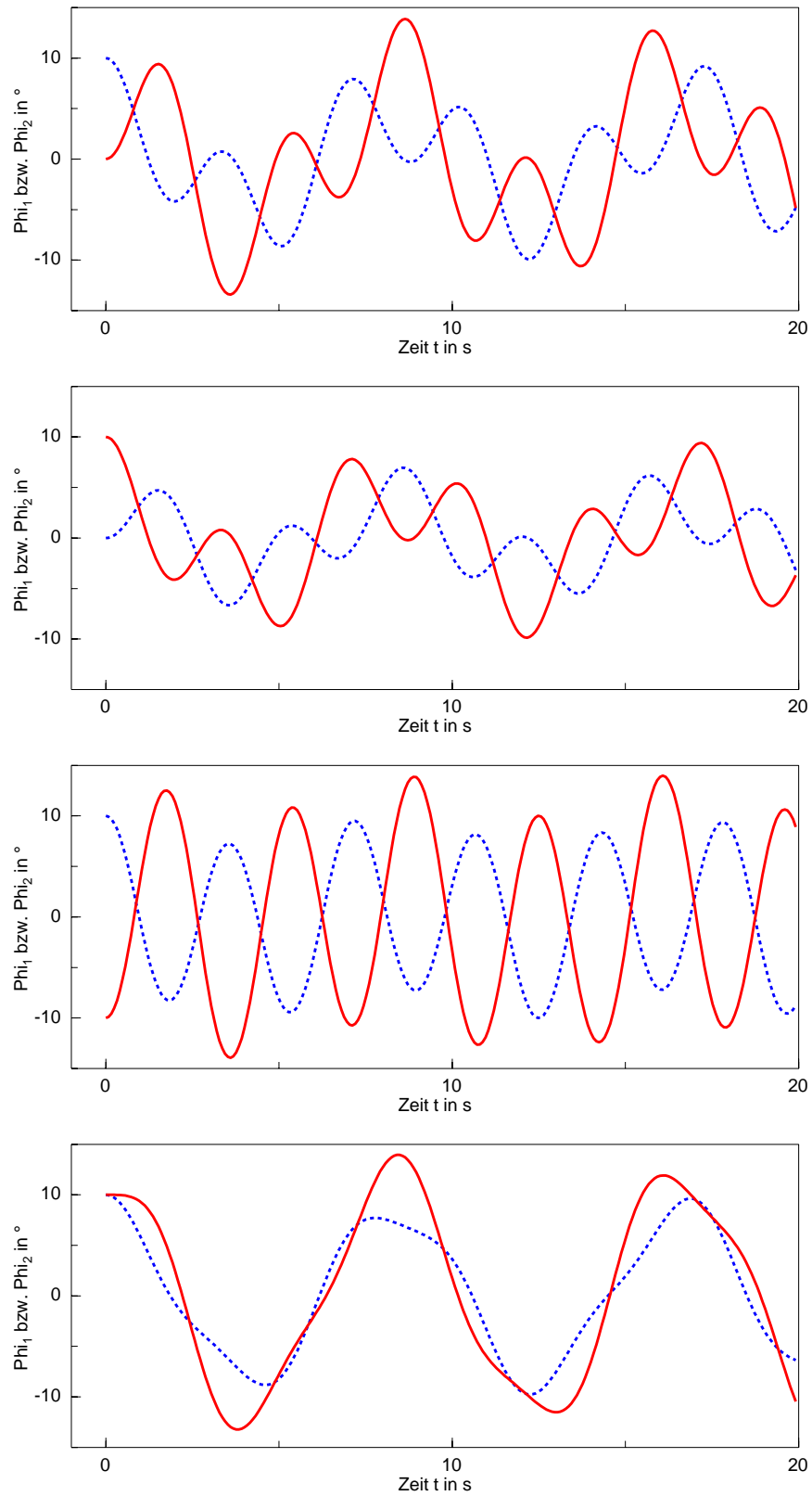


Abb. 25: Numerische Lösung der Bewegungsgleichungen des Doppelpendels für verschiedene Anfangsauslenkungen. Dargestellt sind die Winkelkoordinaten des oberen Pendels  $\phi_1$  (rote Linie) und des unteren Pendels  $\phi_2$  (blaue strichlierte Linie).

Alle vier Konstellationen zeigen ein quasi-harmonisches Verhalten, jedoch mit Amplituden, die stark variieren. Die Schwingungen klingen nicht ab. Für jeweils beide Teilschwingungen variieren die Maximalauslenkungen, teilweise stark.

In den meisten Fällen erreicht das untere Pendel eine größere Maximalauslenkung als das obere. Dies hatte sich schon bei der Lösung des Doppelpendels für kleine Schwingungen ergeben (Kapitel 2.2), wo die Relation  $\sqrt{2}$  war. Hier nun zeigen sich maximale Amplituden des unteren Pendels bis zu  $14^\circ$ , während das obere Pendel nie über  $10^\circ$  Auslenkung hinausgeht.

Die Konstellationen 2 bis 4 geben den Eindruck eines relativ geordneten Schwingens; sie haben ähnlich große Perioden, die deutlich kleiner sind als der gleichphasige Fall (Konstellation 1). Letzteres hängt damit zusammen, dass die beiden Pendel hier stets gegengleich schwingen und sich dabei stark rückkoppeln.

Der gleichphasige Fall hat Periodendauern von – grob genähert – doppelter Länge derer der anderen Konstellationen. Im Bereich der Umkehrpunkte ist die Schwingung nicht symmetrisch, sondern zeigt verzögertes oder beschleunigtes Umkehren. Die Abweichung vom harmonischen Verhalten ist hier am größten.

Nun wurde für jeden diskreten Wert – die zeitliche Auflösung ist  $h_{RK}$  – der relative Fehler  $f_P$  berechnet, der sich durch die augenblicklich verkleinerte Projektion der Messfläche  $A(\alpha, \beta)$  ergibt

$$f_P = \frac{(A_0 - A(\alpha, \beta))}{A_0}. \quad (72)$$

Hier ging die Annahme von einer räumlichen Gleichverteilung der Hydrometeore ein.

Berechnet wurde dann für jeden Fall der maximale augenblickliche und der mittlere Wert von  $f_P$  (Tabelle 18) bezogen auf den Zeitraum von 20 s. Unterschieden wurden die Fälle einer ebenen Schwingung um die Längsachse bzw. um die Querachse und einer dreidimensionalen Schwingung bezüglich beider Achsen. Der mittlere Wert von  $f_P$  wird als eine Obergrenze für den tatsächlich auftretenden Fehler  $f_P$  interpretiert. Er ist ein Maß für die durch das Pendeln verursachte Unsicherheit der Genauigkeit der gemessenen Anzahldichteverteilungen.

In der Realität werden sich diese einfachen Anfangskonstellationen wahrscheinlich nie exakt ergeben. Eine bedeutende Vernachlässigung war die der Reibungseinflüsse. Da diese ein schnelleres Abklingen der Schwingungen verursachen, ist in der Realität eher noch ein kleinerer Einfluss zu erwarten.

Zusammengefasst gesagt liegt die Fehlerschranke also, wenn das gezeigte Procedere die Realität realistisch wiedergibt, bei ca. 5 %. Die gemessenen Anzahldichten werden maximal um diesen Prozentsatz zu klein gemessen, wobei für alle Klassen der gleiche Wert gilt.

### Ersatz für den Neigungssensor

Wenn mit einem anderen Neigungssensor zuverlässige Neigungsdaten vorliegen, kann die Fehlerabschätzung genauer erfolgen. Dessen Messprinzip darf nicht auf der Messung der Gewichtskraft beruhen. Es gibt auf dem Markt Neigungssensoren in sehr unterschiedlichen Funktionsweisen (Tabelle 19). Die meisten basieren auf der Messung des Schwerfeldes und sind deshalb für die Flying Parsivel-Sonde ebenfalls nicht geeignet. Magnetoresistive Neigungssensoren, die das Erdmagnetfeld messen, könnten aber eine mögliche Lösung sein. Es bleibt dabei zu prüfen, ob die Genauigkeit ausreicht (Ortsmissweisung etc.).

Ein anderer, technisch aufwendiger Ansatz könnte der einer Sensordatenfusion eines Satelliten- und eines Inertialnavigationssystems sein. Die Flying Parsivel-Sonde müsste dafür mit einer Trägheitsnavigationseinheit (Inertial Measurement Unit IMU) ausgestattet werden, die aus drei low-cost Inertialsensoren und drei Drehratensensoren (Kreisel) besteht, und einem GPS-Empfänger. Diese Lösungsmöglichkeit wird erfolgreich bei der Entwicklung und Erprobung von automatisch fliegenden Mikroflugzeugen (MAV), die für eine exakte Navigation u.a. auf genaue Neigungsinformationen angewiesen sind, angewendet (z.B. Institut für Luft- und Raumfahrtssysteme, TU Braunschweig; Winkler 2006, 2007).



Tabelle 18: Maximale Fehler  $f_P$  aufgrund von Pendelbewegungen für verschiedene Anfangsbedingungen. Der maximale Fehler bezieht sich auf einen konkreten augenblicklichen Zeitpunkt, der mittlere Fehler bezieht sich auf die Mittelung über 20 Sekunden.

Anfangsbedingung: gleichphasig					
bzgl. Längsachse		bzgl. Querachse		bzgl. beider	
max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$
3,04 %	1,11 %	7,50 %	3,44 %	10,77 %	4,61 %
Anfangsbedingung: gegenphasig					
bzgl. Längsachse		bzgl. Querachse		bzgl. beider	
max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$
3,05 %	1,17 %	7,51 %	3,58 %	10,80 %	4,82 %
Anfangsbedingung: nur unteres Pendel ausgelenkt					
bzgl. Längsachse		bzgl. Querachse		bzgl. beider	
max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$
1,54 %	0,40 %	4,62 %	1,66 %	6,23 %	2,07 %
Anfangsbedingung: nur oberes Pendel ausgelenkt					
bzgl. Längsachse		bzgl. Querachse		bzgl. beider	
max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$	max. $f_P$	mittl. $f_P$
3,00 %	0,72 %	7,42 %	2,40 %	10,65 %	3,15 %

Tabelle 19: Beispiele für Messprinzipien von Neigungssensoren.

Messprinzipien von Neigungssensoren		
Grundlage	Prinzip	
Schwerefeld	mechanisch:	Messung der Lage eines Vertikalpendels zwischen zwei Elektroden
Schwerefeld	elektrooptisch:	Detektion der Position einer Luftblase in einer Flüssigkeit durch Fotozellen
Schwerefeld	kapazitiv:	Messung einer elektrisch leitenden Flüssigkeit zwischen zwei Messkontakten
Schwerefeld	thermisch:	Messung der Temperaturverteilung einer Konvektionsströmung in einer abgeschlossenen Kapsel
Erdmagnetfeld	magnetoresistiv:	magnetfeldsensitives elektronisches Element (z.B. Hall-Effekt)

### 4.3.5 Umströmung der Flying Parsivel-Sonde

Steigt die Flying Parsivel-Sonde auf, bildet sich um die Sonde herum eine Umströmung aus; es stellt sich die Frage nach deren Einfluss auf die Messung von Partikelspektren.

So wurden im Windkanal Messungen der Strömungsgeschwindigkeit durchgeführt. Bestimmt wurde die Strömungskomponente  $v_{Str}$  der Anströmrichtung an verschiedenen Positionen vor und um die Sonde mit einem Stauraohr (Fünflochsonde). Als Außenströmung  $v_A$  wurden mehrere Geschwindigkeitsstufen (3, 4, 5 und  $6 \text{ ms}^{-1}$ ) vorgegeben. Beispielhaft sei hier das Ergebnis der Stufe  $5 \text{ ms}^{-1}$  besprochen (Abbildung 26), für die anderen Stufen war das Ergebnis qualitativ gleich.

Wie man erwarten kann, bewirkt die Drop-up-Sonde in der Anströmrichtung eine Verzögerung der Strömung. Die Anwesenheit der Drop-up-Sonde ist im Strömungsfeld bereits 40 cm vor der Sonde spürbar,  $v_{Str}$  ist gegenüber  $v_A$  um 4 % verringert (auf  $4,8 \text{ ms}^{-1}$ ).  $v_{Str}$  sinkt mit weiterer Annäherung langsam (um  $4,4 \text{ ms}^{-1}$ , 24 cm vor der Sonde) und erreicht im Bereich von 8 cm vor der Sonde eine Größenordnung von  $3 \text{ ms}^{-1}$ . Aufgrund der Länge der Fünflochsonde konnten keine zur Sonde näheren Messungen gemacht werden. Im Bereich näher als 8 cm zur Sonde ist eine deutlich Querkomponente vorhanden, die zur Sonde hin stärker wird. Entsprechend ihres Messprinzips misst die Fünflochsonde nur exakt, wenn auf die seitlichen Druckabnehmer keine Seitenkomponente wirkt. Im Messkanal selbst wird die Strömung beschleunigt, so dass  $v_{Str}$  um 24 % ( $6,2 \text{ ms}^{-1}$ ) größer ist als die Windkanalgeschwindigkeit. Mit Hilfe eines Papierfähnchens ließ sich vor der Sonde der Umschlagpunkt der Strömung gut beobachten: Die Strömung trennt sich hier in zwei Teile, der eine geht zum Messkanal, der andere nimmt den Weg um die Sonde herum. Auf den Seiten der Sonde parallel zur Strömung ist andeutungsweise die für solche Grenzschichten charakteristische logarithmische Geschwindigkeitszunahme erkennbar.

Wichtig für die Fragestellung der Beeinflussung der Partikelmessung ist die Lage des Umschlagpunktes. Hierdurch ergibt sich ein durch die Strömung vergrößertes Messvolumen  $V_M$ ; für Teilchen, die sich vom Umschlagpunkt aus auf der Seite zum Kanal hin befinden, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, dass sie dort hinein gelangen und detektiert werden. Nach den Beobachtungen (Tabelle 20) liegt er in einer Entfernung von 3,0 cm vor der Sonde um ca. 2,0 cm bzw. 2,5 cm (breite Seite bzw. schmale Seite der Sonde) vom Rand des Messkanals in Richtung nach außen entfernt. Mit größerem Abstand wandert er immer weiter in die Richtung der Sondenmitte. Ca. 10,0 cm vor der Sonde liegt der Umschlagpunkt über dem Rand des Messkanals bzw. ist nicht mehr vorhanden (keine Auslenkung des Papierfähnchens mehr). Die Auslenkungen des Fähnchens und somit die Querkomponente der Strömung nimmt ab 8 cm vor der Sonde in Richtung Sonde kontinuierlich zu.

Tabelle 20: Ungefähre Lage des Umschlagpunkts für eine Außenströmung von  $5 \text{ ms}^{-1}$ . Aus Beobachtungen abgeleitete Werte.

Lage vor der Sonde in cm	Abstand vom Rand des Messkanals in cm	
	an der breiten Seite	an der schmalen Seite
3,0	ca. 2,0	ca. 2,5
5,0	ca. 1,0	ca. 2,5
6,0	bei 0,5 bis 1,0	ca. 2,0
7,0	ca. 0,5	ca. 2,0
8,5	ca. 0,5	ca. 1,5
10,0	über dem Rand des Kanals	ca. 0,5
bei 10 cm und oberhalb davon ist nur noch eine schwache Auslenkung beobachtbar		

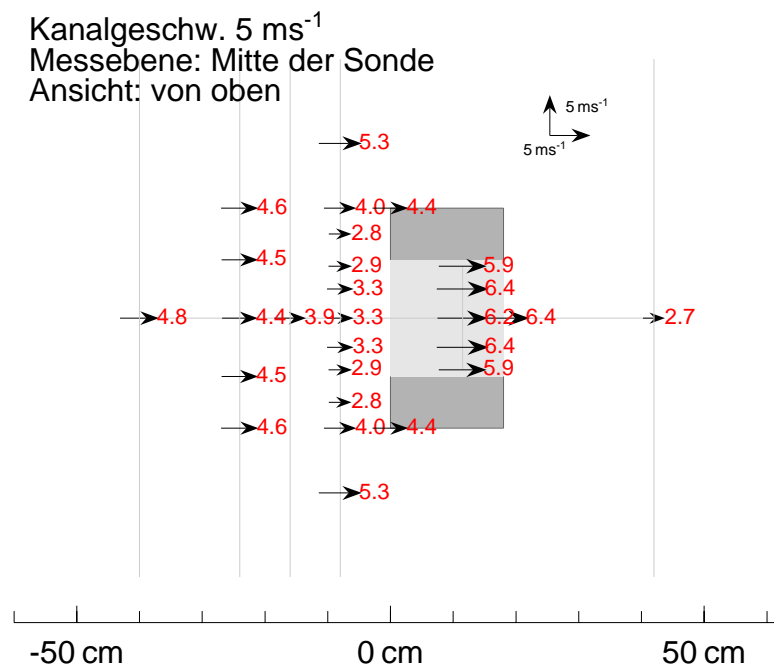
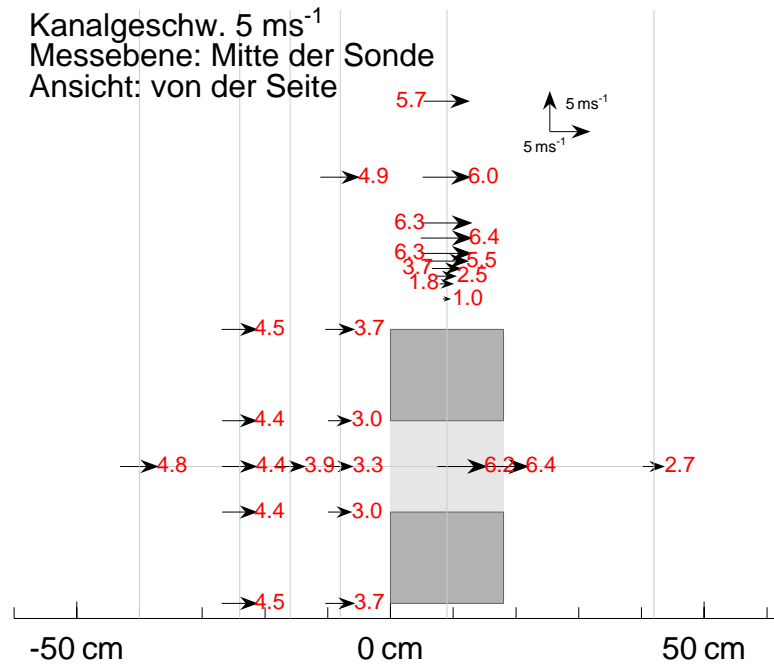


Abb. 26: Umströmung der Flying Parsivel-Sonde bei einer Windkanalgeschwindigkeit von  $5 \text{ ms}^{-1}$ . Ansicht von der schmalen Seite (oben) und von der breiten (unten), als graue Flächen das Schema der Sonde. Gezeigt ist die Anströmungskomponente  $v_{Str}$  als Windvektoren (Länge proportional zum Betrag, Messpunkt ist die Pfeilmitte) und als Zahlen (Betrag in  $\text{ms}^{-1}$ ). Darstellungen überhöht.

Diese Beobachtung wurde auch mit einem sehr feinen Faden gemacht (Abbildung 27). Die Ablenkung aufgrund einer zur Sonde hin zunehmenden Querkomponente zeigte sich deutlich.



Abb. 27: Sichtbarmachung des Strömungsverlaufs an der breiten Seite (mittig) der Flying Parsivel-Sonde durch einen sehr feinen Faden.

Wie erwähnt lässt sich die Geschwindigkeit der Querkomponente mit dem Staurohr nicht exakt messen. Aus den Messungen bzw. Beobachtungen lässt sich für den Bereich von der Sonde bis zu 10 cm Entfernung ein Durchschnittswert von  $3 \text{ ms}^{-1}$  abschätzen.

Damit lässt sich das durch die Strömungseffekte vergrößerte Volumen  $\tilde{V}_K$  der in den Messkanal (Volumen  $V_K$ ) einströmenden Luft angeben. Entsprechend der beobachteten Lage des Umkehrpunkts strömt näherungsweise ein Volumen der Grundfläche  $(b_K+2 \cdot 1 \text{ cm}) \cdot (a_K+2 \cdot 2 \text{ cm})$  und der Höhe 10 cm in den Kanal der Grundfläche  $(b_K \cdot a_K)$  mit  $b_K$ : Länge des Kanals und  $a_K$ : Breite des Kanals. So ergibt sich das Verhältnis:

$$\frac{\tilde{V}_K}{V_K} = 1,63. \quad (73)$$

Nun stellt sich die Frage, welchen Einfluss dies auf die Messfläche der Flying Parsivel-Sonde hat und somit auf die gemessenen Partikelzahlen. Der Einfluss hängt von der Partikelgröße ab, denn nicht alle Teilchen folgen der Querkomponente der Strömung auf die gleiche Weise.

### **Einfluss von Querwindkomponenten auf Tropfen**

Berechnet wurde der Einfluss einer Querwindkomponente von  $3 \text{ ms}^{-1}$  auf fallende Tropfen unterschiedlicher Größe. Die Bewegungsgleichung dafür lautet:

$$m_T \ddot{x}_T = \frac{1}{2} \rho_L A_K c_W (u_W - \dot{x}_T)^2 \quad (74)$$

dabei sind:  $x_T$ : Position des Tropfens,  $m_T$ : Masse des Tropfen,  $\rho_L$ : Luftdichte,  $A_K$ : Projektionsfläche des Tropfens,  $u_W$ : horizontal einwirkende Windgeschwindigkeit,  $c_W$ : Widerstandsbeiwert. Für die Tropfen

dieser Größenordnungen ist das Newtonsche Reibungsgesetz gültig, erst bei Tropfengrößen im  $\mu\text{m}$ -Bereich sollte der Ansatz nach Stokes verwendet werden (Beard 1976).

Da für diese nichtlineare Differentialgleichung keine allgemeine analytische Lösung bestimmbar ist, wurde sie iterativ gelöst durch die Anwendung des Runge-Kutta-Verfahrens mit einer Schrittweite von  $h_{RK} = 0,005 \text{ s}$  (Kap. ?? im Anhang A). Für  $\rho_L$  wurde der Wert der Standardluftdichte verwendet. Bei der Berechnung wurden die Tropfen als starre Kugeln bzw. oblate Sphäroide angenommen.

Es wird deutlich, dass die kleineren Tropfen aufgrund ihrer geringeren Masse und Größe schneller auf die Querkomponente reagieren als die größeren (Abbildung 28).

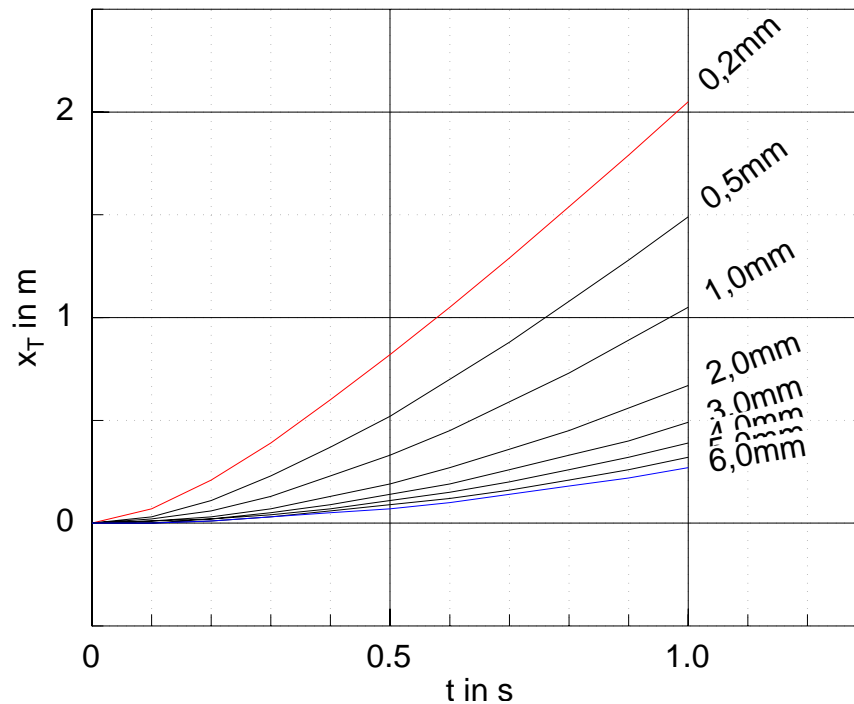


Abb. 28: Strecke  $x_T$ , um die Regentropfen unterschiedlicher Größe durch die Wirkung einer Querkomponente von  $3 \text{ ms}^{-1}$  in 1 s versetzt werden.

Relevant für die Betrachtung ist die Strecke  $x_T$ , um die die Tropfen beim Passieren des Höhenintervalls (10 cm) versetzt werden. Diese hängt von der Fallgeschwindigkeit  $v_{Tr}$  der Tropfen ab;  $v_{Tr}$  wurde nach Gleichung 13 (Atlas-Näherung nach Daten von Gunn und Kinzer) berechnet.

Nach Berechnung von  $x_T$  für die ausgewählten Durchmesser (Tabelle 21) zeigt sich, dass kleine Tropfen (bis ca. 0,5 mm) durch die Querkomponente der Strömung so stark beeinflusst werden, dass sie aus dem sondennahen Bereich oberhalb der Sondenoberseite noch in den Messkanal gelangen und dort detektiert werden können, was zu einer Überbestimmung der Tropfenanzahlen führt.

Es kann eine geometrische Abschätzung erfolgen durch einen Bezug der Grundfläche  $\tilde{A}_M$  des um die seitlich eingebrachten Partikel vergrößerten Messvolumens  $\tilde{V}_M$  zur Messfläche der Flying Parsivel-Sonde  $A_0$ , dem Lichtband (Tabelle 21). Die Grundfläche von  $\tilde{V}_K$  stellt das Maximum dar, das  $\tilde{A}_M$  annehmen kann.

Daraus folgen für die kleinen Größenklassen sehr hohe relative Fehler  $f_U$  (Abb.29), beispielsweise bei  $D_0 = 0,2 \text{ mm}$ ,  $0,3 \text{ mm}$  und  $0,4 \text{ mm}$  226 %.  $f_U$  nimmt aber mit größeren werdenden Klassen stark ab. Er ist für  $D_0 > 0,6 \text{ mm}$  kleiner als 50 %, für  $D_0 > 1,2 \text{ mm}$  kleiner als 10 % und in Klassen oberhalb von 2 mm vernachlässigbar.

Allerdings ist diese Abschätzung ungenau, da sich die Querwindkomponente oberhalb des Kanals zur Kanalmitte hin schnell abbaut; das Ergebnis kann jedoch als eine grobe maximale Abschätzung des Fehlers

aufgrund der Strömungseffekte dienen. Auch wenn der wirkliche Effekt deutlich kleiner ist, kann er wahrscheinlich nicht vernachlässigt werden, besonders bei Nieselregen.

Im Übrigen gelten diese Zahlen nur für Aufstiegsgeschwindigkeiten von  $5 \text{ ms}^{-1}$  und sind für langsamere Aufstiege entsprechend geringer. Darüber hinaus müsste die Rechnung für andere Höhenniveaus wiederholt werden.

Tabelle 21: Seitlicher Versatz von Tropfen  $x_T$  unterschiedlichen volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $D_0$  durch Einfluss eines Querwindes von  $3 \text{ ms}^{-1}$  nach einer Fallstrecke von 10 cm sowie die sich daraus ergebende Grundfläche  $\tilde{A}$  des Messvolumens und deren Relation zur Messfläche des Lichtbands  $A_0$ .

$D_0$ in mm	$v_{Tr}$ in $\text{ms}^{-1}$	$x_T$ in cm	$\tilde{A}$ in $\text{cm}^2$	$\frac{\tilde{A}}{A_0}$	$D_0$ in mm	$v_S$ in $\text{ms}^{-1}$	$x_T$ in cm	$\tilde{A}$ in $\text{cm}^2$	$\frac{\tilde{A}}{A_0}$
0,2	0,5	27,292	176,0	3,26	1,1	4,3	0,182	61,8	1,14
0,3	1,1	6,889	176,0	3,26	1,2	4,6	0,108	58,6	1,09
0,4	1,6	2,836	176,0	3,26	1,3	4,9	0,100	58,2	1,08
0,5	2,0	1,446	123,0	2,27	1,4	5,2	0,093	57,9	1,07
0,6	2,5	0,805	90,4	1,67	1,5	5,5	0,087	57,7	1,07
0,7	2,9	0,540	77,8	1,44	2,0	6,6	0,021	54,9	1,02
0,8	3,3	0,353	69,3	1,28	3,0	8,0	0,014	54,6	1,01
0,9	3,7	0,316	67,7	1,25	4,0	8,7	0,010	54,4	<1,01
1,0	4,0	0,200	62,6	1,16	>4,0				<1,01

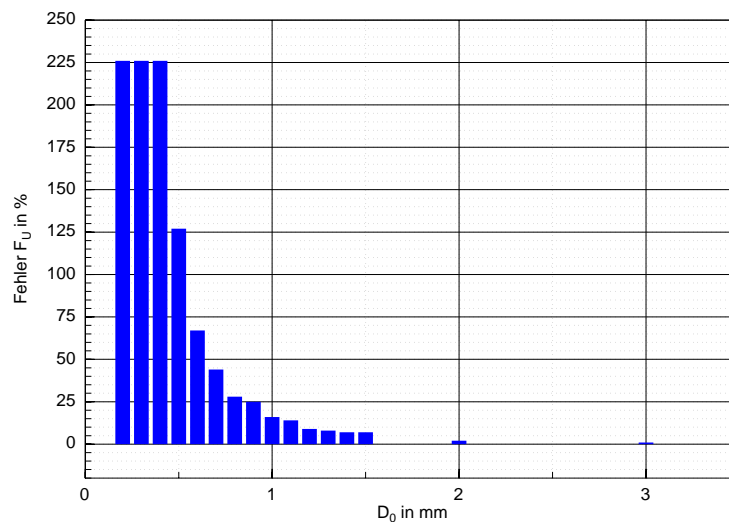


Abb. 29: Abgeschätzter Fehler  $f_U$  pro Klasse, der sich aufgrund von Umströmungseffekten der Flying Parsivel-Sonde ergibt.

Für Eisteilchen wäre die Rechnung komplizierter. Aufgrund der Vielfalt an Erscheinungsformen ist es schwierig, eine verallgemeinerte Masse und Anströmfläche  $A$  und einen  $c_W$ -Wert zu nennen. Aufgrund der deutlich geringeren Fallgeschwindigkeiten ist der Einfluss aber sicherlich ähnlich und auch für größere Teilchen noch spürbar.

Ein weiterer Aspekt ist die beobachtete Beschleunigung innerhalb des Messkanals. Ähnlich der eben gemachten Betrachtungen kann ein Einfluss vor allem auf die kleineren Partikel vermutet werden.

Darüber hinaus wird die Umströmung der Sonde durch auftretende Pendelbewegungen der Sonde beeinflusst. Bei gleichförmigen Schwingungen lässt sich für ein ideales mathematisches Pendel die Pendelgeschwindigkeit (Änderungsrate der Bogenlänge) berechnen, die im Nulldurchgang maximal ist. Tabelle 22 zeigt, abhängig von der auftretenden maximalen Auslenkung, dass die Geschwindigkeit im Nulldurchgang einige  $\text{ms}^{-1}$  betragen kann. Dadurch ergibt sich auch ein Einfluss auf die Umströmung der Flying Parsivel-Sonde. Bei einem Versuch, bei dem während Nieselregen eine Flying Parsivel-Sonde Schwingungen mit Auslenkungen um  $20^\circ$  vollführte, während die andere Sonde wenige Meter daneben stand, waren bei der schwingenden Sonde weniger kleine Partikel gemessen worden. Allerdings war diese Messung auch durch den Pendelfehler  $f_P$  (Kap. 4.3.4) beeinflusst.

Tabelle 22: Maximale Geschwindigkeit (Änderungsrate der Bogenlänge) bei einem Pendel mit 10 und mit 20 m Länge. Berechnete Werte.

max. Auslenkung	$5^\circ$	$10^\circ$	$15^\circ$	$20^\circ$	$25^\circ$	$30^\circ$
bei $l = 10$ m	$0,7 \text{ ms}^{-1}$	$1,4 \text{ ms}^{-1}$	$2,1 \text{ ms}^{-1}$	$2,8 \text{ ms}^{-1}$	$3,5 \text{ ms}^{-1}$	$4,2 \text{ ms}^{-1}$
bei $l = 20$ m	$1,4 \text{ ms}^{-1}$	$2,8 \text{ ms}^{-1}$	$4,2 \text{ ms}^{-1}$	$5,6 \text{ ms}^{-1}$	$7,0 \text{ ms}^{-1}$	$8,4 \text{ ms}^{-1}$

Zusammengefasst lässt sich sagen: Die von der aufsteigenden Flying Parsivel-Sonde gemessenen Tropfenanzahlen der kleinen Größenklassen (bis ca. 1 mm) können aufgrund von Strömungseffekten deutlich überbestimmt sein. Genaue quantitative Angaben hierzu sind jedoch schwierig. Exaktere Informationen könnten Rechnungen mit einem numerischen Umströmungsmodell liefern. Durch die Beschränkung auf kleine Partikel ist der Einfluss auf die abgeleiteten Größen wie Regenrate  $R$  und Radarreflektivitätsfaktor  $Z$  klein.

### 4.3.6 Beeinflussung der Messungen durch Ballon und Drop-up-Sonde

Wenn das Distrometer in Verbindung mit einem Ballon und einer zweiten Sonde aufsteigt, ergibt sich mit Sicherheit auch eine Beeinflussung der Messung durch deren Anwesenheit.

Allgemein bildet sich bei einem umströmten kugelförmigen Gegenstand, als der sich der Ballon betrachten lässt, für die relevanten Reynoldszahlen eine sogenannte unterkritische Umströmung aus. Hinter dem Ballon entwickelt sich ein wirbelbehaftetes „Totwassergebiet“. Die Ablösung der Grenzschicht geschieht am größten Durchmesser des Ballons, so dass das Totwassergebiet den gleichen Durchmesser besitzt. Hinter dem Ballon herrscht Unterdruck. Die Wirbel der Nachlaufströmung sind ungeordnet.

Beobachtungen zeigen, dass sich zunächst die Regentropfen auf der trockenen Ballonhaut festsetzen. Schließlich kumulieren mehrere Tropfen zu einem größeren und beginnen, nach unten zu fließen. Sie lösen sich dann entweder durch die Umströmung oder durch Erschütterungen vom Ballon und sind so dem Luftstrom wieder zugeführt, oder sie fließen an der Schnur entlang nach unten. Wahrscheinlich lösen sich einige direkt am Rüssel des Ballons. Das an der Schnur entlang laufende Wasser wird sicherlich am Fallschirm, an der Drop-up-Sonde und an der Aufhängung der Sonde aufgehalten und dort mindestens teilweise zum Ablösen gebracht.

Die Vermutung liegt nahe, dass die sich ablösenden Tropfen Durchmesser von mehreren Millimetern haben. Werden sie von der Flying Parsivel-Sonde detektiert, können sie die gemessenen Spektren der Tropfenanzahlverteilung deutlich verfälschen. Während des Fallens finden die Prozesse Koagulation und Zerplatzen von großen Tropfen statt, worauf auch die Wirbel des Totwassergebiets einen Einfluss haben könnten. Die Tropfengröße kann somit nicht als Kriterium der Identifikation dienen.

Der Ballon dient also als ein Interface, das die „echten“ Regentropfen auffängt und sie in modifizierter Form wieder an das Messvolumen abgibt, die wahrscheinlich nicht mehr repräsentativ für den zu messenden Regen sind. So ist der Einfluss des Ballons und der Drop-up-Sonde auf die Messungen sicherlich nicht trivial, vor allem bei intensivem Regen. Allerdings ist es schwierig, diesen Effekt Größenmäßig abzuschätzen.

Aus diesem Grund wurde für das Sonden-Ballon-Gespann ein möglichst großer Abstand zwischen dem Ballon und der Flying Parsivel-Sonde gewählt. Auf diese Weise soll erreicht werden, dass sich die freie Strömung am Ort der Messung bereits zu einem gewissen Teil in das Nachlaufgebiet eingemischt hat.

Auch der Einfluss der mittleren Windscherung führt zur Reduktion des Fehlers.

Wenn das Gespann pendelt, verringert sich der Einfluss des Ballons auf die Messungen, denn die Flying Parsivel-Sonde befindet sich nur zeitweise unter dessen Querschnitt. Vereinfacht man das Gespann auf ein Einmassependel, ergibt sich beispielsweise bei einer maximalen Amplitude von  $10^\circ$  und der Pendellänge von 20 m eine Strecke zwischen den beiden Umkehrpunkten von ca. 7 m, während der Ballon je nach Höhe einen Durchmesser zwischen ca. 1,9 bis 2,8 m besitzt.

Für die Messung von Eispartikeln ist das erläuterte Problem wohl weniger bedeutend. Hier ist zu erwarten, dass sich auf dem Ballon eine Schicht aus Eispartikeln bildet, besonders bei Schneefall. Dies kann die Aufstiegs geschwindigkeit verringern (siehe Kapitel 6.2).

Am Ende dieses Kapitels bleibt ein Fragezeichen. Weitere, aufwendige Messungen können eine Klärung der Frage nach der Messgenauigkeit möglicherweise weiterbringen. Zum Beispiel kann während eines Aufstiegs eine zweite Flying Parsivel-Sonde am Boden stehen und eine dritte auf der Spitze des IMK-Messmastes, so dass die sich ergebenden Spektren untereinander verglichen werden können. Während dieser Diplomarbeit war es nicht mehr möglich, einen solchen Test durchzuführen.



## 4.4 Betriebssicherheit

### 4.4.1 Einfluss tiefer Temperaturen

Ein Einfluss tiefer Temperaturen auf die Funktionsfähigkeit der Flying Parsivel-Sonde konnte zu keiner Zeit beobachtet werden. Die durchgeführten Aufstiege reichten bis in Höhen von  $-40\text{ °C}$ . Die Gerätedokumentation gibt einen Temperaturbereich der elektronischen Komponenten von  $-40$  bis  $+70\text{ °C}$  an.

### 4.4.2 Messirritationen

In einzelnen Fällen kam es vor, dass die Flying Parsivel-Sonde eine unerklärte Irritation zeigte. Dabei wurden kurz nach Inbetriebnahme der Sonde Partikel nicht oder mit falschen Eigenschaften detektiert. Der ausgegebene Durchmesser und die Geschwindigkeit waren eindeutig unrealistisch (Tabelle 23).

Tritt dieser Fall auf, muss die Sonde ausgeschaltet und der Akku kurz abgetrennt werden. Anschließend funktioniert die Sonde meist wieder einwandfrei.

Deshalb sollten vor einem Aufstieg testweise Kugeln bekannter Größe in das Lichtband geworfen werden. Aus diesem Grunde kann die Unterseite der Sonde erst kurz vor dem Aufstieg endgültig verpackt werden. Dabei geht kurz vor einem Aufstieg wertvolle Zeit verloren.

Tabelle 23: Fehlerhafte Werte bei Messung einer 5,0 mm-Glaskugel. Die Daten sind offensichtlich unrealistisch. Die Messung muss neu gestartet werden.

Partikel: 22.7mm 13.0m/s
Partikel: 01.2mm 24.3m/s
Partikel: 24.0mm 07.1m/s
Partikel: 15.6mm 14.0m/s
Partikel: 12.8mm 07.9m/s
Partikel: 23.0mm 12.2m/s
Partikel: 13.8mm 13.8m/s
Partikel: 19.7mm 08.1m/s
Partikel: 12.0mm 00.2m/s
Partikel: 18.1mm 01.7m/s

### 4.4.3 Dichtigkeit der Sonde

Es ist sehr wichtig, die Flying Parsivel-Sonde vor dem Einsatz sorgsam abzudichten. Bei in das Sondeninnere eindringendem Wasser ist die Elektronik gefährdet. Erläuterungen hierzu finden sich im Anhang A.

### 4.4.4 Verlust von Sonden

In seltenen Fällen kann es vorkommen, dass eine Drop-up-Sonde keine Positions-SMS versendet. Mögliche Problem sind falsche Konfiguration der Sonde oder des Email-Weiterleitungsverfahrens, schwache Abdeckung des Mobilfunknetzes, Platzen des Ballons vor Erreichen der Scharfschaltehöhe, Versagen der Akkubatterie.

So kann es auch bei größter Sorgfalt vorkommen, dass sich eine Sonde nicht meldet und man den Landeort nur abschätzen kann. Dadurch droht ggf. Sondenverlust.

#### 4.4.5 Startphase

Mangelnde Sorgfalt beim Befüllen des Ballons bzw. ein falsches Abschätzen des Füllgewichts birgt die Gefahr des Misslingens der Messung. So kam es bei Testaufstiegen vor, dass das Gespann nicht schnell genug aufstieg, zur Seite driftete und sich in einem Baum verhakte.

Insbesondere muss auch das Gewicht des Niederschlags, der sich auf dem Ballon absetzt, richtig eingeschätzt werden, beispielsweise durch Auswertung von Radardaten kurz vor dem Aufstieg.

Oft sind Niederschlagsereignisse, insbesondere Schauer und Gewitter mit einem lebhaften Wind verbunden, so dass der Ballon nicht mehr leicht in Ruhe gehalten werden kann. Das Austarieren wird schwierig. Es besteht die Gefahr, dass der Ballon Bodenkontakt bekommt, wodurch kleine Risse und Löcher entstehen können. Mehrere Personen werden dann benötigt, den Ballon ruhig zu halten.

Abwinde können ein rasches Aufsteigen des Ballons vom Boden weg erschweren; das Gespann kann gegen Hindernisse geweht werden (z.B. Bäume) und dort hängen bleiben oder Schaden erleiden (vor allem der Ballon).

## 5 Änderungsbedarf

Aus den Erkenntnissen dieser Arbeiten müssen folgende Punkte mit dem Entwickler besprochen, und ggf. an Sonden Änderungen vorgenommen werden.

- Es wurde bei Sonde 3 eine Grenze maximal pro Sekunde detektierbarer Partikel nachgewiesen (Kap 4.1.8). Dieser Fehler muss behoben werden.
- Der Neigungssensor muss gegen einen geeigneten anderen ausgetauscht werden, der die beim Messvorhaben auftretenden Neigungen und ihre Änderungen geeignet erfassen kann (z.B. ein magnetoresistiver Sensor).
- Das „Leerlauf“-Niveau des Lichtsignals sollte zusätzlich abgespeichert werden, damit bei der Auswertung das Problem von ggf. auf der Schutzscheibe vor der Sensorik sitzenden Partikel beobachtet und ggf. korrigiert werden kann (siehe Kapitel 4.1.6).
- Das Auftreten der Irritationen (Kap. 4.4.2) sollte geklärt und behoben werden.

## 6 Messaufstiege

Es fanden insgesamt vier Testaufstiege statt. Zwei davon waren eingebettet in die Messkampagne PRINCE im Juli 2006 im Nordschwarzwald. Zwei weitere Aufstiege wurden im Frühjahr 2007 durchgeführt.

### 6.1 Messaufstiege 1 bis 3

#### 6.1.1 Aufstieg 1 (12.07.2006)

Im Juli 2006 wurde im Nordschwarzwald die Messkampagne PRINCE (Prediction, Identification and tracking of convective cells) im Rahmen des virtuellen Instituts COSI-TRACKS der HGF durchgeführt (Corsmeier und Zingler 2006). Im Rahmen dieses Projekts fand am 12. Juli 2006 ein erster Aufstieg mit dem Flying Parsivel-System statt. An diesem Tag bildeten sich über dem Nordschwarzwald einige Schauer aus. Während das Randgebiet eines Regenschauers den Messort, einen Parkplatz ca. 10 km westlich von Freudenstadt, streifte, wurde um 14:30 UTC ein Aufstieg mit der Drop-up-Sonde 25 und der Flying Parsivel-Sonde 3 gestartet.

Das Gespann hatte eine mittlere Aufstiegeschwindigkeit von  $3,9 \text{ ms}^{-1}$  und stieg bis auf ca. 10 km Höhe. Die mittlere Fallgeschwindigkeit betrug  $11,3 \text{ ms}^{-1}$ , in den letzten 500 m fiel es mit  $8,1 \text{ ms}^{-1}$ .

Das Gespann konnte geborgen werden, aufgrund des relativ schwachen Windes landete es nicht weit vom Aufstiegsort entfernt.

Allerdings sind die gewonnenen Daten nur eingeschränkt auswertbar:

- Da der Aufstieg nur in den Randbereich des Schauers gelangte, wurden bis zu einer Höhe von 4000 m nur sehr wenige Partikel detektiert (zwischen 3 und 53 pro Minute). Im interessanten Bereich der flüssigen Niederschlagspartikel konnten keine verwertbaren Spektren gemessen werden (Kapitel 2.1.1).
- Die Sonde 3 besitzt eine Abspeichergrenze von Partikeln bei ca. 31 Partikeln pro Sekunde. Dadurch gehen wichtige Informationen verloren. Interessante Größen wie Niederschlagsintensität, Radarreflektivität usw. können in Situationen, wo diese Grenze überschritten ist, nicht abgeschätzt werden.

#### 6.1.2 Aufstieg 2 (21.07.2006)

Im Rahmen der genannten PRINCE-Messkampagne fand am 21. Juli 2006 noch ein zweiter Aufstieg statt. Ca. 8 km westlich von Freudenstadt wurde die Flying Parsivel-Sonde 3 mit der Drop-up-Sonde 21 eingesetzt. Der Aufstieg wurde gestartet, als ein starker Schauer den Messort erreicht hatte. Wenige km entfernt war Gewitteraktivität zu erkennen. Verbunden damit waren starke Böen. Da das Gewicht der Masse des Regens, das sich auf der Haut des Ballons und den Sonden sammelte, als zu gering abgeschätzt worden war und Abwinde wirkten, stieg das Gespann nicht wie erwartet auf, sondern bekam nach wenigen Sekunden wieder Bodenkontakt. Der Wind trieb es seitlich weg, so dass sich die Flying Parsivel-Sonde in einem Baum verhakte. Als sie wieder befreit war, wurde der Aufstieg ca. 20 Minuten später mit einer ausgetauschten Drop-up-Sonde erneut gestartet, allerdings war da das Zentrum des Schauers schon weitergezogen.

Bezüglich der Auswertbarkeit gilt für diesen Aufstieg:

- Ebenso wurden aufgrund des verspäteten Aufstiegs zu wenige Tropfen für eine statistische Auswertung detektiert.
- In den Daten zeigte sich ein Fehler in der Sonde, wodurch die Messwerte systematisch zu groß sind.

### **6.1.3 Aufstieg 3 (12.02.2007)**

Am 12. Februar 2007 fand bei einem ungefähr 40-minütigen Schauer ein Aufstieg mit der Flying Parsivel-Sonde Nr. 3 und der Drop-up-Sonde Nr. 17 statt. Aufgrund einer leider erneut falschen Abschätzung der notwendigen Befüllung des Ballons mit Helium aufgrund der Gewichtszunahme durch das Regenwasser hatte das Sonden-Gespann nicht den notwendigen Auftrieb und verding sich in einem Baum nahe des Aufstiegsortes.

Das Gespann konnte nicht schnell wieder befreit werden, da nach jeder Befreiung das Gespann gleich im nächsten Baum hängenblieb. Das Gespann hing dort für 44 Minuten und konnte dann aus dem Geäst befreit werden, worauf es schließlich aufstieg. Da ca. 6 Minuten später das Sicherheitskriterium des Abtrennens nach einer maximalen Flugzeit griff, stieg die Sonde nur bis auf 1199 m Höhe und detektierte nur wenige Regentropfen.

Das Gespann landete bei Bruchsal, wo die Sonde in einem Baum ca. 15 bis 20 m über dem Boden hing und später geborgen wurde.

## 6.2 Aufstieg 4 (12.02.2007)

Ein vierter Testaufstieg fand am 14. Februar 2007 bei stratiformem Niederschlag statt. Er soll hier ausführlicher dargestellt werden.

### 6.2.1 Wetterlage

Zu Tagesbeginn wirkte über West- und Mitteleuropa noch ein Höhenrücken (Abb. 30). Von einem ausgedehnten Tief südöstlich von Grönland her erstreckte sich ein okkludiertes Frontensystem über die Britischen Inseln zum Ostatlantik. Westlich von Frankreich bildete sich durch einen sich stromauf nähernden Höhentrog ein Randtief, das im Laufe des Tages mit seinem Frontensystem rasch ostwärts zog (Abb. 31). Aufgrund von kräftiger Warmluftadvektion kam es im Vorfeld des Frontensystems zu großräumiger Hebung. Am Vormittag erreichte das Niederschlagsgebiet Deutschland und brachte im Tagesverlauf in weiten Teilen Regen. Der Wind wehte aus südlichen Richtungen, anfangs schwach, später mäßig.

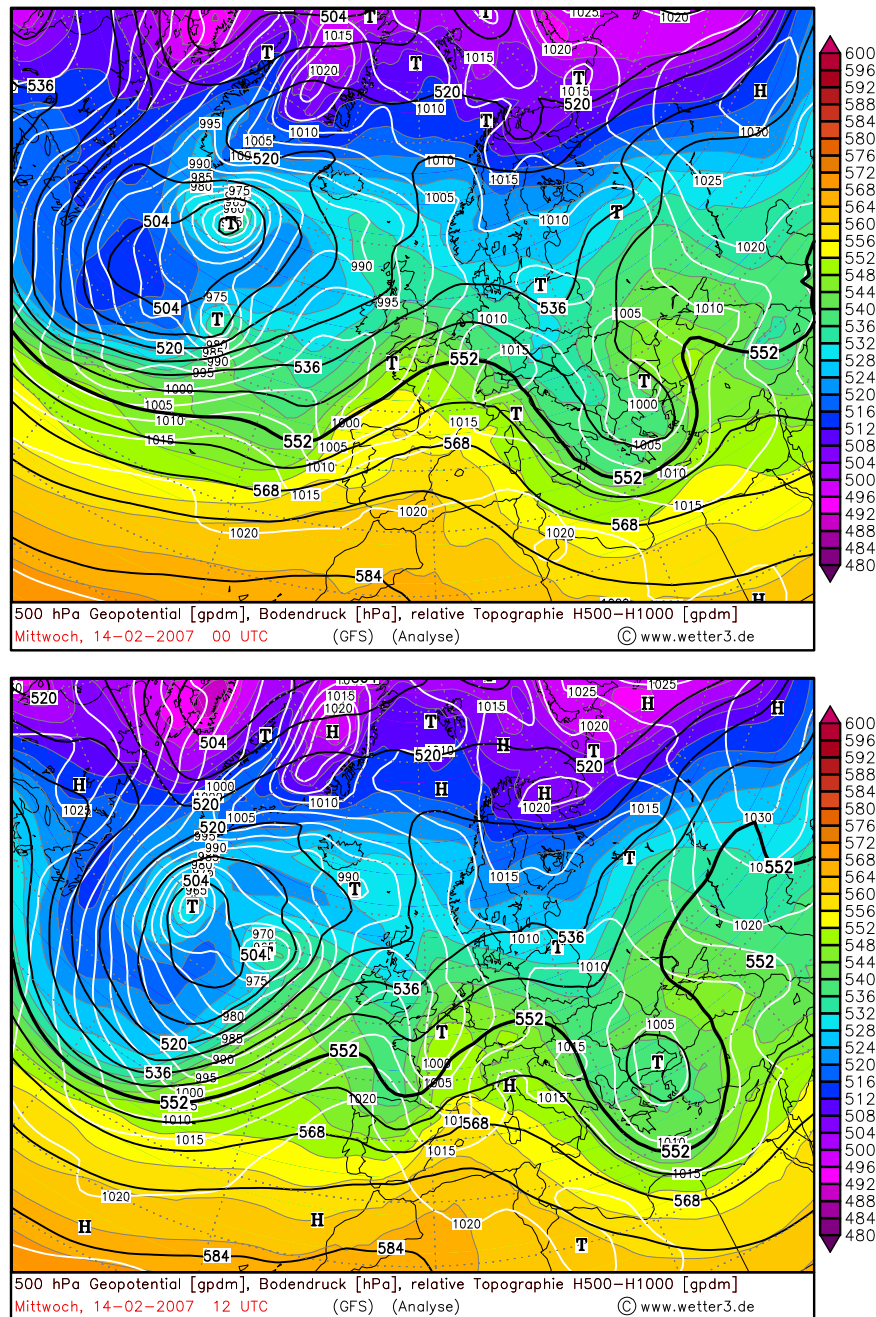


Abb. 30: Wetterlage am 14.02.2007 um 0 UTC (oben) und 12 UTC (unten). Druck in 500 hPa (schwarze Linien), Bodendruck (weiße Linien) und relative Topographie (Farbstufen). Analyse des GFS (Global Forecast System) des NCEP (National Centers for Environmental Prediction).

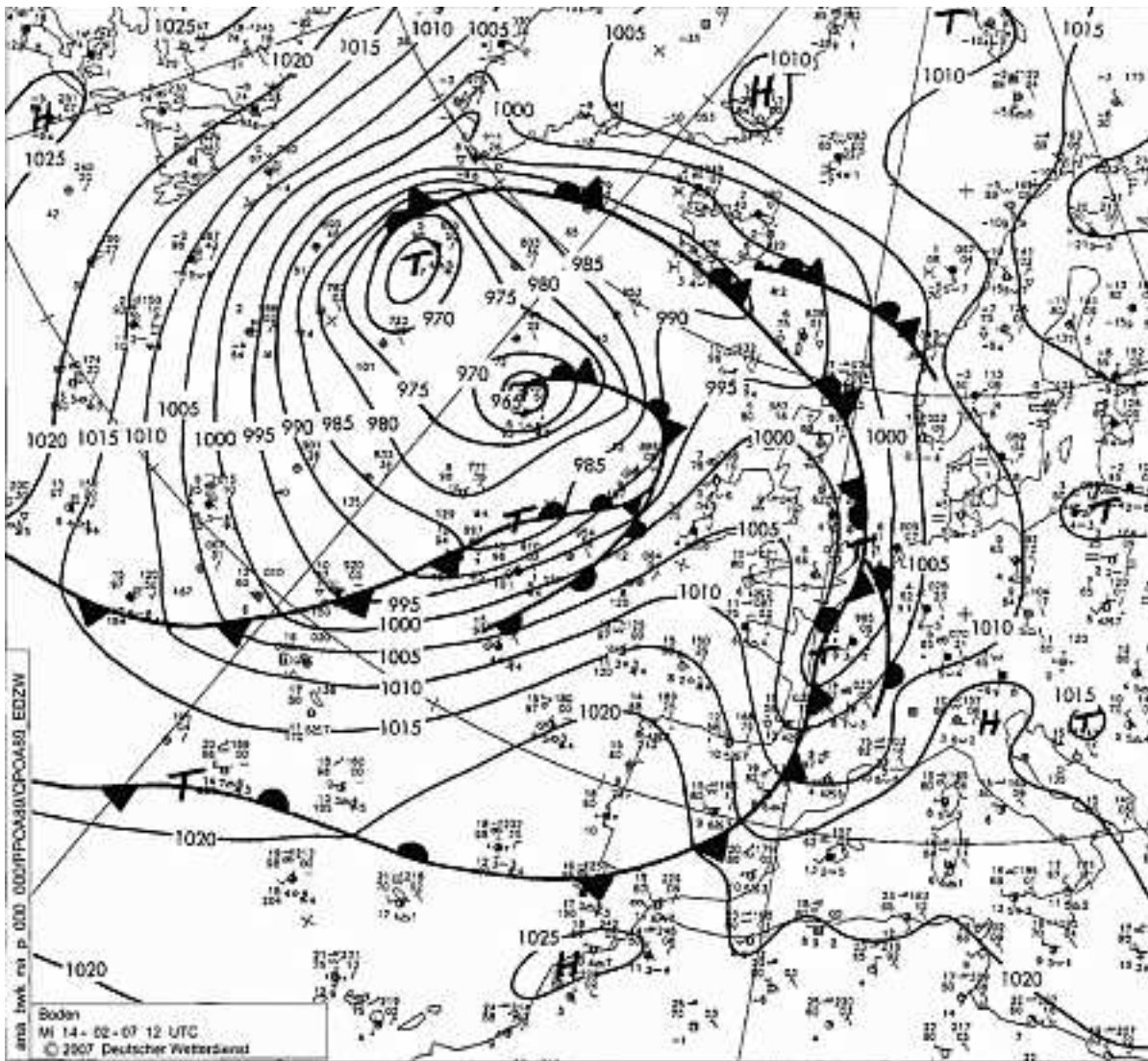


Abb. 31: Bodenwetterkarte vom 14.02.2007 12 UTC. Quelle: Deutscher Wetterdienst.



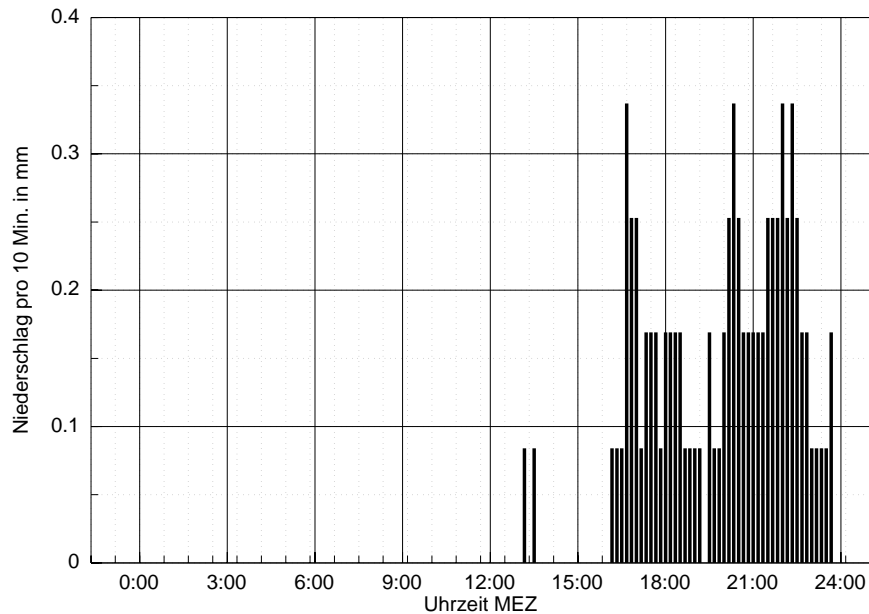


Abb. 32: Zeitlicher Verlauf der Niederschlagsintensitäten am Forschungszentrum Karlsruhe. Messgerät: Wippe-Niederschlagsmesser.

## 6.2.2 Auswertung

### Verlauf des Aufstiegs

Am Nachmittag erreichte das Niederschlagsgebiet von Westen her die Region um Karlsruhe. Um 15:10 UTC setzte am Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) leichter Regen ein ( $<0,1$  mm pro 10 Min.), der eine halbe Stunde später an Intensität etwas zunahm (Abb. 32). Um diese Zeit wurde der Messaufstieg gestartet. Der Regen hielt am FZK mit wechselnder Intensität bis Mitternacht an, insgesamt fiel an diesem Tag dort ca. 8 mm Regen. Auch an der DWD-Wetterstation in Karlsruhe wurde von 15 bis 22 UTC Regen gemessen (1 bis 2 mm pro 1 h).

Das PAC-Radarbild des Karlsruher Niederschlagsradars (Kapitel 2.6) vom 15.02.2007 ca. 0 UTC zeigt die Verteilung des Regens, wie er bis zu diesem Zeitpunkt innerhalb der vorausgehenden 12 h im Umkreis von 120 km um das FZK gefallen ist (Abb. 33). Der intensivste Regen fiel entlang der Rheinebene östlich von Straßburg (mit 16 bis lokal über 30 mm pro 12 h) und in einem südöstlich von Stuttgart gelegenen bis in die Gegend östlich von Heilbronn reichenden Gebiet (bis zu 30 mm pro 12 h). Karlsruhe lag in einem Bereich mit relativ wenig Regen (max. 8 mm pro 12 h). Vom FZK aus in die Richtung Nordnordost, wohin das Gespann aus Ballon und Sonden mit dem Wind driftete, nahm die Menge der gefallenen Niederschläge kontinuierlich zu (bis 16 mm pro 12 h).

Die MaxCAPPI-Darstellung der Radarreflektivität zeigt, dass sich zum Zeitpunkt des Aufstiegs über dem Großraum Karlsruhe ein ausgedehntes Gebiet mit größten Werten von 25 bis maximal 35 dBZ befand, das bis in eine Höhe von 6 bis 7 km Höhe reichte (Abb. 34). Dieses Gebiet zog unter Beibehaltung der Intensität ebenfalls in Richtung Nordnordost (Abb. 35).

Der Aufstieg begann um 15:30:49 UTC, eingesetzt wurde die Flying Parsivel-Sonde 2 mit der Drop-up-Sonde Nr. 32. Zum Zeitpunkt des Starts regnete es bereits seit ca. 30 Minuten. Mit dem westsüdwestlichen Wind driftete die Sonde in Richtung des Kraichgaus. Das Gespann stieg zunächst mit einer Geschwindigkeit  $v_{FP}$  von 3 bis  $3,5 \text{ ms}^{-1}$  auf (Abb. B.3 a). In einer Höhe von ca. 2500 m erreichte das Gespann die Nullgradgrenze (Abb. B.5 c). Ab dieser Höhe schließlich ging  $v_{FP}$  um ungefähr 30 % auf ca.  $2 \text{ ms}^{-1}$  zurück; dies deutet auf eine Gewichtszunahme hin durch Eispartikel, die sich auf dem Ballon, am Fallschirm und auf den Sonden

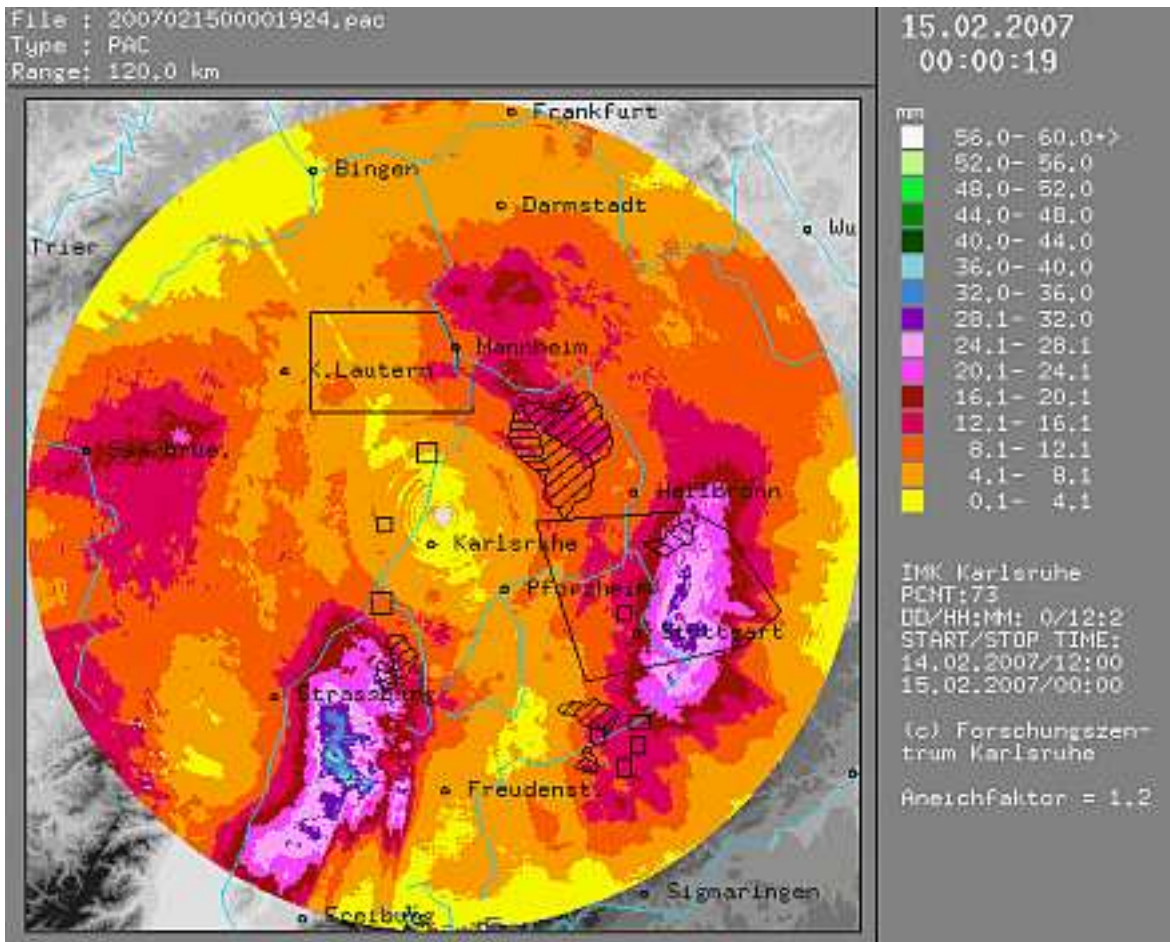


Abb. 33: Radarbild (PAC) des Karlsruher C-Band-Niederschlags-Radars für den Zeitraum 11 UTC bis 23 UTC am 14.02.2007.

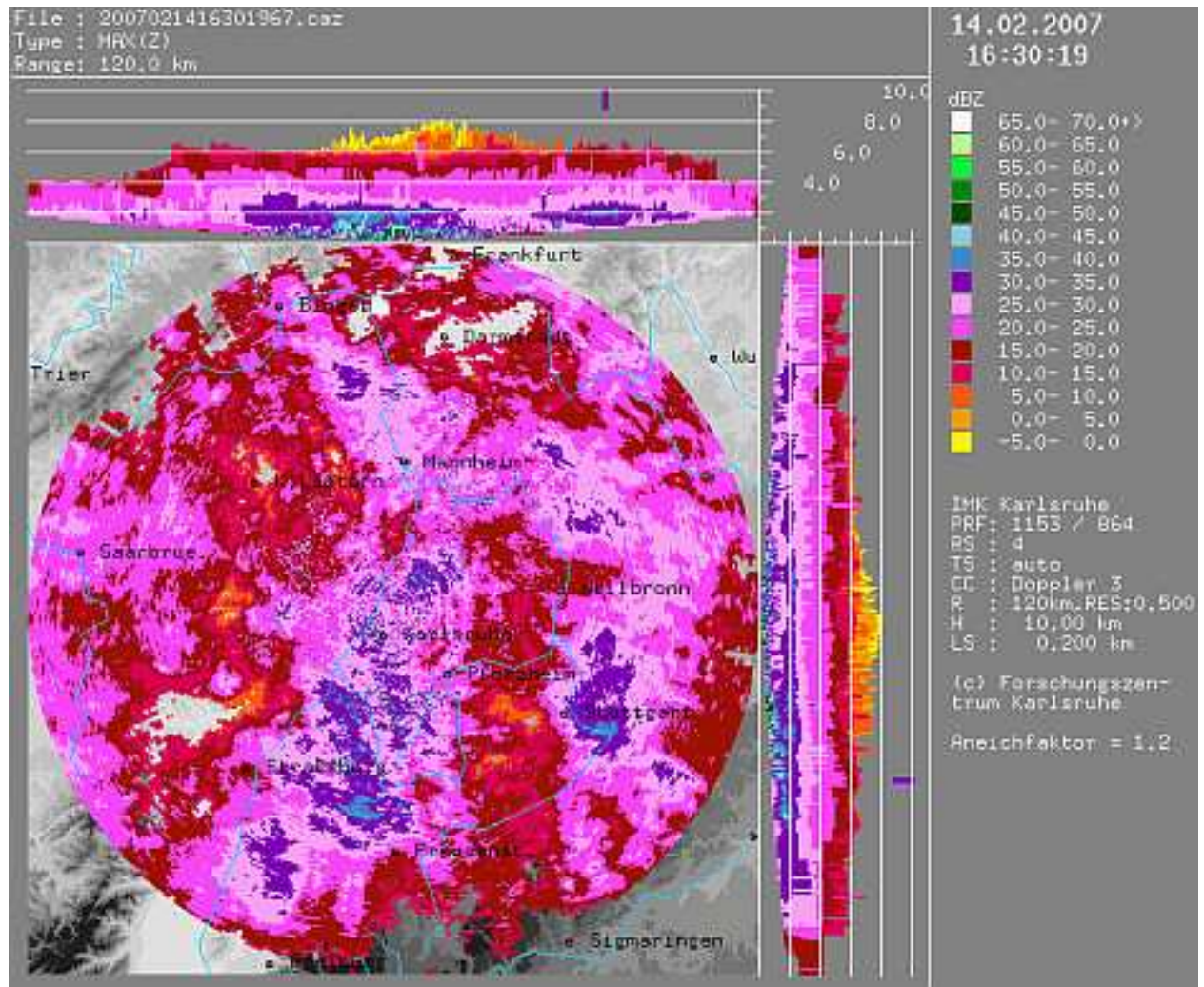


Abb. 34: Radarbild (MaxCAPPI) des Karlsruher C-Band-Niederschlags-Radars am 14.02.2007 um 15:30 UTC.

ansammeln.

Nach 46 Minuten in ca. 40 km Entfernung vom Startort (Abb. B.4 a) trennten sich die Sonden vom Ballon in ca. 6800 m Höhe ab (Abb. B.5 a). Die Sonden landeten nach weiteren 12,5 Minuten im nordöstlichen Kraichgau nahe der Ortschaft Siegelsbach bei Bad Rappenau, wie mit Hilfe der per SMS übertragenen Position ermittelt werden konnte. Dort wurden sie bald von einem Passanten gefunden und konnten am Folgetag abgeholt werden.

Bei der Landung trafen sie mit einer Geschwindigkeit von ca.  $7,7 \text{ ms}^{-1}$  auf den Boden auf; beide Sonden überstanden die unsanfte Landung ohne Schaden.

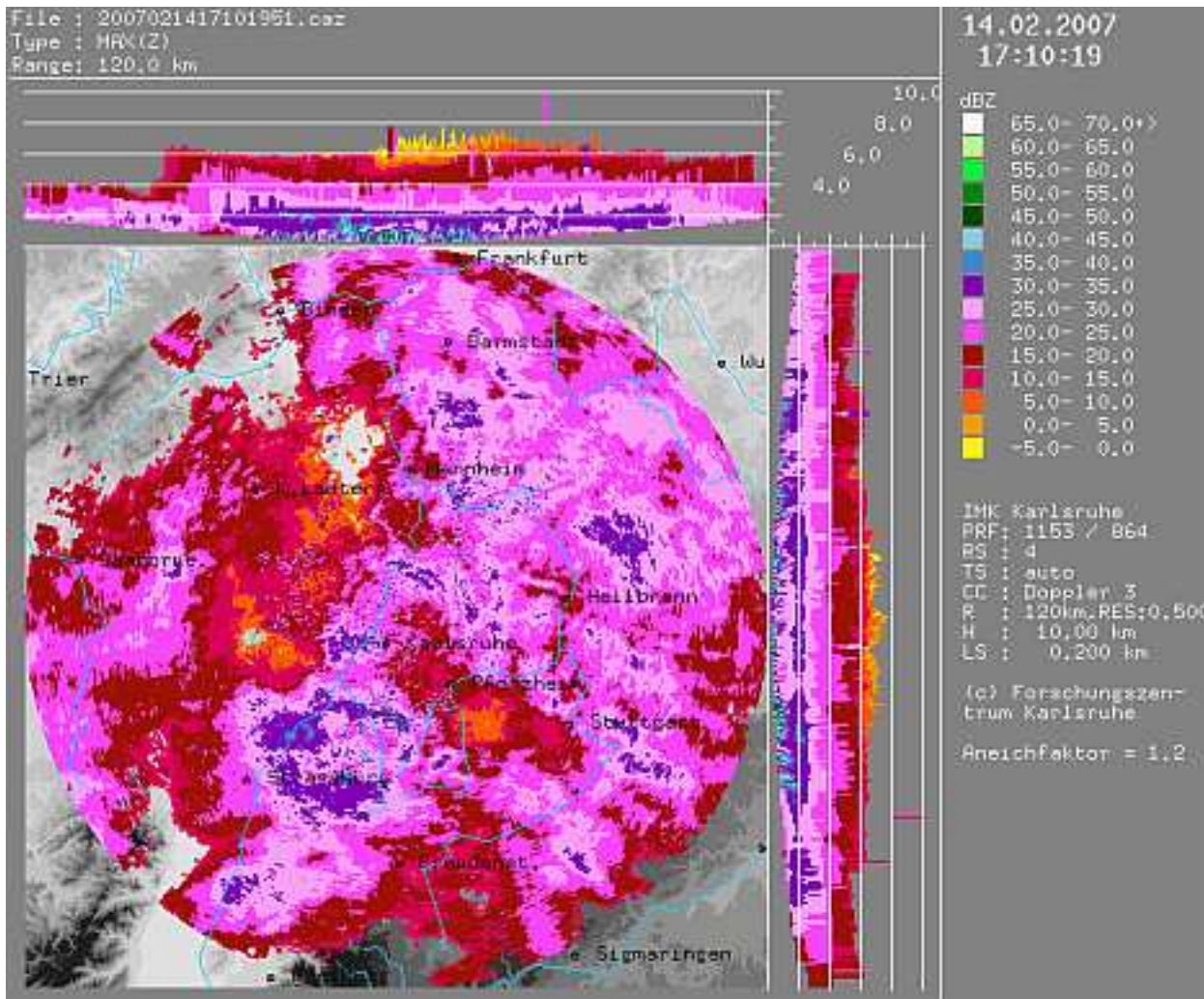


Abb. 35: Radarbild (MaxCAPPI) des Karlsruher C-Band-Niederschlags-Radars am 14.02.2007 um 16:10 UTC.

## Analyse der Daten

Bis auf eine Lücke von 2 s während des Falls wurden kontinuierlich Daten aufgenommen (Abb. B.2 d). Die Anzahl der pro 1 s detektierten Partikel lag bis zur Nullgradgrenze zwischen ca. 10 und 50. Oberhalb davon wurden erheblich mehr gemessen, und zwar zwischen 50 und 300. Es zeigte sich, dass der Fehler einer maximal detektierbaren Partikelanzahl pro Sekunde, wie bei Sonde 3 festgestellt (siehe Kapitel 4.1.8), nicht auftritt.

Eine Betrachtung der maximalen und minimalen Partikeldurchmesser  $D_0$  und deren Mittelwerte pro 1 Minute (Abb. B.4 b,c,d) zeigt plausible Messwerte. Allerdings liegen die Partikelfallgeschwindigkeiten und deren Maxima, auch nach einer Korrektur um die Aufstiegs geschwindigkeit des Gespanns mit Hilfe der Drop-up-Sonden-Daten für die gemessenen Regentropfen zu hoch (Abb. B.3 b und c). Dieser Punkt wird bei der Betrachtung der Spektren wieder aufgegriffen. Zunächst verwunderlich ist auch, dass Werte bei den minimalen Fallgeschwindigkeiten nach der Korrektur um die Aufstiegs geschwindigkeit des Gespanns mit Hilfe der Drop-up-Sonden-Daten (Abb. B.3 d) unterhalb der Abszisse liegen. Für korrekte Detektionen würde das die unrealistische Konfiguration bedeuten, dass Partikel gemessen wurden, die schneller aufstiegen als die Flying Parsivel-Sonde. Für den Bereich unterhalb der Nullgradgrenze lassen sich diese Daten mit dem Auftreten von Spritztropfen erklären (Kap. 4.1.5), die hierdurch identifiziert werden können. Den relativen Anteil dieser als Spritztropfen erkannten Partikel zeigt Abbildung B.3 c, der bis zu 10 % ausmacht. Die Frage nach den negativen Geschwindigkeiten oberhalb der Nullgradgrenze wird unten aufgegriffen und erklärt.

Die Werte von  $D_0$  und  $v$  sind stabil aufgenommen worden; es existieren keine unerklärbaren Ausreißer, Konvergenzen oder Divergenzen.

Die vom Neigungssensor ausgegebenen Daten (Abb. B.6 a) liegen in der gleichen Größenordnung wie bei einer ruhenden Sonde und sind wie in Kapitel 4.3.4 erläutert nicht zu verwenden. Lediglich um die Längsachse sind kleine Messausschläge bis zu  $5^\circ$  zu erkennen. Die sekundlich aufgenommenen Werte der Horizontalgeschwindigkeiten des Gespanns (Abb. B.6 a) sind beim Aufstieg im Bereich von oberhalb 2000 m relativ ruhig, was Fluktuationen betrifft, es sind nur die Schwankungen zu sehen, die auf das GPS-System zurückzuführen sind. Dies deutet darauf hin, dass das Gespann dort ruhig, ohne bedeutende Pendelschwingungen aufstieg.

Deutliche Vereisungseffekte mit Einfluss auf die Sensorik – etwa Eis auf der Schutzscheibe vor den Dioden – traten nicht erkennbar auf. Diese wären offensichtlich durch in der Messung erscheinende auffällige zeitliche Lücken.

## Behandlung der Daten

Die gemessenen, auf die Messfläche und die Messzeit bezogenen Partikelzahlen wurden in Anzahldichten pro Volumen umgerechnet und durch die Klassenbreiten ( $\Delta D = 0,1$  mm) dividiert, dadurch ergaben sich die spektralen Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$ . Daneben wurden Diagramme der Fallgeschwindigkeitsverteilung  $\tilde{N}(v)$  über der Verteilung  $\tilde{N}(D_0)$  in quadratischen Farbflächen, sogen. Setzkasten-Diagramme, erstellt.

Diese Verteilungen werden meist als Minutenspektren dargestellt. Es zeigt sich (Abb. B.2 a), dass für die Auswertung der Daten in dieser Form statistisch genügend Partikel detektiert wurden und dass auch die benannte Mindestgröße erreicht wurde (Kriterien für die statistische Auswertbarkeit, Kap. 2.1.1).

Vor der Auswertung wurden die Daten, wie in den vorhergehenden Kapiteln erläutert, um auftretende Fehler korrigiert:

- Umrechnung von der kugelförmigen auf die oblate Gestalt der Partikel (Kap. 2.4).

- Berichtigung der zu jedem Partikel gehörenden Fallgeschwindigkeit um die augenblickliche Fallgeschwindigkeit, wie sie von der Drop-up-Sonde gemessen wurde (Gl. 35). Die Partikel haben dann die Geschwindigkeit, die ein ruhender Beobachter wahrnimmt.
- Entfernung des systematischen Fehlers aufgrund der Inhomogenität des Lichtbandes: bei Sonde 2 eine Unterschätzung der Partikelgrößen um bis zu 6 % (Kap. 4.1.2).
- Entfernung von offensichtlichen Spritztropfen (Kriterium: unrealistische Geschwindigkeit, Kap. 4.1.5).
- Korrektur von  $\tilde{N}(D_0)$  und  $\tilde{N}(v)$  bezgl. der unterschiedlichen Messvolumina aufgrund unterschiedlicher Aufstiegsgeschwindigkeiten (Kap. 3.2).
- Korrektur von  $n(D_0)$  um den Anteil der Partikel, die in den Randbereich des Lichtbandes fallen (Kap. 4.1.4).

Nicht korrigierbar sind die Daten bezüglich der unten genannten Fehler. Ihr Auftreten muss bei der Interpretation beachtet werden.

- Die realen Partikelzahlen liegen aufgrund der Pendelbewegungen des Gespanns höher. Nach einer Abschätzung mit vereinfachenden Annahmen (Kap. 4.3.4) ist die Größenordnung dieses Anteils maximal 5 %.
- Aufgrund von Falschdetektionen sind die beiden kleinsten Größenklassen um ca. 2 % zu groß.
- Überbestimmtheit der kleinen Größenklassen aufgrund von Strömungseffekten (Kap. 4.3.6).
- Überbestimmtheit des Spektrums aufgrund von Spritztropfen (Kap. 4.1.5).
- Beeinflussung der Messungen durch den Ballon, den Fallschirm und die Drop-up-Sonde (Kap. 4.3.6).

Jedes Minutenspektrum ist für ein gewisses Höhenintervall gültig, dessen Ausdehnung von der Aufstiegs- geschwindigkeit der Flying Parsivel-Sonde bzw. des Gespanns abhängt; für diesen Aufstieg liegt sie zwischen 200 m in niedrigen Höhen und 130 m in größeren Höhen. Die Höhenangaben beziehen sich auf die GPS-Daten. An jedem Spektrum befinden sich die Angaben der mittleren Höhe der durchmessenen Schicht und deren Ausdehnung, die mittlere Temperatur  $T$ , die Tropfenanzahl pro Volumen  $N$  sowie die Niederschlags- intensität  $R$ , der Radarreflektivitätsfaktor  $Z$  und der Flüssigwassergehalt  $W$ . In die Setzkastenplots ist die Kurve für die Fallgeschwindigkeiten von Tropfen nach Beard (1976) eingezeichnet. Die dafür benötigte dy- namische Viskosität der Luft wurde nach der empirischen Formel von Lo, Carroll und Stiel (1966) berechnet.

## Ergebnisse

Die Nullgradgrenze wurde während des Aufstiegs nach ca. 12 Minuten in 2400 m Höhe erreicht. Entspre- chend sind die ersten 10 berechneten Minutenspektren (Abb. B.8 bis B.11) Tropfenspektren von Regen. Das Maximum aller Spektren liegt wie erwartet bei der kleinsten von der Flying Parsivel-Sonde detektier- baren Tropfengröße (0,2 bzw. 0,3 mm), und sie zeigen einen kontinuierlichen Verlauf. Auffallende Lücken hier wären ein Hinweis auf eine fehlerhafte Messung. Die Überbestimmtheit der kleinen Partikelgrößen aufgrund von Umströmungseffekten tritt durch die logarithmische Darstellung zurück. Am näherungsweise linearen Abfall der Spektren in der halblogarithmischen Darstellung ist der exponentielle Verlauf, wie er in den theoretischen Beschreibungen der Marshall-Palmer-Verteilung bzw. der  $\Gamma$ -Verteilung zum Ausdruck kommt, zu erkennen.

Die Darstellungen der Setzkasten-Diagramme zeigen, dass der überwiegende Teil der Regentropfen in der Fallgeschwindigkeit deutlich von der empirischen Beschreibung abweicht, d.h. um einige  $\text{ms}^{-1}$  schneller

fällt; die Maximalgeschwindigkeiten liegen bei  $14 \text{ ms}^{-1}$ . Das ist nicht plausibel; denn die Gültigkeit dieser Beschreibung konnte bei Bodenmessungen gut beobachtet werden (Abb. 9). Wie bereits erwähnt, wurden die Partikelfallgeschwindigkeiten um die jeweils augenblickliche Fallgeschwindigkeit des Gespanns korrigiert. Als Grund kann daher nur eine mangelnde Übertragbarkeit der GPS-Geschwindigkeit der Drop-up-Sonde auf die Flying Parsivel-Sonde, ein stärkerer Einfluss der Strömungsbeschleunigung im Messkanal als abgeschätzt oder ein bisher unberücksichtigt gebliebener Effekt sein.

Die Tropfenspektren sind sich in der Gestalt recht ähnlich. Lediglich die Gesamtanzahl von Tropfen variiert in der Weise, dass sich im Bereich zwischen 1000 und 1650 m Höhe (Minute 5 bis 8) ein Maximum zeigt, das um mindestens ein Drittel von den übrigen abweicht. Im Bereich der Tropfendurchmesser zwischen 1,0 und 1,5 mm zeigen sich von Spektrum zu Spektrum kleine Unterschiede.

Für jedes Minutenspektrum wurde die Niederschlagsintensität  $R$  berechnet (Gl. 9). Für die erste Minute des Aufstiegs kann  $R$  mit den zeitgleichen Messungen des Wippe-Niederschlagsmessers am Aufstiegsort verglichen werden. Um 15:30 UTC registrierte dieser als 10-Minutenwert 0,084 mm Regen, um 15:40 UTC 0,337 mm. Von der Flying Parsivel-Sonde wurden bis zu einer Höhe von ca. 200 m (Minute 1) 0,023 mm pro Minute gemessen, was 0,230 mm pro 10 Minuten entspricht. Der Niederschlagsmesser registrierte also um ca. 50 % mehr Regenwasser, allerdings hatte möglicherweise die Intensitätszunahme des Regens erst später im Verlauf des 10 Minuten-Intervalls eingesetzt. Zum Zeitpunkt des Aufstiegs wurde vom Karlsruher Radar ein Wert zwischen 0,1 und 0,25 mm pro 10 Minuten gemessen; die Obergrenze dieser Spanne ist gut mit dem Wert der Flying Parsivel-Sonde vergleichbar.

Die aus den Tropfenspektren abgeleitete Niederschlagsintensität blieb zunächst mit  $1,0$  bis  $1,4 \text{ mmh}^{-1}$  bis 700 m (Minute 3) konstant, sprang dann im nächsten Höhenniveau (Minute 4) auf den doppelten Wert,  $2,4 \text{ mmh}^{-1}$ . In den Schichten darüber (Minute 5 bis 9) schwankte sie zwischen  $1,7$  und  $2,2 \text{ mmh}^{-1}$ . Für Minute 10 in ca. 2200 m Höhe wurde mit  $2,6 \text{ mmh}^{-1}$  ein weiteres Maximum berechnet. Die Radarreflektivität  $R$  verhielt sich in ganz ähnlicher Weise, sie blieb in den unteren drei Niveaus (Minute 1 bis 3, bis ca. 700 m NN) übereinstimmend groß (24 bis 28 dBZ) und hatte Maxima in der Höhe zwischen ca. 767 m und 977 m (Minute 4) mit 36 dBZ und im Niveau um 2041 m mit 40 dBZ (Minute 10). Analog war auch die Verteilung des Flüssigwassergehalts  $W$  mit einem Wertebereich zwischen  $0,056$  und  $0,136 \text{ gm}^{-3}$ . Einen Überblick dieser Größen über die gesamte Messung zeigen die Abbildungen B.7 a, b und c.

Das Karlsruher Radar zeigte für den Aufstiegsort 20 bis 30 dBZ an, nordöstlich davon bis 35 dBZ. Dazu passen die Werte der Flying Parsivel-Sonde gut, einschließlich der Zunahme bis 36 bzw. 40 dBZ während die Sonde nach Nordnordosten driftete.

Mit der Nullgradgrenze in ca. 2400 m gingen die gemessenen Partikel in einer engen Übergangsschicht (max. 200 m Ausdehnung, Minute 10 und 11) von der flüssigen Phase der Regentropfen zur Eisphase über. Dieses Niveau wird als Schmelzschicht (engl. Melting Layer) bezeichnet. Damit verbunden war eine erhebliche Zunahme der Partikelanzahlen, allerdings hatten die Anzahlen pro 1 s starke hochfrequente Schwankungen. Mit dem Eintritt in die Eisphase war das Minutenmittel der Partikelfallgeschwindigkeit deutlich verkleinert (Abb. B.4). Eispartikel haben aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften eine deutlich kleinere Sedimentationsgeschwindigkeit  $v_{Par}$  als Regentropfen.

In den gemessenen Spektren ist der Übergang zur Eisphase klar ersichtlich (Abb. B.11). So gibt es im Setzkasten-Diagramm der Minute 10 (ca. 2050 m NN) fast ausschließlich Regentropfen; nur im Bereich zwischen  $D_0 = 1$  und 2,5 mm liegen wenige Partikel knapp unterhalb der Fallgeschwindigkeitskurve, bei denen es sich wahrscheinlich um angetaute Eisteilchen handelt. Ab der Minute 11 (ca. 2200 m NN) sind nur wenige bis keine Regentropfen gemessen worden, stattdessen zeigen sich überwiegend Partikel, die in der Fallgeschwindigkeit und Größe als Eisteilchen erkennbar sind. Eispartikel sind deutlich größer und fallen erheblich langsamer als Regentropfen. In der Setzkasten-Darstellung sind die Durchmesser-

Fallgeschwindigkeits-Kombinationen weiter gefächert als bei Regen.

Im Spektrum  $n(D_0)$  ist der Übergang zu Eisteilchen durch eine starke Zunahme im Bereich der Klassen größerer Durchmesser bis ca. 5 mm erkennbar. In der Minute 12 (ca. 2400 m NN) und für alle weiteren sind keine als Regentropfen interpretierbare Partikel mehr erkennbar. Der Übergang des Niederschlags zu Eisteilchen geschieht nicht erst im Bereich der Nullgradgrenze, sondern bereits ca. 200 m darunter.

Im Bereich des Übergangs hat der durchschnittliche Partikeldurchmesser mit 0,9 mm seinen größten Wert (Abb. B.4 b und c). Dies ist damit zu erklären, dass in diesem Bereich die Möglichkeiten von Eisteilchen, Häufungen zu bilden (etwa Schneeflocken), ihr Maximum erreichen. Der zweite Effekt, der hierbei zum Tragen kommt, ist das Vorhandensein von Wolkentropfen, die bei Mischwolken noch in Höhen bis zu  $-10\text{ }^\circ\text{C}$  (Liljequist 1984) vorkommen und durch die die Eisteilchen durch Anfrieren wachsen können (Akkreszenz). Von diesem Wert nimmt die durchschnittliche Größe der Partikel mit zunehmender Höhe wieder ab. Die Partikelzahldichte  $N$  jedoch nimmt oberhalb der Nullgradgrenze stark zu und erreicht den größten Wert im Höhengniveau um 4700 m (Minute 29). Hier ist  $N$  mit ca. 19000 Partikeln um zwei Größenordnungen größer als in den Schichten des flüssigen Niederschlags.

Betrachtet man die Setzkasten-Diagramme für die Eisphase nacheinander (Abb. B.10 bis B.23), zeigt sich die größte Variabilität an Kombinationen aus Durchmesser und Fallgeschwindigkeit in den unteren Niveaus. Oberhalb von ca. 2800 m (Minute 15) finden sich die größten Durchmesser von Partikeln bei immer kleineren Werten. Die Teilchen konzentrieren sich schließlich auf Werte unter  $D_0 < 2\text{ mm}$  und  $v < 2\text{ ms}^{-1}$ . In Minute 33 bis 37 (ca. 5200 bis 5900 m NN) treten wieder wenige größere Teilchen bis 3 mm Durchmesser auf. Abbildung B.23 c (Minute 48) zeigt exemplarisch ein Ergebnis der fallenden Flying Parsivel-Sonde direkt nach der Abtrennung. Entsprechend der großen Fallgeschwindigkeit werden die Partikel als zu schnell detektiert. Weil Partikel mit ähnlicher Fallgeschwindigkeit wie die der Flying Parsivel-Sonde nur eingeschränkt gemessen werden können (Kap. 3.1, Gl. 36), werden die Messungen des Falls nicht ausgewertet.

Die aus den Partikelanzahlverteilungen abgeleiteten Größen Niederschlagsintensität  $R$ , Radarreflektivitätsfaktor  $Z$  und Flüssigwassergehalt  $W$  erreichen im Bereich des festen Niederschlags erheblich zu große Werte; sie sind physikalisch unrealistisch (Abb. B.7 a, b und c). Hier kommt zum Tragen, dass Eisteilchen in ihrer Gestalt und Dichte zu stark von den Annahmen abweichen werden, unter denen die Flying Parsivel-Sonde detektierte Partikel interpretiert.

Trotz der großen Vielfalt an Gestalt treten bei Eiskristallen zwei grundlegende Formen auf: säulenartige hexagonale Prismen und plattenförmige hexagonale Prismen (Pruppacher und Klett, 1997). Sie richten sich im Allgemeinen im Luftstrom so aus, dass ihre große Achse senkrecht zur Fallrichtung liegt. Da die Flying Parsivel-Sonde jedes Partikel als kugelförmig bzw. entsprechend größerer Regentropfen oblat interpretiert, wird das plattenförmige Eispartikel als ein schnell fallender großer Tropfen interpretiert (Abb. 36).

Auf diese Weise kommt es zu einer Überschätzung der Größe von Eispartikeln; dadurch werden für  $R$ ,  $Z$  und  $W$  zu große Werte ausgegeben.

Bei der Plausibilitätsprüfung der Daten waren im Bereich der Eisphase Partikel mit einer langsameren Geschwindigkeit als die der Flying Parsivel-Sonde aufgefallen (Abb. B.3 d). Eine Erklärungsmöglichkeit ist die beobachtete (siehe oben) ungenügende Korrektur der Partikelfallgeschwindigkeiten um die Aufstiegs- geschwindigkeit des Gespann, d.h. dass ähnlich wie die Regentropfen auch die Eisteilchen allgemein als zu schnell detektiert wurden. Ein weiterer Effekt könnte sein, dass manche Eispartikel, vor allem wohl säulenförmige, mit ihrer großen Achse nicht senkrecht zur Fallrichtung, sondern parallel dazu durch das Lichtband fielen, möglicherweise auch durch die Beeinflussung der Umströmung der Sonde. Diesen Fall zeigt Abbildung 36 b; hier interpretiert die Flying Parsivel-Sonde das Eispartikel als einen deutlich kleineren Tropfen, der allerdings sehr langsam fällt. Die Analyse dieser Daten, deren Anteil bei 30 bis 60 % lag, zeigte



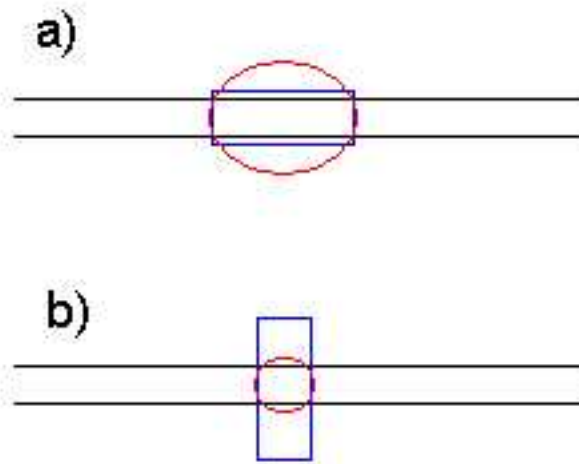


Abb. 36: Schema, wie die Flying Parsivel-Sonde ein platten- oder säulenförmiges Eisteilchen (blau) bei horizontaler Ausrichtung ihrer großen Achse als zu groß (a, rot), bei vertikaler Ausrichtung als zu klein (b) einordnet.

eine Konzentration dieser Daten in den kleinen Größenordnungen.

Die Tatsache, dass die Zahl der Eisteilchen die der Tropfen so deutlich übertrifft, hat zwei Erklärungen:

1. Eiskristalle können aufgrund ihrer Eigenschaften vom vertikalen Luftstrom erheblich besser getragen werden und sedimentieren langsamer, 2. die Wirksamkeit der Koaleszenz und Koagulation, d.h. die Einverleibung der beim Auftauen entstehenden Tropfen durch die größeren Tropfen oder Eispartikel geschieht rasch.

Das Ballon-Sonden-Gespänn erreichte in ca. 500 m Höhe NN die Wolke. Die Ausgabe des Taupunktspiegels von Werten der relativen Luftfeuchte über 100 % ist keine Fehlfunktion, sondern resultiert aus Wolken-tropfen, die auf dem Taupunktspiegel verdunsten. Der Verlauf der relativen Luftfeuchte (Abb. B.5) zeigt, dass die Sonde oberhalb von 4 km Höhe ein Gebiet zunehmender Trockenheit passierte.

Der Helligkeitssensor, der eine relative Helligkeit im Wertebereich von 0 bis 100 % ausgibt, zeigte mit Werten bis maximal 5 % auch für die größte Messhöhe keine intensivere Sonnenstrahlung an (Abb.B.5), d.h. die Obergrenze der Wolke war noch nicht erreicht worden.

Dieses Kapitel ging den Weg einer beschreibenden Auswertung der mit der Flying Parsivel-Sonde gewonnenen Daten. Ein anderer interessanter Weg könnte die Bestimmung der Parameter der  $\Gamma$ -Funktion sein. Darüberhinaus kann eine ausführliche Analyse der Messergebnisse für die Eisphase in Hinblick auf die in der Literatur angegebenen Beschreibungen der Entstehungsbedingungen, Dimension, Endfallgeschwindigkeit etc. von Eispartikeln (z.B. Locatelli und Hobbs, 1974) möglicherweise aufschlussreich sein. Sicherlich ebenfalls von Interesse ist ein Vergleich mehrerer Flying Parsivel- Sonden miteinander, die gleichzeitig oder versetzt aufsteigen.

## 7 Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde die vom IMK mit Industriebeteiligung entwickelte Flying Parsivel-Sonde untersucht. Grundlage dieser Sonde sind das Messprinzip und die Sensorik des Parsivel-Distrometers, das in den 90er Jahren ebenfalls am IMK entworfen und getestet wurde und heute im operationellen Betrieb und in meteorologischen Feldmessprogrammen eingesetzt wird.

Die Flying Parsivel-Sonde stellt ein optisches Distrometer dar, das als Aufstiegssonde am Ballon konzipiert ist. Aufstiege werden zusammen mit der IMK-Drop-up-Sonde durchgeführt, die die meteorologischen Grundgrößen misst, die Abtrennung vom Ballon steuert und die Ortung der Sonde nach der Landung ermöglicht. Die Flying Parsivel-Sonde wurde auf ihre Einsatzfähigkeit in der meteorologischen Grundlagenforschung untersucht. Die Arbeit orientierte sich in den Fragestellungen an der Funktion, der Messgenauigkeit, der Betriebssicherheit und der Klärung einiger für den Einsatz und die Auswertung wichtiger praktischer Punkte. Ein optisches Distrometer in einer Aufstiegssonde unterliegt einigen zusätzlichen Einflüssen, die für ein gleiches Gerät am Boden nicht relevant sind. Im Rahmen dieser Arbeit fanden Tests im Labor statt, Niederschlagsmessungen am Boden und konkrete Testaufstiege.

Im Folgenden wird ein Überblick über die für die Flying Parsivel-Sonde bedeutenden Faktoren gegeben, die die Messgenauigkeit der Flying Parsivel-Sonde als ein optisches Distrometer allgemein berühren, und über solche, die auf die Flying Parsivel-Sonde speziell im Einsatz als aufsteigendes Distrometer wirken. Einige davon konnten verringert werden, erwiesen sich als unerheblich oder können korrigiert werden:

**Laserband:** Eine Inhomogenität des Lichtbands wirkt sich auf die Größendetektion der Partikel aus. Bei einer großen Zahl von detektierten Partikeln mittelt sich der damit verbundene zufällige Fehler heraus, ein gleichzeitig auftretender systematischer Fehler konnte identifiziert werden und wird korrigiert.

**Interpretationsmodell:** Das Distrometer macht bei der Interpretation von Mess-Signalen vereinfachende Annahmen über die Gestalt von Niederschlagstropfen. Der damit auftretende Fehler mittelt sich bei der Aufnahme von vielen Partikeln heraus.

**Koinzidenzfehler:** Der durch die gleichzeitige Anwesenheit mehrerer Partikel im Lichtband auftretende Fehler stellt sich nach einer statistischen Analyse als für die Mess-Situationen des Flying Parsivel klein heraus, was seine Vernachlässigung rechtfertigt.

**Randzonenfehler:** Der Fehler, der durch Partikel entsteht, die im Randbereich des Lichtbands des Distrometers detektiert werden, kann klassenweise korrigiert werden.

**Detektion aller Partikel als kugelförmig:** Die Abweichung von der sphärischen Gestalt großer Tropfen kann nachträglich für jeden Einzelwert berücksichtigt werden.

**Spritztropfen:** Der Einfluss von auf dem Gehäuse zerplatzenden Tropfen konnte durch eine Kunstrasenauf-lage verringert werden. Weiterhin auftretende Spritztropfen können zu einem gewissen Grad aufgrund ihrer Geschwindigkeit identifiziert und herausgefiltert werden.

**Abspeicherung von Fehldetektionen:** Der Anteil von falschen, mechanisch verursachten Detektionen ist sehr klein (ca. 2 %) und betrifft fast ausschließlich nur die beiden kleinsten messbaren Größenklassen.

Einige Einflüsse noch nicht abschließend gelöster Fragen und sich daraus ergebende Perspektiven für weitere Untersuchungen sind:

**Fehler aufgrund der Umströmung:** Durch die Umströmung der Sonde sind die Partikelzahlen in den kleinen Größenklassen mit  $D_0 \leq 1$  mm überschätzt. Eine Abschätzung kann nur qualitativ durch die

Angabe einer maximalen Grenze erfolgen. Der Faktor der Überschätzung beträgt bei der kleinsten detektierbaren Größenordnung (0,2 mm) ca. 3 und nimmt bis zur Größenklasse  $D_0 = 1$  mm schnell ab. Er hängt von der Aufstiegsgeschwindigkeit ab.

**Als zu groß gemessene Partikelgeschwindigkeit:** Aufgrund der Translation der Flying Parsivel-Sonde werden Partikel als zu schnell detektiert; dies kann mit Hilfe der Daten der Drop-up-Sonde korrigiert werden. Das Problem ist aber dadurch noch nicht vollständig gelöst. Die Klärung bedarf einer weiteren Untersuchung.

**Fehler durch Pendelbewegungen:** Durch die Einwirkung auf das Messvolumen des Distrometers und die Umströmung der Sonde bewirken Pendelbewegungen einen Fehler auf die Messung der Partikelanzahlverteilung. Mit einem Austausch des Neigungssensors sollte dieser Fehler ermittelt und korrigiert werden können. Bis dahin kann der Fehler aus den Daten des Windfelds unter vereinfachenden Annahmen abgeschätzt werden; daraus ergab sich ein systematischer Fehler von maximal 5 %, der bei der Auswertung berücksichtigt werden muss.

**Fehler durch Extinktion durch Partikel auf der Schutzscheibe:** Der Anteil dieses Fehlers ist unbestimmt. Nach Beobachtungen kann er als klein abgeschätzt werden. Exakt kann er durch eine Modifizierung der Firmware durch den Entwickler ermittelt werden, wenn die Leerlauf-Intensität des Lichtbands zusätzlich abgespeichert wird.

**Fehler aufgrund des Ballons:** Die Anwesenheit des Ballons und der Drop-up-Sonde bewirkt eine Störung des gemessenen Niederschlags. Die Abschätzung der Größenordnung dieses Einflusses ist schwierig. Weitere Tests, insbesondere der Vergleich von am Boden und auf der Spitze des 200 m hohen meteorologischen Messmastes am FZK aufgenommener Messungen können eine quantitative Einschätzung erlauben.

Insofern sollten ergänzende Untersuchungen durchgeführt werden. Im Übrigen war es nicht vermeidbar, bei den Abschätzungen der Genauigkeiten einige Vereinfachungen zu machen. Diese könnten sich theoretisch zu einem Fehler summieren, der beim Auswerten nicht erkannt wird. Problematisch ist die Möglichkeit des Auftretens von Messirritationen, die unvorhersehbar während eines Testaufstiegs auftraten, aber erkennbar sind.

Der Einsatz dieses neuen Distrometers kann als ein erfolgversprechender neuer Ansatz für die meteorologische Grundlagenforschung im Bereich der experimentellen Wolkenphysik bezeichnet werden.

Ein Aufstieg konnte genauer betrachtet werden, dieser zeigt eine stabile Messung; dabei zeigen sich die Messergebnisse im Einklang mit den Vorstellungen der Wolkenphysik. Sehr nützlich ist die Verfügbarkeit der Fallgeschwindigkeiten von Partikeln, dadurch kann eine Analyse der Niederschlagsart erfolgen; bei einem Messaufstieg konnte die Schmelzschicht gut beobachtet werden. Im Bereich des Regens zeigten sich mit Radardaten und den Daten eines Wippe-Niederschlagsmessers konsistente Messergebnisse.

Bei der Planung weiterer Einsätze der Flying Parsivel-Sonde darf der Aufwand für die Durchführung von Messaufstiegen nicht unterschätzt werden. Beispielsweise sind Aufstiege mit den Luftfahrtkontrollstellen zu verhandeln. Das Messen von konvektiven Ereignissen, insbesondere wenn sie unter dem Gesichtspunkt des orographischen Einflusses in einem stark gegliederten Mittelgebirge gewonnen werden sollen, gestaltet sich schwierig; man muss zum richtigen Zeitpunkt am richtigen Ort sein und dort den Aufstieg im einsetzenden Schauer oder Gewitter vorbereiten.

Allerdings lohnt es sich, in diesen Fragen weiterzuforschen. Durch diese Diplomarbeit konnte nur ein Bruchteil der Möglichkeiten ausgeschöpft werden. Das Messprogramm COPS (Convective and Orographically-induced Precipitation Study) im Sommer 2007 wird für weitergehende Untersuchungen genutzt.

## 8 Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. Ch. Kottmeier und Dr. Ulrich Corsmeier für die Themenstellung, die Betreuung dieser Diplomarbeit und die Durchsicht dieser Arbeit. Beiden danke ich nicht zuletzt auch für das entgegengebrachte Vertrauen, durch das ich mehrere Semester lang am IMK als Hiwi tätig sein konnte. Herrn Prof. Dr. K.D. Beheng danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ich danke den an der Entwicklung der Flying Parsivel-Sonde beteiligten Personen, Prof. Dr. Löffler-Mang, der Firma Etewe, Karlsruhe, und E. Beck.

Ein weiterer Dank geht an alle Kollegen des IMKs, die durch Mithilfe und Diskussionsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, das sind insbesondere Markus Engelhardt, Stephan Kraut, Jürgen Lenfant, Arne Tapfer und Jan Handwerker. Ich danke Elisabeth Brunnbauer und Stefan Versick für ihre Bereitschaft, mit mir zusammen beim Messaufstieg am 21.07.2006 tapfer im Regenschauer die Stellung zu halten.

Ich danke Rainer Behrendt sehr für das Korrekturlesen und die ständige Diskussionsbereitschaft.

Vielen Dank an meine Schwester Karin Mahlke für das Aufspüren von Tipp- und Formulierungsfehlern in dieser Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich auch meinen Eltern für ihre immerzu treue Unterstützung.

**Erklärung:**

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbst und ohne unzulässige fremde Hilfe angefertigt habe.

Es wurde nur die angegebene Literatur verwendet. Ich erkläre mich damit einverstanden, dass diese Arbeit in die Bibliothek eingestellt und vervielfältigt werden darf.

Karlsruhe, den 10.04.2007

Holger Mahlke

## 9 Literatur

- Atlas, D., Srivastava, R. und Sekhon, R., 1973: Doppler Radar Characteristics of Precipitation at Vertical Incidence, *Reviews of Geophysical and Space Physics*, **11**, 1-35.
- Beard, K.V. 1976: Terminal Velocity and Shape of Cloud and Precipitation Drops Aloft, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **33**, 851–864.
- Beard, K.V. und Chuang, C., 1987: A New Model for the Equilibrium Shape of Raindrops, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **44**, 1509–1524.
- Beck, E. und Löffler-Mang, M., 2004: Flying Parsivel, *Messgeräte-Dokumentation, unveröffentlicht*.
- Blahak, U., 2001: D- und v-Bestimmung Parsivel, *Manuskript, Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH), unveröffentlicht*.
- Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A., Musiol, G. und Mühlig, H., 1997: Taschenbuch der Mathematik, *Verlag Harry Deutsch, Thun und Frankfurt am Main*.
- Chuang, C. und Beard, K.V., 1990: A Numerical Model for the Equilibrium Shape of Electrified Raindrops, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **47**, 1374–1389.
- Corsmeier, U. und Zingler, J., 2006: Operationsplan PRINCE (Prediction, Identification and tracking of convective cells), *Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH), unveröffentlicht*.
- Davies, C. N. 1945: Definitive Equations for the Fluid Resistance of Spheres. *Proceedings of the Physical Society of London*, **A57**, 259-270.
- Diem, M., 1968: Zur Struktur der Niederschläge III. Regen in der arktischen, gemäßigten und tropischen Zone, *Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, Serie B*, **16**, 347–390.
- Gier, M., 2004: Beschleunigungssensor für Flying Parsivel, *Dokumentation zur Flying Parsivel-Sonde, unveröffentlicht*.
- Gunn, R. und Kinzer, G.D., 1949: The Terminal Velocity of fall for water droplets in stagnant air, *Journal of Meteorology*, **6**, 243–248.
- Gunn, K.L.S und Marshall, J.S., 1958: The Distribution with Size of aggregate Snowflakes, *Journal of Meteorology*, **15**, 452–461.
- Gysi, H., 1995: Niederschlagsmessung mit Radar in orographisch gegliedertem Gelände, *Dissertation an der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)*.
- Handwerker, J. et al, 2005: Messprotokoll der Disdrometerkalibration im Zündhülle, *Messprotokoll und Testbericht, Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH), unveröffentlicht*.
- Kottmeier, C., Reetz, T., Ruppert, P., und Kalthoff, N., 2001: A New Aerological Sonde for Dense Meteorological Soundings, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **18**, 1495–1502.
- Liljequist, G. und Cihak, K., 1984: Allgemeine Meteorologie, *Verlag Vieweg, Braunschweig/Wiesbaden*.
- Lo, H.Y., Carroll, D.L. und Stiel, L.I., 1966: Viscosity of Gaseous Air at Moderate and High Pressures, *Journal of Chemical and Engineering Data*, **11**, 540-544.

- Löffler-Mang, M. und Joss, J., 2000: An Optical Disdrometer for Measuring Size and Velocity of Hydrometeors, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, **17**, 130–139.
- Löffler-Mang, M., 2006: persönliche Mitteilung, November 2006.
- Locatelli, J.D. und Hobbs, P.V., 1974: Fall Speeds and Masses of solid Precipitation Particles, *Journal of Geophysical Research*, **79**, 2185–2197.
- Mahlke, H. und Hearn, M. 2004: Testaufstiege von Fallsonden im Betriebsmodus „Bodenaufstieg“, *Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH)*, unveröffentlicht.
- Marschall, J.S. und Palmer, W.M., 1948: The Distribution of Raindrops with Size, *Journal of Meteorology*, **5**, 165–166.
- Pruppacher, H.R. und Beard, K. V., 1970: A wind tunnel investigation of the internal circulation and shape of water drops falling at terminal velocity in air, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **96**, 247–256.
- Pruppacher, H.R. und Klett, J.D., 1997: Microphysics of Clouds and Precipitation, *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London*, 421–433.
- Pruppacher, H.R. und Pitter, R.L., 1971: A semi-empirical determination of the shape of cloud and raindrops. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **28**, 86–94.
- Raasch, J. und Umhauer, H., 1984: Errors in the Determination of Particle Size Distributions Caused by Coincidences in Optical Particle Counters, Part. Charact. 1, 53–58.
- Schlichting, H., 1965: Grenzschicht-Theorie, *Verlag G. Braun, Karlsruhe*, 17.
- Schönwiese, C.-D., 1992: Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler, 89–93
- Straub, W., 2000: Eigenschaften verschiedener Modellansätze zur Beschreibung von Tropfengrößenverteilungen, *Seminararbeit am Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH)*, unveröffentlicht.
- Waldvogel, A., 1974: The  $N_0$ -jump of raindrop spectra, *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31**, 1067–1078.
- Winkler, S., 2006: persönliche Mitteilung im August 2007 in Braunschweig.
- Winkler, S., 2007: Zur Sensordatenfusion für integrierte Navigationssysteme unbemannter Kleinstflugzeuge, *Berichte aus der Luft- und Raumfahrttechnik, Shaker Verlag Aachen*.
- Wirthmann, M., 1997:  $Z/R$ -Beziehungen aus Distrometerdaten für Stuttgart, *Seminararbeit, Institut für Meteorologie und Klimaforschung an der Universität Karlsruhe (TH)*, unveröffentlicht.

## A Anhang A

### A.1 Praktische Hinweise für Vorbereitung und Einsatz der Drop-up-Sonde

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einigen Fragen der Vorbereitung der Flying Parsivel-Sonde für Aufstiege.

#### Freigabe von Aufstiegen durch die Flugverkehrskontrollstelle

Bei Aufstiegen in kontrolliertem Luftraum (in Deutschland findet bei den für die Sonden relevanten Höhen so gut wie immer ein Eintritt in kontrollierten Luftraum statt) muss gemäß §16a der Luftverkehrsordnung (LuftVO) grundsätzlich von der zuständigen Flugverkehrskontrollstelle eine Flugverkehrskontrollfreigabe eingeholt werden, da das Gesamtgewicht über 0,5 kg liegt.

In der Praxis hat die Deutsche Flugsicherung (DFS) für Aufstiege der IMK-Sonden eine grundsätzliche Freigabe erteilt, konkrete Aufstiege sollten 14 Tage, spätestens jedoch zwei Tage vorher telefonisch angemeldet werden. Die DFS veröffentlicht rechtzeitig per NOTAM („Notices to Airmen“) eine Navigationswarnung für den Luftverkehr.



```
(F0336/07 NOTAMN
Q)EDGG/QWLLW/IV/M/W/000/999/4906N00825E025
A)EDGG B)0702141400 C)0702141900
E)ASCENT OF SEVERAL RADIOSONDES AT KARLSRUHE PSN 4906N 00825E. AIP
ENR 5.3-3 REFERS.
F)GND G)UNL)
```

Abb. A.1: Notam der Deutschen Flugsicherung über den Sondenaufstieg vom 14.02.2007.

#### Dichtigkeit

Die Flying Parsivel-Sonde ist sorgsam abzudichten. Bei Tests wurde die Erfahrung gemacht, dass es sonst schnell passieren kann, dass Wasser in das Innere der Sonde eindringt und zu Korrosionsschäden zum Beispiel an den Leiterbahnen der Platinen oder zu Funktionsschäden an den Bauteilen führen kann. Kurzschlüsse durch Brückenbildung können bei komplexeren elektronischen Bauteilen schnell dauerhafte Schäden verursachen. Insbesondere Integrierte Schaltkreise (ICs) sind sehr gefährdet.

Eine Schwachstelle ist die Kontaktstelle zwischen dem Plexiglasrahmen, der den Messkanal darstellt, und dem SONDENGÄHÄUSE. Durch Kapillarkräfte kann das Wasser bis tief in die Sonde eindringen und dort elektronische Bauteile erreichen. Deshalb wird diese Kontaktstelle vor dem Einsatz sorgsam mit einer geeigneten Dichtungsmasse versehen. Anschließend wird die ganze Sonde mit Klebefolie bzw. Klebeband abgedichtet.

#### Kunstrasenaufgabe

Eine Kunstrasenaufgabe wird oben auf der Sonde angebracht, um den Effekt von auf der Gehäuseoberseite zerplatzenden Tropfen zu minimieren.

#### Schutz vor einlaufendem Wasser

Oberhalb der Sensor-Fenster sollte ein Streifen fester Plastikfolie so befestigt sein, dass er die Kunstrasenaufgabe überragt. Dies soll dafür sorgen, dass das sich in der Kunstrasenaufgabe sammelnde Wasser nicht über die Sensoren abläuft, was das Messergebnis stören würde.



### Kommunikation mit der Sonde:

Das Auslesen der Flying Parsivel-Sonde geschieht mit einem üblichen Terminal-Programm über eine Infrarotschnittstelle (IRDA). Dabei stehen auch „Debug“-Modi zur Verfügung, über die beispielsweise die aktuellen Messdaten auf Plausibilität untersucht werden können. Die Sonde zeigt zudem ihren augenblicklichen Zustand durch das Lichtband an:

- schnelles Blinken: Sonde ist bereit zum Starten der Messung.
- langsames Blinken: Messung ist beendet, Daten können ausgelesen werden.
- permanentes Leuchten: Messung.

Die Statusausgabe der Flying Parsivel-Sonde zeigt auch den Laserstatus an; ein Wert „0“ zeigt das ordnungsgemäße Funktionieren an, bei einem Wert von „1“ muss die Schutzscheibe vor der Sensorik gereinigt werden (Angabe des Entwicklers).

- **Hinweis:** Sollte die Kommunikation zwischen Sonde und Computer unvermittelt nicht mehr funktionieren, sollte man überprüfen, ob es nicht an der Feststell-Taste liegt.

### Start der Messung:

Zunächst wird die Sonde auf der Dockingstation eingeschaltet, der Freigabeschalter auf der Dockingstation muss dabei aktiviert sein. Anschließend wird die Sonde – wenn im Modus messbereit – mit der GPS-Zeit initialisiert; die Messung startet dann augenblicklich. Dadurch werden die Flying Parsivel-Sonde und die Drop-up-Sonde auf die gleiche Systemzeit synchronisiert.

- **Hinweis:** Die vom GPS-Gerät der Dockingstation ausgegebene Zeit ist umso genauer, je kürzer der Zeitpunkt des letzten Satellitenempfangs zurückliegt. Steht die Dockingstation längere Zeit in geschlossenen Räumen ohne Kontakt zu Satelliten, dann driftet die geräteinterne Uhr von der echten Zeit ab, und die ausgegebene Zeit kann um mehrere Sekunden bis Minuten falsch sein.

Nach dem Start der Messung führt die Sonde einige interne Initialisierungen durch, deshalb ist sie erst nach ca. 1 Minute messbereit (Beck 2005).

Zu Beginn der Messung sollte durch Ausgabe der Statusanzeige überprüft werden, ob das Zeit- und Datumsformat stimmt.

### Messirritationen:

In einem von vier Fällen kann es vorkommen, dass bei der eben gestarteten Messung eine Irritation vorliegt, d.h. es werden unrealistische Daten ausgegeben. **Die in diesem Zustand aufgenommenen Daten lassen sich nicht sinnvoll auswerten!** Deshalb sollten die Daten vor dem Aufstieg auf Plausibilität überprüft werden, etwa durch den Einwurf von Glaskugeln bekannter Größe. Gegebenenfalls muss die Messung neu gestartet werden. Einfaches Beenden und Neustarten der Messung behebt den Fehler nicht. Vorher ist die Sonde zu öffnen, der Akku abzutrennen und wieder anzuschließen. Aus diesem Grund sollte die Sonde erst nach diesem Test endgültig geschlossen und abgedichtet werden.

### Datenspeicher:

Der interne Datenspeicher der Sonde kann ca. 4202 kB Messdaten aufnehmen. Das entspricht, abhängig von der Niederschlagsintensität bzw. Partikelzahldichte, einer Messzeit von fünf und mehr Stunden. Ein

Aufstieg bis auf 10000 m Höhe dauert beispielsweise 60 bis 90 Minuten.

**Fertigmachen:**

Die Flying Parsivel-Sonde wird dann mit dem Gurtzeug eingepackt und über die Schnur mit der Drop-up-Sonde verbunden.

**Geeignetes Füllgewicht:**

Für die Einstellung der angepeilten Aufstiegs geschwindigkeit müssen verlässliche Erfahrungswerte gefunden werden, so dass kurz vor dem Aufstieg der notwendige Auftrieb abgeschätzt werden kann, beispielsweise durch Auswertung des aktuellen Radarbildes.

**Hinweis zur Zeitbasis der Drop-up-Sonde:**

Die GPS-Zeit, das Zeitsystem des GPS-Systems (Global Positioning System), weicht geringfügig von der UTC-Zeit (Koordinierte Welt-Zeit) ab. Seit dem 01.01.2006 beträgt der Unterschied 14 Sekunden. Meist berücksichtigen GPS-Geräte bei der von ihnen ausgegebenen Zeit diese Differenz automatisch, so dass die Zeit in UTC ausgegeben wird.

Für die Drop-up-Sonden wurde nachgewiesen, dass sich die ausgegebenen Zeitstempel nur auf die GPS-Zeit beziehen ohne Berücksichtigung der „Schaltsekunden“. Dies muss bei der Auswertung entsprechend berücksichtigt werden.

**Überprüfung der Sonde nach der Landung:**

Nach der Landung muss die Sonde auf Schäden untersucht werden. Die Erfahrungen zeigen, dass die Flying Parsivel-Sonde den Sturz beim Auftreffen auf den Boden gut und unbeschadet übersteht. Beobachtet wurde nur bei einer Landung ein leichter Riss in der Glasplatte vor der Laserdiode.

Darüberhinaus ist nach jedem Einsatz routinemäßig zu überprüfen, dass kein Wasser in die Sonde eingedrungen ist. Ggf. muss das Sondeninnere abgetrocknet und belüftet werden.

**Auswertung der Daten:**

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde eine Auswertesoftware geschrieben. Die Daten liegen jeweils binär vor und werden in den ASCII-Zeichensatz umgewandelt. Das Programm kann Tropfenspektren und die sogenannten Setzkasten-Diagramme darstellen.

## A.2 Runge-Kutta-Verfahren

In vielen Fällen lässt sich die Lösung einer gewöhnlichen Differentialgleichung nicht auf analytischem Wege angeben. Liegt die Differentialgleichung als Anfangswertaufgabe vor,

$$y' = f(x, y), \quad y(x_0) = y_0, \quad (75)$$

dann ist das Runge-Kutta-Verfahren eine Möglichkeit, eine Lösung numerisch anzugeben (Bronstein et al, 1997). Dieses Einschrittverfahren 4. Ordnung bestimmt die gesuchte Funktion  $y(x)$  in Form von Näherungswerten  $y_i$  für ausgewählte Stützstellen  $x_i$ . Meist verwendet man äquidistante Stützstellen mit der Schrittweite  $h_{RK}$  nach

$$x_i = x_0 + i \cdot h_{RK} \quad \text{mit } i = 1, 2, \dots \quad (76)$$

Die Näherungswerte  $y_i$  bestimmt man nach dem folgenden Rechenschema:

Tabelle 24: Rechenschema des Runge-Kutta-Verfahrens.

x	y	$k = h \cdot f(x, y)$
$x_0$	$y_0$	$k_1$
$x_0 + \frac{h_{RK}}{2}$	$y_0 + \frac{k_1}{2}$	$k_2$
$x_0 + \frac{h_{RK}}{2}$	$y_0 + \frac{k_2}{2}$	$k_3$
$x_0 + h_{RK}$	$y_0 + k_3$	$k_4$
$x_1 = x_0 + h_{RK}$	$y_1 = y_0 + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$	

Die weiteren Schritte erfolgen analog. Der Fehler dieses Verfahrens ist von der Größenordnung  $h_{RK}^5$  (Bronstein et al, 1997).

## **B Anhang B**

### **B.1 Diagramme des Aufstiegs vom 14.02.2007**

Im Anhang B sind die Diagramme des Aufstiegs vom 14. Februar 2007 beigefügt.

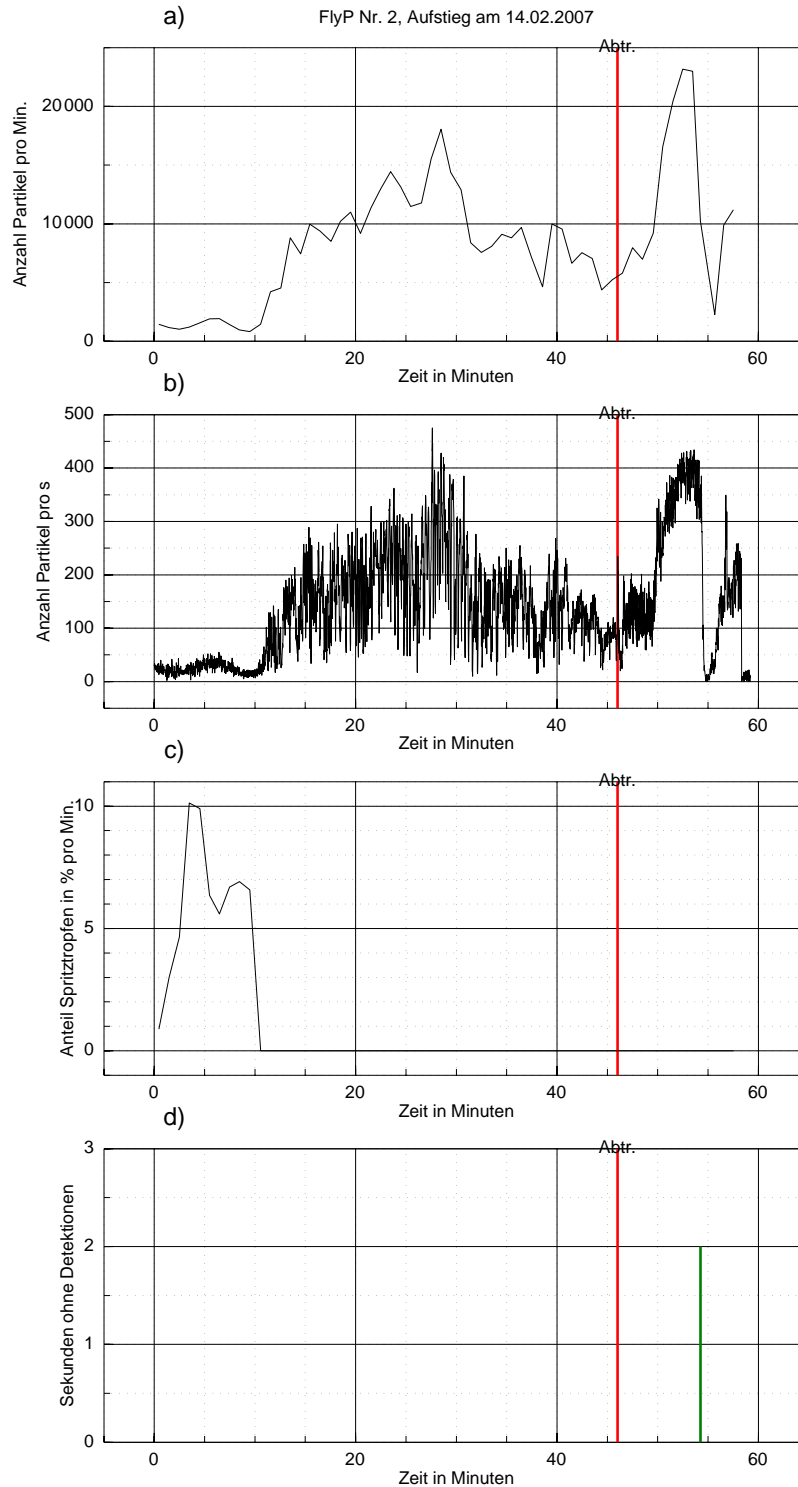


Abb. B.2: Zeitlicher Verlauf der Partikelanzahl pro Minute, der Partikelanzahl pro 1 s, des Anteils an Spritztropfen und der Sekunden ohne detektierte Partikel für den Aufstieg am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon. Die während des Falls aufgenommenen Daten sind wegen der Fallgeschwindigkeit nur eingeschränkt auswertbar.

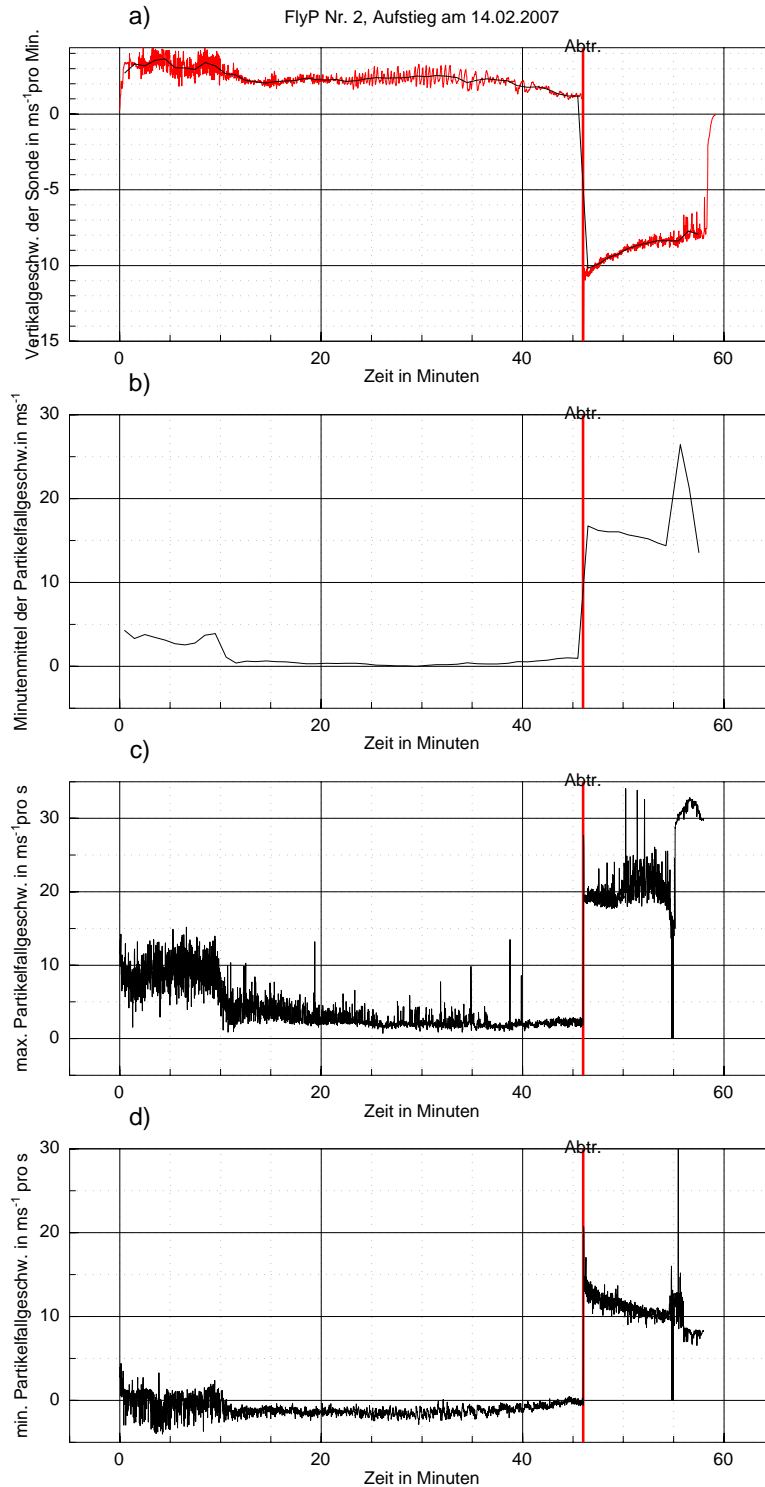


Abb. B.3: Zeitlicher Verlauf der Vertikalgeschwindigkeit des Gespanns, des Minutenmittels der Partikelfallgeschwindigkeiten, des sekundlichen Maximums der Partikelfallgeschwindigkeit und des sekundlichen Minimums der Partikelfallgeschwindigkeit für den Aufstieg am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon.

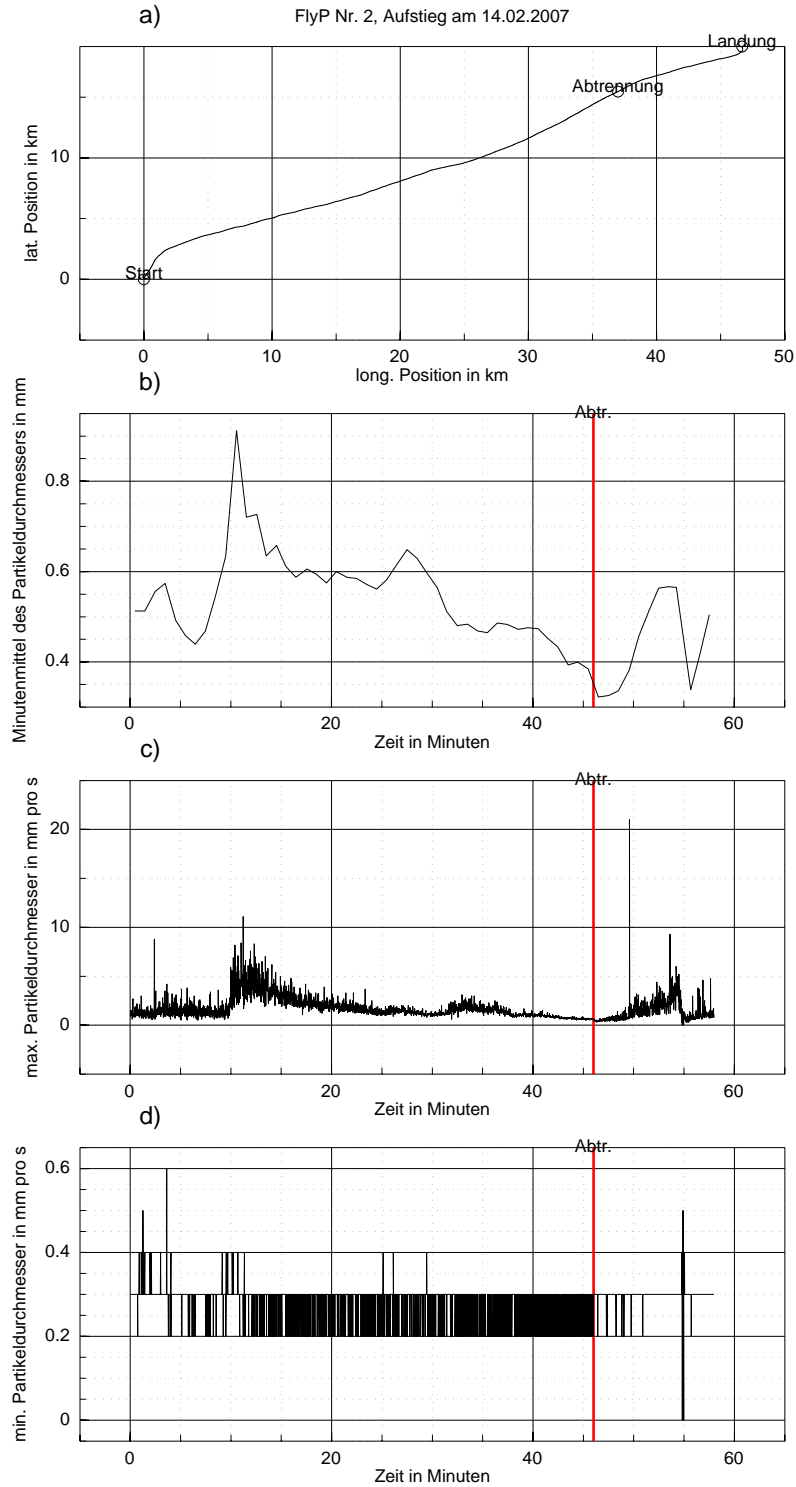


Abb. B.4: Zeitlicher Verlauf der Position des Gespanns projiziert auf die horizontale Ebene, des Minutenmittels des Partikeldurchmessers, des sekundlichen Maximums des Partikeldurchmessers und des sekundlichen Minimums des Partikeldurchmessers am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon.

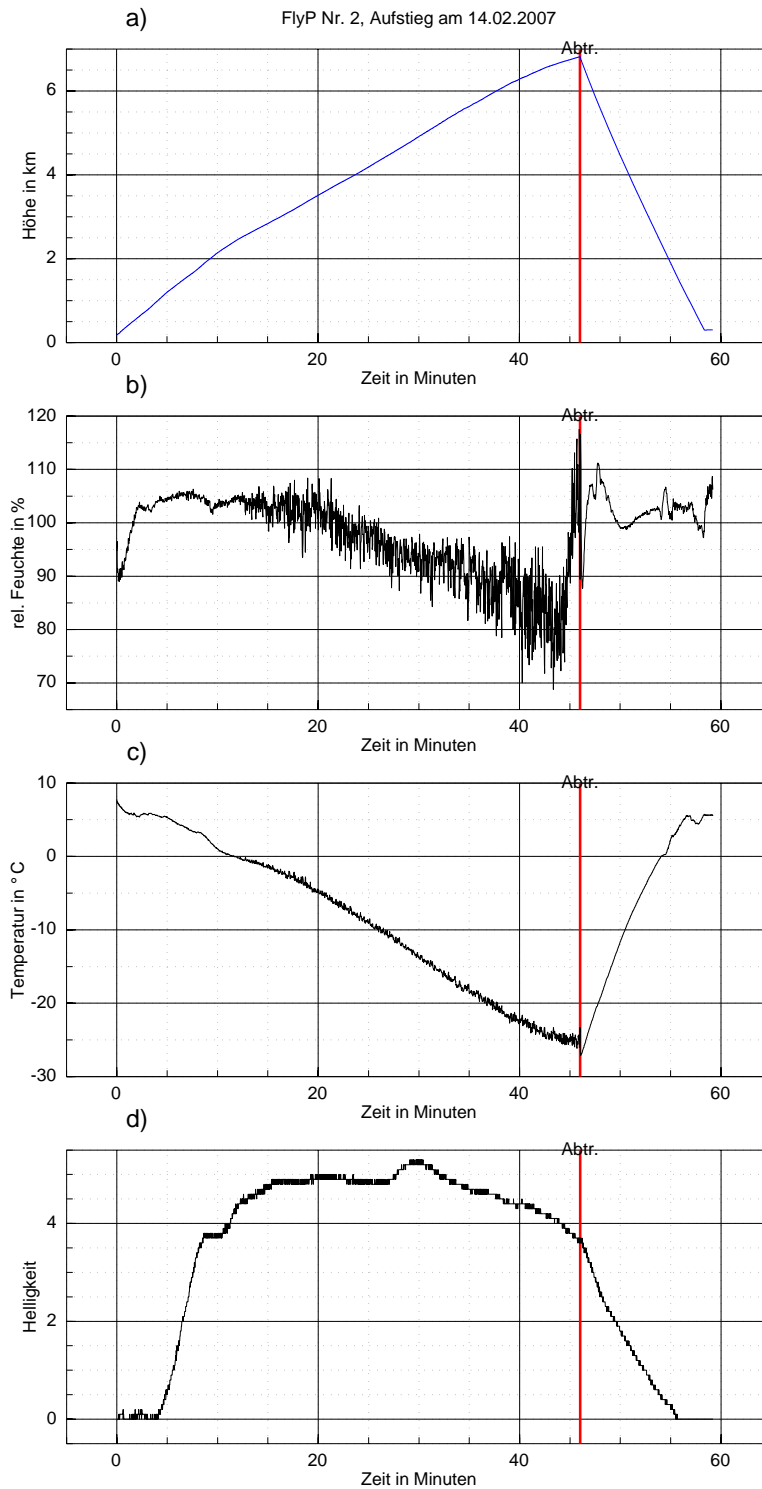


Abb. B.5: Zeitlicher Verlauf der Höhe des Gespanns, der relativen Feuchte, der Temperatur und der Helligkeit am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon.



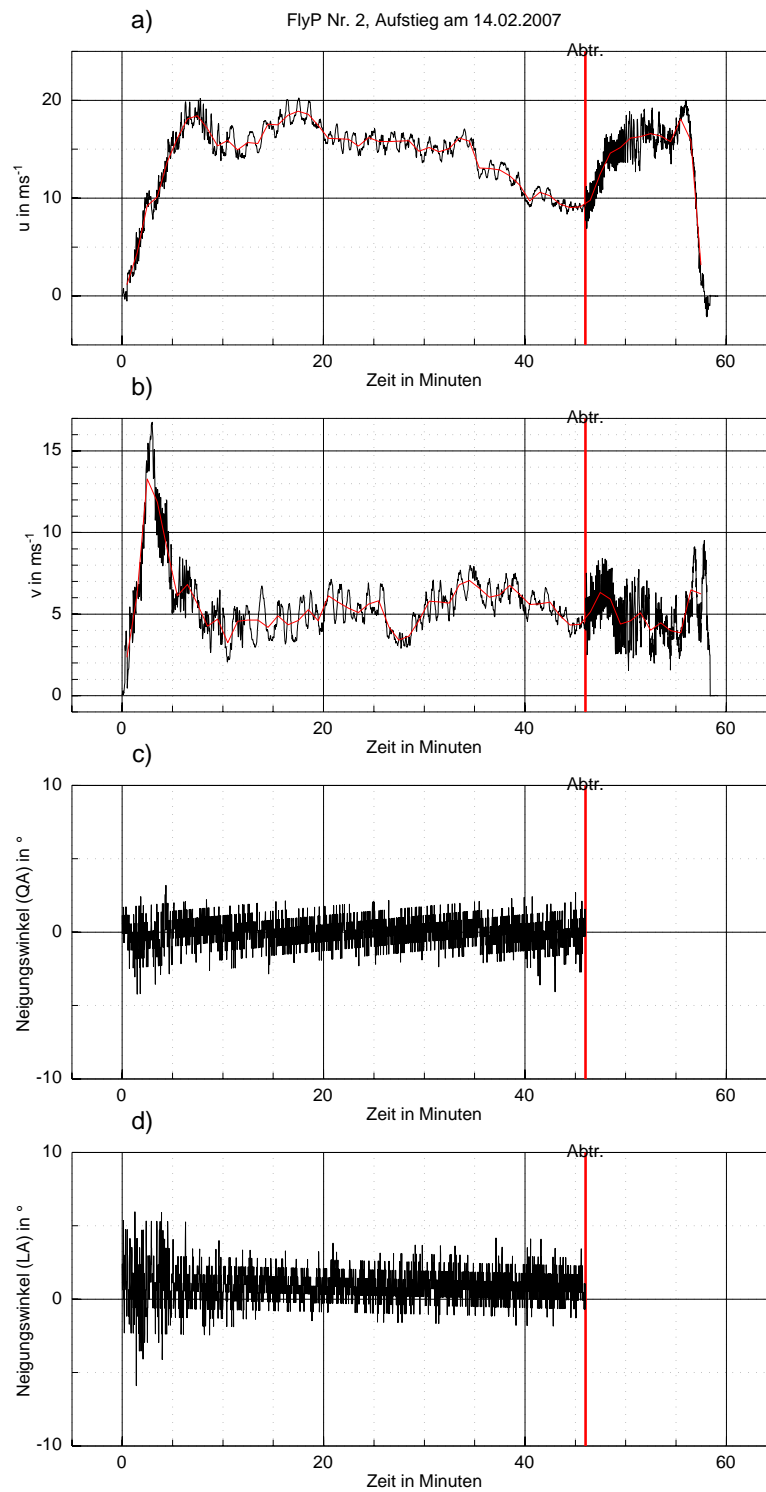


Abb. B.6: Zeitlicher Verlauf der longitudinalen Windgeschwindigkeit, der lateralen Windgeschwindigkeit, des Neigungswinkels um die Querachse der Flying Parsivel-Sonde und des Neigungswinkels um die Längsachse am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon.

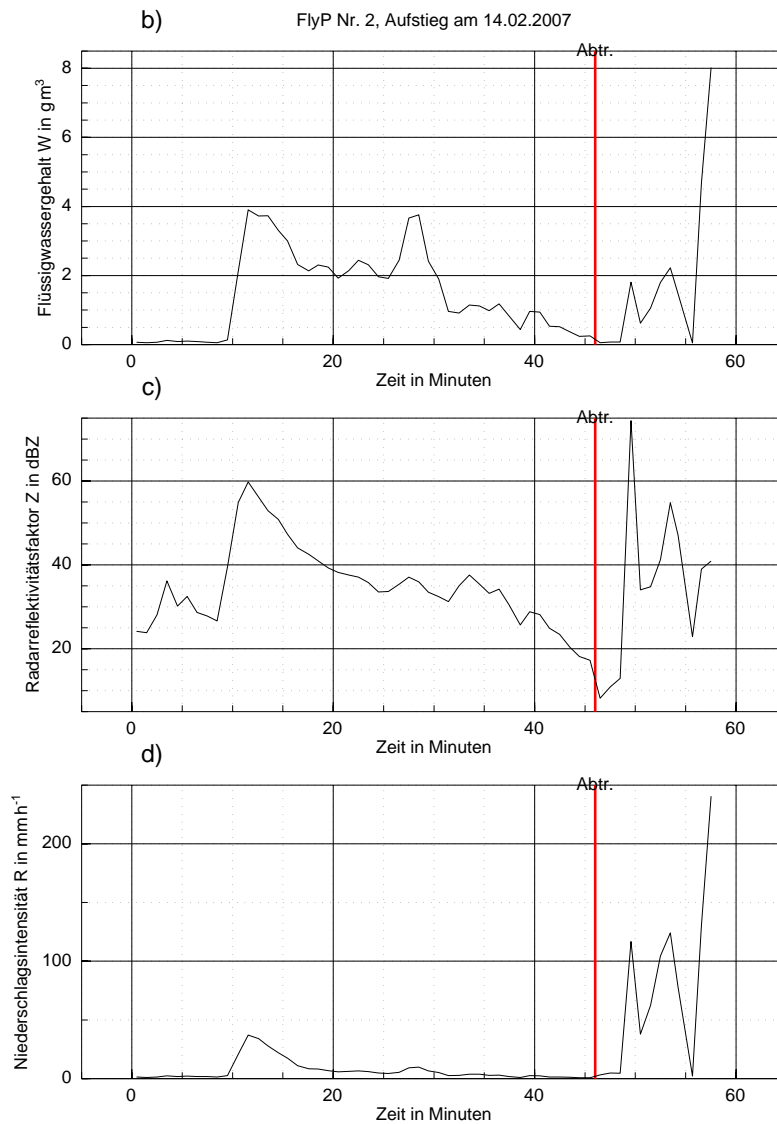


Abb. B.7: Zeitlicher Verlauf des Flüssigwassergehalts  $W$ , des Radarreflektivitätsfaktors  $Z$  und der Niederschlagsintensität  $R$  am 14.02.2007. Die rote Linie markiert die Abtrennung der Sonden vom Ballon.

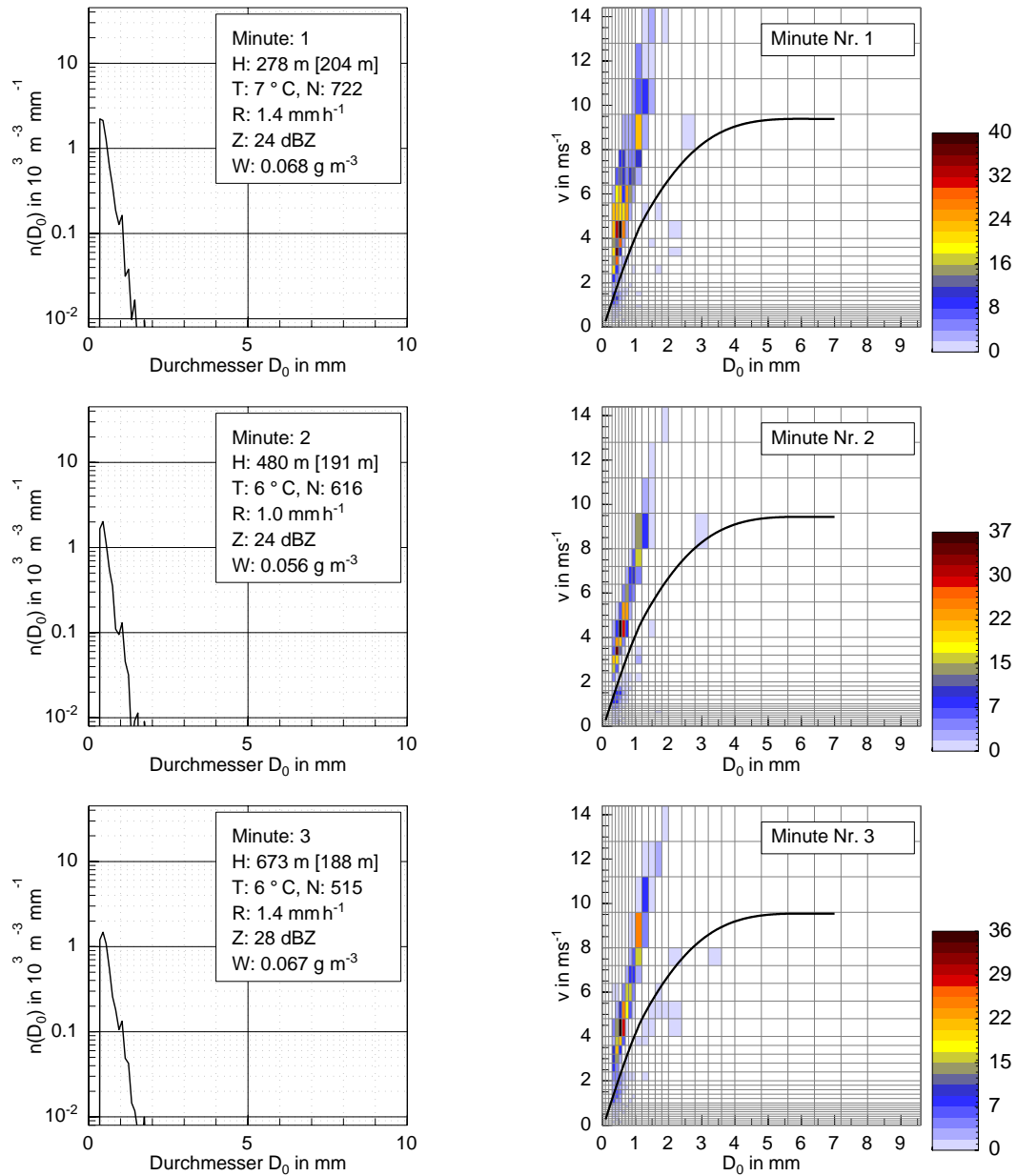


Abb. B.8: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

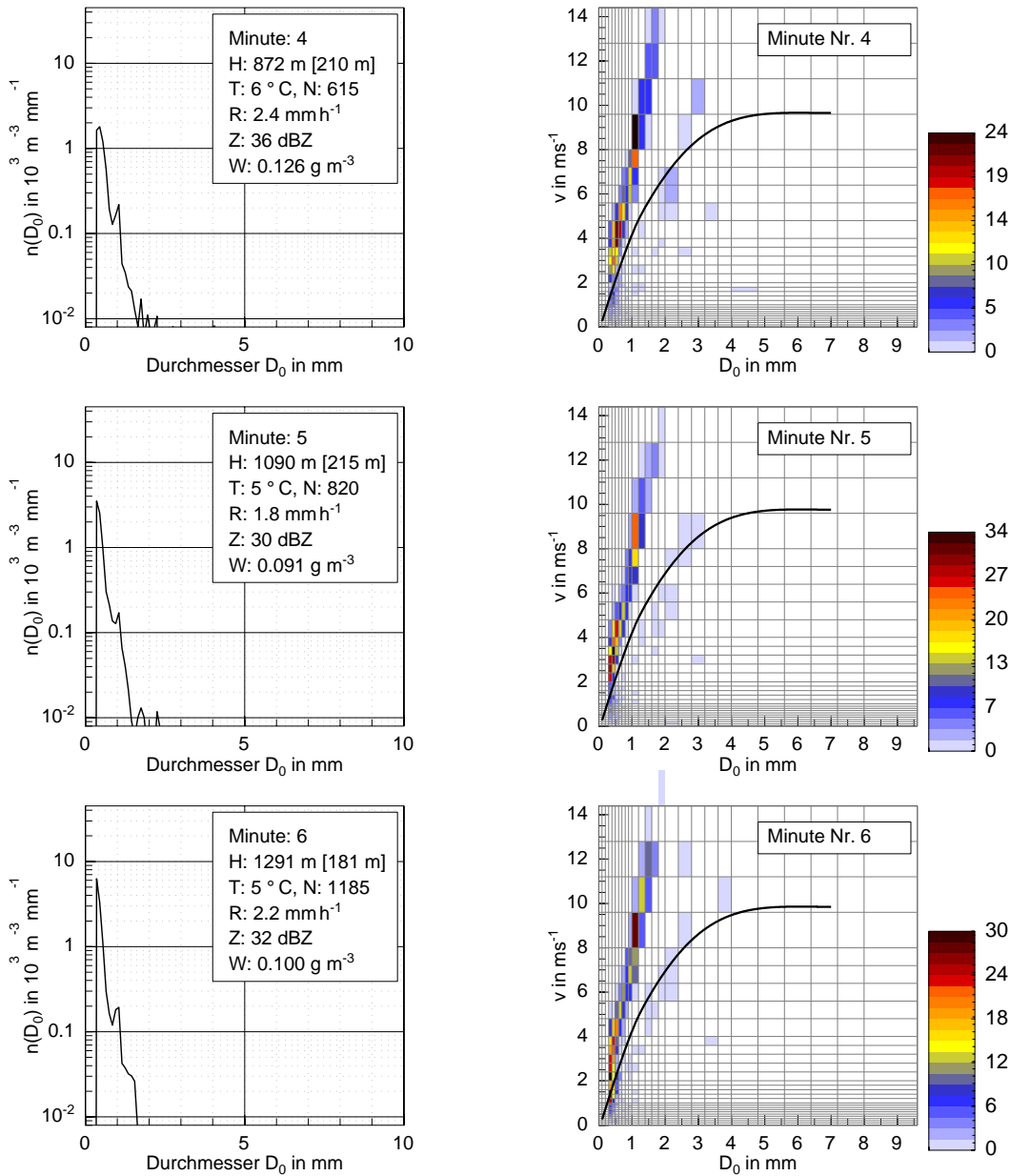


Abb. B.9: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

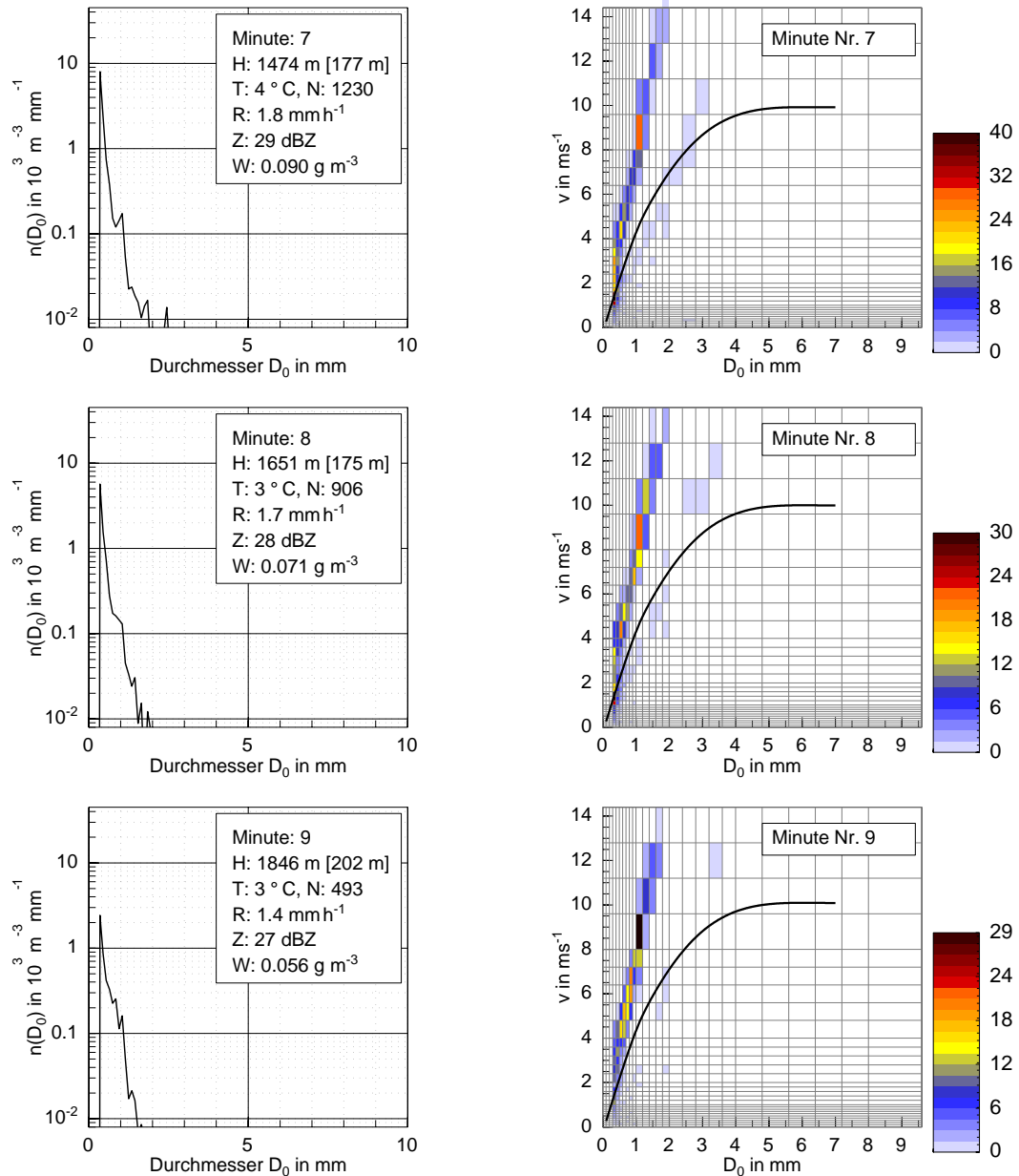


Abb. B.10: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

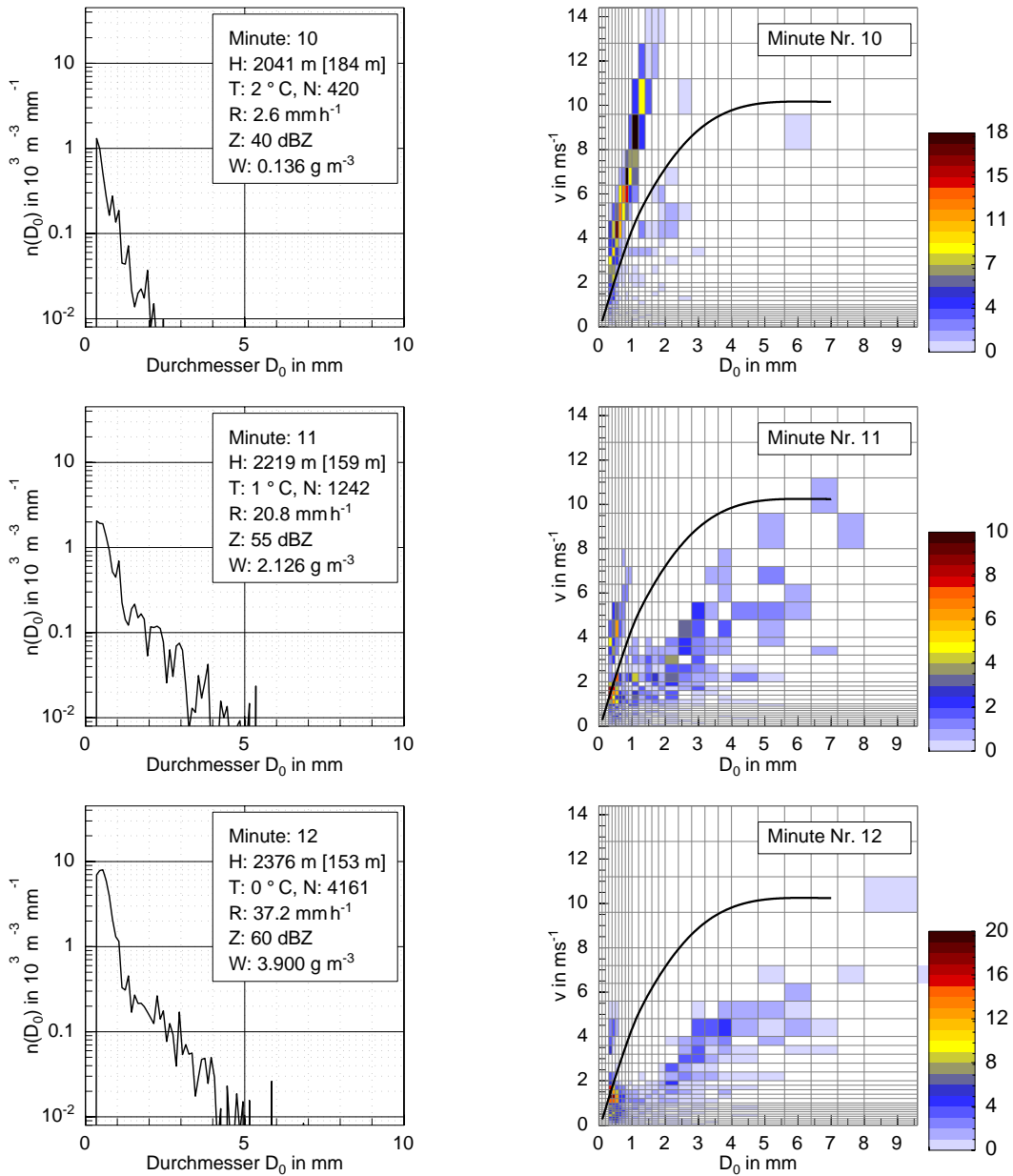


Abb. B.11: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

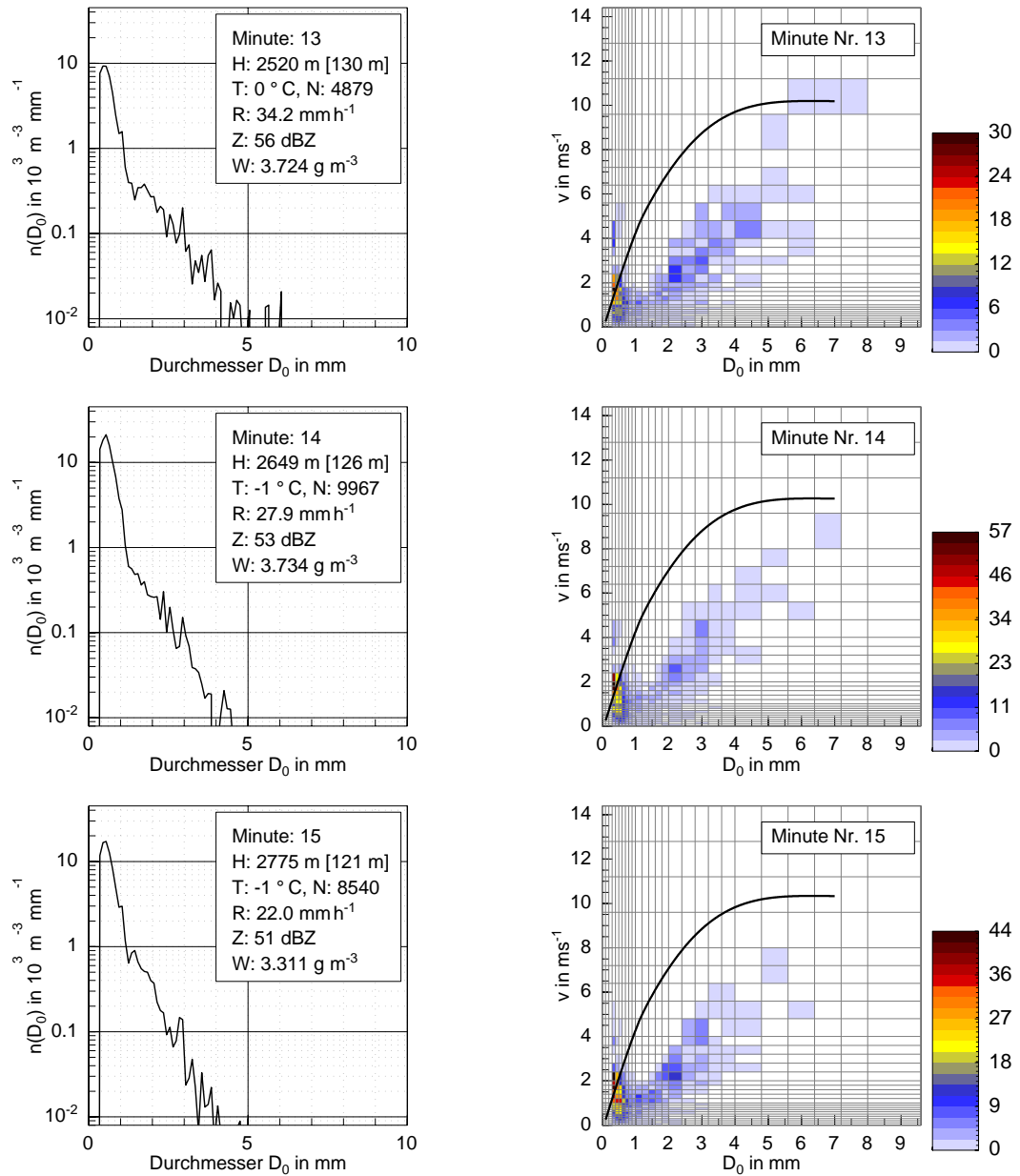


Abb. B.12: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

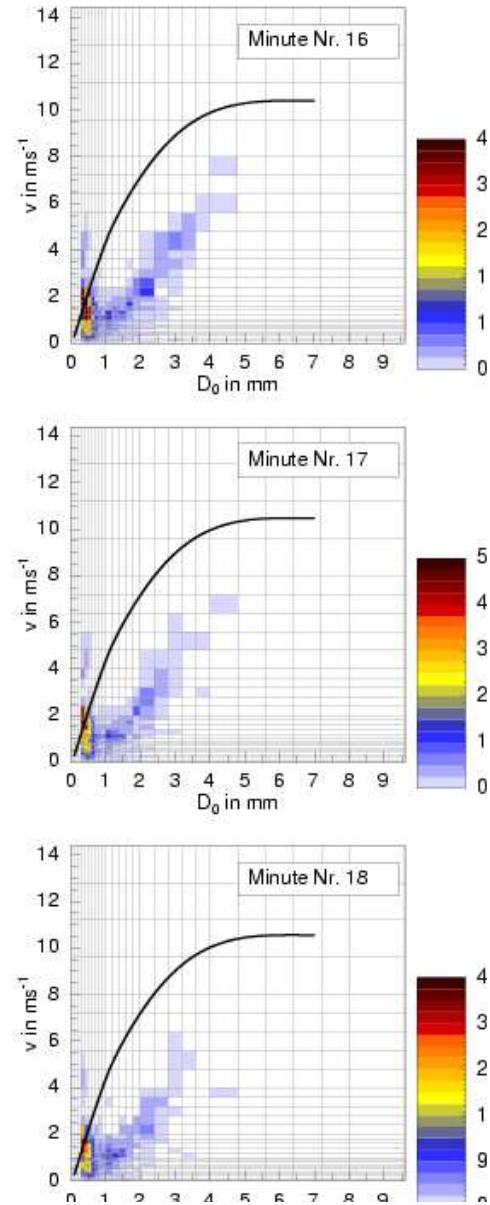
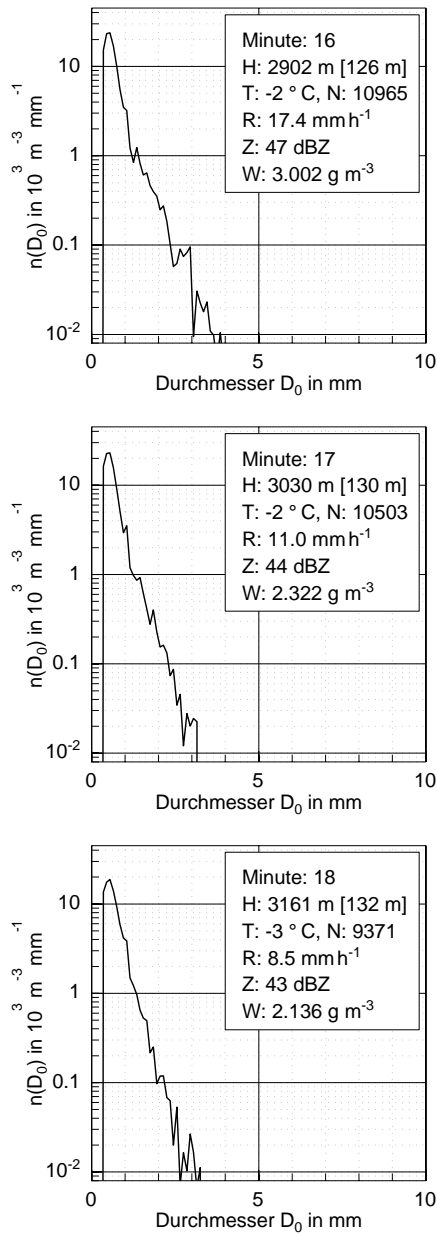


Abb. B.13: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von 54 cm<sup>2</sup> und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.



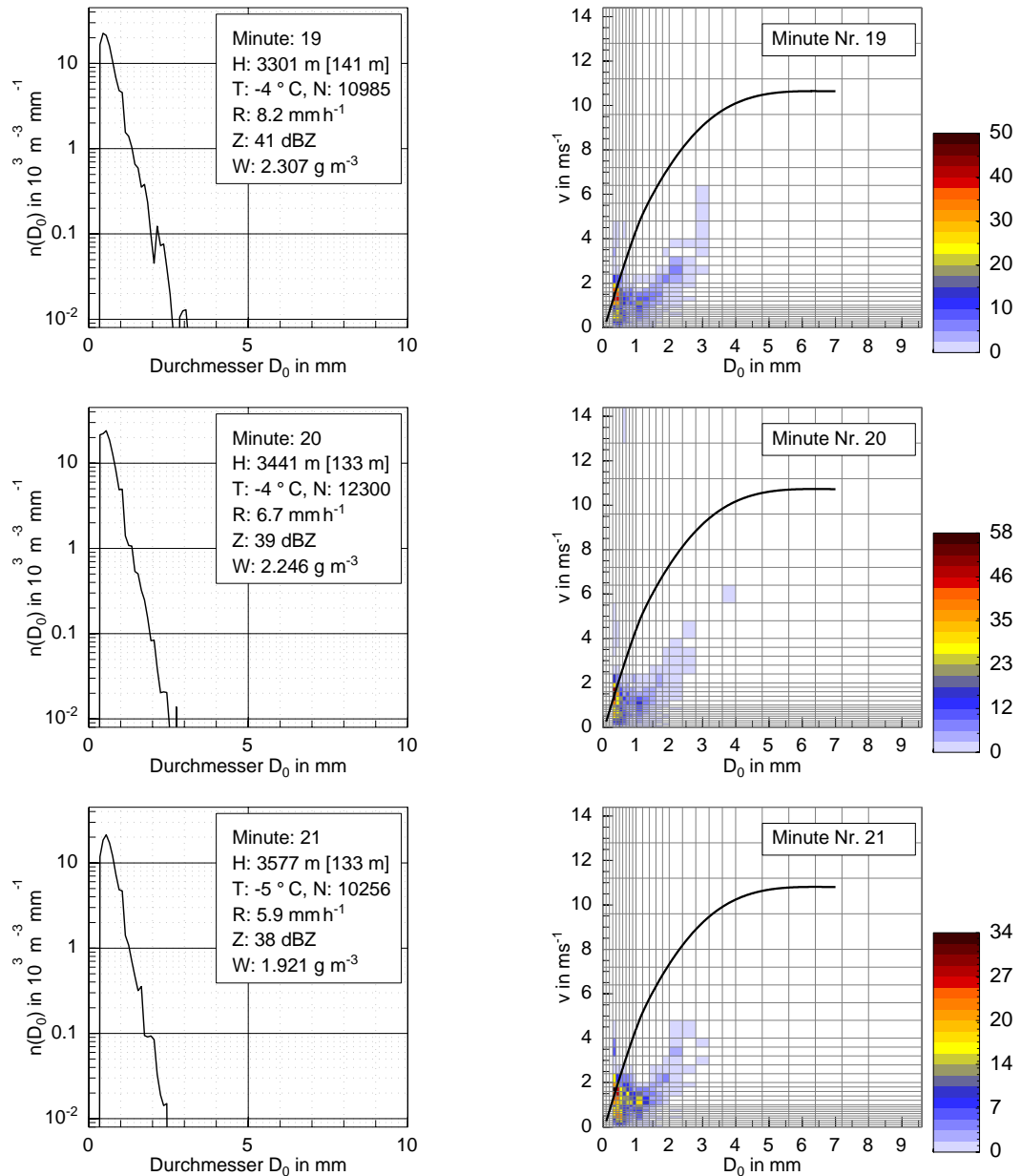


Abb. B.14: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

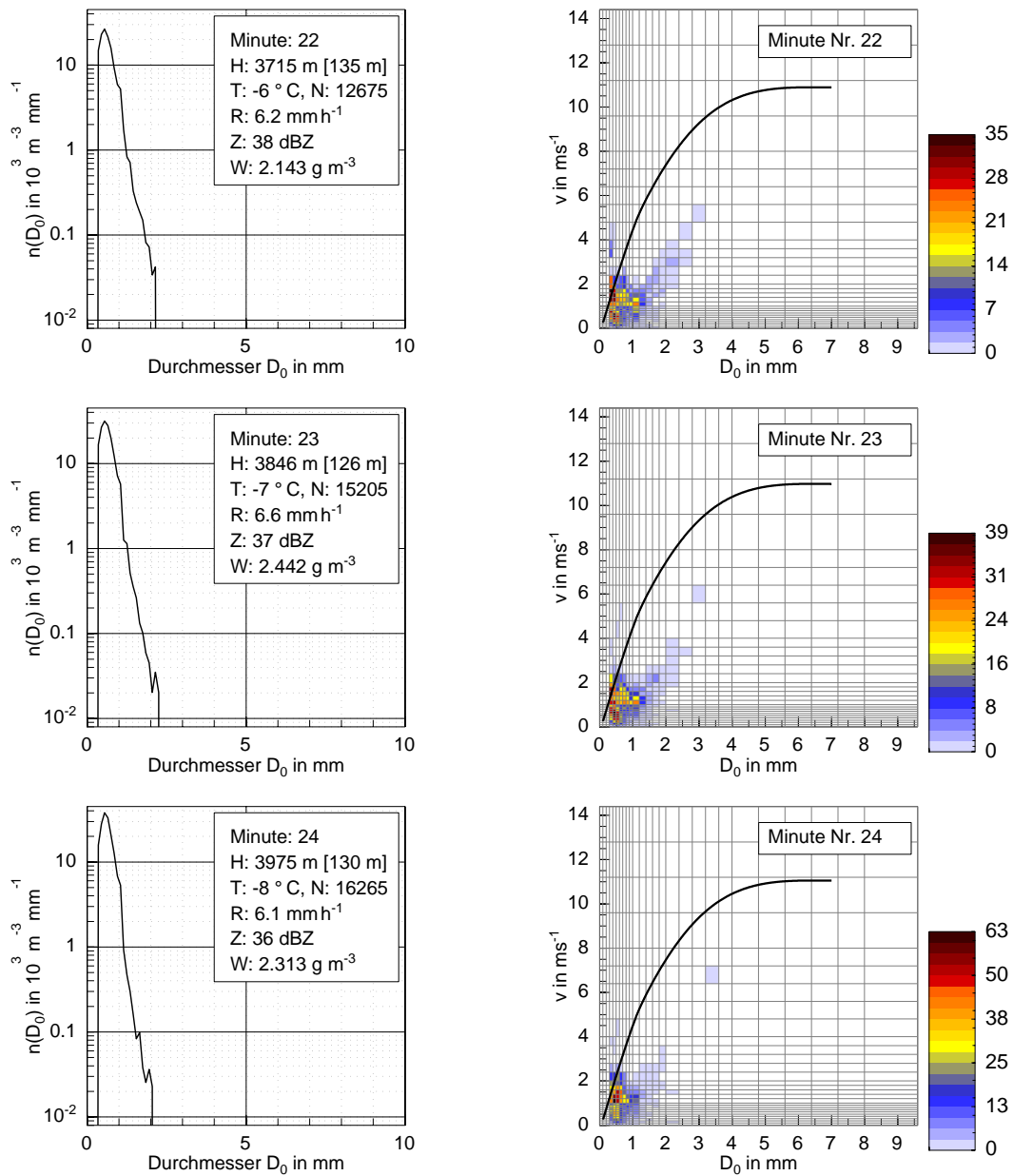


Abb. B.15: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

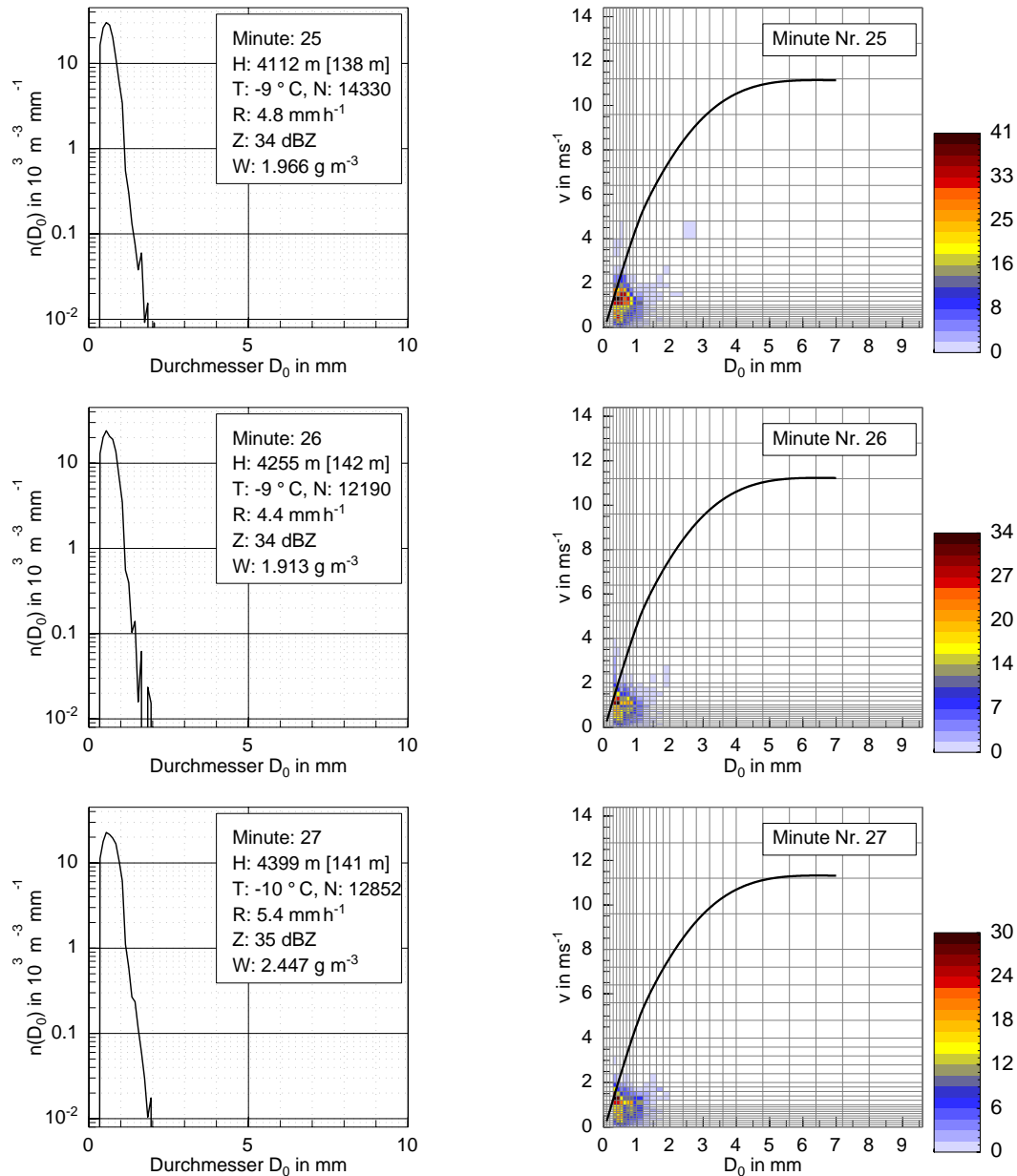


Abb. B.16: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

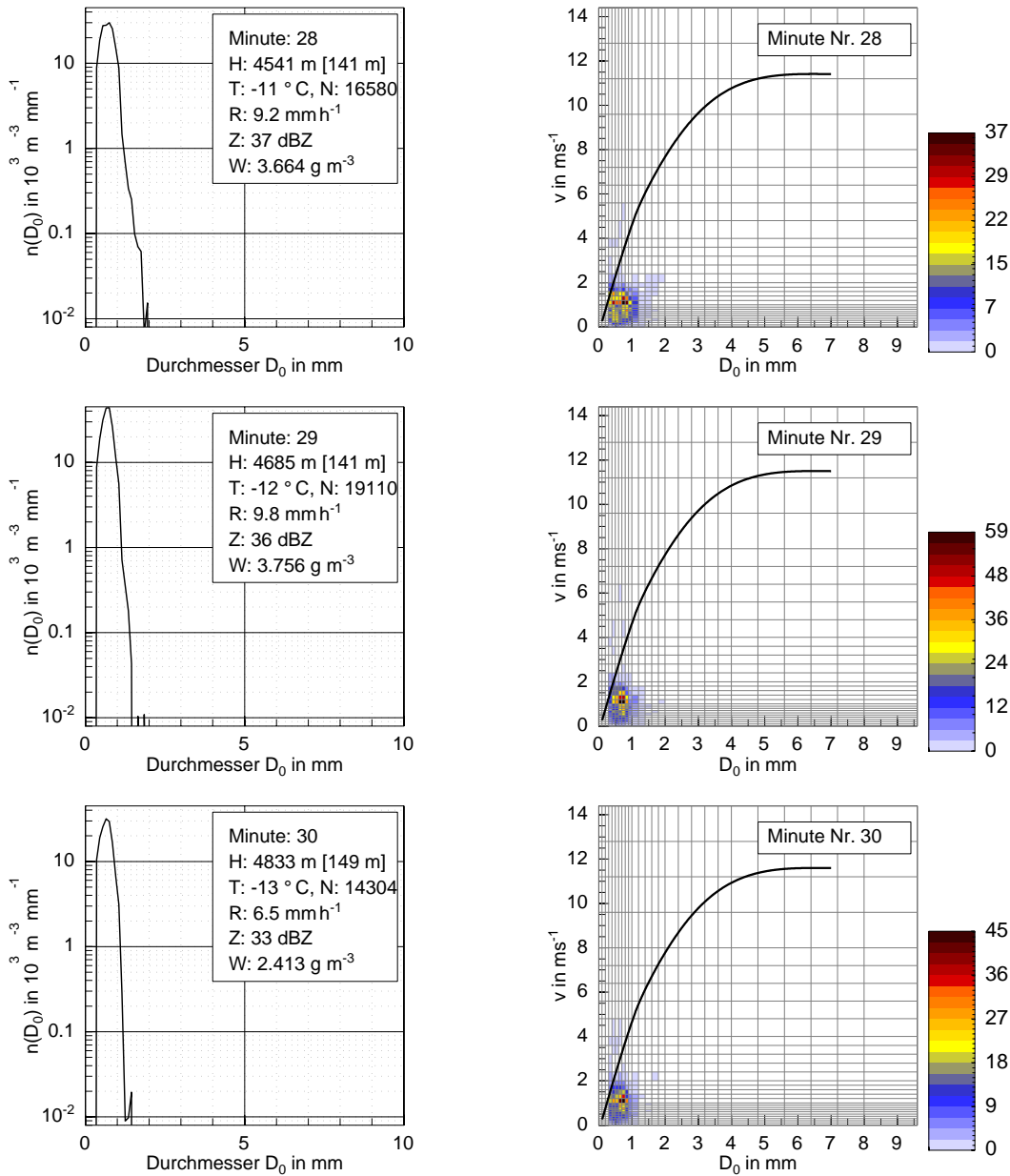


Abb. B.17: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

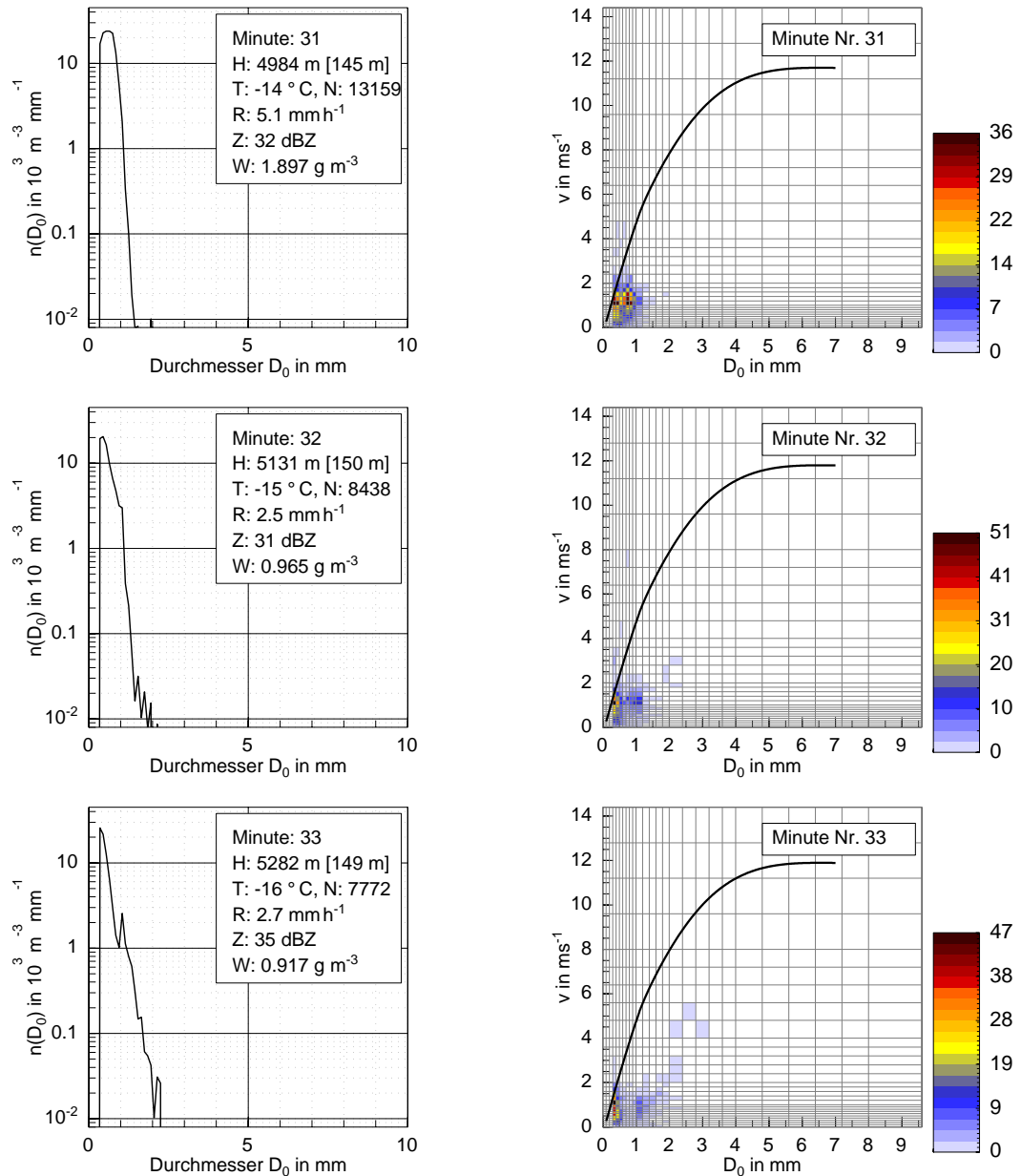


Abb. B.18: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

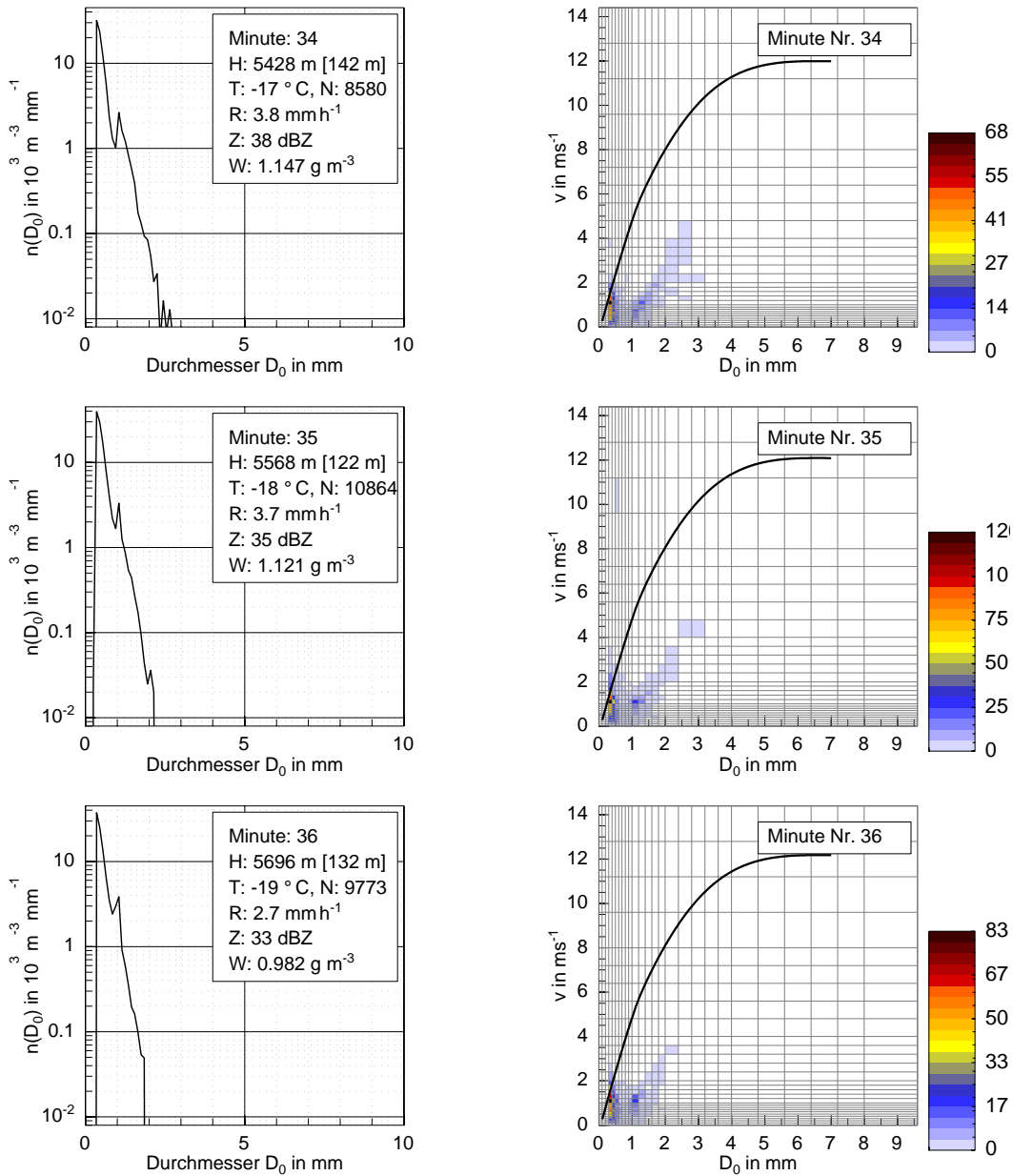


Abb. B.19: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54\text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

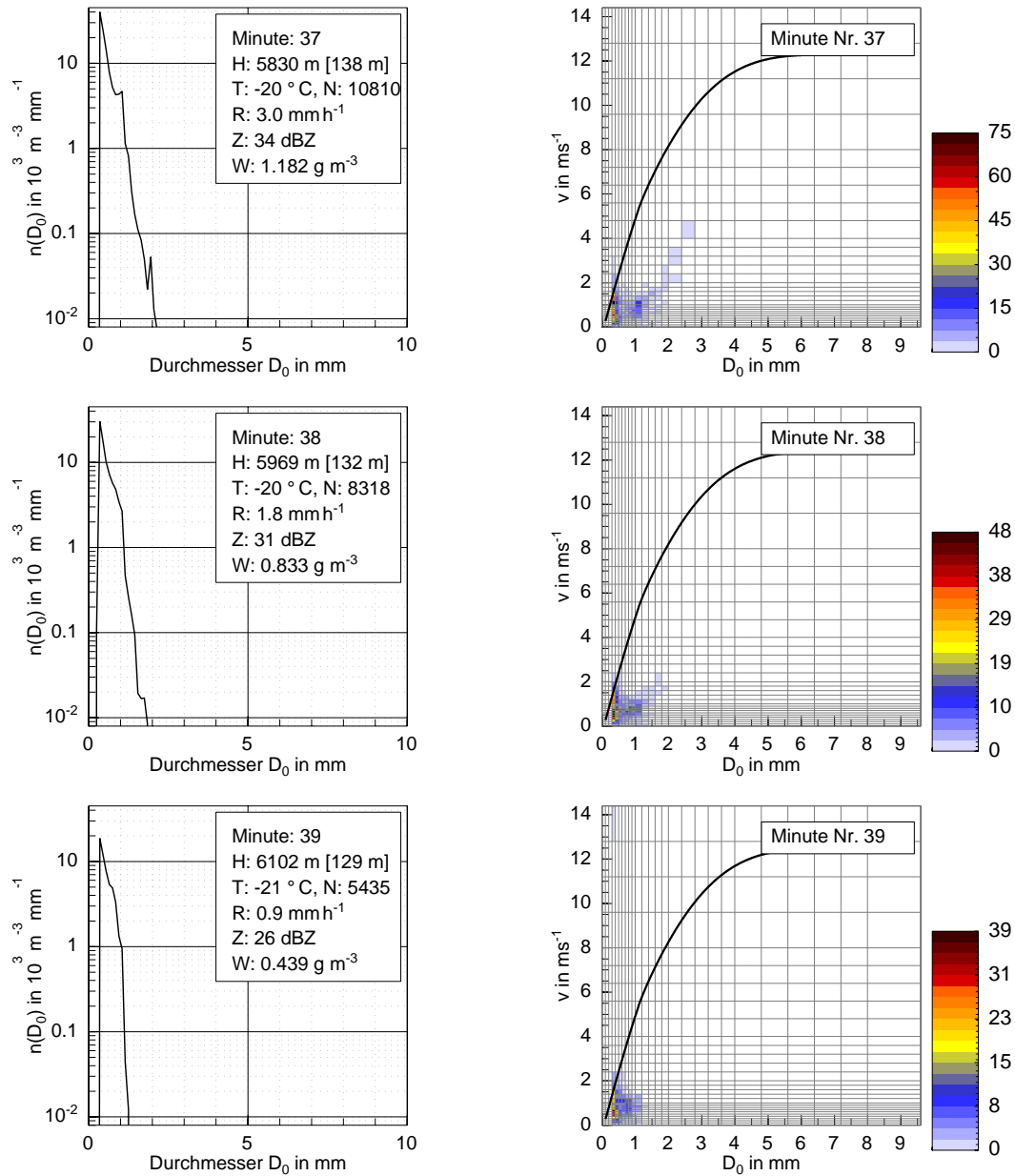


Abb. B.20: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

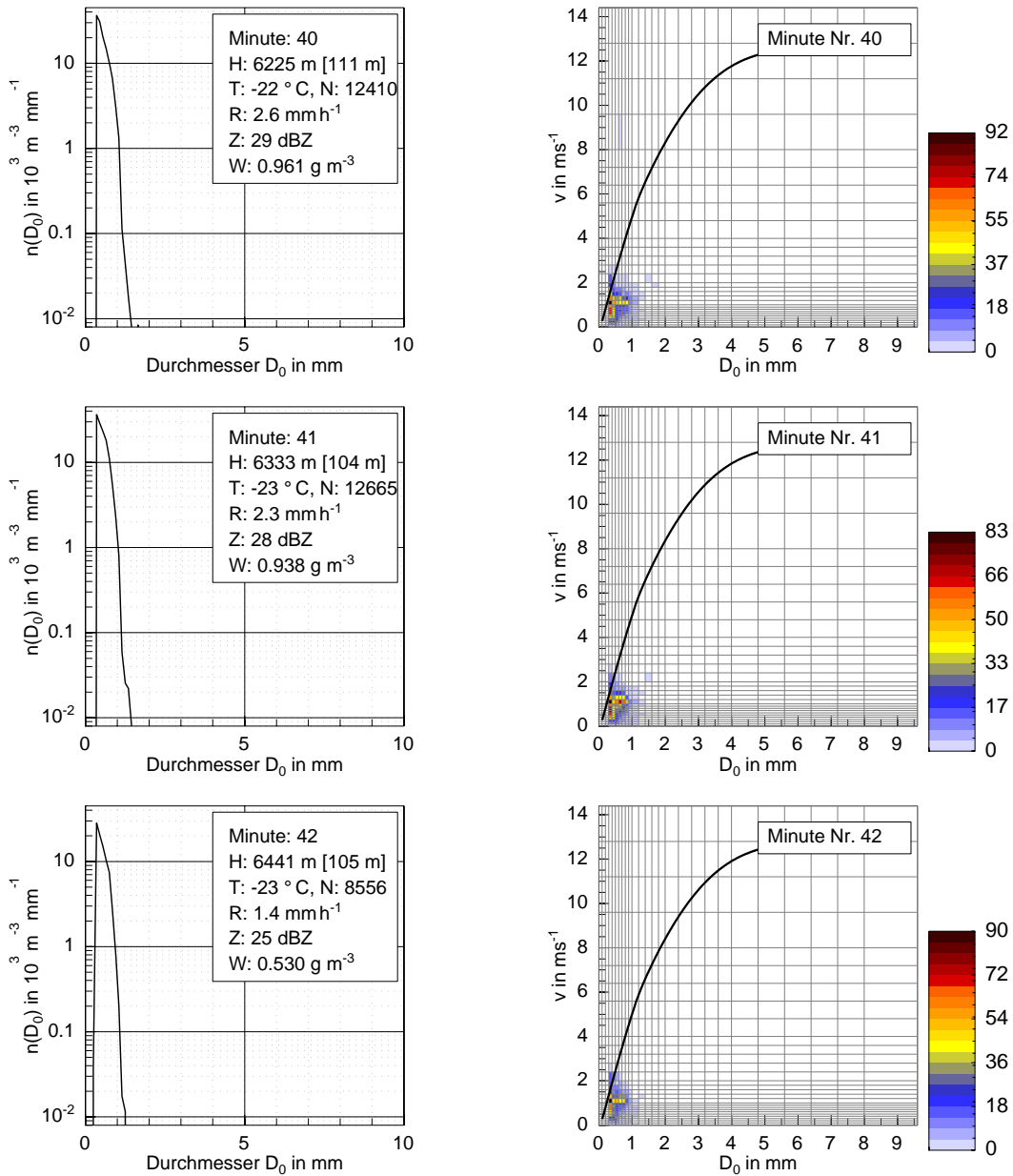


Abb. B.21: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.



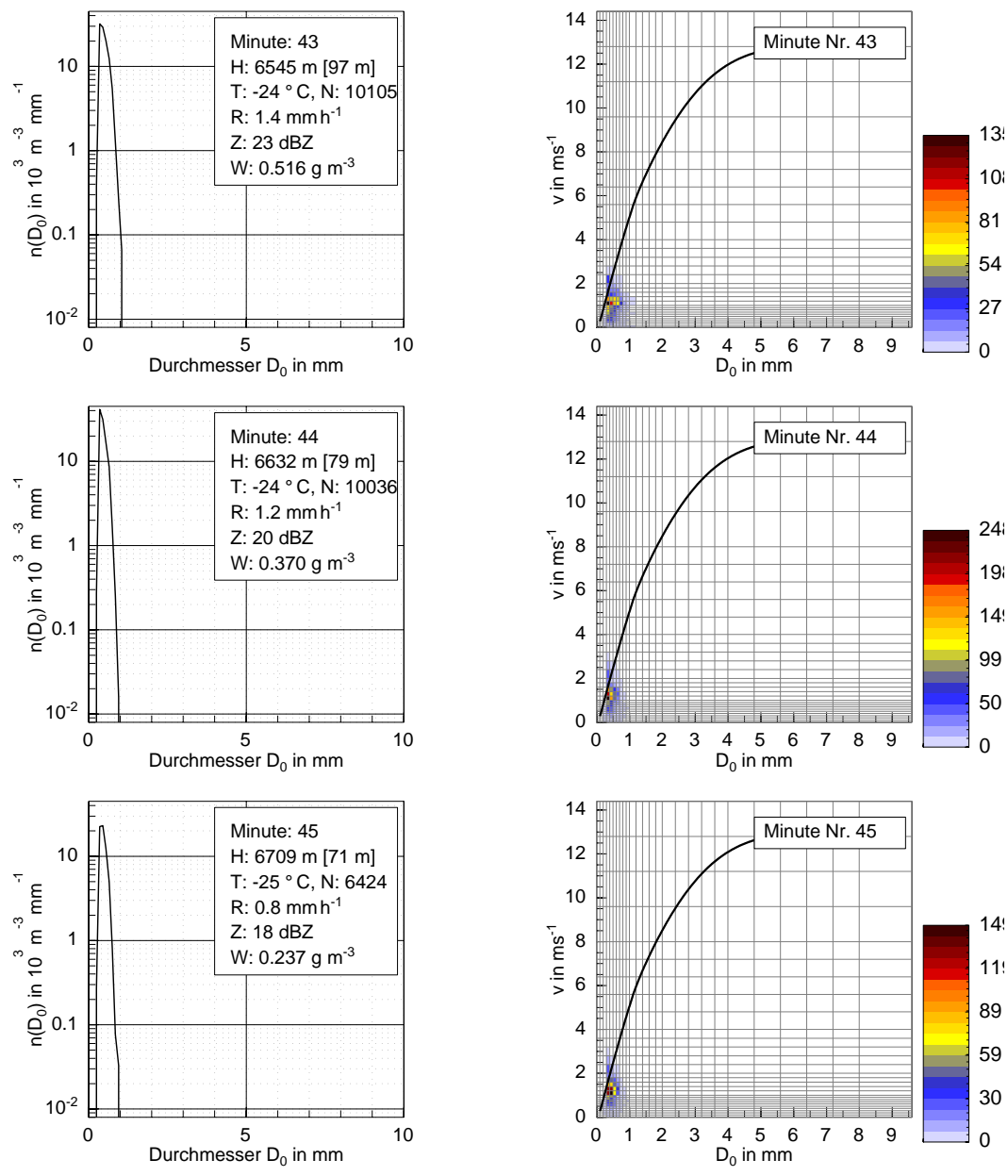


Abb. B.22: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54 \text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.

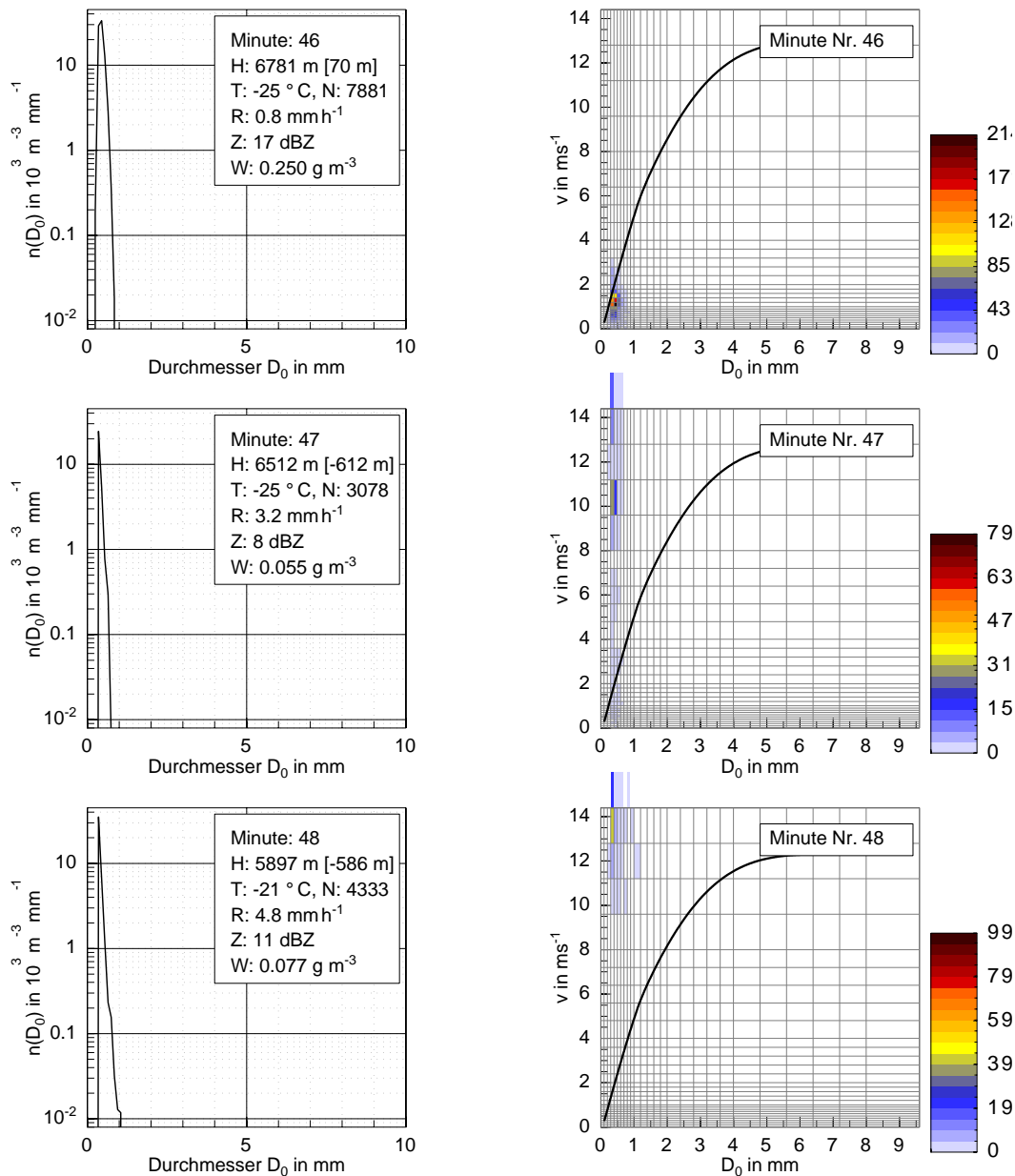


Abb. B.23: Links: Anzahldichteverteilungen  $n(D_0)$  (Partikel pro Volumen) über dem volumenäquivalenten Kugeldurchmesser  $D_0$ . Rechts: Anzahlverteilung bezüglich der Geschwindigkeit  $\tilde{N}(v)$  über der Anzahlverteilung bezüglich des volumenäquivalenten Kugeldurchmessers  $\tilde{N}(D_0)$ , bezogen auf eine Messfläche von  $54\text{ cm}^2$  und ein Zeitintervall von 1 Minute. Die Farbcodierung stellt die Partikelanzahl dar. Messungen am 14.02.2007.