

Untersuchungen des mit Phasenwechsel verbundenen instationären Transports von Wasser in Isolierungen

Vom Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur

genehmigte Dissertation

von

Andreas Joos

aus München

2011

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Gerhard Schmitz
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rudolf Eggers
Prüfungsvorsitzender: Prof. Dr. Ralf God

Tag der mündlichen Prüfung: 30. September 2011

Vorwort

Die vorliegende Dissertation habe ich in meiner Zeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermofluidodynamik der Technischen Universität Hamburg-Harburg verfasst. Sie hätte allerdings nicht entstehen können, wenn ich nicht auf die Unterstützung vieler Kollegen, Projektpartner und Freunde hätte zählen können.

Meinem Doktorvater Prof. Schmitz danke ich für die Gelegenheit für ihn und mit ihm arbeiten zu dürfen. In seiner unkomplizierten Art und großen Begeisterungsfähigkeit hat er mir stets Vertrauen geschenkt und den Rücken gestärkt, auch wenn es manchmal mehr als eine Projektsitzung gedauert hat, bis der neu eingeschlagene Weg akzeptiert worden ist. Auch hat er mir stets die Freiheit gelassen, auch abseits meines eigentlichen Promotionsthemas, z.B. im Bereich der objektorientierten akausalen Simulation mit Modelica, Erfahrungen zu sammeln.

Allen meinen Kollegen danke ich für die gute und vertrauensvolle Zusammenarbeit. Ein großes Dankeschön geht an die Kollegen Wolfgang Borelius, Wolfgang Michelson und Jörg Scheel ohne deren handwerklichen Rat und tatkräftige Hilfe der Versuchsstand für die vorliegenden Untersuchungen nicht realisiert hätte werden können. Natürlich gebürt auch Bastian Schmandt, Kai Wellner und Moritz Kessler mein Dank für die unzähligen Stunden, die sie mir bei der Planung und Inbetriebnahme des Teststandes sowie bei zahlreichen Versuchsdurchführungen geholfen haben.

An dieser Stelle darf auch ein besonderer Dank an die Kollegen vom FRM II nicht fehlen. Ohne die Expertise und die außergewöhnliche Hilfsbereitschaft von Martin Mühlbauer und Burkhard Schillinger hätte das Experiment Neutronenradiographie (im doppelten Sinne) nicht realisiert werden können!

Ein ganz herzlicher und persönlicher Dank gilt Karin Dietl. Ohne Ihren Tipp wäre ich nie auf die Idee gekommen, bei Prof. Schmitz nach einer Diplomarbeit oder einer Promotionsstelle zu suchen. Ich danke Ihr für Ihre Freundschaft, Ihre Unterstützung bei jedem Anflug von Selbstzweifel, für die Zusammenarbeit und Realisierung meiner Ideen bezüglich Kolonnen und die vielen fruchtbaren Diskussionen, die meine Dissertation bereichert haben.

Für die finanzielle Unterstützung, die mir die Zeit am Institut durch die Projekte AMo-CaF, MOHICAB und SINTEG in Summe für viereinhalb Jahre ermöglicht hat, sei an dieser Stelle der Freien und Hansestadt Hamburg sowie der Airbus Deutschland GmbH gedankt. Doch ist Geld nicht alles - diese Arbeit hat auch von den Diskussionen und den gewährten Freiheiten profitiert, die in der Zusammenarbeit mit den Kollegen von Airbus Deutschland, Kaefer Deutschland und XRG Simulation möglich waren.

Mein letzter Dank an dieser Stelle gilt Scott Adams für seinen Blick und die Vorbereitung auf die Welt da draußen – im Büro.

Hamburg, Oktober 2011

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
Tabellenverzeichnis	v
Symbolverzeichnis	vii
1 Einleitung und Zielsetzung	1
1.1 Ausführung der Problemstellung	1
1.2 Stand der Technik	6
1.2.1 Isolierungskonzepte zur Verminderung der Wasserakkumulation . .	7
1.2.2 Experimentelle und theoretische Methoden	9
1.3 Ansatz und Aufbau dieser Arbeit	12
2 Experimentelle Untersuchungen	15
2.1 Auswahl der Messverfahren	16
2.2 Teststand für dynamische gravimetrische Messungen	20
2.2.1 Konzept und Funktionalität des Teststandes	20
2.2.2 Regelungskonzepte und deren Umsetzung	24
2.2.3 Dynamische gravimetrische Messungen	29
2.3 Messungen mittels Neutronenradiographie	33
2.3.1 Versuchskonfiguration und -durchführung am FRM II	33
2.3.2 Auswertung der Radiographieaufnahmen	37
3 Physikalische Modellierung	41
3.1 Literaturstudie	42
3.1.1 Transport von Wasserdampf durch Folien	44
3.1.2 Transport von Wasserdampf im Isolationspaket	45
3.1.3 Transport von flüssigem Wasser im Isolationsaufbau	47
3.1.4 Wärmetransport durch den Isolationsaufbau	49
3.1.5 Phasenwechsel und Adsorption von Wasser	49
3.1.6 Natürliche Konvektion in Glasfaserisolierungen	52
3.2 Diffusion	52
3.2.1 Konvektiver Anteil am Stoffstrom	53
3.2.2 Nicht-isotherme Diffusion	55
3.3 Modellierung des Phasenwechsels	57
3.4 Stoffmengen- und Energiebilanzen	61
3.4.1 Stoffmengenbilanzen	62
3.4.2 Energiebilanz	64
3.4.3 Randbedingungen und Startwerte	64

3.5	Stoffspezifische Parameter	66
3.5.1	Überblick über die Stoffdaten der Komponenten	66
3.5.2	Modellierung der feuchten Luft	66
3.5.3	Homogene Parameter für die Energiebilanz	68
4	Simulation	73
4.1	Auswahl des Lösungsverfahrens	73
4.2	Lösungsverfahren mit COMSOL	75
4.2.1	Gittererzeugung für ein eindimensionales Gebiet	75
4.2.2	Gittererzeugung für ein zweidimensionales Gebiet	75
4.2.3	Numerische Verfahren	77
4.3	Überblick über die verwendeten Modelle	77
4.4	Modellverifikation	81
4.4.1	Vergleich von eindimensionaler mit zweidimensionaler Modellierung	82
4.4.2	Parameter für Phasenwechselmodell	83
4.4.3	Ein T, x -Diagramm als Werkzeug zur Bewertung der Simulation	84
4.4.4	Bewertung zweier Simulationen mit Hilfe des T, x -Diagrammes	84
4.5	Modellvalidation	90
4.5.1	Vergleich mit gravimetrischen Messungen	90
4.5.2	Vergleich mit Neutronenradiographiedaten	94
4.6	Einfluss des Druckwechsels auf die Feuchteakkumulation	98
5	Zusammenfassung und Ausblick	101
5.1	Zusammenfassung	101
5.2	Ausblick	102
	Literaturverzeichnis	105
A	Stoffdaten	119
A.1	Dichte	119
A.2	Wärmekapazität	123
A.3	Wärmeleitfähigkeit	128
A.4	Phasengrenzen von Wasser	130
A.5	Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft	135
B	Gleichungen für Wasser und Wasserdampf nach IAPWS-IF97	139
B.1	Berechnung der Dampfdruckkurve von Wasser	139
B.2	Berechnung von Stoffdaten für Wasserdampf	140
B.3	Berechnung von Stoffdaten für Wasser	142
B.4	Berechnung von Transportgrößen von Wasserdampf	144
C	Angaben zum Teststand	147
C.1	Messtechnik	147
C.2	Konstruktionszeichnungen der Testbox	148

Abbildungsverzeichnis

1.1	Querschnittsskizze durch den Rumpf eines Großraumflugzeugs	2
1.2	Innenansicht eines Flugzeugrumpfs mit/ohne eingebaute Primärisolierung .	3
	(a) Struktur A340	3
	(b) Primärisolierung	3
1.3	Seitenwandverkleidung mit Sekundärisolierung	4
1.4	Wasserflecken an und hinter einem Hatrack und feuchte Isoliermatten . . .	5
1.5	Versuchsstand zu den früheren Arbeiten an der TUHH	10
1.6	Skizze des Modellsystems	13
2.1	Übersicht Messmethoden für Materialfeuchtemessungen	15
2.2	Prinzipskizze des Versuchsaufbaus	21
2.3	Fotos vom Versuchsaufbau	22
	(a) Peripherie	22
	(b) Einhausung mit Waage und Testbox	22
2.4	Details der Testbox	23
	(a) Schnitt durch die Testbox	23
	(b) Ansicht der Kälteplatte von unten	23
2.5	Thermographieaufnahme der Kälteplatte im Testbetrieb	26
2.6	Zustandsautomat zur Regelung des Peltierkühlers	27
2.7	Umsetzung der transienten Temperaturreandbedingung	28
	(a) Gesamtdauer über zwei Flugprofile	28
	(b) Ausschnitt: Steigflugphase	28
	(c) Ausschnitt: Sinkflugphase	28
2.8	Überblick über Ventilation Holes in der Umhüllungsfolie der Isolationspakete	31
	(a) Schema der Anordnung von Ventilation und Drain Holes	31
	(b) Detailaufnahme eines Kreises aus 13 Ventilations Holes in der Folie .	31
2.9	Gewichtsverläufe der drei gravimetrischen Messungen	32
2.10	Temperaturverlauf in der Einhausung bei den Messungen	32
2.11	Foto der offenen Testbox vor dem Versuch	34
2.12	Aufbau des Experiments am Instrument ANTARES	35
	(a) Schematische Draufsicht des Versuchsaufbaus	35
	(b) Foto des Aufbaus	35
2.13	Rohbild einer Neutronenradiographieaufnahme der Testbox	36
2.14	Feuchteansammlung im Vergleich Wägung/Radiographieaufnahmen	40
3.1	Relative Abweichung des Diffusionsstroms im nicht-isothermen Fall	57
3.2	Phasendiagramm von Wasser	58
3.3	Schema der Phasenwechselbeziehungen	59
3.4	Beispiel für H zur Berechnung der Geschwindigkeitsfaktoren	61

3.5	Effektive Wärmeleitfähigkeit des trockenen Isolierpakets in Abhängigkeit der Temperatur	69
3.6	Effektive Wärmeleitfähigkeit des trockenen Isolierpakets in Abhängigkeit der Temperatur und des Hohlraumanteils	71
4.1	Vergleich Feuchteverlauf bei ein- und zweidimensionaler Modellierung . . .	82
4.2	T, x -Diagramm für 6 Zeitpunkte im ersten Flugzyklus des Modells WT34 .	86
4.3	T, x -Diagramm für 6 Zeitpunkte im ersten Flugzyklus des Modells HHT18S	87
4.4	Temperaturverteilung im Isolierungspaket zu verschiedenen Zeitpunkten . .	88
4.5	Verteilung von Wasser/Eis im Isolierungspaket zu verschiedenen Zeitpunkten	89
4.6	Profile verschiedener Größen in der Sinkflug- und Bodenphase bei HHT18S	90
	(a) Verteilung des Wasserdampfanteils	90
	(b) Differenz zwischen Temperatur und Sättigungstemperatur	90
4.7	Vergleich der Messung T18 mit den Simulationen HHT18 und HH2DT18 .	91
4.8	Vergleich von T18 mit Parametervariationen von HHT18 und HH2DT18 .	92
4.9	Gesamtmassenverlauf T18V und Regressionsgeraden	93
4.10	Massenverlauf während Radiographiemessung und als Ergebnis von HHT18S	95
4.11	Graphischer Vergleich der Feuchteverteilung T18S und HHT18S	96
4.12	Einfluss der Druckänderung auf die Wasserakkumulation	99
	(a) Simulationen mit Isolationspaketen mit Terul 18 Folie	99
	(b) Simulationen mit Isolationspaketen ohne Folie	99
4.13	Einfluss der Druckänderung auf den Phasenwechsel	100
	(a) Simulationen mit Isolationspaketen mit Terul 18 Folie	100
	(b) Simulationen mit Isolationspaketen ohne Folie	100

Tabellenverzeichnis

2.1	Exemplarische Soll- und Istwerte für die geregelten Größen der Zuluft . . .	25
2.2	Exemplarische Abweichungen zwischen dem Soll- und den Istwerten der Temperatur der Kälteplatte	29
2.3	Zuluftbedingungen bei den gravimetrischen Messungen	29
2.4	Temperaturprofil bei den gravimetrischen Messungen	30
	(a) Sollwertvorgabe	30
	(b) Abweichungen vom Sollwert	30
2.5	Intenstität in verschiedenen Bildbereichen der Radiographieaufnahmen. . .	39
3.1	Stoffdaten der Folien Terul 18 und Teril 34	66
3.2	Übersicht der Stoffdaten der Glaswolle <i>Microlite</i> [®] AA	67
3.3	Übersicht stoffliche Parameter von Luft, Wasserdampf, Wasser und Eis . .	68
3.4	Wärmeleitfähigkeit λ der Glaswolle <i>Microlite</i> [®] AA	70
4.1	Überblick über die Unterschiede der berechneten Modellvarianten	78
4.2	Transiente Temperaturrandbedingungen und Druckprofil	78
4.3	Maximale relative Feuchten sowie benötigte Rechenzeiten bei der Wahl verschiedener Konstanten für das Phasenwechselmodell	83
4.4	Vergleich der Ergebnisse aus WT34 und W2T34 mit Literaturdaten	91
4.5	Vergleich der Steigungen des Gesamtmassenverlaufs in den Flugphasen . .	94

Symbolverzeichnis

A	Fläche in m^2
a	Parameter für Gleichung (3.45)
C	Proportionalitätsfaktor in g
c	Konzentration in mol m^{-3}
c_P	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck in $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
D	Diffusionskoeffizient in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
d	Dicke in m
d_k	Äquivalente Dicke der Komponente k in m
E	Dimensionsloser Verdampfungskoeffizient in der Hertz-Knudsen Gleichung
E	Verdampfungskoeffizient
H	Stetig differenzierbare Näherung einer Sprungfunktion, siehe 3.3
h	Molare Enthalpie in J mol^{-1}
$\tilde{I}$	Medianwert der Intensität $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
I	Intensität des Neutronenstrahls in $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
I_0	Initialintensität in $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$
j	Diffusionsstromdichte in $\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$
k	Phasenwechselgeschwindigkeitskonstante in s^{-1}
k_{ij}	Phasenwechselgeschwindigkeitsfaktor in s^{-1}
k_{HTR}	Koeffizient, Strahlungsanteil des effektiven Wärmeleitkoeffizienten in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-4}$
k_{HTR}^*	Koeffizient, Strahlungsanteil des effektiven Wärmeleitkoeffizienten
l	Länge in m
m	Masse in g
M	Molare Masse in g mol^{-1}
n	Stoffmenge in mol

$\dot{n}$	Stoffmengenstrom(dichte) in mol s^{-1} bzw. $\text{mol m}^{-2} \text{s}^{-1}$
$\vec{n}$	Äußerer Einheitsnormalenvektor
p	Druck in Pa
$\dot{q}$	Volumenbezogene Wärmequelle W m^{-3}
R	Allgemeine Gaskonstante: $8,314\,472 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}$
R^2	Bestimmtheitsmaß
s_d	Diffusionsäquivalente Luftschichtdicke in m
T	Temperatur in K
t	Zeit in s
t_{CPU}	Benötigte Rechenzeit in s
$\vec{u}$	Geschwindigkeitsvektor in m s^{-1}
u	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung in m s^{-1}
$\bar{V}$	partiell molares Volumen
$\bar{v}$	Referenzgeschwindigkeit in m s^{-1}
$\dot{V}$	Volumenstrom in l min^{-1}
V	Volumen in m^3
v	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung in m s^{-1}
X	Massenbeladung
x	Molanteil

Griechische Zeichen

δ_D	Wasserdampfdiffusionsleitkoeffizient $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1} \text{Pa}^{-1}$
ε	(Hohl-)Raumanteil
ε_o	Parameter für Gleichung (3.45)
ε_p	Parameter für Gleichung (3.45)
ϑ	Temperatur in $^{\circ}\text{C}$
κ	Isentropenexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
μ	Dimensionslose Diffusionswiderstandszahl

μ	Makroskopischer Abschwächungskoeffizient in m^{-1}
ϱ	Dichte in kg m^{-3}
$(\varrho \cdot c_p)_h$	Gemittelte volumetrische Wärmekapazität in $\text{kJ m}^{-3} \text{K}^{-1}$
σ	Standardabweichung
τ	Hilfskoordinate
ϕ	Gitterkoordinate
φ	Relative Feuchte in %
ξ	Hilfskoordinate

Indices (sowohl tief- als auch hochgestellt)

A	Luft
dark	Dunkelstrahlbild
Iso	Isoliermaterial
k	Material k
l	flüssig, z. B. Wasser
mat	trockenes Material
raw	Rohbild
s	fest, z. B. Eis
sat	im Sättigungszustand
Schmelz	beim Phasenwechsel fest flüssig
Sub	beim Phasenwechsel fest gasförmig
Tr	Tripelpunkt
v	dampfförmig, z. B. Wasserdampf
W	Wasser
wA	Feuchte Luft

Den Phasenübergang betreffende Größen werden mit zwei Indices gekennzeichnet, die die beiden Phasen in der Reihenfolge des Übergangs kennzeichnen.

Abkürzungen

BDF	Englisch: Backward Differentiation Formulas
-----	---

BEM	Englisch für Randelement-Methode (BEM)
Da	Darcy-Zahl (Dimensionslose Permeabilität)
FDM	Finite-Differenzen-Methode
FEM	Finite-Element-Methode
Fo	Fourier-Zahl (Verhältnis geleitete zu gespeicherter Wärme)
FVM	Finite-Volumen-Methode
LDM	Lösungs-Diffusions-Modell
Le	Lewis-Zahl (Verhältnis Wärmeleitung zu Diffusion)
Lu	Luikov-Zahl (Verhältnis Diffusion zu Wärmeleitung)
Ma	Mach Zahl
Nu	Nusselt-Zahl (Verhältnis Wärmeübergang zu Wärmeleitung)
PE	Peltier Element
Pe	Péclet-Zahl (konvektiv übertragenen Wärme zu mit Wärmeleitung übertragene Wärme)
Ra	Rayleigh-Zahl (Gibt Dominanz von Wärmeleitung oder Konvektion wieder)
Re	Reynolds-Zahl (Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskraft)
REM	Randelement-Methode
SAT	Static Air Temperature
TE	Thermoelement
TAT	Total Air Temperature

Operatoren

Δ	Differenz
$\bar{}$	Mittelwerte sind mit einem Überstrich gekennzeichnet
∇	Nablaoperator, $\nabla := \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$
$\vec{}$	Vektor
x,y,z	Karthesische Koordinaten
	Matrizen sind durch Fettdruck kenntlich gemacht

1 Einleitung und Zielsetzung

Wer aufhört, besser werden zu wollen, hört auf, gut zu sein.

(Marie von Ebner-Eschenbach)

In vielen Anwendungsbereichen, wie beispielsweise in der Bauphysik oder in der Luftfahrt-industrie, existiert die Notwendigkeit das Eindringen von Wasserdampf in poröse Stoffe und den Phasenwechsel zu Wasser oder Eis sowie die Rücktrocknung vorauszusagen. Um verlässliche Vorhersagen treffen zu können, sind gut validierte mathematische Modelle von Nöten. Diese setzen zum einen ein gutes Verständnis und eine problemorientierte Bewertung der auftretenden physikalischen Vorgänge, zum anderen belastbare Messdaten voraus. In dieser Arbeit werden mögliche Lösungen dieser Problematik am Beispiel der Flugzeugisolierung diskutiert. Die gewonnen Erkenntnisse und Vorgehensweisen lassen sich auch auf andere Domänen übertragen.

Bei allen Überlegungen ist allerdings zu beachten, dass für eine Flugzeugkabine die Kondenswasserproblematik nicht das einzige Kriterium ist, nach dem das Isolierungskonzept optimiert werden muss. Die Funktionalität der Isolierung besteht nicht nur in der Wärme-, sondern auch in der Schalldämmung der Kabine. Außerdem sind diverse weitere Randbedingungen im Flugzeug zu beachten, wie Kosten, Volumen, Gewicht, Installationsaufwand oder Brandschutz, um nur einige zu nennen.

1.1 Ausführung der Problemstellung

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf kommerzielle Passagierflugzeuge für die Mittel- und Langstrecke. Wie schon von Huber, Schuster und Townsend (1999) beschrieben wird, hat die Problematik der Ansammlung von Wasser in der Isolierung ihre Hauptursachen in der Abgabe von Wasser an die Kabinenluft durch den Menschen und die langen Flugzeiten im Vergleich zu den Bodenaufenthalten. In diesem Artikel wird als quantitatives Beispiel die Kondenswassermenge in der Flotte vom Typ Boeing 757 auf (91 ± 37) g pro Tag und Spantfeld abgeschätzt. Für die Untersuchung wurden Daten von 708 Flugzeugen ausgewertet. Bei Untersuchungen an Flugzeugen des Typs 737-300 wurden 36 kg Wasser in den Isolierungen pro Flugzeug gefunden. Auch von Specht und Dunford (1999) werden ähnliche Erfahrungen mit Flugzeugen von McDonnell Douglas geschildert.

Weiterhin beschreibt Wörner (2006) eine Untersuchung, die von Airbus Deutschland bei einem 5-Jahres Check an einem Flugzeug des Typs A310 durchgeführt wurde. Dabei ist soweit wie möglich die gesamte Wassermenge erfasst worden, die sich in den Isolierpaketen angesammelt hatte, es wurde eine Kondenswassermenge von 420 kg ermittelt. Auch ergab die Untersuchung, dass sich die kritischen Stellen bezüglich Kondenswasseransammlung im Seitenwandbereich und dort vor allem um die Fenster befinden. Dort wurde zum

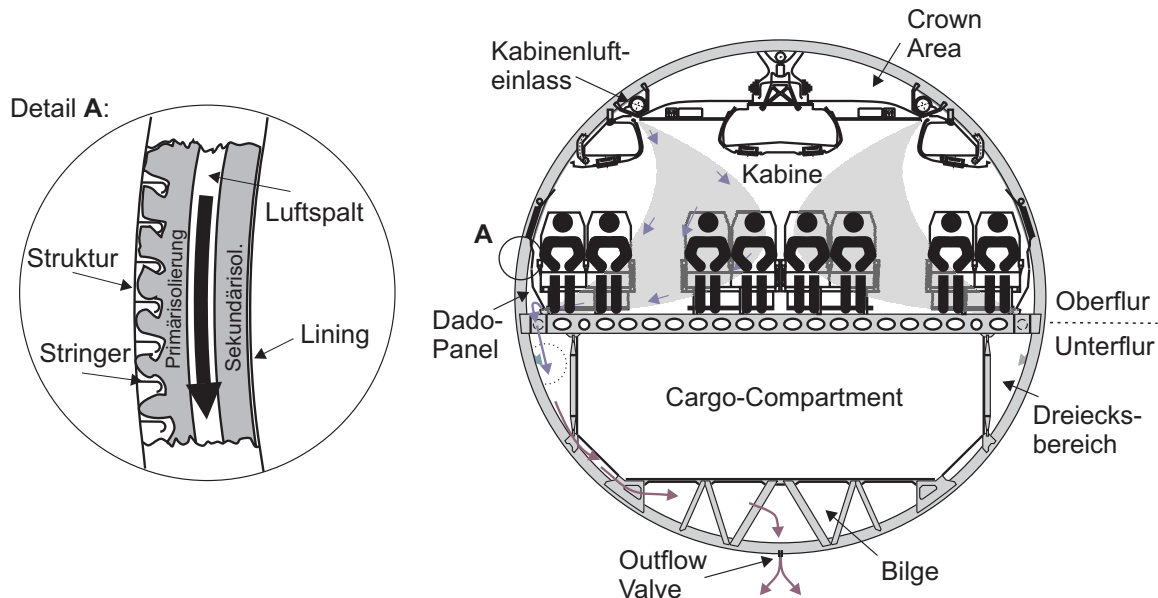


Abbildung 1.1: Querschnittsskizze durch den Rumpf eines Großraumflugzeugs. Hier sind außerdem die Wege eingezeichnet, die die Luft vom Kabineneinlass bis zum Verlassen des Flugzeuges nimmt. (Quelle: Wörner, 2006)

Teil ein Verhältnis von 1,5 bis 2,5 von Wassermasse zu Isolierpaketmasse festgestellt. Im Gegensatz dazu wurden in der Crown Area keine zu beanstandenden Isolationspakete gefunden.

Diese Beobachtungen sind nur bedingt vergleichbar, aber sie zeigen einerseits, dass das Problem der Wasserakkumulation kein Einzelfall ist und andererseits, dass sicher eine differenzierte Betrachtung notwendig ist. Inzwischen wurden zwar eine Reihe Gegenmaßnahmen ergriffen (vgl. Abschnitt 1.2), aber auch heute ist dieses Problem noch nicht zufriedenstellend gelöst.

Aktuell besteht ein Großteil der installierten Isolierung aus Glasfasermatten, die in einer Umhüllungsfolie eingeschweißt installiert werden. Eine Skizze des Aufbaus des Kabinenquerschnitts eines Großraumflugzeugs ist in Abbildung 1.1 dargestellt. In Abbildung 1.2 ist zweimal die Innenansicht eines Flugzeugrumpfes abgebildet: In Bild (a) sieht man die Struktur mit den Versteifungselementen¹, in Bild (b) ist die installierte Primärisolierung zu erkennen. Hier kann man auch im rechten, oberen Bereich der Fotografie erkennen, dass durch sogenannte *cutouts* in der Isolierung weitere Strukturelemente und Halter an der Außenhülle angebracht werden. Auch kann man erkennen, dass vor allem im oberen Teil die Isolierung auch nicht plan auf der Struktur aufliegt, sondern leicht durchhängt. Außerdem ist vor allem an der Spantkopfisolierung zu sehen, dass die Pakete bei der Installation stark verformt werden können. Durch diese und andere durch den Einbau bedingten Faktoren stellt sich die reale Situation als recht inhomogen dar. Auch ist eine vollständige Trennung des Bereichs zwischen Außenhülle und Primärisolierung sowie zwischen Primärisolierung und Innenbereich oder Sekundärisolierung nicht gewährleistet.

¹Strukturversteifungselemente in Längsrichtung bezeichnet man als Stringer und in Umfangsrichtung als Spanten.



(a) Struktur A340 (Quelle: Wikipedia: A330²)



(b) Primärisolierung (Quelle: Aerospace Technology³)

Abbildung 1.2: Innenansicht eines Flugzeugrumpfes mit und ohne eingebaute Primärisolierung

Im Bereich der Kabine wird mit der Wandverkleidung zusätzlich die Sekundärisolierung eingebaut. In Abbildung 1.3 sind solche einbaufertigen Teile zu sehen. Je nach Spannhöhe und Ort liegt die Sekundärisolierung direkt auf der Primärisolierung auf oder es befindet sich ein Hohlraum dazwischen.

Wie in Abbildung 1.1 angedeutet, wird im oberen Kabinenbereich an den Seitenhattracks Luft zur Kabinenklimateisierung eingeblasen. Diese wird im Fußbereich der Seitenwand mit dem Dado-Panel wieder abgesaugt und von dort über den Dreiecksbereich in die Bilge geleitet. Damit die Absaugung gleichmäßig über die Flugzeuglänge erfolgt, ist das Dado-Panel so konstruiert, dass es einen großen Druckverlust verursacht. Daher herrscht im Fußbereich hinter der Seitenwandverkleidung ein niedrigerer Druck als in der Kabine. Dies begünstigt Leakageströme aus der Kabine durch funktionsbedingte Undichtigkeiten im Kabinenlining in Richtung der kalten Struktur. Den Weg dorthin versperrt die Isolierung, doch entweder kann die Luft wiederum durch Spalte in der Flugzeugisolierung direkt zur Struktur gelangen, oder es kommt zur Diffusion durch die Isolationspakete. Außerdem wird auch Luft aus der Crown Area von oben zwischen Primär- und Sekundärisolierung nach unten gesogen.

Zwar wird während des Fluges die Kabine mit relativ trockener Luft klimatisiert, doch geben die Passagiere über die Atmung und durch die Haut etwa 50 g h^{-1} Feuchtigkeit an die Luft ab. Dadurch stellt sich in der Regel eine Luftfeuchte von kleiner 15 %, in der 1. Klasse sogar unter 5 %, ein, einem Wert bei dem man keine Probleme mit Kondensation, sondern für den Komfort der Passagiere erwartet. Dies zeigt beispielsweise ein Vergleich der in DIN EN 15251 hinterlegten Richtwerte für die Raumluftqualität in Gebäuden. Die Flugzeugaußenhülle kühlt im Reiseflug bei Außentemperaturen (SAT) von -50°C bis -60°C auf Temperaturen (TAT) von ca. -20°C bis -35°C ab. Dieser Temperaturunterschied ergibt sich durch die Umwandlung der kinetischen Energie in innere Energie bei Abbremsen der das Flugzeug umströmenden Luft an der Außenhülle. Er lässt

²http://de.wikipedia.org/wiki/Airbus_A330

³<http://www.aerospace-technology.com/contractors/thermal/kaefer/>



Abbildung 1.3: Seitenwandverkleidung mit Sekundärisolierung (**Quelle:** Wörner, 2006)

sich mit folgender Formel berechnen:

$$\frac{TAT}{SAT} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2$$

Durch die tiefen Temperaturen kommt es an der Struktur und auch schon in den Isolationspaketen trotz des niedrigen Wasserdampfpartialdruckes zur Unterschreitung der Sublimationstemperatur und damit zum Ausfrieren eines Teils des in der Luft enthaltenen Wasserdampfes. Die Desublimation des Wasserdampfes führt zu einem Konzentrationsgradienten zur Kabine durch den weiter Wasserdampf aus der die Isolierung umgebenden Luft nachgeliefert wird.

Zusätzlich sind aktuell in der Umhüllungsfolie Löcher eingebracht, die ebenfalls den Eintrag von feuchter Luft in das Isolierungspaket erlauben. Diese gehören zwei Kategorien an: den Ventilations-Holes und den Drain-Holes. Bei ersten handelt es sich um Gruppen aus konzentrischen Kreisen aus 13 Löchern mit einem Durchmesser von 0,8mm, die in regelmäßigen Abständen eingebracht sind, um die Formung der Pakete beim Einbau zu ermöglichen und während des Fluges den Druckausgleich zwischen Paket und Kabine zu erlauben. Die Drain-Holes haben einem Durchmesser von 8mm und sind an der unteren Kante der Pakete angebracht sind, um das Abfließen von Tauwasser zu ermöglichen. Bei Adams (1973, 1975), Specht und Dunford (1999) und Eddy (1998) wird die Perforation der Folie explizit als Ursache für das Eindringen von Wasserdampf genannt. Ogniewicz und Tien (1981) erwähnen, dass selbst bei intakten Folien ein Eindringen von Wasserdampf über die Zeit nicht zu verhindern ist, da durch den Einbauvorgang und Alterungsprozesse die Folie früher oder später Öffnungen erhalten wird. Motakef und El-Masri (1985) geben an, dass ein Flächenanteil der Löcher von 0,036 % der Diffusionswiderstand einer Dampfsperre um 92 % mindern kann.

Bei der Landung und während des Bodenaufenthaltes steigen die Außentemperaturen meist wieder über den Gefrierpunkt und das Eis an der Struktur und in den Isolierpaketen

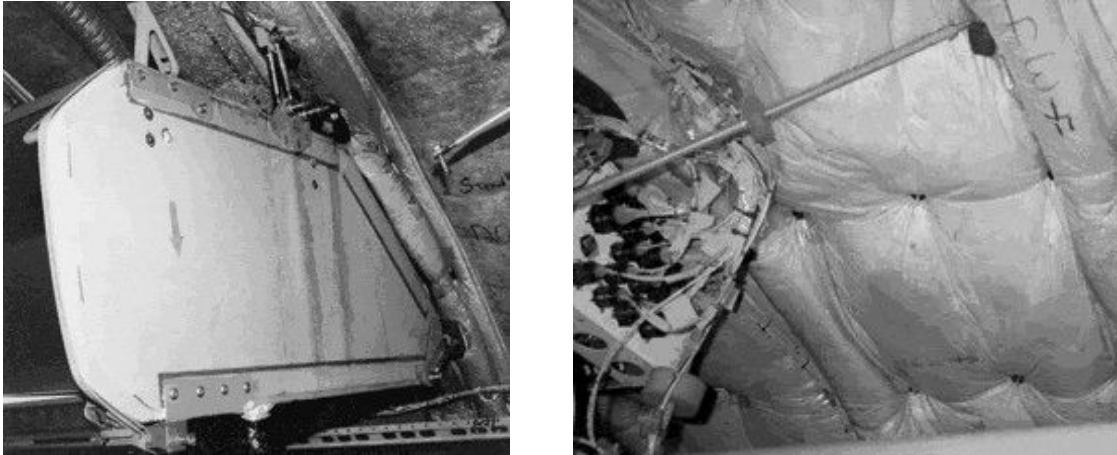


Abbildung 1.4: Wasserflecken an und hinter einem Hatrack (l.) und feuchte Isoliermatten (r.) in einer Boeing 737-300 (**Quelle:** Huber, Schuster und Townsend, 1999)

taut. Das dabei entstehende Wasser kann zum Teil über die sich schindelartig überlappenden Isolierpakete in die Bilge im unteren Teil des Flugzeuges abfließen. Weiterhin kann Wasser auch durch Leckagen in die Crown Area oberhalb der Kabine eindringen. Von dort kann es in die Kabine tropfen oder sich oberhalb des Deckenlinings sammeln. Abbildung 1.4 gibt einen beispielhaften Eindruck von den Wasserschäden in Kabine und Isolierung. Auch trotz der Drain-Holes kann nicht die gesamte Wassermenge, die sich in den Paketen gesammelt hat, abfließen. Gründe hierfür sind zum Beispiel die Einbausituation des Paketes oder die Einbringung der Öffnungen nicht ganz am unteren Ende des Paketes. Da sich in der Isolierung und an der Struktur verbleibendes Wasser meist in größeren Tropfen sammelt und somit im Gegensatz zum Ausfrieren nur eine sehr kleine Stoffübergangsfläche zur Verfügung steht und die Standzeiten der Flugzeuge kurz im Vergleich zur Flugzeit sind, kann nicht alles Restwasser verdunsten. Dies führt zu einer unerwünschten Akkumulation von Wasser im Flugzeug über längere Zeiträume.

Durch die Ansammlung von Wasser in den Hohlräumen zwischen der Kabinenlining und der Struktur kann es nach Wörner (2006) zu folgenden Problemen beim Betrieb eines Flugzeuges kommen:

- Das Auftauen des Eises führt in bestimmten Situationen zu unkontrollierten Wasserbewegungen (Rain in the plane).
- Aus dem ständig steigenden Wasseranteil in der Isolation folgt ein gesteigertes last-unabhängiges Leergewicht des Flugzeugs. Daraus resultiert ein erhöhter Kraftstoffbedarf bei gleicher Nutzlast, der sich in gesteigerten Betriebskosten widerspiegelt. Die maximale Nutzlast wird reduziert.
- Die Feuchtigkeit in der Isolierung gefährdet die tragenden Konstruktionsteile durch Korrosion.
- Da zwischen der Struktur und der Kabine auch elektrische Leitungen verlegt werden, entsteht die Gefahr eines Kurzschlusses, bzw. ist ein besonderer Schutz der Leitungen gegen Feuchtigkeit erforderlich.

- In der feuchten Isolierung finden Mikroorganismen, wie Bakterien oder Schimmelpilze, einen idealen Nährboden. Dies kann hygienische Probleme zur Folge haben.
- Verschlechterung der thermischen und akustischen Dämmung.
- Erhöhter Wartungsaufwand durch regelmäßiges Austauschen feuchter Isolierpakete.

Die Probleme mit Kondenswasser in Flugzeugisolierungen sind heutzutage und auch in Zukunft noch ein akutes Thema. Einerseits sind beispielsweise mit dem A380 Flugzeuge im Betrieb, die eine deutlich größere Anzahl Passagiere über deutlich weitere Strecken transportieren. Andererseits ist es weiterhin ein steter Wunsch der Fluggesellschaften den Komfort für Passagiere und Besatzung in der Kabine zu verbessern. Dabei ist die Luftfeuchtigkeit neben der Temperatur und den Schallimmissionen einer von drei wesentlichen Parametern. Verschärft wird das Problem weiterhin durch Prognosen wie beispielsweise in der europäischen Studie CONSAVE 2050⁴, die sowohl eine Zunahmen an Personen-Kilometern als auch eine Vergrößerung des Anteils von Flügen am Personentransport vorhersagen.

Zusätzlich sollen in Zukunft die Entwicklungszeit und -kosten für neue Flugzeugmodelle reduziert werden. Um dieses Ziel zu erreichen soll verstärkt numerische Simulation als Auslegungswerkzeug eingesetzt werden, so dass die Möglichkeit der Nachjustierung durch Testflüge immer weiter eingeschränkt werden wird. Dazu müssen verlässliche und gut validierte mathematische Modelle entwickelt werden, dass Vorkommnisse bei Testflügen, von denen beispielsweise in der Seattle Times von Gates (2010) berichtet wird, oder gar beim Jungfernflug, wie von Mester (2007) beschrieben, noch besser im Voraus vermieden werden können.

1.2 Stand der Technik

Allgemein lässt sich das in dieser Arbeit behandelte Phänomen als ein Problem des stationären Wärme- und Stofftransportes gekoppelt mit Phasenwechselvorgängen in einem porösen Medium betrachten. Neben den beiden schon oben erwähnten Fachgebieten Bauphysik und Luftfahrt treten diese Prozesse auch in der Verfahrenstechnik auf. Dort wird es in der Trocknungstechnik auf theoretischen, konzeptionellen Niveau, wie von Mikhailov und Shishedjiev (1975) oder anwendungsbezogen, wie von Krischer und Kast (1978), diskutiert. Dieses Gebiet wird, wie von Luikov (1975) erwähnt, schon erfolgreich seit Mitte der 1940'er Jahre in der damaligen Sowjetunion bearbeitet. Viele dieser Arbeiten sind auf Englisch verfasst und sind von Fulford (1969) zusammengefasst worden. Von Keil (1999, 2007) wird diese Problemstellung auch hinsichtlich der Reaktionstechnik behandelt. Auch ist der Transport und Phasenwechsel von Wasserdampf in fasrigen Stoffen ein stark bearbeitetes Thema in der textilverarbeitenden Branche, wie beispielsweise Cheng und Fan (2004) oder Li und Fan (2007) beschreiben. Der Forschungsgegenstand ist hier der Wärme- und Feuchtigkeitstransport in Geweben aus Textilfasern, mit dem Ziel die Funktionalität von Kleidungsstücken auch in feuchter Umgebung zu erhalten.

Es liegt also nahe, neben den bisherigen Arbeiten bezüglich der Flugzeugisolierungen auch auf das aktuelle Wissen im Baubereich und der Verfahrenstechnik zurückzugreifen.

⁴<http://www.dlr.de/consave/>

In diesem Abschnitt wird nur ein allgemeiner Überblick gegeben; Literaturrecherchen zu speziellen Fragestellungen finden sich an den entsprechenden Stellen dieser Arbeit.

1.2.1 Isolierungskonzepte zur Verminderung der Wasserakkumulation

Bevor die verschiedenen Methoden zur Bearbeitung dieses Themenkomplexes dargestellt werden, soll zuerst kurz eine Überblick gegeben werden, welche Ideen in den letzten Jahrzehnten im Bereich der Verbesserung der Kondenswasserakkumulation in Flugzeugen dokumentiert worden sind, ohne dabei den Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben. Hierbei sind wissenschaftliche Veröffentlichung eher selten, so dass auch Patente als Indikator der jeweils aktuellen technischen Probleme und Lösungsansätze herangezogen werden.

Seit dem Beginn der zivilen Luftfahrt mit Großraumflugzeugen Ende der 1960er Jahre finden sich Veröffentlichungen, die sich mit der Vermeidung der Kondenswasserakkumulation in Flugzeugisolierungen beschäftigen. Das Grundkonzept besteht aus in Folie eingeschweißten Glasfasermatten, die schindelartig die Innenseite des Flugzeugrumpfes auskleiden. Die Umhüllung der Pakete ist perforiert, um Verformungen bei der Installation zu erlauben und im Flugbetrieb einen Druckausgleich im Steig- und Sinkflug zu ermöglichen.

Von Adams (1973, 1975) wird beschrieben, dass die bisherige Annahme Boeings, die Kondensation würde hauptsächlich zwischen der Struktur und der Isolierung eintreten und das anfallende Wasser könnte an der Außenhaut in die Bilge abfließen, nicht zutrifft, sondern ein nicht zu vernachlässigender Anteil an Wasserdampf in die Pakete eindringt und dort zu einer immer größer werdenden Wasseransammlung führt. Als mögliche Lösung wird hier eine Metallfolie vorgeschlagen, die in das Isolierungspaket eingebracht wird um als Kondensationsfalle zu dienen. Das anfallende Kondensat soll dann an der Folie im Pakte nach unten ablaufen und dort über Drainage-Öffnungen an die Außenhaut geleitet werden.

Von Johnson (1980, 1981) kommt ein radikaleres Konzept. Hier wird ein Doppelschalenrumpf vorgeschlagen, der mit einer Honigwabenstruktur im Inneren verstärkt ist. Dies soll im Gegensatz zu der momentanen Versteifung aus Stringern und Spanten eine glatte Oberfläche der Innenseite ermöglichen, so dass die Installation deutlich vereinfacht wird und hierfür zum Beispiel keine Ventilationsöffnungen notwendig sind. Die Isolierung soll hier aus einem Panel aus selbsttragendem geschlossenzelligen Schaum bestehen, das sich über Abstandhalter am Rumpf abstützt. Die Innenseite der Isolierung könnte zusätzlich mit einer Metallfolie beschichtet werden, um das Eindringen von Wasserdampf aus der Kabine zu vermeiden.

White et al. (1995) versuchen die bestehenden Problemzonen zu entschärfen, in dem die Rücktrocknung verbessert wird. Dazu sollen im Unterflurbereich Abstandhalter zwischen der Isolierung und der Außenhaut eingebaut werden. Diese sollen verhindern, dass die Isolierung im dem Bereich, in dem das Wasser in die Bilge abfließen soll, auf der Außenhaut aufliegt und so das Abfließen behindert und sich mit Wasser vollsaugt. Zusätzlich soll die in diesem Bereich nun mögliche Luftzirkulation - auch durch die Ventilationsöffnungen - die Rücktrocknung verbessern.

Ein Isolierungskonzept aus einer Verbundstruktur ist von Haynes et al. (1997) patentiert worden. Die grundlegende Idee ist hier ein Gerüst aus Schaum zu erstellen und die

Hohlräume weiter mit Glasfasern zu füllen. Diese Pakete sollen formstabil sein und damit den Einbau erleichtern. Auch sollen weniger Ventilation-Holes und Cutouts notwendig sein, da passgenau gefertigt werden kann und somit keine Luft mehr bei der Deformation während der Installation entweichen können muss.

Sanocki et al. (1997) entwirft ein Isolierungskonzept, dass das Eindringen von Wasserdampf in die Isolierung unterbinden soll. Dies soll mit einer Umhüllung des Pakets mit einer temperaturstabilen gummierten Thermoplastschicht erreicht werden. Außerdem wird der Vorschlag gemacht, ein Ventil zu integrieren, um gezielt einen Druckwechsel durchführen zu können. In Eddy (1998) wird eine ähnliche Idee entwickelt. Hier soll ein flexibles Isolierungspaket in eine formstabilen Hülle eingebracht werden. Das Paket an sich soll komplett gasdicht, aber mit einem Ventil versehen sein, um Inertgas ein- oder ausströmen zu lassen. Damit werden Löcher in der Umhüllungsfolie vermieden und trotzdem ein Druckwechsel ermöglicht. Zusätzlich muss natürlich ein System im Flugzeug installiert werden, dass das Inertgas bereitstellt und die Be- und Entladung der Pakete kontrolliert.

Von Specht und Dunford (1999) wird ein Vorgehen vorgeschlagen, dass nicht auf klassischen Isolierpaketen beruht. Hier soll das Flugzeug mit einem von innen aufgespritzten Schaum isoliert werden. Dieser wird nach innen hin versiegelt, um ein Eindringen von Wasser zu verhindern. Zur Außenhaut hin wird vor dem Sprühvorgang eine Barriere in Form einer Folie ausgelegt, um den Schaum zu Kontroll- und Wartungszwecken wieder sauber entfernen zu können. Im Gegensatz dazu wollen Anton, Logan und Decillis (2002) einen geschlossenzelligen Polyurethanschaum direkt auf die Aluminiumstruktur aufbringen, wobei in der Patentschrift nicht erwähnt wird, wie eine rasche Deinstallation der Isolierung zur Sichtkontrolle der Strukturinnenseite erfolgen soll. Auch Kolax et al. (2010) empfehlen das direkte Aufsprühen von Schaum auf die Struktur, hier allerdings bei einem CFK⁵-Rumpf. Hier soll der Schaum nicht nur das Eindringen von Wasserdampf und die Akkumulation von Kondensat verhindern, sondern auch zur Stoßfestigkeit des Rumpfes beitragen. Von Struve et al. (2005) wird allerdings angemerkt, dass geschlossenzelliger Schaum eine deutlich schlechtere Schallisolierung als offenzelliger Schaum darstellt. Als Ausgleich wird eine Hydrophobierung eines offenzelligen Schaums vorgeschlagen.

In zwei weiteren Patenten wird das Problem versucht über Modifikationen der Umhüllungsfolie zu lösen. Schmitz et al. (2003) schlagen eine Konfiguration vor, bei der die Hülle des Pakets aus zwei Folien gefertigt wird. Zur Kabineninnenseite soll eine besonders diffusionsdichte Folie zum Einsatz kommen, die das Eindringen der Feuchte, die von der Kabine her kommt erschweren soll. Zur Außenseite hin soll eine Folie verwendet werden, die nur einen geringen Wasserdampfdiffusionswiderstand besitzt. Kombiniert mit einem durch Abstandhalter geschaffenen Luftspalt zum Rumpf soll damit eine Austrocknen des Pakets und eine Drainage des Wassers erleichtert werden. Der Vorschlag von Künzel, Holm und Grosskinsky (2006) basiert auf ähnlichen Überlegungen; hier soll eine Folie verwendet werden, deren Diffusionswiderstand von der relativen Feuchte abhängt. Dies soll ebenfalls bewirken, dass der Wasserdampf aus der sehr trockenen Umgebungsluft nur schwer in das Paket eindringen kann, jedoch der beim Verdunsten und Sublimieren entstehende Wasserdampf das Paket leicht wieder verlassen kann. Diese Folie wird in dem Artikel von Künzel und Kasper (1998) näher erläutert. Die Perforation der Pakete wird hierbei nicht beachtet.

⁵Kohlenstofffaserverstärkter Kunststoff

Am Rande sei hier auch noch das Zonal DryingTM System der Firma CTT⁶ erwähnt. Dieses besteht aus einem Gerät, dass mittels eines Sorptionsrades einen Luftstrom in zwei aufteilt, wobei einer davon aus sehr trockener Luft besteht und einer aus feuchter Luft. Die trockene Luft wird nun an die Isolierung geleitet, um diese trocken zu halten, wohingegen die feuchtere Luft den Komfort in der Kabine erhöhen kann.

1.2.2 Experimentelle und theoretische Methoden

Im Rahmen der nationalen Luftfahrtforschungsprogramme Lufo I und II sind eine Reihe von wissenschaftlichen Arbeiten erstellt worden, die eine große Zahl an Untersuchungsmethoden umfassen. In erster Linie war das Ziel dieser Arbeiten die Entwicklung eines neuen Isolierungskonzepts, das durch passive Maßnahmen eine geringere Kondenswasserakkumulation erreicht.

Von Witschke, Schmitz und Scherer (1999) wird eine Recherche über die möglichen Transportprozesse für Wasserdampf in porösen Materialien vorgestellt und auf dieser Basis abgeschätzt, dass der dominierende Prozess die Diffusion aufgrund von Konzentrationsgradienten ist. Darauf aufbauend ist ein mathematisches Modell für die eindimensionalen Berechnung des Wärme- und Feuchtetransportes in Isolierungen mit dem Programm MATLAB^{®7} entwickelt worden. Für einfache Isolierungs-Geometrien kann damit die Feuchteansammlung im Material bzw. zwischen Wand und Isolierung im Laufe eines Flugzyklusses berechnet werden. Dieses Programm löste das Gleichungssystem für jeden Zeitschritt sukzessiv, wobei Größen die erst in einer später zu lösenden Gleichung berechnet werden, aus dem letzten Zeitschritt übernommen werden. Ziel der Simulation in dieser Arbeit ist, nachzuweisen, dass eine Kombination aus einem Luftspalt zwischen dem Isolierungspaket und der Außenhülle, sowie Verwendung von unterschiedlich diffusionsdichten Folien zur Kabinen- und Außenseite das Austrocknen der Isolierpakete verbessert und damit die Wasserakkumulation verhindert. Weiterhin wird ein Versuchsstand beschrieben, mit dessen Hilfe die berechneten Vorteile der neuen Konfiguration nachgewiesen werden sollen. Dieser ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

Zusätzlich wurden die Sorptionsisothermen von Wasserdampf an Polyimidschaum, der hier und auch in den folgenden Untersuchungen als Isolierungsmaterial verwendet worden ist, experimentell bestimmt.

Witschke und Schmitz (2000) haben sowohl die theoretischen als auch die experimentellen Untersuchungen ausgeweitet und zwei Ziele verfolgt: Zum einen wurde die gezielte Einbringung von Luftspalten zwischen Isolierung und Außenhaut oder auch zwischen zwei Isolationsmaterialschichten untersucht. Zum anderen wurden verschiedene Umhüllungsfolienkonzepte verglichen.

In Wörner et al. (2002) werden zusätzlich Messungen an einem Ausschnitt einer Flugzeugseitenverkleidung durchgeführt. Dabei ist ermittelt worden, wie groß die verschiedenen Luftvolumenströme in diesem Bereich sind. Diese Daten sollten als Randbedingungen für zukünftige zwei- und dreidimensionale Berechnungen der Feuchteansammlung in komplexen Geometrien dienen.

Erste zweidimensionale Rechnungen erfolgen dann in Wörner (2006). Nachdem bei eindimensionalen Rechnungen der Luftspalt zwischen der Außenhaut und der Isolierung als

⁶<http://www.ctt.se>

⁷Numerische Software von MathWorksTM

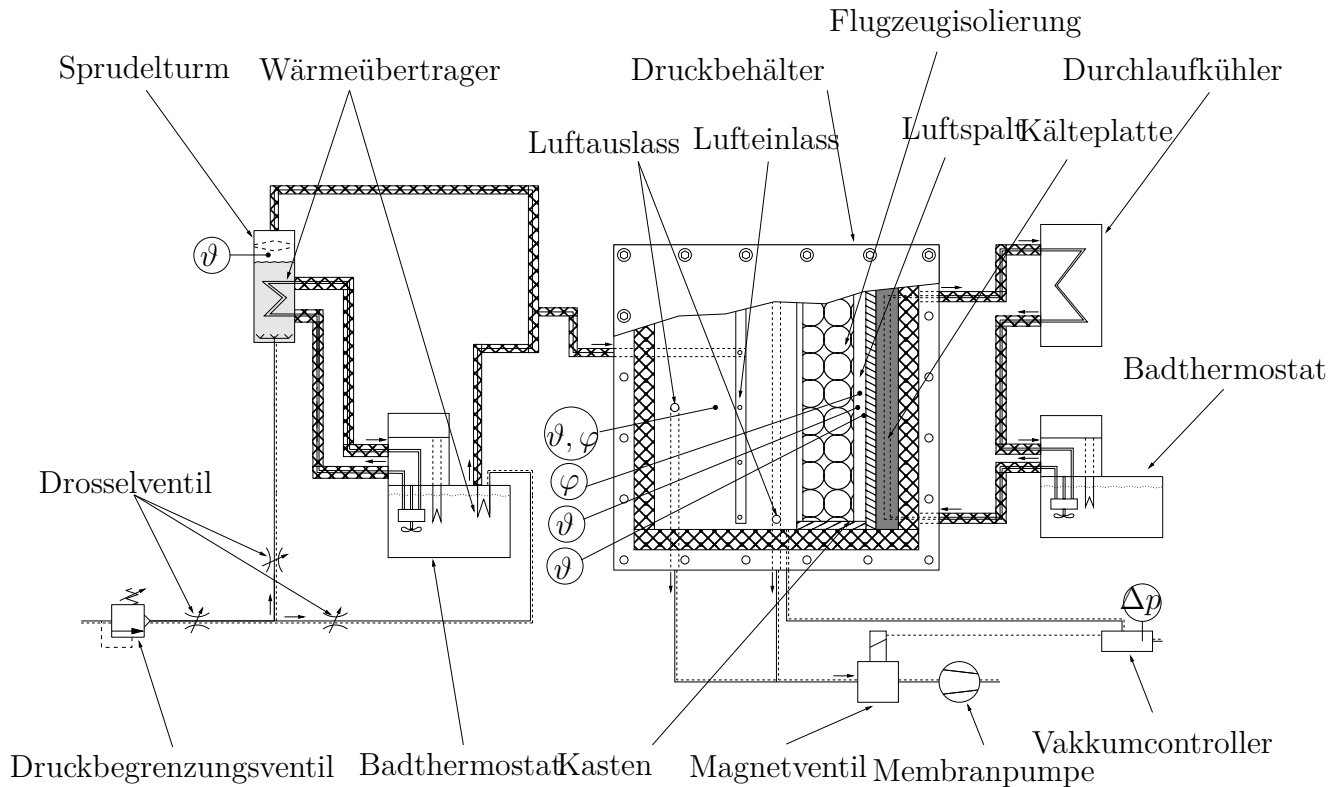


Abbildung 1.5: Versuchsstand zu den früheren Arbeiten am Institut für Thermofluid-dynamik der TU Hamburg-Harburg (**Quelle:** Wörner, 2006)

vorteilhaft gezeigt hatte, sollte nun der Einfluss der sich dort einstellenden natürlichen Konvektion untersucht werden. Als Software wurde ein Programm zur numerischen Strömungssimulation STAR-CD⁸ genutzt. Da STAR-CD kein Phasenwechselmodell für alle drei Aggregatzustände von Wasser zur Verfügung stellt, ist dieses durch eigenen Code in die Routinen eingebracht worden. Allerdings gab es Probleme mit dem Konvergenzverhalten der Rechnungen und das implementierte Phasenwechselmodell lieferte unphysikalisch hohe Wasserdampfanteile in der Luft bis über 200 %.

Gleichzeitig wurde am Fraunhofer-Institut für Bauphysik (IBP) in Holzkirchen nach einer Möglichkeit gesucht, die vorhandene Software WUFI[®] 2D⁹ (Wärme und Feuchte instationär), welche für den Bausektor entwickelt wurde, an die Bedürfnisse der Luftfahrtindustrie anzupassen. Das Programm ermöglicht die dynamische, zweidimensionale Simulation des gekoppelten Wärme- und Feuchtetransportes in Bauteilen. Um eine Nutzung zur Berechnung des Feuchtetransportes im Flugzeug zu ermöglichen, mussten Bilanzgleichungen für die Luftströmung um die Isolierung hinzugefügt werden. Allerdings ist eine derartige Version des Programms nicht veröffentlicht worden.

Zusätzlich wurden in den bisher genannten Arbeiten auch weitere Simulationsmodelle in Simulink[®]⁷ und Modelica[®]¹⁰ entwickelt, die den Gesamtfeuchtehaushalt im Flugzeugrumpf abbilden und somit Randbedingungen für verschiedene Flugrouten und Einbausituationen zur Verfügung zu stellen. Auf diesen Arbeiten aufbauend wurde das Simu-

⁸Hersteller: CD-adapco

⁹<http://www.wufi.de>

¹⁰Von der Modelica Association gepflegte Modellierungssprache

lationswerkzeug OFFM (Overall Fuselage Flow Model) zur Berechnung des Impuls- und Wärmetransports in der gesamten Flugzeugkabine entwickelt (siehe Öhler, 2005).

Neben den oben im Text durchgeführten Versuchen an einfachen Proben existieren sowohl am Airbus Standort Hamburg Finkenwerder als auch in Holzkirchen beim IBP Versuchstände in denen Tests in Segmenten originaler Flugzeugrümpfe möglich sind, die in großen Klimakammern Bedingungen wie im Flug ausgesetzt werden können. Der Vorteil hiervon ist, dass das Isolierungssystem in einem realistischen Umfeld untersucht werden kann, ohne dass teure Testflüge notwendig sind. Allerdings ist es in dieser Situation schwierig detaillierte und reproduzierbare Messungen zur Durchfeuchtung zu machen. Dies ist schon im Labormaßstab der oben erwähnten Versuche nicht trivial und zeigt sich in den statistischen Schwankungen der Messungen.

In der Bauphysik ist die Durchfeuchtung von Bauwerk und Isolationsmaterial ebenfalls schon lange ein Gebiet der Forschung. Das Spektrum beginnt bei ganz grundlegenden Verfahren wie dem nach Glaser (vergleiche z. B. Seifert, 1982), das eindimensionale stationäre isotherme Überschlagsrechnungen verwendet, um eine Wasserakkumulation über ein Jahr abzuschätzen. Dieses sehr einfach anzuwendende Verfahren wird aber im allgemeinen nur eine sehr grobe Abschätzung liefern.

In den von Bear und Corpapicoglu (1989) zusammengestellten Aufsätzen finden sich eine Vielzahl von Abhandlungen zum Wärme-, Stoff- und Impulstransport in porösen Medien, sowie über chemische und biologische Prozesse. Auch detaillierte Modelle zum Wärme- und Stofftransport mit Phasenumwandlung sind von Xu (1998), Haeupl und Xu (2001) oder Nicolai (2008) veröffentlicht. Von Künzel (1994) und Künzel und Kiessl (1996) wird ebenfalls das Eindringen von Feuchte in poröse Baustoffe beschrieben, wobei hier neben dem Temperaturfeld nur der Transport von Wasserdampf und flüssigem Wasser abgebildet wird, wobei ein Fokus auf die Besonderheiten des Transports gelegt wird, der sich durch die kapillare Struktur der Feststoffe ergibt. Auf dieser Arbeit aufbauen wurde am IBP die Programmreihe WUFI®⁹ (Wärme und Feuchte instationär) entwickelt. Von Holm (2001) wird zusätzlich ein stochastisches Verfahren eingeführt, mit dem Unsicherheiten der Randbedingungen bei den Berechnungen berücksichtigt werden können. Eine Erkenntnis dieser Arbeit ist, dass diese Unsicherheiten zu einer Schwankung in den Zielgrößen führen, die in einer Größenordnung liegt, dass eine Verbesserung der Genauigkeit zum Beispiel bei den Stoffgrößen nicht zu einer präziseren Aussage führt. Vergleichbare Simulationssoftware wurde am Institut für Bauklimatik der TU Dresden (Delphin¹¹) und am Institut für Bauphysik der Technischen Universität Hamburg-Harburg (AStra¹², vgl. Franke et al., 2007) entwickelt.

Es ist offensichtlich, dass es sich lohnt diese und weitere Arbeiten ebenfalls nach Ansätzen und Methoden zu durchsuchen, die auf die Problemstellung der Flugzeugisolierung übertragbar sind. Dies gilt vor allem für die Modellierung und die Messmethodik. Allerdings ist zu beachten, dass Maßnahmen, die im Baubereich die Durchfeuchtung verringern oder gar vermeiden nicht zwingend auf das System *Flugzeug* übertragbar sind. Als Gründe dafür zählen Witschke und Schmitz (2000) auf:

- Die Isolierung muss wie die anderen Einbauten im Flugzeug auch bei Aufenthalten am Boden Temperaturen von -55°C bis 85°C überstehen. Diese Temperaturen

¹¹<http://bauklimatik-dresden.de/delphin/index.php>

¹²<http://www.tu-harburg.de/bp/pruefeinrichtungen.html>

treten auf, wenn das Flugzeug über längere Zeit unter extremen klimatischen Bedingungen abgestellt und die Klimaanlage nicht betrieben wird. Dies kann z. B. bei Wartungsarbeiten der Fall sein.

- Über der Isolierung herrscht im Reiseflug ein Temperaturgefälle von ca. 60 K. Dies ergibt sich zwischen der geregelten Kabinentemperatur von 24 °C und der Außenhauttemperatur von ca. -35 °C, die auf durchschnittlichen Flugrouten anzutreffen ist. Dadurch wird selbst bei den in Passagierflugzeugen anzutreffenden niedrigen relativen Luftfeuchten (unter 10 % in der Business Class, ca. 15 % in der Economy Class) im Bereich der Isolierung der Taupunkt deutlich unterschritten.
- Im Gegensatz zu Gebäuden ist ein Flugzeug zumindest im Reiseflug ein geschlossenes System, so dass kein Luftaustausch mit der Umgebung möglich ist.

Dazu ergänzend ist zu sagen, dass auch die Zyklen der Wasseransammlung und Rücktrocknung sich auf einer ganz anderen Zeitskala abspielt, diese liegt im Gebäudebereich bei Monaten, bei Flugzeugen bei Stunden. Zudem akkumuliert sich in der Isolierung Eis, das im Gegensatz zum Wasser im Baubereich bis zum Tauen ortsfest bleibt. Außerdem sind die Anforderungen bezüglich Installationsfähigkeit und -flexibilität, Gewicht, Kosten, Volumen und Sicherheit höher.

1.3 Ansatz und Aufbau dieser Arbeit

Wie der Abschnitt 1.2 zeigt, ist im Flugzeugbau bis heute weder eine zufriedenstellende Lösung des praktischen Problems noch der Bearbeitung in Simulation und Experiment gefunden. Diese Arbeit möchte einen Teil dazu beitragen, in dem sie interdisziplinär Methoden sucht oder entwickelt um einen tieferen Einblick in die Vorgänge im Isolationspaket zu ermöglichen, aus diesem sich dann systematisch die Schwachpunkte identifizieren und neue Lösungskonzepte finden lassen. Neben der Verbesserung des physikalischen Verständnisses will diese Arbeit Messdaten und mathematische Modellierungsansätze bereit stellen, die in der Praxis bei der Bearbeitung des Problems des Feuchtetransportes unter transienten Randbedingungen als Hilfsmittel zur Verfügung stehen.

Zu diesem Zweck wird als Modellsystem ein Isolationspaket, bestehend aus zwei Lagen Glaswolle eingeschweißt in eine Umhüllungsfolie, untersucht, das in Abbildung 1.6 skizziert ist. Neben diesem Basissystem werden auch abweichende Konfigurationen untersucht, die an den entsprechenden Stellen erläutert werden. Die Untersuchungen werden sowohl experimentell als auch theoretisch durchgesucht. Dabei wird aufgrund der Dynamik des untersuchten Systems Wert auf eine konsequent zeitabhängige Betrachtung gelegt.

Der im Rahmen dieser Arbeit errichtete Teststand sowie die Versuchsdurchführung und Ergebnisse werden in Kapitel 2 beschrieben. Weitere Informationen zum Teststand sind im Anhang C hinterlegt. Hierbei werden mit der in-situ Wägung und der Neutronenradiographie zwei Techniken eingeführt und kombiniert, die eine zeitliche und eine örtliche Auflösung der Messung der Feuchteakkumulation ermöglichen. Des weiteren werden im Unterschied zu früheren Arbeiten auch Isolationspakete mit den zum Einbau im Flugzeug eingebrachten Ventilation Holes untersucht.

Daneben wird zur Beschreibung der physikalischen Prozesse von Stoff- und Wärmetransport, sowie des Phasenwechsels ein transientes mathematisches Modell aufgestellt.

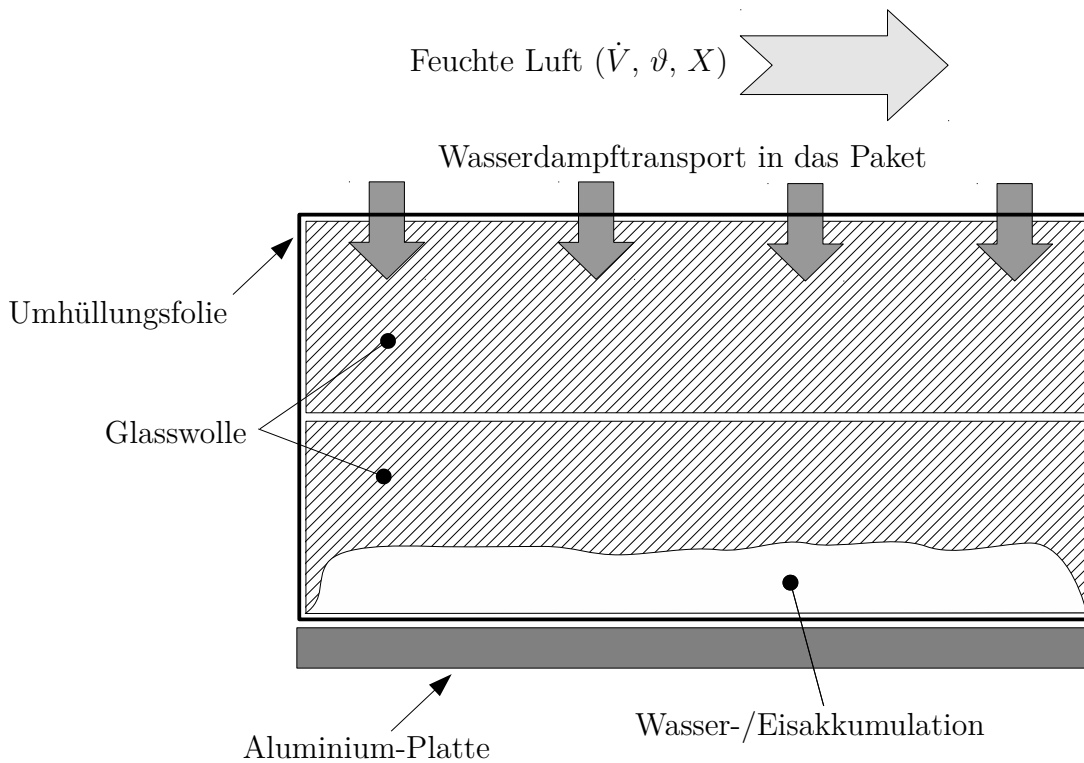


Abbildung 1.6: Modellsystem, bestehend aus zwei Lagen Glaswolle in einer Umhüllungsfolie; Randbedingungen: Temperierbare Aluminiumplatte an der Unterseite des Paketes, konditionierter Strom feuchter Luft an der Oberseite des Paketes

Das Ergebnis dieser Bemühungen ist in Kapitel 3 niedergelegt, die Anhänge A und B enthalten die Ergebnisse einer Recherche der für die Modellierung benötigten Stoffdaten. Besonderes Augenmerk wird dabei auf die Modellierung des Phasenwechsels gelegt. Die Lösung des Gleichungssystems wird in Kapitel 4 erörtert. Hier erfolgt außerdem die Verifikation und die Validation der Berechnungen, sowie die Anwendung des Modells auf die nicht experimentell untersuchte Fragestellung des Einflusses des Druckwechsels im Flug. Zur Auswertung wird ein der Fragestellung angepasstes T, x -Diagramm eingeführt.

Allen Kapiteln voran geht eine Zusammenfassung von Literatur, die sich mit dem jeweiligen Themenbereich beschäftigt.

2 Experimentelle Untersuchungen

Das einzige Mittel, den Irrtum zu vermeiden, ist die Unwissenheit.

(Jean-Jacques Rousseau)

Der experimentelle Teil dieser Arbeit hat zum Ziel, die Entwicklung der Feuchteansammlung in einem Isolationspaket, die durch wechselnde Temperaturrandbedingungen verursacht wird, messtechnisch zu erfassen. Um einen möglichst detaillierten Einblick zu ermöglichen, ist ein Verfahren wünschenswert, das eine örtliche und zeitliche Auflösung bietet. In Abbildung 2.1 werden verfügbare Messtechniken zur Bestimmung der Materialfeuchte nach Kupfer (1997) in einer Übersicht dargestellt. Diese lassen sich in direkte und

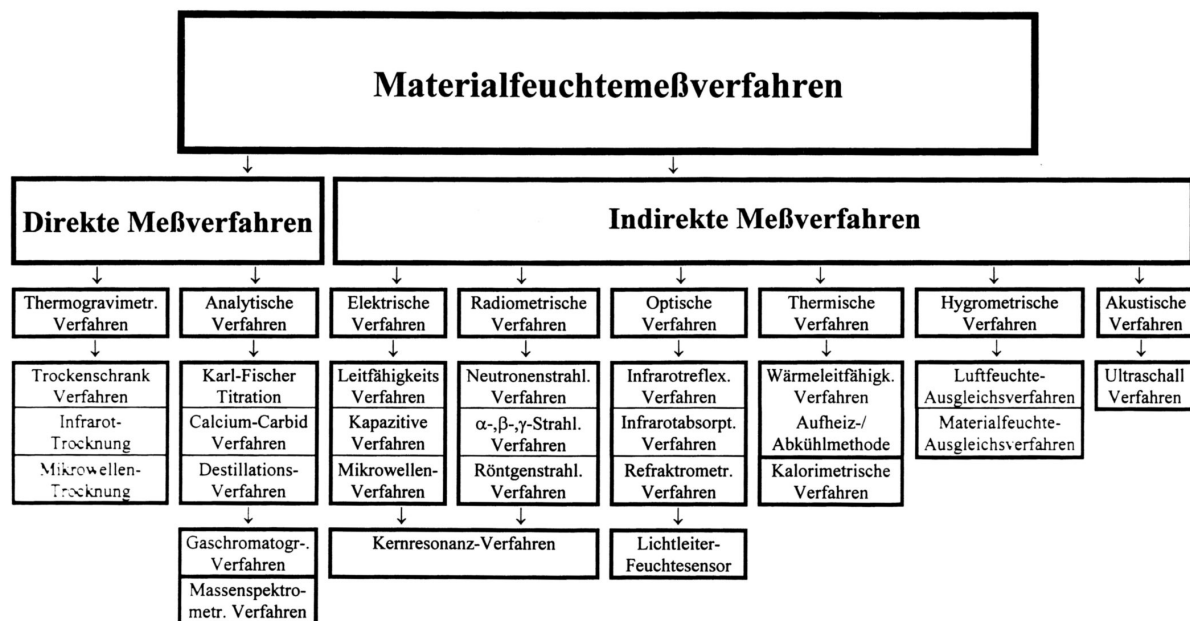


Abbildung 2.1: Übersicht Messmethoden für Materialfeuchtemessungen aus Materialfeuchtemessung: Grundlagen, Meßverfahren, Applikationen, Normen von Kupfer (1997)

indirekte Feuchtemessverfahren unterteilen:

1. Direkte Feuchtemessverfahren

- Thermogravimetrische Verfahren (Darr-Methode, Infrarottrocknung, Mikrowellentrocknung)
- Analytische Verfahren

2. Indirekte Feuchtemessverfahren

- Leitfähigkeitsmessverfahren
- Kapazitive Messverfahren
- Mikrowellenmessverfahren
- Kernresonanzverfahren
- Kernstrahlungsverfahren
- Infrarot-Messverfahren
- Wärmeleitfähigkeitsverfahren
- Hygrometrische Verfahren

Direkte Messverfahren beruhen auf der Trennung des Wassers von dem analysierten Feststoff oder der untersuchten Flüssigkeit. Indirekte Verfahren nutzen dagegen die besonderen Eigenschaften des Wassermoleküls sowie des Wasserstoffkerns aus. Die hierbei wichtigsten Eigenschaften des Wassers sind

- ein hoher Einfluss der Ionenleitfähigkeit,
- hohe Werte der komplexen Dielektrizitätskonstante,
- die Infrarotabsorptionsbanden des Wassers,
- die Spinresonanz von Wasserstoffkernen in starken Magnetfeldern,
- die große Bremswirkung von Wasserstoffkernen gegenüber Neutronen.

Diese Charakteristika ermöglichen eine Feuchtebestimmung mit Leitfähigkeitsverfahren, aber auch kapazitiven Verfahren, Mikrowellenverfahren, Infrarotverfahren, Kernresonanzverfahren oder Neutronenstrahlverfahren. Die Feuchte in Bauteilen bzw. Materialien verändert deren physikalische und chemische Eigenschaften wie die Dichte, die Wärmeleitfähigkeit, die Sorption, die optischen Eigenschaften oder die akustischen Eigenschaften. Messverfahren, die dieses ausnutzen, sind unter anderem radiometrische, thermische und hygrometrische Messverfahren sowie Ultraschallverfahren.

2.1 Auswahl der Messverfahren

Die Versuche, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sollen neben der Untersuchung verschiedener Isolationsaufbauten auch als Basis für die Verifizierung der mathematischen Modelle dienen. Zu beiden Zwecken ist es vorteilhaft, eine möglichst generische Konfiguration zu untersuchen, um nicht unnötigerweise zusätzliche Effekte zu erzeugen, die die Interpretation der Ergebnisse erschwert.

In früheren Arbeiten zu dem Thema Feuchtetransport in Flugzeugisolierungen, wie Wörner et al. (2002) oder Wörner (2006), sind ebenfalls experimentelle Untersuchungen vorgenommen worden. Die Ergebnisse der generischen Untersuchungen ergaben integrale Werte der Feuchtezunahme in einem Isolierungspaket über einen oder mehrere Flugzyklen, also Δm_W pro Flugzyklus. Diese Daten sind jedoch unbefriedigend, um ein instationäres

und eventuell mehrdimensionales mathematisches Modell zu validieren. Dazu wird eine Methode gesucht, die den zeitlichen Verlauf der Feuchtezunahme erfassen können sollte, bevorzugt natürlich auch räumlich aufgelöst.

In der Literatur werden verschiedene Methoden beschrieben, um die Feuchteverteilung in einem Material zu bestimmen. Ein klassischer Ansatz ist die Zerteilung der Probe und die gravimetrische Analyse der einzelnen Bruchstücke, wie es beispielsweise in Tertchnik (1965), Mitchell, Tao und Besant (1995) oder Wang und Fang (1988) beschrieben wird. Wie in Pel et al. (1993) schon erwähnt, ist der Aufwand, den diese Methode mit sich bringt, kaum für die vorliegende Untersuchung zu vertreten, da die Messdaten nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich aufgelöst über mehrstündige Flugzyklen aufgenommen werden sollen. Auch die Genauigkeit der Untersuchungen leidet hier, da ein Verlauf aus vielen Einzelmessungen besteht, die womöglich nur schwer so genau reproduziert werden können, als das sie problemlos zusammengesetzt werden könnten. Einen anderen Ansatz zur zeitaufgelösten gravimetrischen Messung geben Vrana und Björk (2008) an. In dieser Versuchsanordnung wird der komplette Aufbau inklusive dem Probekörper und einem Wasserreservoir, das zu Befeuchtung der Luft dient, gewogen. Innerhalb dieses Aufbaus befindet sich eine zweite Waage, die nur das Wasserreservoir wiegt. Aus der Differenz der mit den beiden Waagen bestimmten Massen lässt sich die Menge Wasser, die im Probekörper verblieben ist, bestimmen.

Talukdar, Iskra und Simonson (2008) untersuchen mit dem kombinierten Wärme- und Stofftransport für eine laminare Strömung feuchter Luft ein ähnliches Problem. Hier wird über die Messung der Luftfeuchten am Ein- und Austritt und einer simplen Bilanzierung die Feuchtezunahme bestimmt. Dies kommt für das in dieser Arbeit behandelte Problem nicht in Frage, da die Änderung der Luftfeuchte beim Überströmen des Isolierungspaketes unterhalb der Messgenauigkeit aktueller Feuchtesensoren liegt.

Eine weitere Methode, die mit kapazitiven Feuchtesensoren arbeitet, ist, diese in das Isolationspaket einzubringen und so einen Feuchtegradienten zu messen. Dies wird beispielsweise von Pierce und Benner (1986) und Shapiro (1987) beschrieben. Nachteile dieses Ansatzes sind das Einbringen der relativ großen Sensoren als Störstellen in das Material, die zusätzlich eine Verbindung nach außen benötigen, sowie die lange Regenerationszeit der Sensoren, wenn sie Feuchten nahe bei und über 100 % rel. F. ausgesetzt waren. Trotz der Nachteile dieser Methode wird sie relativ häufig angewandt, da sie einfach umzusetzen ist und in-situ Daten liefert.

Eine indirekte Methode ist die Messung von Wärmeströmen durch die Isolationspakete, wie sie beispielsweise von Tye und Spinney (1979), oder Kumaran (1987) verwendet wird. Hierbei wird der Effekt genutzt, dass eine Wasser- bzw. Eisansammlung in der Isolierung die scheinbare Wärmeleitfähigkeit des Isolationspaketes erhöht. Da die Veränderung der Isolationswirkung in vielen Untersuchungen die Zielgröße ist, wird hier die Feuchteakkumulation zwar als Ursache betrachtet, ist aber quantitativ nur von nachrangigem Interesse. Wijesundera, Hawlader und Tan (1989) erweitern diese Methode, in dem die Isolierung in mehrere Scheiben aufgeteilt wird und jeweils zwischen diese Scheiben Wärmestromsensoren eingebracht werden. Somit kann eine gewisse örtliche Auflösung des Wärmestrom durch die Isolierung erreicht werden.

Eine weitere Methode zur Feuchtebestimmung wird von Motakef (1984) genutzt, die speziell für Glasfaserpakete entwickelt wurde. Es wird beschrieben, dass die Isolationspakete mit deionisiertem Wasser durchfeuchtet worden sind und dabei festgestellt worden

ist, dass sich ein Teil des Bindemittels im Wasser löst und dieses elektrisch leitfähig macht. Zur Bestimmung des Feuchtegehaltes wurde nun das eingesetzte Wasser mit dem Bindemittel gesättigt, um eine Auflösung der Isolationsstruktur zu vermeiden, und dann über zwei Elektroden die Leitfähigkeit des Paketes gemessen. Anhand der Änderung der Leitfähigkeit wird auf die Änderung der Feuchte zurück geschlossen.

Kraszewski (1991) wirbt für die Nutzung von Mikrowellensystemen zur Feuchtemessung in porösen Materialien als schnelle, zerstörungsfreie und berührungslose in-line Methode. Allerdings geht er auch darauf ein, dass für neue Anwendungen oft auch neue Sensoren oder Sensortypen entwickelt und angepasst werden müssen. Eine solche Entwicklung wird beispielsweise von Sokoll (2008) untersucht. Dieser entwickelt ein Mikrowellensystem für die in-situ Feuchtemessung in Beton.

Eine andere Methode, die in der Literatur erwähnt wird ist die Kernspinresonanz, allerdings eignet sich diese laut Nizovtsev et al. (2008) nur für sehr kleine Proben. Außerdem stellt sie einen beträchtlichen apparatetechnischen Aufwand dar.

Nielsen (1972) nutzt die zusätzliche Abschwächung eines Röntgenstrahls durch die eingelagerte Feuchte im Vergleich zum trockenen Material zur Bestimmung des Feuchtegehaltes in porösem Beton. Durch Änderung der durchstrahlten Höhe und des Einstrahlwinkels können hiermit auch örtlich Profile aufgenommen werden. Auch Cid und Crausse (1990) bestrahlen eine Glasfaserisierungsprobe, um Erkenntnisse über die Auswirkungen der Struktur auf den Feuchtetransport zu ermitteln. Roels und Carmeliet (2006) nutzen Röntgenstrahlen, um transiente zweidimensionale Feuchteprofile hervorgerufen durch einen Wasserfluss in porösen Materialien aufzunehmen. Die Profile wurden dazu genutzt, um die Gültigkeit der eindimensionalen Betrachtung der Diffusion in heterogenen porösen Materialien zu untersuchen.

Pel et al. (1993) setzen eine abtastende Neutronenradiographie ein, um die Feuchtediffusion in porösen Medien zu ermitteln. Dies ist eine zerstörungsfreie Methode, die sich auch für transiente Messungen eignet. Allerdings setzt sich hier eine Aufnahme aus vielen einzelnen Bildpunkten zusammen, die nacheinander dem Neutronenstrahl ausgesetzt werden. Somit ist die Zeit, die für eine Aufnahme benötigt wird, die Summe der Belichtungszeiten der einzelnen Pixel. Dies schränkt die Anwendung der Methode insoweit ein, dass Prozesse, deren Zeitkonstanten klein gegenüber der Belichtungszeit ist, entweder bei hoher örtlicher Auflösung verschwommen beobachtet werden können oder nur sehr wenige Punkte pro Messung aufgezeichnet werden können.

Pražák et al. (1990) benutzt die Neutronenradiographie mit einem großflächigen Neutronenstrahl und einen Detektor mit örtlicher Auflösung, um die Flüssigdiffusion von Wasser in porösen Medien, wie Keramik, Beton oder Ziegeln, zu untersuchen. Von Beer, Strydoma und Griesel (2004) wird eine Kombination aus gravimetrischer Analyse und Neutronenradiographie benutzt, um den Trocknungsprozess von Beton zu untersuchen. Im Abstand von einem Tag wird die untersuchte Probe gewogen und eine radiographische Aufnahme gemacht. Allerdings war die Anwendung in dieser Studie auf relativ dünne Proben im Zentimeterbereich beschränkt. Dies ist auch die Größenordnung der Proben, die von Milczarek et al. (2005) untersucht werden. In dieser Arbeit wird ebenfalls die Diffusion von Wasser in Ziegeln untersucht.

Verschiedene, der oben aufgeführten Verfahren scheiden aufgrund ihres Aufbaus und der zu untersuchenden Probengröße für die in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen aus. Für die örtlich auflösende Messung ist die Neutronenradiographie ein erfolgverspre-

chender Ansatz für das vorliegende Messproblem. Im Vergleich zu γ - oder Röntgenstrahlen haben Neutronen den Vorteil, dass sie stark mit Wasserstoff wechselwirken. Wenn das poröse Material und der durchleuchtete Teil des Versuchsaufbaus nur aus Werkstoff mit einem geringen Wasserstoffanteil gefertigt sind, sind sie für den Neutronenstrahl quasi unsichtbar im Vergleich zur hochfrequenten elektromagnetischen γ -Strahlung. Dies prädestiniert diese Technik Feuchte in porösen Medien sichtbar zu machen, wie auch von Hassanein (2006, Seite 69) beschrieben wird. Um dem Problem der hohen Belichtungszeiten pro Einzelbild des scannenden Verfahrens zu begegnen, wird im Gegensatz zu Pel et al. (1993) ein Neutronenstrahl genutzt, der die ganze zu untersuchende Querschnittsfläche belichten kann.

Neutronenradiographie setzt eine kerntechnische Infrastruktur voraus, die aus sicherheitstechnischen und finanziellen Gründen nur begrenzt existiert und ist daher nicht beliebig verfügbar ist. Allerdings soll der Versuchsstand auch am Institut für Thermofluidodynamik sinnvoll für Messreihen eingesetzt werden können. Diese Überlegung führt zu einer Konstruktion, die einerseits über kontinuierliche Wägung den zeitlichen Verlauf der Zunahme der integralen Feuchtigkeitszunahme bestimmen lässt, andererseits mobil ist und es erlaubt auch Versuche an einem Neutronenradiographen durchzuführen.

Desweiteren führen die Erfahrungen aus den Versuchsaufbauten aus Wörner (2006) zusammen mit den oben beschriebenen Messtechniken zu folgenden Mindestanforderungen an die Funktionalität:

- Weitesgehende Automatisierung
 - Zentrale Messdatenerfassung und Regelung mittels LabVIEW
 - Möglichst alle Komponenten elektronisch ansteuerbar
- Zeitaufgelöste Messung der Feuchtezunahme mittels in-situ Wägung
 - Testbox möglichst leicht
- Eignung für Neutronenradiographiemessungen
 - Testkammer getrennt von Zuluftaufbereitung
 - Testkammer neutronendurchlässig
 - Versuchsstand transportfähig

Für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen ist ein gravimetrisches Messverfahren realisiert worden. Dieses lässt sich den direkten Verfahren zuordnen, da die aufgenommene Wassermenge unmittelbar in der registrierten Massenänderung erfasst wird. Ein weiterer Vorteil dieser Messmethode ist in der zerstörungsfreien Behandlung des Probenmaterials zu sehen, das im Zuge der Messung nicht verändert bzw. beschädigt wird. Es handelt sich zudem um eine *in situ* Messung, die dynamische Untersuchungen ermöglicht.

In den nachfolgenden Abschnitten wird der Versuchsstand und die jeweiligen Messverfahren im Detail beschrieben, sowie die jeweils damit erzeugten Messergebnisse vorgestellt. Kapitel 2.2 beschreibt den Aufbau der Versuchsanordnung, die alleinstehend genutzt werden kann, wohingegen sich Abschnitt 2.3 mit der Versuchsanordnung und den Methoden zur Neutronenradiographie beschäftigt. Spezielle Angaben zur verwendeten Messtechnik, Konstruktionszeichnungen und weiteres Material finden sich zusammengefasst im Anhang C.

2.2 Teststand für dynamische gravimetrische Messungen

Aufgabe des Teststandes ist es, den zeitlichen Verlauf der Feuchteakkumulation in einem Isolierungspaket generisch nachbilden zu können. Dafür werden zwei physikalische Randbedingungen realisiert. Die Oberseite des Paketes soll von einem zeitlich konstantem definiertem Strom feuchter Luft überstrichen werden. Auf der anderen Seite soll das thermische Verhalten der Flugzeugaußenhülle nachgebildet werden. Dieses wird mit einem transienten Temperaturprofil modelliert, wie es beispielsweise als adaptiertes *Witschke-Profil* von Wörner (2006) beschrieben wird. Dabei wird ein Flugprofil in vier Phasen unterteilt:

1. Steigflugphase
2. Reiseflugphase
3. Sinkflugphase
4. Bodenphase

Die Reiseflug- und die Bodenphase werden dabei jeweils durch eine über die Zeit konstante Temperatur modelliert. In der Steig- und Sinkflugphase erfolgt ein linearer Übergang von der Boden- zur Reiseflugtemperatur et vice versa. Mit dem Begriff Witschke-Profil ist im engeren Sinne ein generisches Langstreckenflugprofil gemeint, mit einer Bodentemperatur von 20 °C, einer Flugtemperatur von −30 °C, sowie den Zeiträumen von einer halben Stunde für die Steig- und Sinkflugphase, sieben Stunden Reiseflug und einer zweistündigen Bodenphase. Der Teststand soll sich an den Anforderungen für dieses Profil orientieren, aber nicht strikt darauf festgelegt sein.

2.2.1 Konzept und Funktionalität des Teststandes

Abbildung 2.2 zeigt eine Prinzipskizze des Versuchsaufbaus. Mess-, Steuer- und Regelkomponenten und -verschaltungen sind darin nicht eingetragen, auf Details zu diesen Fragestellungen wird in Abschnitt 2.2.2 eingegangen. Der Versuchsstand lässt sich in drei Teile untergliedern. Der erste Teil erzeugt aus Druckluft den gewünschten Luftvolumenstrom mit einer geregelten Temperatur und Feuchte. Zu diesem Zweck wird mittels eines geregelten Zwei-Wege-Ventils der trockene Druckluftstrom, der von einem Volumenstromregler konstant gehalten wird, in zwei Teilströme aufgeteilt. Der eine Strom wird in einem Sprudelturm mit einer hohen Wasserbeladung nahe der Sättigung beaufschlagt, der andere durchströmt einem Bypass mit einem Drosselventil. Dies dient dazu, den Strömungswiderstand im Bypass dem des Sprudelturms anzugleichen und so sicherzustellen, dass letzterer überhaupt durchströmt wird. Anschließend werden die beiden Ströme wieder gemischt, um die gewünschte Luftfeuchte einzustellen. Ein ähnliches Vorgehen zur Erzeugung eines feuchten Luftstroms wird auch von Mitchell, Tao und Besant (1995) angewandt. Anschließend durchströmt die feuchte Luft eine Rohrheizung zur Einstellung der gewünschten Temperatur. Danach folgen Sensoren, welche die relative Feuchte und

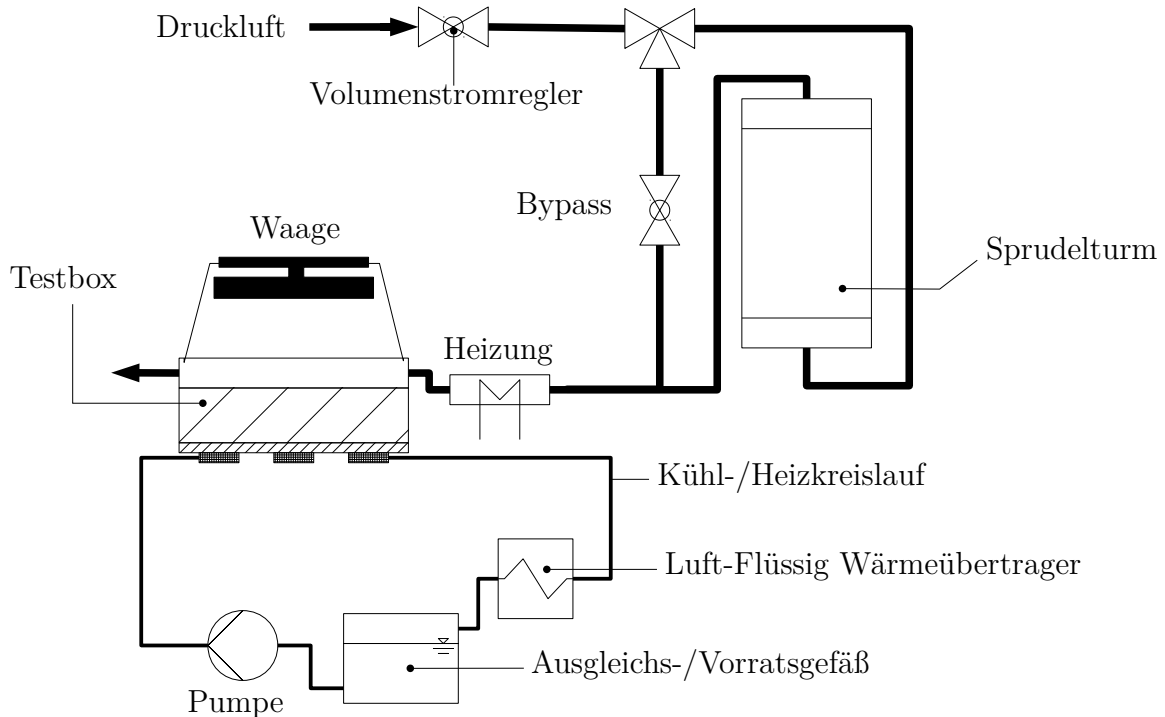
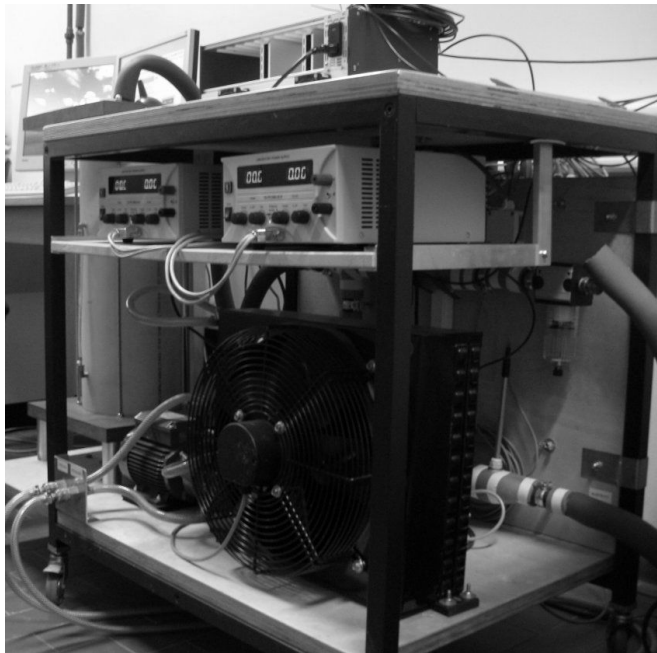


Abbildung 2.2: Prinzipskizze des Versuchsaufbaus: Sie zeigt die Zuluftaufbereitung, die an der Waage hängende Testbox, sowie den Kühl-/Heizkreislauf zur Temperierung der Peltier-Elemente.

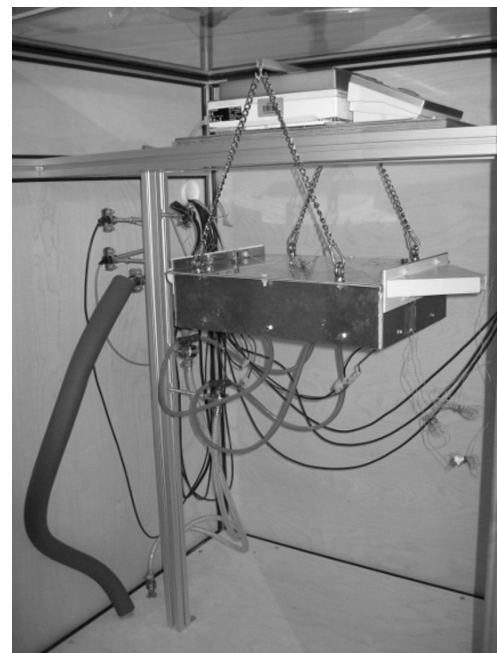
die Temperatur des Luftstromes messen. Aus diesen beiden Größen wird mittels Gleichung (3.44) die absolute Feuchte berechnet. Diese dient als Messgröße für die Regelung der Luftfeuchte, die zugehörige Stellgröße ist die Ventilstellung des Zwei-Wege-Ventils.

Der zweite, zentrale Teil des Aufbaus ist die Testbox und die Waage. Die Testbox ist eine quaderförmige Box in der ein Isolationspaket mit der Grundfläche $300\text{ mm} \times 400\text{ mm}$ auf einer temperaturgeregelten Aluminiumplatte liegend von der konditionierten Luft überströmt wird. Auch die Wände und der Deckel der Box sind aus Aluminium gefertigt. Diese Materialentscheidung liegt darin begründet, dass die Testbox eine hohe Durchlässigkeit für Neutronen aufweisen soll (vgl. Abschnitt 2.3). Wie in Abbildung 2.3b zu sehen, ist die Testbox in einer Einhausung mittels vier Ketten an einer Strebe aufgehängt, die auf die Wägeplattform der Präzisionswaage gelegt ist. Die Einhausung ist notwendig um die Waage samt Testbox vor Luftzug zu schützen. In der Erprobungsphase hatte sich herausgestellt, dass der Aufbau sehr empfindlich darauf reagiert und schon ein Öffnen der Labortür den gemessenen Gewichtsverlauf deutlich verfälscht.

Ein kritischer Aspekt bei diesem Aufbau ist die dynamische Wägung. Ziel ist es, über die Gewichtsänderung der Testbox im Versuchsverlauf auf die Wasser- bzw. Eisansammlung in ihrem Inneren zu schließen. Für den Erfolg ist dabei das Wägeprinzip von ausschlaggebender Bedeutung, vor allem da die erwarteten Gewichtsänderung absolut und im Vergleich zum Gewicht der Testbox sehr klein sind. In diesem Fall wird eine Präzisionswaage verwendet, die nach dem Prinzip der elektrodynamischen Kraftkompensation arbeitet. Dabei ist die Wägeplattform auf einer beweglichen Spule montiert, die sich in einem Magnetfeld befindet. Die Lage dieser Spule wird über einen Sensor ständig gemes-



(a) Peripherie: Luftaufbereitung, Kühl-/Heizkreislauf, Netzteile für Peltier-Elemente, Messdatenerfassung inkl. PC



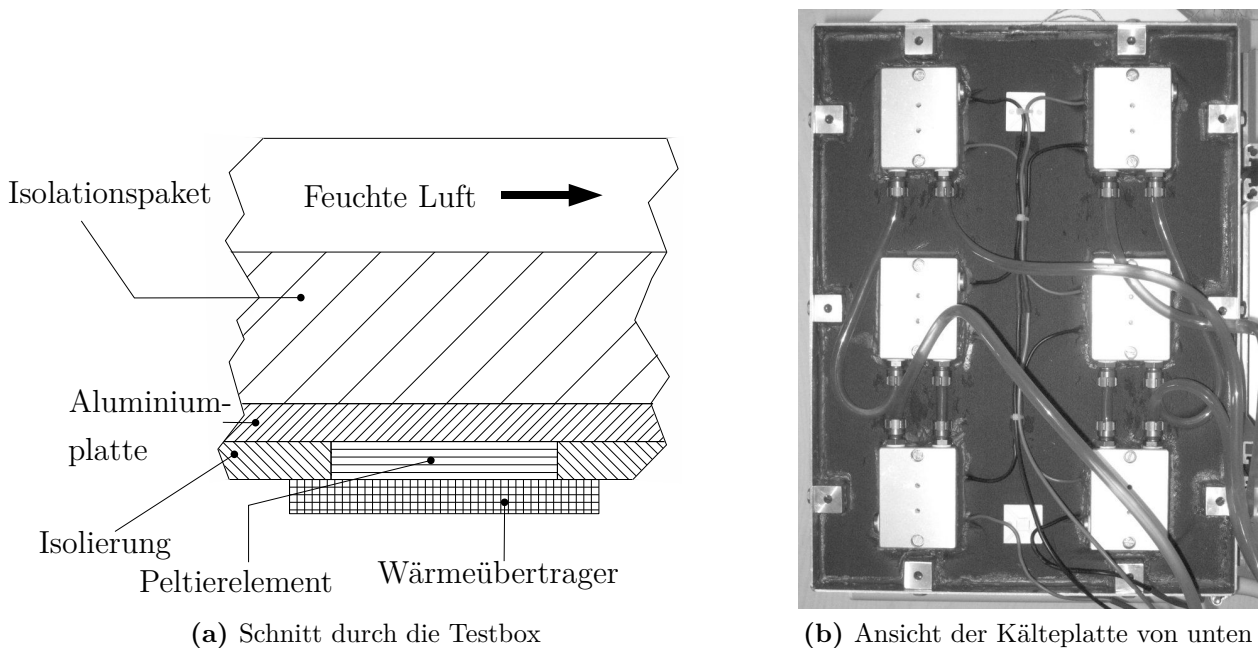
(b) Einhausung mit Waage und Testbox

Abbildung 2.3: Fotos vom Versuchsaufbau

sen und über die Änderung des die Spule durchfließenden Stromes konstant gehalten. Der dazu benötigte Strom ist proportional der Kraft, die aufgebracht werden muss, um die Spule ortsfest zu halten, und damit proportional zur Gewichtskraft mit der die Waage belastet wird. Dieses Prinzip bringt zwei Vorteile mit sich: Zum einen können über eine sehr genaue Messung des elektrischen Stroms sehr kleine Kräfte und Kraftänderungen gemessen werden. Zum anderen ändert die Wägeplattform bei einer Gewichtsänderung ihre Höhe nicht, im Gegensatz beispielsweise zu Waagen, die auf die Messung der elastischen Verformung mittels Dehnungsmessstreifen zur Kraftmessung zurückgreifen.

Die Notwendigkeit einer während der Versuchsdurchführung stationären Wägeplattform erschließt sich aus Abbildung 2.3b. Hier sind gut die Schläuche und Kabel zu erkennen, die zur Testbox führen. Dabei handelt es sich sowohl um Messtechnik als auch um die Versorgung der Peltier-Elemente mit Strom und Wärmeträgermedium sowie um den Zu- und Abstrom. Diese gesamte Peripherie ist zwar aus so flexiblen Materialien wie möglich gefertigt und doch würde eine Änderung der Höhe der Wägeplattform unweigerlich zu einer Bewegung der Schläuche und Kabel aus der Ruhelage und somit zu einer Rückstellkraft führen, die das Messergebnis verfälscht. Dieser Effekt kann auch durch die Berührung der Schläuche und Kabel untereinander herbeigeführt werden, so dass die Einhausung großzügig gestaltet worden ist, um eine möglichs berührungsfreie Installation zu ermöglichen.

Ein Längsschnitt durch die Testbox ist in Abbildung 2.4 in einem Ausschnitt skizziert. Das Isolationspaket wird in die Testbox gelegt. Am oberen Rand des Paketes wird dieses mit der Innenseite der Wandung mit einem Aluminiumklebeband abgedichtet, um Feuchtigkeitsströme am Paket vorbei an die Kälteplatte zu unterbinden. Die Abklebung ist in Abbildung 2.11 zu erkennen. An der Unterseite der Bodenplatte sind

**Abbildung 2.4:** Details der Testbox

sechs Peltier-Elemente¹ angeordnet, mit deren Hilfe die Plattentemperatur geregelt wird. Die restliche Fläche der Plattenunterseite ist mit einem geschlossenzelligen Dämmmaterial² isoliert, dass sich durch einen hohen Wasserdampfdiffusionswiderstand und eine niedrige Wärmeleitfähigkeit auszeichnet.

Peltier-Elemente sind Halbleiterbauteile bei denen ein Stromfluss eine Temperaturdifferenz zwischen den Kontaktstellen bewirkt. Bei einem Stromfluss durch das Element entwickelt sich also eine kalte und eine warme Seite. Durch die geringe Wärmeleitfähigkeit kann zwar nur ein geringer Wärmestrom transportiert werden, doch kann über die Regelung des Betriebsstromes sehr genau die gewünschte Temperatur eingestellt werden. Außerdem kann die Richtung des Wärmestroms durch einfaches Umpolen problemlos geändert werden. Da die Temperaturdifferenz über ein Peltier-Element direkt proportional zum Strom ist, kann bei konstantem Strom über ein Absenken der Temperatur der warmen Seite auch die Temperatur der kalten Seite erniedrigt werden. Dieser Effekt wird bei dem Teststand genutzt, um Temperaturen von bis zu -20°C auf der Oberseite der Aluminiumbodenplatte zu erzeugen.

Dazu dient der dritte Teil des Teststandes, der Kühl- und Heizkreislauf. Auf der äußeren Seite der Peltier-Elemente sind Wärmeübertrager angebracht, welche von einer Wasser/Kältemittelmischung durchströmt werden. Dabei teilt sich der Strom des Wärmeträgermediums in zwei Äste auf und es werden parallel je drei Kühlkörper in Reihe durchströmt. Das Fluid durchläuft, wie in Abbildung 2.2 zu sehen, einen Kreislauf in dem es die aufgenommene Wärme in einem weiteren Wärmeübertrager an die Umgebungsluft abgibt. Werden die Peltier-Elemente im Heizmodus betrieben, um die Plattentemperatur anzuheben, so kehrt sich der Prozess um und die Umgebung fungiert als Wärmequelle. Im

¹Zweistufige Peltierkaskade der Firma Peltron GmbH (<http://www.peltron.de>)

²Kaiflex KK Plus der Firma Kaimann GmbH (<http://www.kaimann.de>)

Laborraum ist eine Klimaanlage installiert, um die Versuche bei einer reproduzierbaren und konstanten Umgebungstemperatur durchführen zu können. Diese sorgt auch für die Abfuhr der durch den Versuchsaufbau entstandenen Wärme.

2.2.2 Regelungskonzepte und deren Umsetzung

Um den Teststand automatisiert betreiben zu können und somit besser reproduzierbare Randbedingungen für die Messungen zu ermöglichen, erfolgt eine Regelung der relevanten Größen. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden: Die relevanten Größen die Luft betreffend, Temperatur, Feuchte und Volumenstrom, sind über den gesamten Versuchsablauf möglichst konstant zu halten. Die Temperatur der Kälteplatte soll möglichst genau ein zeitliches Profil nachfahren.

Sofern nicht kommerzielle Hardware für die Regelung genutzt wird, sind die Regler als Softwarelösung auf einem PC umgesetzt. Neben der Regelung ist diese in LabVIEW³ erstellte Anwendung auch für die Speicherung von Messdaten zuständig und stellt eine graphische Oberfläche zur Bedienung des Teststandes zur Verfügung.

Zuluftzustand

Der Volumenstrom der feuchten Luft wird mittels eines kommerziell erhältlichen Durchflußreglers der Firma Bronkhorst⁴ konstant gehalten.

Die Regelung der Zulufttemperatur erfolgt über die Rohrheizung. Als Messgröße wird ein Thermoelement genutzt, das direkt hinter dieser in den Luftstrom ragt. Der gewünschte Sollwert sowie der Istwert der Temperatur werden einem PI-Regler als Eingangsgröße zugeführt, der die Leistung der Heizung ausgibt. Diese gewünschte Ausgangsleistung wird anschließend in eine Steuerspannung für einen Leistungssteller umgewandelt. Dieser stellt über eine Phasenanschnittsteuerung die gewünschte Leistung an der Rohrheizung ein. Bei der Berechnung der Steuerspannung ist zu beachten, dass durch den Phasenanschnitt der Zusammenhang zur Leistung nicht linear ist, sondern einem Sinus folgt.

Wie bereits oben beschrieben, wird die Luftfeuchte durch die Aufteilung der Luft in zwei Teilströme, die Befeuchtung des einen und die anschließende Mischung eingestellt. Auch hier wird ein PI-Regler eingesetzt. Der Sollwert wird als absolute Feuchte bzw. Beladung der trockenen Luft mit Wasser angegeben, der zur Regelung erforderliche Istwert aus Messwerten der relativen Feuchte und der Temperatur nach der Rohrheizung berechnet. Der Reglerausgang gibt die Stellung des Dreiweges-Ventils an, das den Luftstrom aufteilt, die beiden Extrema sind, entweder die gesamte Luft durch den Bypass oder durch den Sprudelturm zu leiten. Um bei dieser Aufteilung des Luftstroms überhaupt eine Durchströmung beider Luftwege möglich zu machen, ist ein Drosselventil im Bypass installiert, um den Strömungswiderstand der Wassersäule im Sprudelturm zu kompensieren. Dieser Druckverlust ändert sich mit der Zeit, da durch das Befeuchten der Luft Wasser ausgetragen wird. Sinkt der Wasserstand zu stark gegenüber dem ursprünglichen Betriebszustand, so kann das Dreiwegeventil die Änderung des Druckverlustes nicht mehr effektiv ausgleichen und die Regelung versagt. Da das zu regelnde System durch das Absinken des

³<http://www.ni.com/labview/d/>

⁴<http://www.bronkhorst.de/>

Tabelle 2.1: Exemplarische Soll- und Istwerte für die geregelten Größen der Zuluft

		Sollwert	Meßwert	σ in %
ϑ	$^{\circ}\text{C}$	30,00	$30,00 \pm 0,03$	0,1
X	g kg^{-1}	10,00	$9,98 \pm 0,26$	2,6
$\dot{V}$	l min^{-1}	60,00	$60,02 \pm 0,01$	0,02

Wasserspiegels einen immanente Störgröße beinhaltet, muss der Regler auch ohne Einflüsse von außen ständig nachjustieren. Hierbei ist vor allem das dynamische Verhalten des Ventils wichtig. Da eine gewisse diskrete Änderung in der Steuerungsspannung vorliegen muss, bevor das Ventil nachstellt, kann es zu Schwingungen in der erzeugten Luftfeuchte kommen. Aufgrund der beschriebenen Absenkung des Druckverlustes im Sprudelturm im zeitlichen Verlauf können diese Schwankungen plötzlich im Versuchsbetrieb auftreten und genauso unvorhergesehen wieder unterbleiben.

In Tabelle 2.1 sind exemplarisch für einen Versuch die eingestellten Sollwerte im Vergleich zu den über den Versuchsverlauf gemessenen Werten dieser Größen. Für die Messgrößen ist der Mittelwert aller Einzel-Messpunkte über den Zeitraum von zwanzig Stunden und die zugehörige Standardabweichung angegeben. Es ist zu erkennen, dass für die Zulufttemperatur und den Volumenstrom die Standardabweichung deutlich unter einem Prozent liegt und der Mittelwert sehr gut den Sollwert abbildet. Für die Feuchterege lung ist eine Standardabweichung im Prozentbereich gegeben, in gleichem Maße weicht der Istwert auch vom Sollwert ab. Dieses Verhalten kann als repräsentativ für alle durchgeführten Versuche angesehen werden.

Kälteplatte

Wie oben beschrieben soll die Kälteplatte das transiente Temperaturprofil der Flugzeugaußenhülle nachbilden. Dazu wird die Oberflächentemperatur mit der Hilfe von sechs Peltier-Elementen geregelt. Da es sich hierbei um sechs einzelne diskrete Wärmequellen bzw. -senken handelt, ist davon auszugehen, dass die Plattentemperatur – vor allem in instationären Zuständen – nicht homogen ist. Abbildung 2.5 zeigt eine Thermographieaufnahme der Oberseite der Kälteplatte bei aktiver Kühlung. Diese Aufnahme ist im Testbetrieb entstanden. Wegen der geringen Wärmeströme, die die Peltier-Elemente abzuführen können, ist ein Isolierungspaket auf die Platte gelegt worden, während die Platte gekühlt worden ist. Für die Thermographieaufnahme musste das Isolierungspaket wieder entfernt werden, so dass diese Aufnahme den Zustand inhomogener wiedergibt, als er sich im Betrieb darstellt, da sich die Platte vor allem an den Stellen ohne direkten Kontakt zu einem Peltier-Element vor der Aufnahme wieder Erwärmen konnte. Auf der Abbildung ist zu erkennen, dass die Platte an den Stellen, unter denen die Peltier-Elemente angebracht sind, Temperaturen von ungefähr -20°C erreicht hat und fast der gesamte Plattenbereich noch eine Temperatur unter -14°C aufweist. Im Testbetrieb waren Temperaturtiefstwerte von bis zu -30°C möglich. Allerdings waren die Wärmeströme, die in diesem Temperaturbereich von den Peltier-Elemente abgeführt werden konnten, zu gering, so dass die Temperaturabsenkung über die Zeit zu gering war, um die gewünschten zeitlich linearen Temperaturgradienten zu erzeugen.

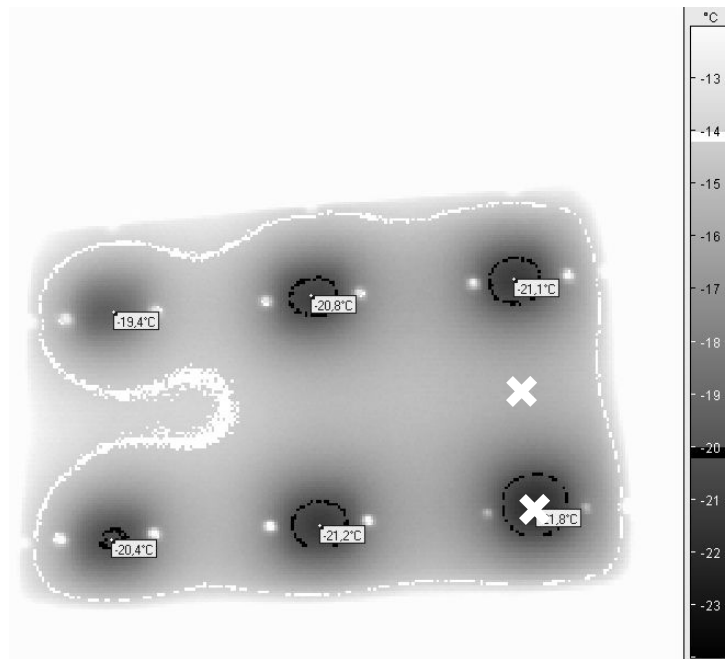


Abbildung 2.5: Thermographische Aufnahme der Kälteplatte im Testbetrieb, in weiß ist der Temperaturbereich zwischen $-14,2\text{ °C}$ und -14 °C gekennzeichnet in schwarz der Bereich zwischen $-20,2\text{ °C}$ und -20 °C ; die beiden weißen Kreuze markieren die Stellen, an denen im Betrieb Thermoelemente angebracht sind.

Für den Betrieb sind zwei Thermoelemente auf der Platte angebracht, die Stellen sind in Abbildung 2.5 durch weiße Kreuze gekennzeichnet. Der Temperatursensor direkt über dem Peltier-Elemente dient als Messgröße für die Regelung. Der andere Sensor ist an der Oberseite der Platte an einer Position zwischen zwei Elementen angebracht, so dass die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Thermoelementen einen Hinweis auf die maximale Abweichung von der Messstelle auf der Kälteplatte gibt. Dieser Sensor ist durch die Totzeit, die durch die Wärmeleitung über die Platte bis zu seiner Position verursacht wird, nicht zu einer stabilen Regelung mit der entwickelten Regelungsstrategie einsetzbar.

Die Regelung muss in diesem Fall zwei unterschiedliche Aufgaben bewältigen: Einerseits muss in der Reiseflug- und in der Bodenphase eine konstante Temperatur gehalten werden andererseits muss die Plattentemperatur in der Steig- und in der Sinkflugphase möglichst gut einem sich ändernden Sollwert folgen. In Studien hat sich herausgestellt, dass ein einfacher PI-Regler, der einen sich zeitlich verändernden Sollwert als Eingang erhält, nicht in der Lage ist, beide Aufgaben zufriedenstellend zu erfüllen. Der Regelungsalgorithmus muss in der Lage sein, den Stromfluss durch die Peltier-Elemente umpolen zu können, um Kühlen und Heizen zu können. Wird zusätzlich zur Umpolung auch der Parametersatz des PI-Regler geändert, ist es möglich einen Algorithmus zu erstellen, der den Anforderungen an das transiente Sollwertprofil gerecht wird.

Die Realisierung erfolgt in dem in Abbildung 2.6 dargestellten Zustandsautomaten. Dieser kann zwischen den drei Zuständen *Nur Kühlen*, *Kühlen* und *Heizen* wechseln, wobei zu den ersten beiden und zum dritten Zustand jeweils einer der beiden Parametersätze für den PI-Regler sowie eine Polung der Peltier-Elemente zugeordnet sind. Die beiden erstgenannten Zustände könnten auch zu einem Zustand zusammengelegt werden, doch

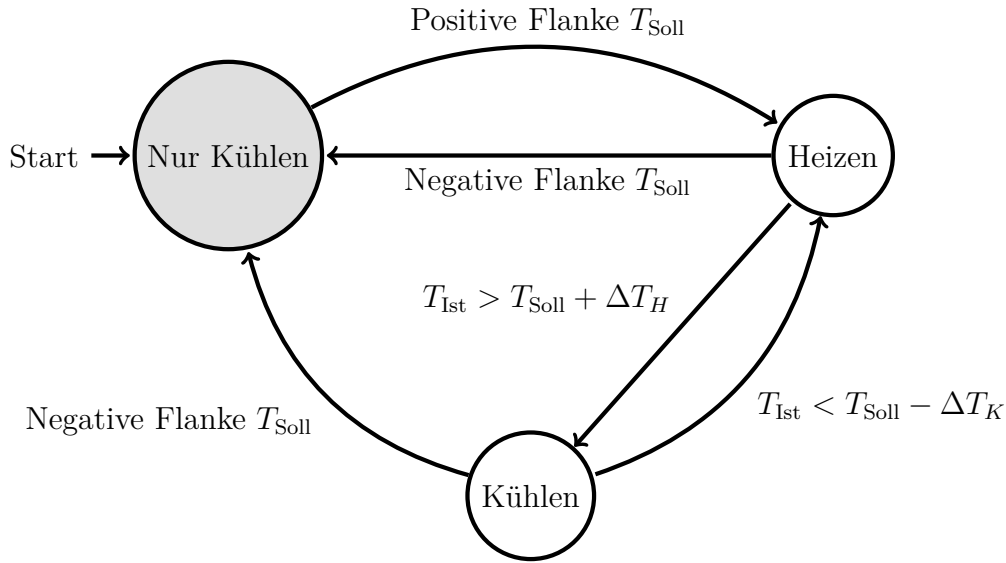
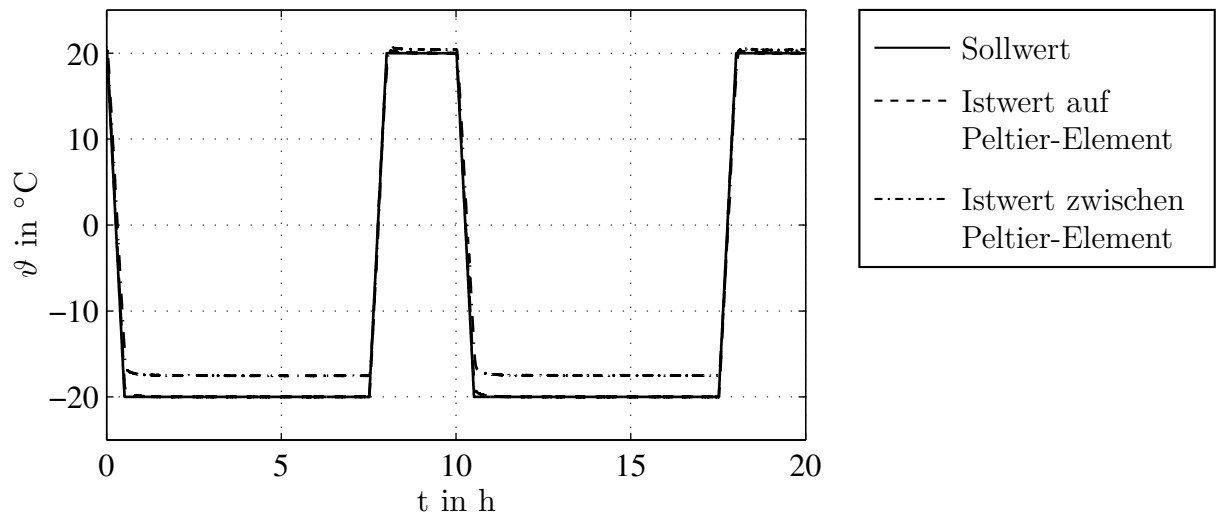


Abbildung 2.6: Zustandsautomat zur Regelung des Peltierkühlers

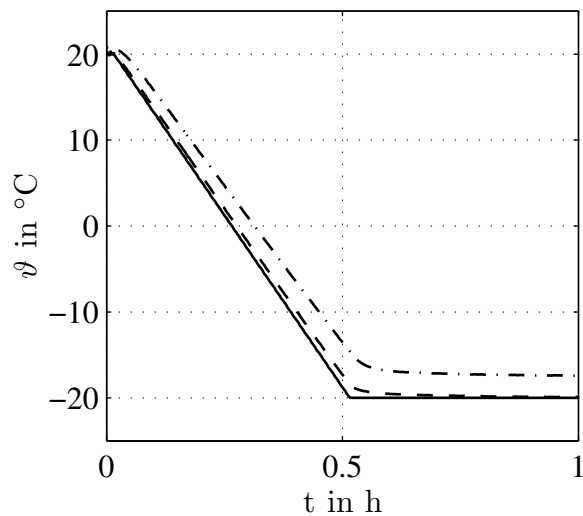
in dieser Form ist die Implementierung einfacher und der Automat verständlicher. Bei Beginn des Flugprofils mit dem Steigflug startet der Regler im *Nur Kühlen* Modus um dem sinkenden Sollwert der Temperatur zu folgen. Leichtes Unterschwingen kann in dieser Phase leicht aufgrund der im Vergleich hohen Umgebungstemperatur durch vermindertes Kühlen ausgeglichen werden. Dies gilt auch für das Halten der stationären Temperatur in der Reiseflugphase. Erst zu Beginn des Sinkfluges wechselt der Automat über die Bedingung *Positive Flanke T_{Soll}* in den Modus *Heizen*, um der linearen Temperaturerhöhung zu folgen. In diesem Fall ist es dem Regler erlaubt, zwischen *Heizen* und *Kühlen* zu wechseln, falls die gemessene Temperatur zu weit vom Sollwertprofil abweicht. Die tolerierte Abweichung nach oben wird über die Konstante ΔT_H , die Toleranz nach unten über ΔT_K festgelegt. Dies gilt auch für die anschließende Bodenphase. Falls sich ein weiteres Flugprofil anschließt wechselt der Automat von dem Zustand, in dem er sich gerade befindet über eine der Bedingungen *Negative Flanke T_{Soll}* erneut in den Modus *Nur Kühlen*. Ist das Ende des Zyklus erreicht, hält der Regler solange die Bodentemperatur bis die Software ausgeschaltet oder auf manuellen Betrieb umgeschaltet wird.

In Abbildung 2.7 sind exemplarisch die Ergebnisse der Umsetzung der Regelungsstrategie in der Praxis anhand einer Messung über zwei Flugprofile dargestellt. Die Grafik 2.7a zeigt den kompletten Verlauf der beiden gemessenen Temperaturen auf der Plattenoberseite sowie den vorgegebenen Sollwert. Im Plot 2.7b ist in einem Ausschnitt das Verhalten während der Vorgabe des negativen Temperaturgradienten in der Steigflugphase dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die gemessene Temperatur über dem Peltier-Element sehr gut dem Gradienten des Sollwertes folgt. Der Knick am Übergang zur Reiseflugphase wird zwar nicht exakt nachgefahren, doch erreicht auch der Istwert die stationäre Temperaturvorgabe rasch und ohne Schwingungen. Während des Temperaturprofils erhöht sich die Abweichung zwischen den beiden Temperaturmessstellen bis auf die Differenz von 1 K im stationären Zustand.

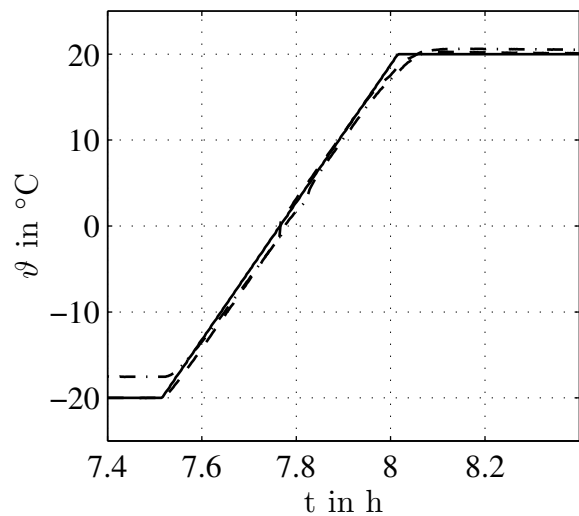
Abbildung 2.7c zeigt das Verhalten der Kälteplatte während der Steigflugphase. Hier folgen beide gemessenen Temperaturen gut dem Sollwert. Im Bereich zwischen 0 °C und



(a) Gesamtdauer über zwei Flugprofile



(b) Detailausschnitt mit der Steigflug-, sowie dem Beginn der Reiseflugphase des ersten Profils



(c) Detailausschnitt mit dem Ende der Reiseflugphase, dem gesamten Steigflug, sowie dem Beginn der Bodenphase des ersten Profils

Abbildung 2.7: Umsetzung der transienten Temperaturreandbedingung am Beispiel einer Messung über zwei Flugprofile

Tabelle 2.2: Exemplarische Abweichungen zwischen dem Soll- und den Istwerten der Temperatur der Kälteplatte

	$(\Delta\vartheta)_{\text{Mittelwert}}$	$(\Delta\vartheta)_{\text{Median}}$ in K	$ \Delta\vartheta _{\text{max}}$
$\Delta\vartheta = \vartheta_{\text{Soll}} - \vartheta_{\text{Auf PE}}$	$-0,04 \pm 0,30$	$-0,01$	2,61
$\Delta\vartheta = \vartheta_{\text{Auf PE}} - \vartheta_{\text{Zw. PE}}$	$-1,95 \pm 1,05$	$-2,48$	4,86

Tabelle 2.3: Zuluftbedingungen bei den gravimetrischen Messungen

	ϑ in °C	X in g kg ⁻¹	$\dot{V}$ in l s ⁻¹
Sollwert	24,00	2,8	60,00
T18	$24,51 \pm 0,13$	$2,8 \pm 0,8$	$60,03 \pm 0,11$
T18V	$24,57 \pm 0,13$	$2,8 \pm 0,8$	$60,03 \pm 0,13$
T34	$24,55 \pm 0,12$	$2,8 \pm 0,8$	$60,03 \pm 0,11$

10 °C ist zu erkennen, dass der Istwert anfängt, den Sollwert zu kreuzen. Hier greift der oben beschriebene Algorithmus und wechselt kurzzeitig aus dem Modus *Heizen* nach *Kühlen*. Auch in diesem Fall wird der Knick beim Übergang vom Gradienten zum stationären Temperaturwert abgerundet, dafür ist die Temperatur der Bodenphase rasch erreicht und wird stabil gehalten. Die Abweichung zwischen den beiden Messwerten ist deutlich geringer als in der Flugphase. Tabelle 2.2 zeigt die Mittel- und Medianwerte sowie das Maximum der Differenz zwischen dem Sollwert der Temperatur und dem gemessenen Wert über einem Peltier-Element, sowie zwischen dem Wert über einem und zwischen zwei Elementen.

2.2.3 Dynamische gravimetrische Messungen

Mit dem in den vorigen Abschnitten beschriebenen Versuchsaufbau sind Messungen durchgeführt worden, die sich durch die Konfiguration des vermessenen Isolationspaketes unterscheiden:

T18 Messung an einem Paket aus zwei Lagen Glaswolle in Terul 18 Folie

T18V Messung an einem Paket aus zwei Lagen Glaswolle in Terul 18 Folie mit Ventilation Holes

T34 Messung an einem Paket aus zwei Lagen Glaswolle in Teril 34 Folie

Alle drei Messungen sind bei den gleichen Randbedingungen durchgeführt worden. Die Sollwerte für Temperatur, Luftfeuchte und Volumenstrom der Zuluft sowie die gemessenen Istwerte für die drei Versuche sind in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Das vorgegebene Temperaturprofil der Kälteplatte sowie der Mittel- und der Maximalwert der Abweichung des Istwertes vom Sollwert sind in Tabelle 2.4 zusammengefasst. Aus den Tabellen ist gut zu erkennen, dass die vorgegebenen Randbedingungen gut umgesetzt und von Messung zu Messung reproduzierbar sind.

Tabelle 2.4: Temperaturprofil bei den gravimetrischen Messungen

(a) Sollwertvorgabe			(b) Abweichungen vom Sollwert		
	Dauer in hh:mm	ϑ in °C	Messung	$(\Delta\vartheta)_{\text{Mittelwert}}^a$ in K	$ \Delta\vartheta _{\text{max}}^a$ in K
Steig-/Sinkflug	00:30	linear	T18	$-0,07 \pm 0,49$	1,40
Reiseflug	03:00	-20	T18V	$-0,05 \pm 0,46$	1,48
Bodenzeit	00:45	20	T34	$-0,06 \pm 0,48$	1,45

$^a \Delta\vartheta = \vartheta_{\text{Soll}} - \vartheta_{\text{Auf PE}}$

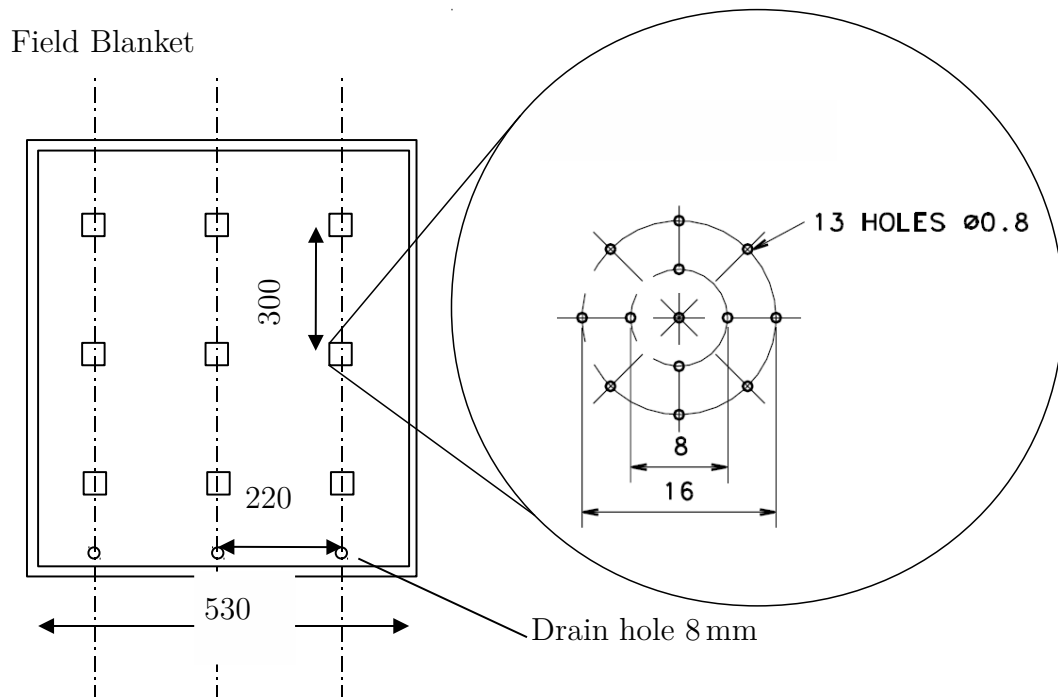
Für die Messung T18V sind Ventilation Holes in die Folie eingebracht worden. Abbildung 2.8a zeigt eine beispielhafte Anordnung der Ventilation und Drain Holes, die in die Umhüllungsfolie eingebracht werden. Die Beibehaltung dieses Musters erlaubt auf der Oberfläche eines für die Versuche genutzten Paketes mit den Abmessungen 300 mm × 400 mm das Einbringen von zwei Lochkreisen mit je 13 Löchern. Der Abstand der Mittelpunkte der beiden Kreise beträgt 220 mm. Abbildung 2.8b zeigt eine Detailaufnahme der 13 Löcher. Die Löcher sind von Hand mit einer Kanüle mit einem Durchmesser von 0,8 mm in die Folie eingebracht worden. Dabei ist darauf geachtet worden möglichst die Folie innerhalb des Lochdurchmessers komplett zu entfernen.

Die Gewichtsverläufe der drei Messungen sind in Abbildung 2.9 dargestellt. Bei allen drei Messungen ist ein starker Anstieg des Gewichtes in den Steigflugphasen und ein starker Abfall in den Sinkflugphasen zu erkennen. Diese großen Gradienten im Gewichtsverlauf sind mit einer erhöhten Wasserakkumulation bzw. einem erhöhten Wasseraustrag nur schwer zu erklären. Einen plausiblen Grund liefert hingegen die Betrachtung der Dichteänderung der Luft in der Messbox aufgrund der Temperaturänderung. Geht man von einer konstanten Temperatur von 24 °C im Bodenfall aus und nähert die durchschnittliche Lufttemperatur aufgrund des annähernd linearen Temperaturprofils über das Isolationspaketes mit 2 °C an, so kann man die Massenänderung der Luft in der Testbox wie folgt abschätzen:

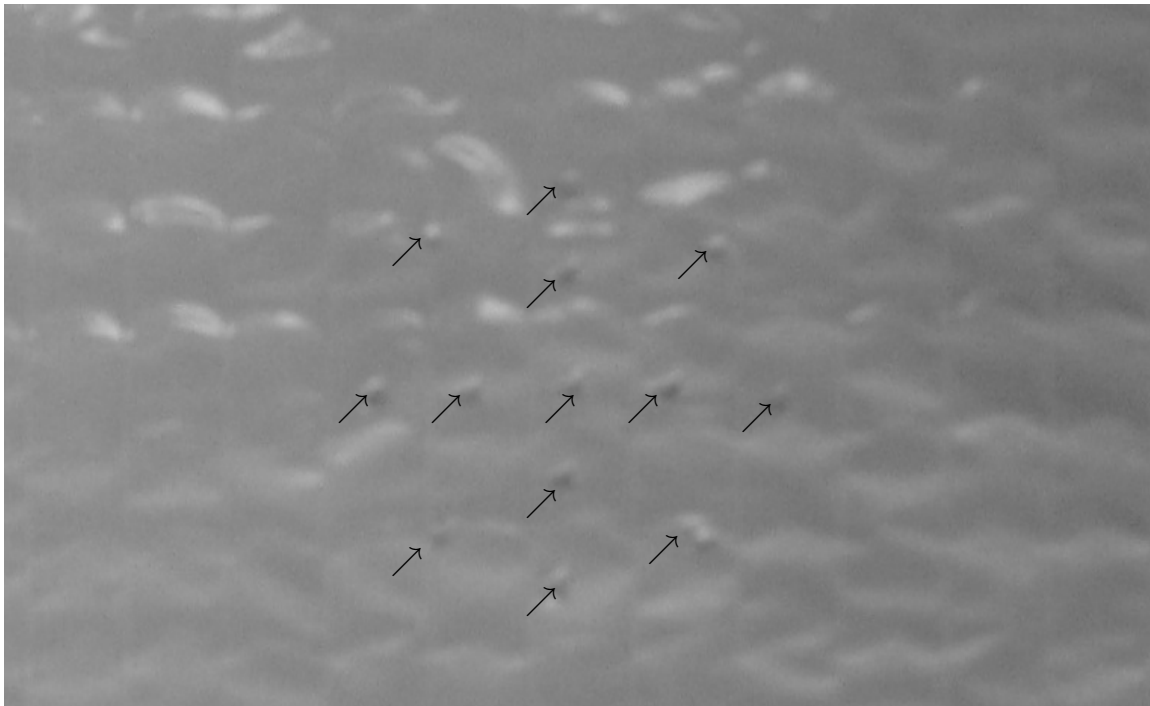
$$\begin{aligned}
\Delta m &= V \cdot \Delta \rho \\
&\approx V \cdot (\rho(\vartheta = 2^\circ\text{C}) - \rho(\vartheta = 24^\circ\text{C})) \\
&= 6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot (1,2672 \text{ kg m}^{-3} - 1,1728 \text{ kg m}^{-3}) \\
&\approx 0,57 \text{ g}
\end{aligned}$$

Die Dichte wird hier mit Werten für die Dichte trockener Luft aus dem VDI-Wärmeatlas (2006) abgeschätzt. Der so errechnete Wert passt sehr gut zu den Messwerten und untermauert somit die These, dass die Dichteänderung der Luft für die hohen Gradienten in der Steig- und der Sinkflugphase verantwortlich ist. Bei dem Vergleich mit Simulationen in Kapitel 4.5 wird dies weiter bestätigt.

Weiterhin fällt bei allen drei Gewichtsverläufen eine Oszillation auf. Diese korreliert gut mit einer Schwankung der Umgebungstemperatur in der Einhausung des Versuchsstandes. Die Verläufe der Umgebungstemperatur sind in Abbildung 2.10 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Temperatur sich in den drei Versuchen sehr ähnlich verhält. Einerseits



(a) Schema der Anordnung von Ventilation und Drain Holes in der Umhüllungsfolie eines Isolationspaketes



(b) Detailaufnahme eines Kreises aus 13 Ventilations Holes in der Folie, aufgrund der strukturierten Folie und des geringen Durchmessers sind die Löcher in der schwarz/weiß Aufnahme nur schwer zu erkennen und deswegen mit Pfeilen gekennzeichnet.

Abbildung 2.8: Überblick über Ventilation Holes in der Umhüllungsfolie der Isolationspakete

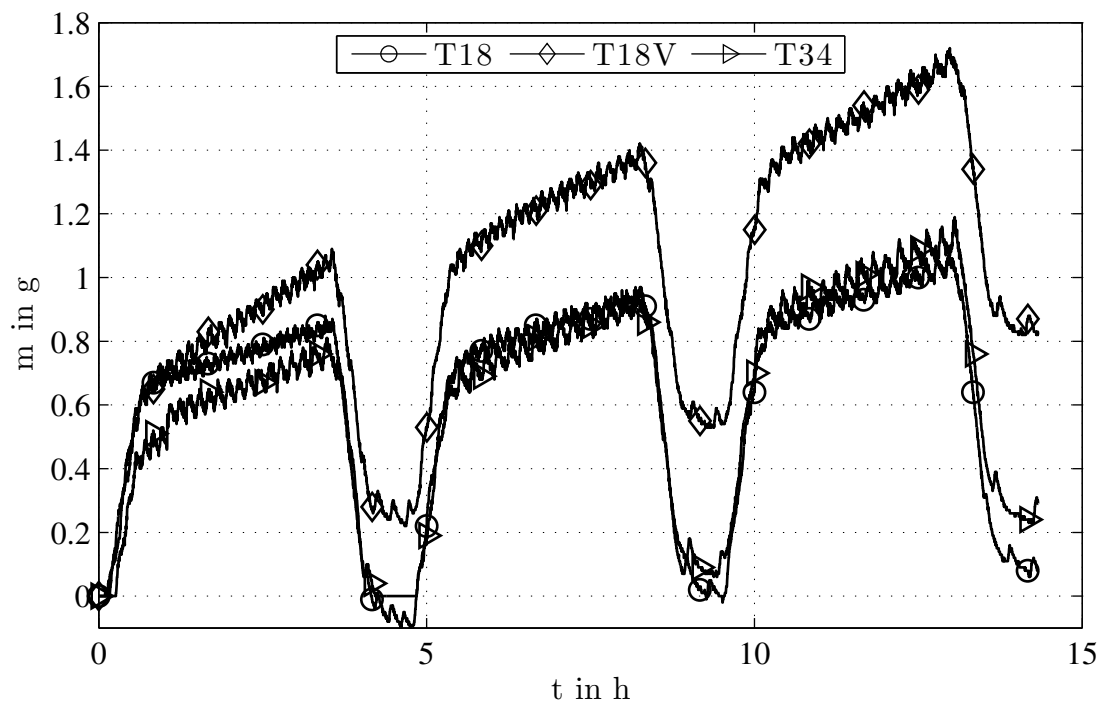


Abbildung 2.9: Gewichtsverläufe der drei gravimetrischen Messungen T18, T18V und T34

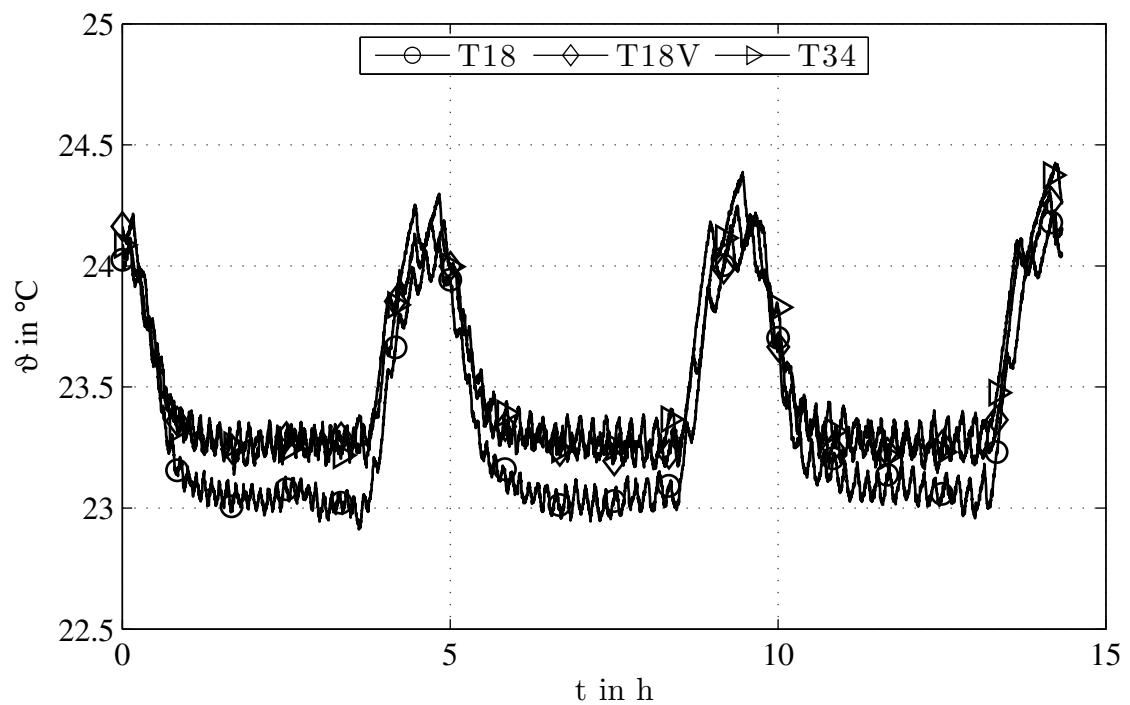


Abbildung 2.10: Temperaturverlauf in der Einhausung bei den Messungen T18, T18V und T34

fällt die Temperatur in den Phasen, in denen die Kälteplatte auf niedrige Temperaturen geregelt ist, um bis zu 1 K, andererseits oszilliert die Temperatur mit einer Amplitude von ungefähr 0,1 K und einer Periodendauer von circa 7 min. Die großen, dem Flugzyklus folgenden Schwankungen sind auf die nicht optimale Isolierung der Testbox zurückzuführen. Die höher frequente Temperaturschwankung wird durch die Zweipunktregelung der Raumklimaanlage verursacht.

Ein Vergleich der drei Gewichtsverläufe in Abbildung 2.9 zeigt ein plausibles Verhalten. Das Paket, das mit der Teril 34 Folie eingeschweißt ist, hat am Ende der drei Flugprofile mehr Wasser eingelagert als das Paket in der Terul 18 Folie. Dies deckt sich gut mit der Tatsache, dass die Teril 34 Folie einen wesentlich niedrigeren s_d -Wert aufweist als die Terul 18 Folie (vgl. Kapitel 3.1.1 und Tabelle 3.1). Weiterhin ist deutlich zu erkennen, dass die eingebrachten 26 Ventilation Holes trotz ihres geringen Flächenanteils von ungefähr 1,1 ‰ einen signifikanten Einfluss auf die Feuchtigkeitsakkumulation haben. Stellt man die Ergebnisse dieser drei Versuche gegenüber wird deutlich, dass das Vorhandensein von nur wenigen Fehlstellen – seien es bewusst eingebrachte, wie Ventilation Holes, oder zufällige Beschädigungen der Folie – einen so starken Einfluss auf die Feuchteakkumulation hat, dass die Wahl der Folie in diesem Fall höchsten von sekundärer Bedeutung ist.

2.3 Messungen mittels Neutronenradiographie

Die in diesem Kapitel beschriebenen Messungen sind an der Einrichtung für Neutronenradiographie und -tomographie ANTARES⁵ durchgeführt worden. Diese ist zu dem Zeitpunkt der Messungen an der Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz⁶ (FRM II) der Technischen Universität München aufgebaut gewesen. Dort dient ein Kernreaktor mit einer thermischen Leistung von 20 MW zur Erzeugung von Neutronen. Für die Experimente ist der in Abschnitt 2.2 beschriebene Teststand an den FRM II transportiert und dort aufgebaut worden. Bei den neutronenradiographischen Messungen haben Physiker des Lehrstuhls für Experimentalphysik E21 der TU München Unterstützung geleistet. Ziel dieser Messung ist es gewesen, möglichst zeitkontinuierlich die Verteilung des sich ansammelnden Wasser bzw. Eises über die Dicke der Isolierung aufgelöst zu visualisieren.

2.3.1 Versuchskonfiguration und -durchführung am FRM II

Untersucht worden ist ein Isolationspaket mit den Maßen von ca. 300 mm × 400 mm × 40 mm bestehend aus zwei Lagen Glaswolle umhüllt mit Terul 18 Folie, die Messung wird im folgenden unter dem Kürzel **T18S** referenziert. Auf der Oberseite des Paketes ist bei der hier beschriebenen Messung die Folie auf einer Breite von 160 mm entfernt worden. Der Grund hierfür liegt in der streng limitierten Messzeit, die für die Experimente an der Neutronenquelle zur Verfügung gestanden hat. In wenigen Stunden sollte genug Wasserdampf in das Paket diffundieren können, um dort Wasser bzw. Eis in solchen Mengen bilden zu können, die zu aussagekräftigen Radiographieaufnahmen führen, um das Prozessverständnis zu erhöhen und einen Vergleich mit Simulationsergebnissen zu ermöglichen. Ein Foto der offenen Testbox mit dem eingeklebten geschlitzten Paket ist in

⁵Advanced Neutron Tomography And Radiography Experimental System

⁶<http://www.frm2.tum.de/>

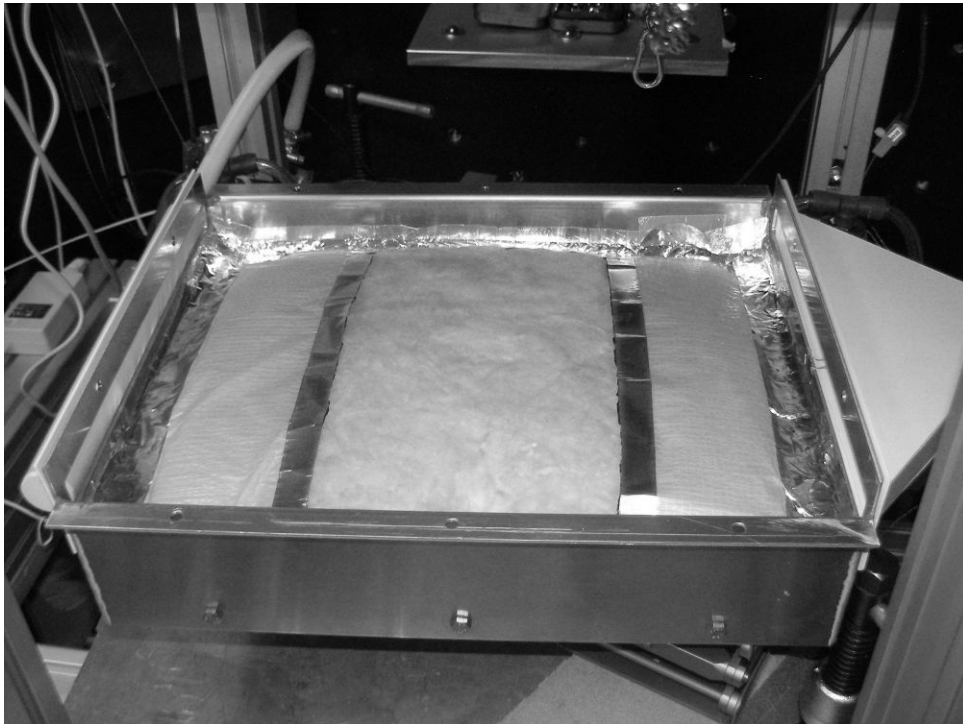
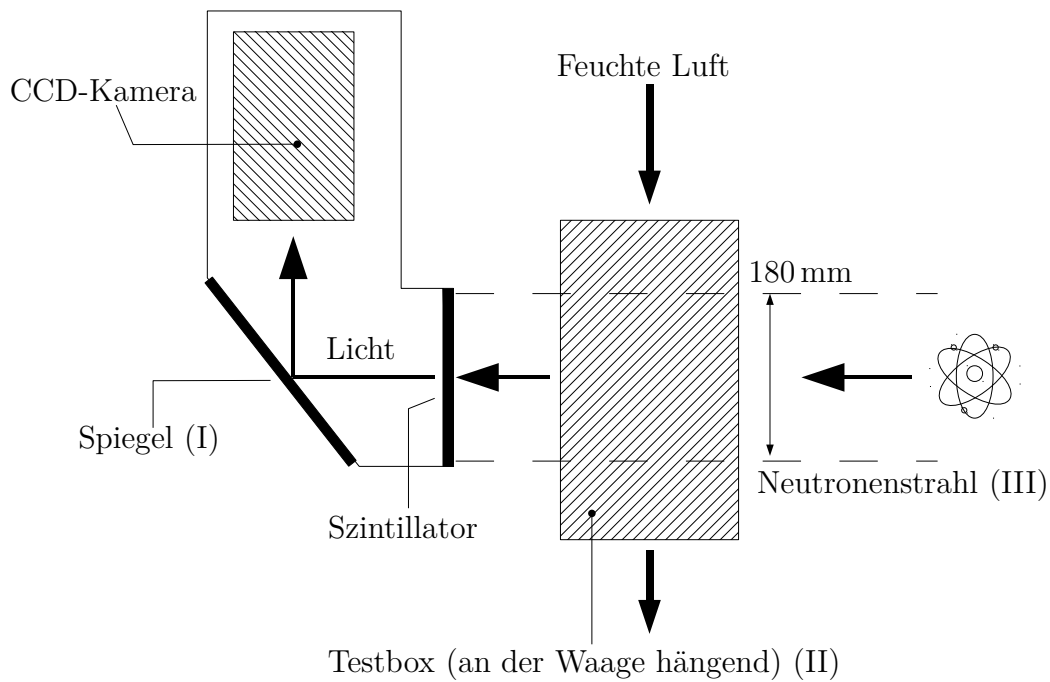


Abbildung 2.11: Offene Testbox vor dem Versuch: In der Mitte ist die Folie auf einer Breite von 160 mm entfernt, die Ränder der Öffnung sind mit Aluminiumklebeband abgeklebt, mit dem auf der Rand des Paketes zur Testbox abgedichtet ist.

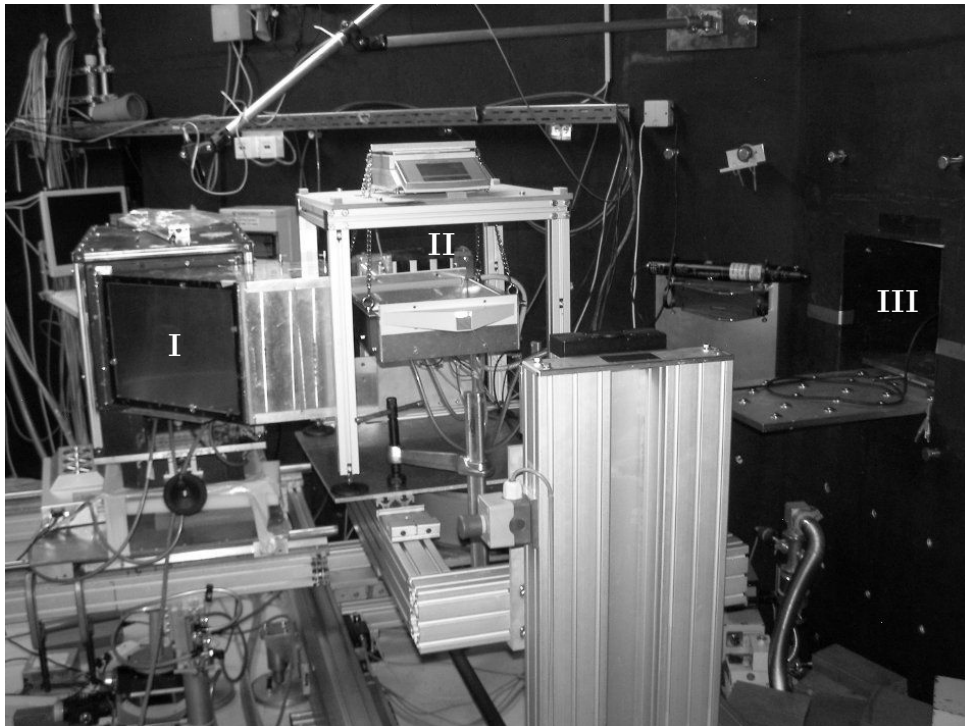
Abbildung 2.11 zu sehen. Hier ist zu erkennen, dass der Rand der Öffnung in der Folie mit Aluminiumklebeband verstärkt ist, um ein Flattern im Luftzug während der Messung zu vermeiden.

Das Prinzip des Messaufbaus ist in Abbildung 2.12a dargestellt. Während des Versuches durchdringt ein Neutronenstrahl die Testbox orthogonal zum Luftstrom. Auf diesem Weg wechselwirkt der Strahl mit der Materie, auf die er trifft, vorzugsweise mit den dort vorhandenen Wasserstoffkernen. Neutronen, die durch die Wechselwirkungen auf dem Weg nicht absorbiert oder nur gering abgelenkt werden, treffen hinter der Testbox auf einen quadratischen Szintillator mit der Kantenlänge von 180 mm. Der Szintillator sendet bei dem Auftreffen eines Neutrons eine Kaskade von Photonen im sichtbaren Bereich des Lichtes aus, die über einen Spiegel zu einer CCD-Kamera gelenkt wird. Deren Chip, mit der Auflösung von 2048×2048 Bildpunkten, registriert das einfallende Licht und gibt die gesammelte Information am Ende der Belichtungszeit von 40 s an einen PC weiter. Der Umlenkspiegel dient dazu, ein direktes Auftreffen des Neutronenstrahls auf die Kamera zu vermeiden, da der CCD-Chip ansonsten durch die Strahlung beschädigt oder die Messung verfälscht werden könnte. Ein diesem ähnliches Detektorsystem wird von Koerner, Lehmann und Vontobel (2000) beschrieben. Abbildung 2.12b zeigt ein Foto des Aufbaus, die Anordnung entspricht dabei der darüber abgebildeten Draufsicht.

Der Versuch hat mit der Aufnahme von fünf *Dunkelstrahlbildern* begonnen. Dies sind Aufnahmen, die von der CCD-Kamera gemacht werden, ohne dass ein Neutronenstrahl in die Radiographieanlage gelangt. Diese Aufnahmen dienen dazu den Offset der Kamera zu berücksichtigen. Dieser existiert, um negative Bildwerte auszuschließen, die durch



(a) Schematische Draufsicht des Versuchsaufbaus für neutronenradiographische Aufnahmen der Testbox und des darin enthaltenen Isolierungspaketes



(b) Rechts die rechteckige Öffnung des Strahlrohres (III), in der Mitte die an der Waage hängende Testbox (II), links der Detektor (zu sehen ist das Gehäuse und die Rückseite des Spiegels (I)). Die römischen Ziffern stellen eine Verbindung zu Abbildung 2.12a her.

Abbildung 2.12: Aufbau des Experiments am Instrument ANTARES

das Rauschen des Analog/Digital-Wandlers zwischen Kamera und PC entstehen können. Während des Versuches wurden in zwanzig Stunden zwei Flugzyklen gefahren. Die Temperaturrandbedingung ist bereits in Abbildung 2.7 vorgestellt worden, der Zuluftzustand in Tabelle 2.1. Während des gesamten Versuchsablaufes ist in etwa minütlich eine Radiographieaufnahme erstellt worden. Eine solche Aufnahme ist beispielhaft in Abbildung 2.13 zu sehen. Die schwarzen Bereiche am oberen und unteren Bildrand resultieren

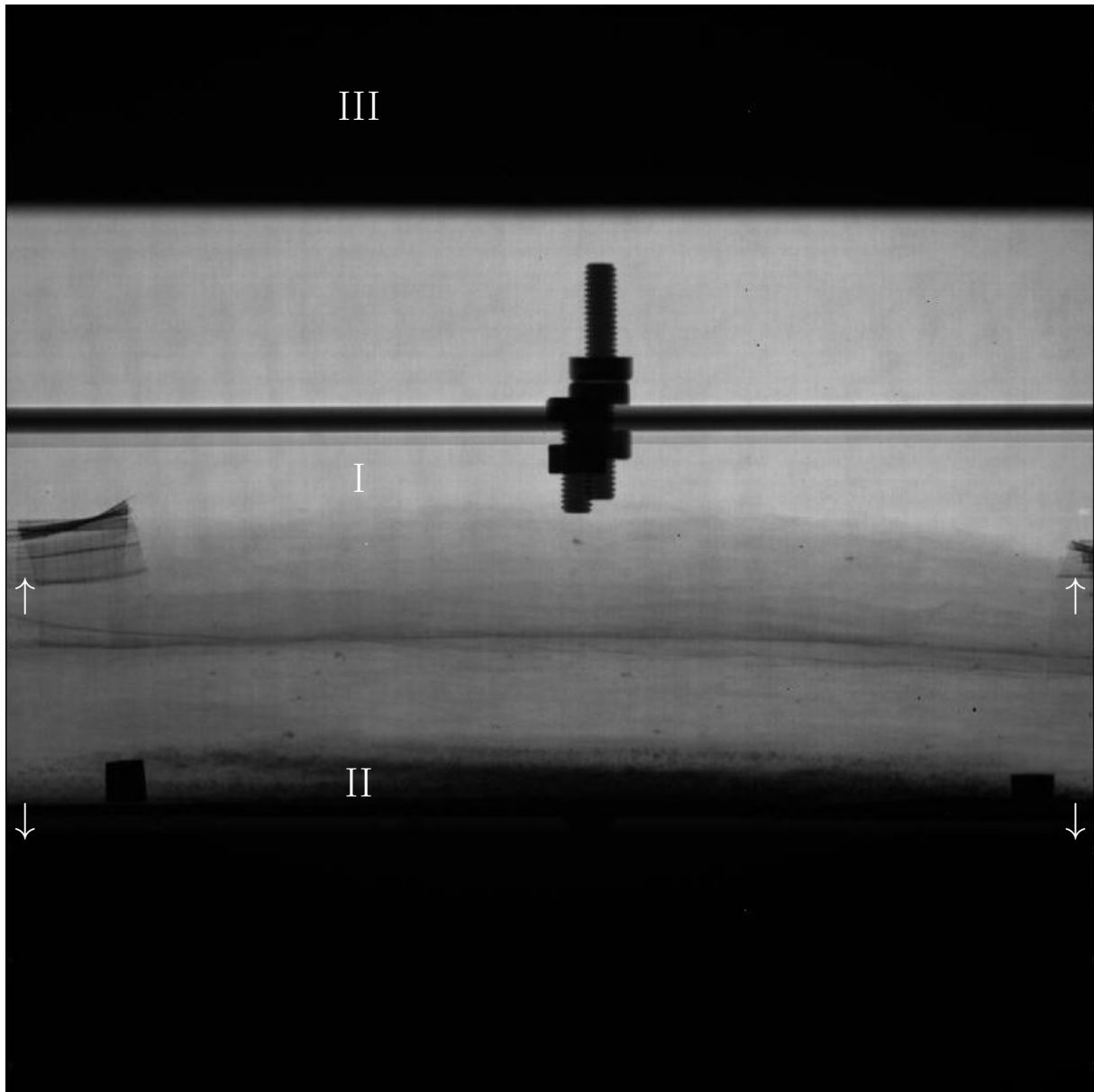


Abbildung 2.13: Rohbild einer Neutronenradiographieaufnahme der Testbox: Die Aufnahme zeigt einen ca. 180 mm breiten Ausschnitt orthogonal zur Luftströmung in der Box. Die schwarzen Bereiche am oberen und unteren Bildrand resultieren aus Abschirmung des Neutronenstrahls in diesen Bereichen. Durch die weißen Pfeile ist der Bereich gekennzeichnet, der in die Auswertung einfließt (vgl. Abschnitt 2.3.2). Die römischen Ziffern beziehen sich auf Tabelle 2.5

aus Abschirmung des Neutronenstrahls in diesen Bereichen zum Schutz der Waage und

der Peltier-Elemente. Im oberen Drittel ist der Deckel der Textbox und die Schrauben, mit denen dieser befestigt ist, zu erkennen. Eine weitere Schraube steht kopfüber auf dem Deckel. Diese Schraube wurde als Hilfsmittel benutzt um den Kasten möglichst in der Flucht des Neutronenstrahls auszurichten. Die Schrauben schwächen den Strahl stark, da sie aus Kunststoff gefertigt sind. Unterhalb des Deckels ist der Luftspalt über dem Isolationspaket zu erkennen. Darunter befindet sich die Region, in dem das Paket liegt, welches den Strahl ein wenig abschwächt. In diesem Bereich ist auch gut das Aluminiumklebeband zu erkennen, mit dem das Paket in die Box eingeklebt und der Rand der Öffnung in der Folie abgeklebt ist. Kurz über der unteren Abschirmung sind rechts und links zwei dunkle Vierecke zu erkennen. Dabei handelt es sich um Markierungen aus Cadmium, die ebenfalls zur korrekten Ausrichtung der Box im Strahl angebracht worden sind. In der Höhe dieser Markierungen ist ein dunkler Schwaden zu erkennen. Dieser resultiert aus der Abschwächung des Neutronenstrahls durch kondensiertes oder gefrorenes Wasser. Die in das Bild eingefügten weißen Pfeile kennzeichnen den Bildbereich, der für die quantitative Auswertung genutzt wird. Diese Auswahl wird in Abschnitt 2.3.2 erläutert.

2.3.2 Auswertung der Radiographieaufnahmen

Die von der Digitalkamera aufgezeichneten Aufnahmen liefern einen visuellen qualitativen Eindruck der Verteilung der Wasser- und Eisverteilung über die Dicke der Isolierung. Die Grauwerte der Bildpunkte können zusätzlich zu einer quantitativen Analyse der Aufnahmen herangezogen werden. Das im folgenden angewandte Vorgehen wird in ähnlicher Form beispielsweise auch von Pražák et al. (1990) und Pel et al. (1993) angewandt.

Jede Radiographieaufnahme liefert eine Matrix $\mathbf{I}^{\text{raw}}$ an Grauwerten der Größe 2048×2048 , also der Anzahl der Bildpunkte. Zur Vermeidung von systematischen Fehlern der Messausstattung wird als erster Schritt von jeder Aufnahme $\mathbf{I}_i^{\text{raw}}$ der Medianwert der Dunkelstrahlbilder abgezogen:

$$\mathbf{I}_i = \mathbf{I}_i^{\text{raw}} - \tilde{\mathbf{I}}_{\text{dark}} \quad (2.1)$$

Die so erzeugten Matrizen $\mathbf{I}_i$ werden nun so interpretiert, dass die darin erhaltenen Grauwerte durch die Abschwächung der Intensität des Neutronenstrahls von seinem Weg vom Reaktor zum Szintillator entstanden sind. Wenn Neutronen ein Material durchdringen, interagieren sie mit den Atomkernen dieses Stoffes. Die Abschwächung, die der Strahl erfährt, hängt von dem jeweiligen Material, genauer dessen Querschnitt für die Streuung und Absorption von Neutronen, ab. Die Intensität I nach dem Durchdringen eines Materials kann wie folgt beschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot \exp \left(- \sum_k d_k \cdot \mu_k \right) \quad (2.2)$$

I_0 bezeichnet die Intensität des Neutronenstrahls vor dem Objekt, μ_k den makroskopische Abschwächungskoeffizient und d_k die äquivalente Dicke. Unter der Annahme, dass das durchdrungene Material bis auf den sich verändernden Wasseranteil φ konstante Eigenschaften hinsichtlich der Neutronenstreuung hat, kann die Gleichung (2.2) für die Auswertung der vorliegenden Messung umgeschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot \exp \left(-d \cdot (\mu_{\text{mat}} + \varphi \cdot \mu_{\text{W}}) \right) \quad (2.3)$$

Führt man nun die Indizes i für die i -te Aufnahme und j für den jeweiligen Bildpunkt ein, erhält man

$$I_{i,j} = I_0 \cdot \exp(-d \cdot \mu_{\text{mat},j}) \cdot \exp(-d \cdot \varphi_{i,j} \cdot \mu_W). \quad (2.4)$$

In dieser Gleichung kann der Ausdruck $I_0 \cdot \exp(-d \cdot \mu_{\text{mat},j})$ als $I_{1,j}$, die Intensität am Bildpunkt j in der ersten Aufnahme der trockenen Isolierung ($\varphi = 0$) interpretiert werden. Damit kann die Gleichung (2.4) zu

$$I_{i,j} = I_{1,j} \cdot \exp(-d \cdot \varphi_{i,j} \cdot \mu_W) \quad (2.5)$$

umgeschrieben werden. Aus dieser Gleichung ist zu erkennen, dass die Abschwächung des Neutronenstrahls, die durch die Akkumulation von Wasser verursacht wird, durch eine Exponentialfunktion wiedergegeben wird, deren Argument proportional zur eingelagerten Wassermasse im jeweiligen Strahlweg vor dem Detektor ist. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die gesamte Wassermasse $m_{W,i}$ zur Zeit der Aufnahme i proportional zur Fläche ΔA , die durch einen Bildpunkt repräsentiert wird, und der Summe des negativen Argumentes der Exponentialfunktion ist:

$$m_{W,i} \sim \Delta A \cdot \sum_j (d \cdot \varphi_{i,j} \cdot \mu_W) \quad (2.6)$$

Wird Gleichung (2.5) in (2.6) eingesetzt, so erhält man mit der Einführung des Proportionalitätsfaktors C

$$m_{W,i} = -C \cdot \sum_j \left(\ln \frac{I_{i,j}}{I_{1,j}} \right). \quad (2.7)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann aus einem Vergleich der aus den einzelnen berechneten Aufnahmen Wassermassen $m_{W,i}$ mit dem experimentell ermittelten Gewichtsverlauf der Proportionalitätsfaktor C berechnet werden. Ist C gefunden, kann wiederum die quantitative Wassermassenverteilung über die Dicke der Isolierung ermittelt werden, in dem die Masse, die von jedem Bildpunkt repräsentiert wird, berechnet wird:

$$m_{W,i,j} = -C \cdot \left(\ln \frac{I_{i,j}}{I_{1,j}} \right) \quad (2.8)$$

Bei der Arbeit mit den Radiographieaufnahmen nach diesem Prinzip hat sich gezeigt, dass eine Auswertung des gesamten Bildbereiches jeder Aufnahme zu sehr unscharfen Ergebnissen führt. Dies erklärt sich im Aufbau von Gleichung (2.7): Hier wird die aktuelle Intensität eines Bildpunktes $I_{i,j}$ durch die anfängliche $I_{1,j}$ geteilt um auf die Masse zu schließen. Die relevante Größe, aus der auf die Zielgröße geschlossen wird, ist also die relative und nicht die absolute Änderung der Intensität. Treten über der Zeit also hohe relative Änderungen in der Intensität auf, die nicht durch die Feuchteansammlung in der Isolierung zurückzuführen sind, führt dies zu einer Unschärfe oder einem Fehler in der Auswertung.

Um die Regionen in den Radiographieaufnahmen zu identifizieren, welche die Unschärfe in der Massenberechnung verursachen wird das Verhältnis der Standardabweichung der Intensität jedes Bildpunktes über die Aufnahmeserie zum Mittelwert der Intensität

Tabelle 2.5: Beispiele für die Intensität und dem Verhältnis ihrer Standardabweichung zum Mittelwert für Bildpunkte in verschiedenen Bildbereichen der Radiographieaufnahmen.

	$\bar{I}$	$\frac{\sigma(I)}{\bar{I}}$
Bereich ohne Wasser-/Eisansammlung (I)	$42\,447,0 \pm 194,3$	0,005
	$43\,961,1 \pm 240,0$	0,005
Bereich mit Wasser-/Eisansammlung (II)	$10\,051,4 \pm 5719,7$	0,569
	$12\,489,9 \pm 5617,7$	0,450
Bereich ohne direkte Bestrahlung (III)	$618,0 \pm 98,5$	0,159
	$466,5 \pm 128,9$	0,276

untersucht. In Tabelle 2.5 werden diese Werte exemplarisch für je zwei Bildpunkte in drei verschiedenen Bereichen der Aufnahmen exemplarisch dargestellt. Beispiele für die jeweiligen Bereiche sind in der Abbildung 2.13 kenntlich gemacht. Die ersten beiden Zeilen (I) beziehen sich auf Bildpunkte, die in einem Bereich liegen, in dem keine Wasser- oder Eisansammlung erwartet wird. In diesem Fall ist die zeitgemittelte Intensität um zwei Größenordnungen größer als die Standardabweichung. In dem Fall, dass sich die Bildpunkte in einem Bereich (II) befinden, in der sich der Wasseranteil ändert, erhöht sich das Verhältnis von Abweichung zu Mittelwert um zwei Größenordnungen. Diese im Verhältnis hohe Standardabweichung resultiert nicht aus Schwankungen der Strahlgüte, sondern aus den transienten Änderungen der Abschwächung über die Messzeit durch die lokalen Änderungen des Feuchtegehaltes. Neben diesen beiden Bereichen kann noch ein dritter Bereich im Bild identifiziert werden. Dieser befindet sich im oberen und unteren Teil der Aufnahme, wo der Strahl geblockt worden ist.

Im Vergleich liegt hier der Koeffizient $\frac{\sigma(I)}{\bar{I}}$ in der gleichen Größenordnung wie im Bereich II, in dem eine Feuchteakkumulation stattfindet. Die Größenordnung des Absolutwertes der Standardabweichung $\sigma(I)$ korrespondiert gut mit den Werten der Standardabweichung aus Bereich I, der große Quotient kommt durch den niedrigen Absolutwert der Intensität zustande, da hier kein direkter Strahl, sondern nur gestreute Neutronen und ein kleiner Anteil γ -Strahlung den Detektor erreichen.

Um derartige Störungen der Auswertung zu Vermeiden wird nur der vertikale Bereich zwischen den Bildpunkten 1100 und 1550 zur Auswertung herangezogen. Dieser Ausschnitt ist in Abbildung 2.13 durch weiße Pfeile gekennzeichnet. Horizontal werden alle 2048 Bildpunkte verwendet.

Abbildung 2.14 zeigt einen Vergleich des Massenanstiegs, der von der Waage aufgezeichnet worden, mit dem aus Gleichung (2.7) berechneten. Zur Erstellung dieses Graphen ist mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate der Proportionalitätsfaktor C zu $6,2415 \cdot 10^{-5} \text{ g}$ berechnet worden. Es ist zu erkennen, dass die beiden Kurven einen sehr ähnlichen Verlauf zeigen. In Kapitel 4.5.2 werden diese Radiographieaufnahmen genutzt, um das Simulationsmodell zu validieren.

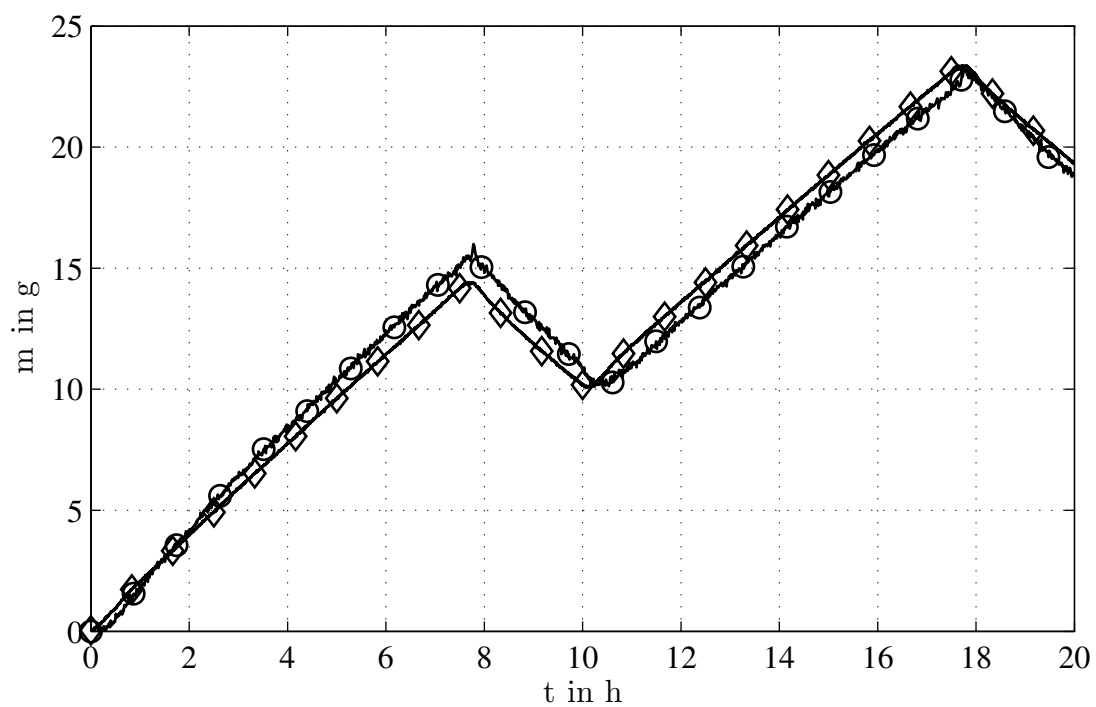


Abbildung 2.14: Masse der Wasser-/Eisansammlung im Vergleich zwischen Messwerten der Wägung ($\diamond$) und aus den Neutronenradiographieaufnahmen berechneten Werten ($\circ$) mit $C = 6,2415 \cdot 10^{-5}$ g aus dem vertikalen Bildbereich von 1100 bis 1550

3 Physikalische Modellierung

Man muß die Dinge so einfach
wie möglich machen.
Aber nicht einfacher.

(Albert Einstein)

Zum besseren Verständnis des Feuchteverhaltens der Isolierung, sowie um die Möglichkeit zu eröffnen, Vorhersagen über die Eignung alternativer Isolationskonzepte treffen zu können, ohne diese vorher im Detail in Versuchen testen zu müssen, ist ein mathematisches Modell ein geeignetes Werkzeug. Ziel der Modellierung ist es, das hygrothermische Verhalten des Isolationssystems oder Teilen davon mathematisch abzubilden. Da das Problem von einer transienten Randbedingung abhängt und der zeitabhängige Prozess von Interesse ist, wird ein instationäres Gleichungssystem aufgestellt.

Ausgangspunkt der Entwicklung eines mathematischen Modells ist die zweidimensionale Konfiguration, bestehend aus Luftspalt und Isolierung, die von Wörner (2006) modelliert und simuliert worden ist; diese wurde schon in Abbildung 1.6 vorgestellt. Der Schwerpunkt der Modellierung in der vorliegenden Arbeit liegt auf dem Wasserdampftransport durch die Folie und in der Isolierung und dem dort stattfindenden Phasenwechsel. Weitere Bereiche wie Luftspalte oder Strukturelemente werden in dieser Arbeit nach Möglichkeit als Randbedingungen betrachtet.

Für die Modellierung werden die folgende Annahmen getroffen, die sich aus der Literaturstudie in Abschnitt 3.1 und den Erfahrungen aus der experimentellen Arbeit ergeben haben:

1. Der Gesamtdruck der Gasphase (Luft und Wasserdampf) ist konstant.
2. Das Isolationsmaterial sowie die Umhüllungsfolie sind homogen und isotrop.
3. Das System befindet sich lokal im thermischen Gleichgewicht.
4. Das flüssige Wasser sowie das Eis werden ortsfest betrachtet.
5. Es tritt keine konvektive Gasströmung auf, d. h. der Wasserdampftransport erfolgt ausschließlich über Diffusion.
6. In der Isolierung werden keine Oberflächeneffekte oder Knudsendiffusion betrachtet.
7. Frost wird nicht als eigenständiger poröser Körper betrachtet.
8. Das betrachtete Gesamtsystem ändert nicht sein Volumen.

Die Annahmen 1 bis 3 werden in der Literatur meist getroffen (vgl. Tao, Besant und Rezakallah, 1991, Vafai und Whitaker, 1986) und stellen sinnvolle Vereinfachungen dar. Die

erste ist auf Grund des niedrigen Wasserdampfpartialdrucks zulässig. Die zweite Annahme basiert auf der Tatsache, dass hier ein makroskopischer Ansatz verfolgt wird, so dass die berechneten Größen als gemittelt über ein repräsentatives Volumenelement anzusehen sind. Annahme 3 rechtfertigt sich durch die kleinen Zwischenräume in der Isolierung und der großen Kontaktfläche zwischen Feststoff und Fluiden. Annahme 4 ist nach Tao, Besant und Rezkallah (1991) zumindest für geringe Wassergehalte gerechtfertigt. In demselben Artikel wird auch die Annahme 5 angeführt, in der vorliegenden Arbeit wird das Eindringen von Luft noch zusätzlich durch die Umhüllung des Isolierpaketes verhindert. Annahme 6 wird von De Vries (1987) angeführt, sie ist hier auch zulässig, da die Krümmungsradien und die Durchmesser der Poren zu groß sind, als dass solche Effekte einen Einfluss haben.

Natürliche Konvektion in der Isolierung wird nicht betrachtet, da das modellierte System durch die Wärmesenke am unteren Ende so aufgebaut ist, dass sich eine stabile Schichtung einstellen sollte, vergleiche hierzu auch Fournier und Klarsfeld (1974) sowie Peuhkuri, Rode und Hansen (2008).

Die Auswahl der eben aufgezählten Annahmen erfolgte auf Grund einer Literaturstudie. Eine Übersicht über in der Literatur veröffentlichte Modelle zu ähnlichen Problemstellungen wird im Abschnitt 3.1 gegeben; auf die Modellierung der Stoffdaten wird an dieser Stelle nicht eingegangen.

Anschließend folgen mit einer näheren Betrachtung der Beschreibung der Diffusion in Abschnitt 3.2 sowie einer Beschreibung der Modellierung des Phasenwechsels (Abschnitt 3.3) eine Einführung in die beiden Hauptthemen der Modellierung. In Kapitel 3.4 wird dann das mathematische Modell aus den Bilanzen für Masse, Energie und Impuls sowie den benötigten konstitutiven Gleichungen zusammengesetzt. Kapitel 3.5 gibt einen kurzen Überblick über die Gleichungen mit denen das stoffliche Verhalten beschrieben wird. Die Auswahl der Stoffdatenbeziehungen für die Reinstoffe und die Abschätzungen, ob eine Abhängigkeit von Druck oder Temperatur berücksichtigt werden muss, erfolgt im Anhang A.

3.1 Literaturstudie

Wie in Kapitel 1.2 kurz zusammengefasst, beschäftigen sich mehrere Fachrichtungen mit dem Problem des Wärme- und Feuchtetransportes in fasrigen Isolationsmaterialien, die von einem Phasenwechsel begleitet werden. Um die in Kapitel 1.3 beschriebene Problemstellung zu bearbeiten, wird diese in folgende physikalischen Prozessen aufgeteilt:

- Transport von Wasserdampf durch die Folie in das Isolationspaket hinein und aus dem Paket hinaus
- Transport von Wasserdampf im Isolationspaket
- Transport von Wasser im Isolationspaket
- Wärmetransport durch den Isolationsaufbau
- Phasenwechsel zwischen Wasserdampf, flüssigem Wasser und Eis
- Adsorption von Wasser an Fasern

In den folgenden Abschnitten werden Literaturstellen zu den jeweiligen Problemstellungen diskutiert. Ein weiterer Abschnitt widmet sich der Frage, ob in einer Glasfaserisolierung auf Grund der Temperaturdifferenzen natürlich Konvektion auftreten kann, die den Wärme- und Stofftransport beeinflussen könnte. Zunächst jedoch wird ein allgemeiner Überblick gegeben.

Dabei sollen verschiedene, für diese Arbeit relevante Herangehensweisen aufgezeigt werden. Allgemein gehen alle Betrachtungen von einem Kontinuumsansatz zur Beschreibung der porösen Matrix und der darin befindlichen Medien aus, wie beispielsweise von Eckert und Faghri (1980) beschrieben und begründet wird. Vafai und Sarkar (1986), Vafai und Whitaker (1986) und Vafai und Tien (1989) stellen dies zusätzlich dadurch heraus, dass sie lokal volumengemittelte Variablen einführen.

Luikov (1975) stellt ein Differentialgleichungssystem für den Wärme- und Stofftransport in kapillar-porösen Körpern vor. Hierbei werden die Potentiale Druck, Temperatur, Wasserdampfkonzentration und ein Wasser-Potential als Triebkräfte für die Gesamtmassen-, Wärme-, Dampfmassen- und Flüssigkeitsstrom identifiziert. Die Transportgleichungen entstehen nun durch die Verknüpfung der Ströme mit dem Gradient des Potentials über einen *Leitfähigkeitsterm*, welche für alle relevanten Kombinationen von Potential und Fluss hergeleitet werden.

Von Whitaker (1977) wird eine Theorie zu Trocknungsvorgängen in porösen Körpern zusammengefasst, die ein Gleichungssystem zur Betrachtung des gleichzeitigen Stoff-, Energie- und Impulstransportes aufstellt. Dieses Gleichungssystem wird als Ausgangspunkt betrachtet, um darauf aufbauend den konkreten Einzelfall beschreiben und betrachten zu können.

Die Arbeiten von Motakef (1984), Shapiro (1987) und Shapiro und Motakef (1990) untersuchen den Wasserdampf- und Wärmetransport in Glasfaserisolierungen sowohl in stationären als auch in transienten Fällen. Dazu wird ein eindimensionales Modell genutzt, dass zwischen einer trockenen und einer feuchten Zone, in der Kondensation auftritt, unterscheidet. Für stationäre Kondensation, sowie quasi-stationäre transiente Fälle werden die Modellgleichungen sowohl analytisch als auch numerisch gelöst. Ebenfalls wird der Einfluss einer Dampfbremse auf das Kondensationsverhalten in dem Isolationspaket untersucht. Motakef (1984) grenzt seine und die darauf aufbauenden Arbeiten von den Ansätzen von Luikov und seinen Mitarbeitern ab und entwickelt die Transportgleichung auf Basis der historischen Transportgleichungen, wie dem Fick'schen und dem Fourier'schen Gesetz, mit dem Ziel die Kopplung der Gleichungen zu minimieren.

Vafai und Sarkar (1986) stellen ein instationäres, eindimensionales Gleichungssystem auf, um den Transport von Wasserdampf und Wärme, sowie den Phasenwechsel zu Wasser darzustellen. Sie lösen die transienten Gleichungen allerdings nur, um den stationären Zustand zu untersuchen. Tao, Besant und Rezkallah (1991) erweitern dieses Modell um eine Eisphase und den Phasenwechsel Wasserdampf zu Eis. Das erweiterte Modell wird angewandt, um die Änderung des Wärmestroms durch ein Isolationspaket zu bestimmen, dass an der warmen Seite von feuchter Luft überströmt wird und auf der kalten Seite von einer undurchlässigen Wand begrenzt ist. Als Massentransport wird hier nur der Wasserdampftransport betrachtet, flüssiges Wasser und Eis werden aufgrund der niedrigen Volumenanteile als ortsfest angesehen. Im Gegensatz zu den Arbeiten, die auf den Ansatz von Motakef aufbauen, werden hier die instationären Gleichungen gelöst, da eine quasi-stationäre Betrachtung bei Eisbildung und geringer Akkumulation von flüssigem Wasser

nicht mehr geeignet ist. 1992 erweitern die Autoren dieses Modell um eine Adsorptionsmodell.

Auf dem gleichen Modell bauen auch Wijesundera et al. (1996) auf, wobei sie die Ergebnisse mit Messdaten vergleichen. Dabei können sie für die Temperaturverteilung, die Wärmeströme und den Flüssigkeitsanfall gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung zeigen.

3.1.1 Transport von Wasserdampf durch Folien

Eine Modellierung des Stofftransports durch eine Folie oder Membran wird in dem Teilgebiet Membranverfahren der Verfahrenstechnik in sehr vielfältiger Weise betrieben. Da die Stofftransportprozesse in einer solchen Membran sehr komplex sind und je nach Typ und Prozessbedingungen sehr unterschiedlich sein können, existieren viele, unterschiedlich tiefgehende Arten der Modellierung. Melin und Rautenbach (2004) geben mehrere Ebenen der Detaillierungstiefe der Modellierung an, die hier in aufsteigender Komplexität geordnet sind:

1. Empirische Modellierung
2. Halbempirische Modellierung
 - a) Membranabhängig
 - b) Membranunabhängig
3. Strukturmodelle

Empirische Modelle sehen die Membran als *black-box* und versuchen über ein ausführliches Netz an Versuchspunkten mittels Regressionsanalyse möglichst gut das Verhalten nachzubilden. Halbempirische Methoden dagegen gehen von einer idealisierten physikalischen Modellvorstellung aus, die idealerweise nur wenige Parametern benötigt, die in deutlich weniger Experimenten bestimmt werden können. Hier wird zwischen membranabhängigen Ansätzen unterschieden, die den Aufbau und die Beschaffenheit der Membran in den Modellierungsansatz einbringen, und membranunabhängigen, die rein phänomenologische Ansätze beinhalten. Strukturmodelle, die möglichst detailliert versuchen, die in der Membran ablaufenden Prozesse zu beschreiben, sind in der Grundlagenforschung zur Membranentwicklung ein geeignetes Werkzeug.

Weiterhin wird ausgeführt, dass die universelle Triebkraft für den Transport durch die Membran das chemische Potential darstellt. Kann ein dominierendes Potential, wie beispielsweise der Druck oder die Konzentration identifiziert werden, so ist auch eine Modellierung mit diesem Potential sinnvoll. Es gilt allerdings zu beachten, dass sich durch Variation der Randbedingungen oder durch den Prozessverlauf das dominierende Transportpotential ändern kann.

Auch wird von Melin und Rautenbach (2004) beschrieben, dass Transportvorgänge durch porenfreie Polymermembranen, wie sie in der aktuellen Problemstellung betrachtet werden, gut auf Basis des Lösungs-Diffusions-Modells (LDM) beschrieben werden können. Dieses kann als membranunabhängiges halbempirisches Modell eingeordnet werden. Hierbei wird die Membran analog zu einem realen Fluid betrachtet, in dem sich die sie

durchdringenden Stoffe lösen und diffusiv entlang des Gradienten ihrer treibenden Kraft transportiert werden.

In der Bauphysik wird ein einfaches LDM für den Transport von Wasserdampf durch Folien mit dem Konzept der *Wasserdampfdiffusionsäquivalenten Luftschichtdicke* s_d umgesetzt. Dies dient in erster Linie der Modellierung von Dampfbremsen und -sperrern in der Bautechnik. Hierbei ist keine detaillierte Betrachtung der Transportvorgänge in der Folie gewünscht, sondern die Folie wird lediglich als Transportwiderstand betrachtet. Grundlage des Modells ist, die Diffusion durch die Folie als Diffusion durch eine Luftschicht zu betrachten, die so dick ist, dass bei gleichen Konzentrationsrandbedingungen, der gleiche Molenstrom diffundiert. Wie beispielsweise in der DIN EN ISO 13788 beschrieben, wird hierzu eine Diffusionswiderstandszahl μ definiert, die das Verhältnis der Dicke s_d dieser fiktiven Luftschicht zu der Dicke d der Folie wiedergibt. Somit kann s_d bei bekannten Produkteigenschaften nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$s_d = \mu \cdot d \quad (3.1)$$

Zusätzlich wird Diffusion durch eine ebene Wand angenommen, so dass sich das erste Fick'sche Gesetz (vgl. Abschnitt 3.2) wie folgt vereinfacht:

$$\begin{aligned} \dot{n} &= -D \cdot \nabla c \\ \dot{n} &= -\frac{D}{s_d} \cdot \Delta c = -\frac{D}{\mu \cdot d} \cdot \Delta c \end{aligned} \quad (3.2)$$

Laut Künzel (1994) ist μ nicht temperaturabhängig aber für viele Folien feuchteabhängig. Es gibt auch für Flugzeugisolierungskonzepte relevante Folien, deren Diffusionswiderstandszahl von der relativen Feuchte der umgebenden Luft abhängt. Künzel und Kasper (1998) beschreiben die Entwicklung einer solchen feuchteadaptiven Dampfbremsfolie für den Baubereich. Zur Modellierung ist hier die Abhängigkeit der äquivalenten Luftschichtdicke über der relativen Feuchte der Luft in einem Diagramm angegeben.

Das Konzept der äquivalenten Luftschichtdicke lässt sich für Dampfdrücke anwenden, die weniger als 10 % des Gesamtdruckes betragen, damit eignet es sich auf jeden Fall für Temperaturen unter 40 °C. Auch Holm (2001) benutzt diesen Modellierungsansatz in seiner Arbeit über die Ermittlung der Genauigkeit von instationären hygrothermischen Bauteilberechnungen mittels eines stochastischen Konzepts.

3.1.2 Transport von Wasserdampf im Isolationspaket

Krischer und Kast (1978) behandeln Wasserdampfdiffusion in Haufwerken oder porigen Gütern mit dem Schwerpunkt auf Trocknung. Hier wird analog zu der Betrachtung von Folien in Abschnitt 3.1.1 die Diffusionswiderstandszahl verwendet. Auch ist μ für eine Reihe von Schüttungen und porösen Stoffen tabelliert. Als Abschätzung wird angegeben, dass bei fasrigen Stoffen von großer Porosität die Diffusionswiderstandszahl in etwa dem Kehrwert der Porosität entspricht. Auch Künzel (1988) gibt an, dass für Mineralfaserdämmstoffe ein $\mu \approx 1$ eine gute Abschätzung darstellt; bei einem nicht hydrophobierten Material der Rohdichte 160 kg m^{-3} sind Messwerte zwischen $\mu = 1,6 \dots 1,7$ ermittelt worden.

Faghri und Eckert (1980) betrachten das Eindringen von Feuchtigkeit in ein halb-unendliches poröses Medium, das durch periodische Temperaturschwankungen erzeugt

wird. Hierbei wird gezeigt, dass bei konstanten Stoffwerten, die Eindringtiefe nur von der Luikov-Zahl, dem Verhältnis von Wasserdampfdiffusivität zu thermischer Diffusivität, abhängt. Die Randbedingungen unterscheiden sich von dem in dieser Arbeit behandelten Problem dadurch, dass die Temperaturschwankung auf der Seite des Mediums erfolgt, an der auch die Feuchtigkeit eintritt.

Von Ogniewicz und Tien (1981) untersuchen den Transport und Phasenwechsel von Feuchtigkeit in einer porösen Isolierplatte hinsichtlich des Einflusses auf das Isolierverhalten. Sie benutzen dazu ein quasi-stationäres Modell, das sowohl einen konvektiven als auch einen diffusiven Transport abbildet, natürliche Konvektion wird vernachlässigt. Es werden Temperaturdifferenzen von 10 K bis 40 K über die Isolierung betrachtet.

Dieses Modell wird von Motakef und El-Masri (1986) aufgegriffen und weiterentwickelt. Dabei wird zwar nur ein diffusiver Transport der Gasphase betrachtet, dafür wird die Diffusion des flüssigen Wassers ergänzt. Diese Art der Modellierung wird auch von Shapiro und Motakef (1990) angewandt. Ziel ist hierbei die Bestimmung der Entwicklung der Position und Ausdehnung der Kondensationszone.

Vafai und Tien (1989) stellen ein Modell für den Transport und Phasenwechsel von Wasserdampf in porösen Materialien auf, bei dem sie soweit möglich auf Vereinfachungen verzichten. Darin führen sie zusätzlich zur Diffusion zwei konvektive Transportmechanismen auf. Zum einen setzen sie eine konvektive Strömung an, die durch Temperaturdifferenzen hervorgerufenen Dichteänderungen induziert wird. Zum anderen wird das Eindringen von Luft auf Grund geringer Druckunterschiede in der Isolierung berücksichtigt. Um die Strömung zu berechnen, setzen sie die Darcy-Gleichung an. Die Zulässigkeit dieser Vereinfachung wird von Vasseur et al. (1984) im Anhang ihres Artikels begründet, Bezug nehmend auf Vafai und Tien (1981). Die Autoren betonen auch, dass die zweidimensionalen Effekte in der Isolierung hauptsächlich von der Fluidströmung hervorgerufen werden und bei höheren Temperaturgradienten über die Isolierung stärker zum Tragen kommen, von größeren Druckunterschieden allerdings wieder signifikant vermindert werden. Auch wird diskutiert, ob die Annahme eines konstanten Gesamtdruckes zulässig ist. Hierzu wird angegeben, dass dies das Strömungsfeld stark verfälscht. Falls dieses aber nicht relevant ist, führt die Annahme nur zu einem vernachlässigbaren Fehler.

Neben den eben genannten Autoren nehmen auch Cheng und Fan (2004) sowie Fan et al. (2004) an, dass neben der Wasserdampfdiffusion auch der konvektive Transport der feuchten Luft ein wichtiger Transportmechanismus ist. Dieser konvektive Anteil wird hervorgerufen durch den Druckgradienten, der durch den Entzug von Wasserdampf aus der Gasphase auf Grund des Phasenwechsels zu Wasser erzeugt wird. Die resultierende Transportgeschwindigkeit modellieren sie ebenfalls mit einem Ansatz nach Darcy.

Künzel (1994) führt in seiner Dissertation über Verfahren zur ein- und zweidimensionalen Berechnung des gekoppelten Wärme- und Feuchtetransports in Bauteilen mit einfachen Kennwerten aus, dass keine Konvektionseffekte in Bauteilen aufgrund der Gesamtdruckdifferenz berücksichtigt werden müssen. Für den Wasserdampftransport setzt er nur Dampfdiffusion an. Allerdings werden auch kapillaraktive Stoffe untersucht, bei denen das adsorbierte Wasser sich auch durch Oberflächendiffusion bewegt. Zur Berechnung des Diffusionsstroms wird statt des Konzentrations- der Partialdruckgradient herangezogen, um den nicht-isothermen Verhältnissen gerecht zu werden.

Im Hinblick auf die Erhöhung der Luftfeuchte in der Flugzeugkabine und die Auswirkungen dieser Maßnahme auf den Feuchtetransport in der Isolierung diskutieren Witsch-

ke, Schmitz und Scherer (1999) verschiedene Mechanismen, durch die Wasserdampf im Isolationspaket transportiert wird. Als mögliche Mechanismen werden

- Hydraulische Strömung
- Kapillarleitung
- (Oberflächen-)Diffusion
- Thermodiffusion
- Knudsen-Diffusion

aufgeführt. Diese Transporteffekte werden auch schon von Fulford (1969) als Ergebnis einer Literaturstudie aufgezählt. Dieser merkt an, dass es in der Trocknungstechnik zu jener Zeit im großen und ganzen zwei Ansätze gibt: Der eine Ansatz betrachtet den Transport von Wasserdampf durch eine parallele und/oder serielle Verschaltung von Kapillar- und Diffusionstransport. Der andere Ansatz fasst alle Transportpotentiale zu einem Feuchtigkeitspotential zusammen, für das experimentell der Transportparameter gefunden werden muss. Zusätzlich wird der Feuchtetransport auf Grund des Temperaturgradienten betrachtet. Dieser Mechanismus, auch Thermodiffusion oder Soret-Effekt genannt, kann nach Luikov (1966) vernachlässigt werden.

Witschke, Schmitz und Scherer folgen dem ersten Ansatz und betrachten den Transport durch den Konzentrations- und den Druckgradienten. Dies ist auch in den nachfolgenden Arbeiten von Wörner et al. (2002) und Wörner (2006) der Fall, wobei in letzterer der Wasserdampftransport in den Simulationen auf zweidimensionalem Gebiet nur noch durch Diffusion erfolgt.

3.1.3 Transport von flüssigem Wasser im Isolationsaufbau

Als Transportmechanismen von flüssigen Wasser in porösen Medien zählt Fulford (1969) auf:

- Flüssigkeitstransport durch Kapillarkräfte
- Flüssigkeitstransport durch Differenzen in der Flüssigkeitskonzentration (hauptsächlich in gelösten Systemen)
- Oberflächendiffusion von Flüssigkeit in adsorbierten Flüssigkeitsschichten auf der Porenoberfläche
- Feuchtigkeitsfluss durch die Schwerkraft (hauptsächlich in grobporigen Materialien)

Harlan (1974) beschreibt den Transport von Wasser und Energie in einem teilweise gefrorenen Boden analog zu den Vorgängen in einem wasserungesättigten Boden mittels der Darcy-Gleichung. Es wird ausgeführt, dass diese Modellierung strenggenommen nur für den ungefrorenen Teil des Bodens gilt, aber auch gut auf den gefrorenen Teil anwendbar ist, sofern der Phasenwechsel mit berücksichtigt wird.

Nach Eckert und Faghri (1980) wird der Wassertransport im porösen Medium durch externe Kräfte, erzeugt durch Druckgradienten oder die Schwerkraft, oder interne Kräfte,

wie Kapillar-, intermolekulare oder osmotische Kräfte, verursacht. In ihrer Arbeit vernachlässigen sie die Schwerkraft und führen für die Berechnung des Flüssigkeitstransportes ein *Saugpotential* und eine der porösen Matrix anzupassende Flüssigkeitsdiffusivität ein.

Motakef (1984) merkt an, dass sich die Modellierung des Flüssigkeitstransport in Glasfaserisierungen aufgrund der sehr hohen Porosität von den Modellen in geologischen Bereichen, die die Wasserbewegung zum Beispiel in Böden untersucht, unterscheiden. Er leitet ein Modell aus dem Kräftegleichgewicht zwischen Kapillarkraft und Reibungskraft der Flüssigkeit an den Fasern her. Dabei wird zwischen der Diffusion in der Ebene, in der die Fasern liegen, und orthogonal dazu unterschieden. Auch wird der Einfluss der Schwerkraft mit untersucht. Die Modellierung wird zusätzlich experimentell verifiziert. Als Ergebnis lässt sich zusammenfassen, dass eine Bewegung der Flüssigkeit aufgrund von Kapillarkräften erst ab hohen Flüssiganteilen stattfindet. Voraussetzung dafür ist, dass nicht mehr nur einzelne Kondensattröpfchen vorliegen, sondern diese sich zu einem Wasserfilm an den Fasern vereinigt haben. Eine Diffusion quer zur Hauptfaserrichtung erfordert eine noch höhere Wasserbeladung. Dies hat zur Folge, dass bei einer Isolierung mit Fasern in Richtung der Schwerkraft, eine Flüssigkeitsbewegung quer zur Faserebene sehr unwahrscheinlich ist. Liegt die Isoliermatte senkrecht zur Schwerkraft erfolgt keine nennenswerte Drainage. Als Anhaltswerte für die Mobilitätsgrenze wird ein Verhältnis von Flüssigkeitsvolumen zu Hohlraumvolumen von 0,2 bis 0,3 angegeben, liegt der Flüssigkeitsanteil darunter, kann er als ortsfest angesehen werden.

Timusk und Tenende (1988) untersuchen experimentell die Drainage und die Saughöhe in Glasfaserisierungen. Hierbei betonen sie, dass kein kapillarer Transport orthogonal zu den Fasern stattfindet. Auch wird gezeigt, dass die maximale Steighöhe mit abnehmender Rohdichte abnimmt und sich beispielsweise bei einer Abnahme der Dichte von 100 kg m^{-3} auf 61 kg m^{-3} von ca. 30 mm auf ungefähr 15 mm halbiert.

Von Cid und Crausse (1990) werden Röntgenmessungen an Glasfaserisierungen durchgeführt, um zerstörungsfrei die Transportkoeffizienten von Wasser und die kapillaren Eigenschaften zu untersuchen. Dabei merken sie an, dass der Transport von flüssigen Wasser bevorzugt in einem Film entlang der Faser erfolgt und somit von einer höheren Rohdichte und abnehmendem Faserdurchmesser begünstigt wird.

Wijesundera und Hawlader (1992) untersuchen experimentell und numerisch ein liegendes Isolationspaket und stellen heraus, dass zur Beschreibung des Flüssigkeitstransportes in diesem Fall ein zweidimensionales Modell erforderlich ist, da sich die Flüssigkeit entlang der Fasern und damit orthogonal zur Hauptdiffusionsrichtung bewegt.

In numerischen Untersuchungen verwenden Wijesundera et al. (1996) die von Cid und Crausse (1990) gemessenen Flüssigkeitsdiffusionskoeffizienten und den hydraulischen Widerstand. Allerdings ergibt sich bei einem Vergleich mit Messdaten zur Flüssigkeitsbewegung, dass diese Koeffizienten die Bewegungsgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfront überschätzen. Nach diesen Messungen wird das Wasser erst ab einem Anteil von 0,2 mobil. Allerdings wird auch angemerkt, dass der Flüssigkeitstransport in Glasfaserisierungen noch nicht vollständig verstanden ist und ein anspruchsvolleres Modell für eine bessere Modellierung benötigt wird.

Li und Zhu (2003) studieren den Einfluss der Schwerkraft auf die Flüssigdiffusion in Textilfasergeweben. Dazu leiten sie den Flüssigkeitsdiffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von Kenngrößen der Flüssigkeit und des Gewebes sowie des Wasseranteils ab. Außerdem definieren sie die dimensionslose GS-Zahl N , die das Verhältnis zwischen Kapillar- und

Gewichtskraft darstellt. Mithilfe dieser Kennzahl kann abgeschätzt werden, ob die Gravitation einen Einfluss auf den Flüssigkeitstransport in dem porösen Medium hat.

3.1.4 Wärmetransport durch den Isolationsaufbau

Langlais, Hyrien und Klarsfeld (1982) geben eine Übersicht über die dominanten Wärmetransporteffekte in trockenen Glasfaserisolierungen. Den größten Einfluss hat die Wärmeleitung in der eingeschlossenen Luft. Bei geringen Packungsdichten spielt Wärmeübertragung durch Strahlung eine signifikante Rolle, die aber mit zunehmender Dichte abnimmt. Der Einfluss von natürlicher Konvektion wird als vernachlässigbar angegeben. Fällt Feuchtigkeit in der Isolierung an, so kann dies den scheinbaren Wärmeleitkoeffizienten verdoppeln.

Vafai und Whitaker (1986) untersuchen unter anderem den Einfluss der Kondensation von Wasser in porösen Isolierungen auf die Temperaturverteilung in derselben. Aus ihren Resultaten leiten sie einige generelle Aussagen ab. Darunter sind einige Vereinfachungen, die zu einer Energiebilanz führen, die als Transporteffekt nur noch die Wärmeleitung beinhaltet.

Auch Eckert und Faghri (1980) betrachten nur noch die Wärmeleitung als Transportprozess für Wärme. Die Enthalpie, die von dem diffundierenden Gasstrom mitgeführt wird, ist klein gegenüber der latenten Wärme, die beim Phasenwechsel umgesetzt wird, und wird deshalb vernachlässigt.

De Vries (1987) definiert eine scheinbare Wärmeleitfähigkeit bei der der Transport der latenten Wärme durch den Wasserdampftransport aufgrund des Temperaturgradienten mit einbezogen wird. Dieser Latentwärmestrom beruht auf der Tatsache, dass im stationären Zustand die Diffusion von Wasserdampf zur kälteren Seite von einem Transport von flüssigen Wasser zur wärmeren Seite überlagert wird. Daraus resultiert der Hinweis, dass man experimentell bestimmte Wärmeleitfähigkeiten unter nicht-isothermen Bedingungen (was systemimmanent ist) nicht einfach in die Fourier-Gleichung übernehmen darf, sondern diese Messwerte als scheinbare Wärmeleitfähigkeiten interpretieren muss.

Wijesundera et al. (1996) untersuchen drei verschiedene Modelle zur Beschreibung der Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit des Feuchtegehaltes. Dies ist eine serielle und eine parallele Anordnung von trockenem Material und Wasser, sowie die von Batty, O'Callaghan und Probert (1981) beschriebene Tröpfchenanordnung. Beim Vergleich von Messdaten mit den Ergebnissen bezüglich Wärmeströme und Wasseransammlung gibt das letztgenannte Modell die beste Übereinstimmung.

3.1.5 Phasenwechsel und Adsorption von Wasser

Literatur zum Phasenwechsel in porösen Medien wird beispielsweise von Yortsosa und Stubos (2001) zusammengefasst. Im folgenden wird im Gegensatz dazu speziell auf Literatur eingegangen, die sich mit dem Phasenwechsel von Wasser in Glasfaserisolierung beschäftigt, da diese sich in wesentlichen Punkten von anderen porösen Medien unterscheidet. Bei den geringen Dichten der hier untersuchten Werkstoffe ist eine sehr hohe Porosität mit relativ großen Porendurchmessern üblich. Dadurch grenzen sich Glasfaserisolierungen von anderen häufig untersuchten porösen Materialien wie Silikaten, Beton oder Böden ab.

Ogniewicz und Tien (1981) gehen zur Berechnung des Phasenwechsels in ihrem eindimensionalen stationären Modell einen indirekten Weg. Sie teilen das Gebiet in eine trockene und eine feuchte Zone auf. Die trockene Zone zeichnet sich dadurch aus, dass der Wasserdampfpartialdruck den Sättigungspartialdruck nicht übersteigt, in diesem Bereich ist die Kondensationsrate gleich null. In der feuchten Zone, in der ein Phasenwechsel des Wassers auftritt, wird der Wasseranteil in der Massenbilanz gleich dem Sättigungsanteil gesetzt, es wird also Gleichgewicht zwischen der Flüssig- und der Gasphase angenommen. Dadurch lässt sich mit der Wasserdampfbilanz in diesem Gebiet nun die Kondensationsrate berechnen.

Motakef (1984) diskutiert den Effekt der Porengröße auf eine Absenkung des Dampfdruckes in dem Medium. Er gibt an, dass dieser Effekt erst bei einer Porengröße im Ångströmbereich relevant wird und daher der Dampfdruck in Glasfaserisolierungen nur als eine Funktion der Temperatur betrachtet werden muss. Wie auch weiter von Shapiro (1987) verwendet, enthält die Energiebilanz einen Term $\left. \frac{dc}{dt} \right|_{\text{Phasenwechsel}}$ der die Änderung der Wasserdampfkonzentration durch den Phasenwechsel beschreibt. Dieser Term wird zu $\frac{dc}{dT} \cdot \frac{dT}{dt}$ erweitert, wobei die Ableitung der Wasserdampfkonzentration nach der Temperatur mit Hilfe der Clausius-Clapeyron Gleichung bestimmt wird. Es wird also davon ausgegangen, dass die Zeitkonstante für den Phasenwechselvorgang deutlich kleiner ist als die anderen relevanten Prozesse und Dampf- und Flüssigphase im Gleichgewicht stehen.

Vafai und Sarkar (1986) erläutert, dass bei Volumenanteilen von Wasser unter 10^{-6} keine Kondensation, sondern nur Adsorption auftritt. Dies wird damit begründet, dass solange noch Wasser adsorbiert wird, die Luft nicht den Sättigungszustand erreichen kann. Diese Aussage wird von einer Arbeit von Langlais, Hyrien und Klarsfeld (1982) abgeleitet. Darin werden unter anderem auch die Sorptionsisothermen von Wasser in Glasfaserisolierungen untersucht. Die maximale Wassermenge, die adsorbiert werden kann, wird mit kleiner 2 % angegeben, wobei das Bindemittel den größten Einfluss auf die Wasseraufnahmefähigkeit hat. Auch Künzel (1988) sagt aus, dass Mineralfaserstoffe, zu denen die Glaswolle gehört, als nicht hygroskopisch bewertet werden können und keine kapillaraktiven Hohlräume und Poren enthalten, in denen sich größere Flüssigkeitsmengen sammeln könnten. Die in diesem Artikel gemessenen Sorptionsfeuchte von Glaswolle bewegen sich unterhalb von 0,01 Vol.-%.

Tao, Besant und Rezkallah (1991) berücksichtigen in ihrem transienten Modell sowohl den Phasenwechsel dampfförmig – flüssig als auch dampfförmig – fest. Um den jeweils übergegangenen Massenstrom pro Zeitschritt zu berechnen, berechnen sie die aktuelle Partialdichte des Dampfes und die jeweilige Sattedampfdichte. Ergibt der Vergleich der beiden Dichten einen notwendigen Phasenwechsel, wird aus der Diffusionsgleichung der die Phase wechselnde Massenstrom berechnet, da die Partialdichte durch den Sättigungszustand festgelegt ist.

Von Tao, Besant und Rezkallah (1992) wird neben dem Phasenwechsel auch Adsorption berücksichtigt. Besitzt das Isolierpaket hygroskopische Eigenschaften, so ändern diese den zeitlichen Verlauf und die örtliche Verteilung der Feuchteansammlung maßgeblich. Als wichtigen Einflussparameter für die hygroskopischen Eigenschaften eines Glasfaserisolationpakets werden der Anteil und die Art des Bindemittels, sowie der Faserdurchmesser und die Rohdichte genannt. Aus Messdaten von Langlais, Hyrien und Klarsfeld (1982) und Pierce und Benner (1986) werden Sorptionsisothermen nach BET I und II (vgl. Brunauer, Emmett und Teller, 1938) abgeleitet. Auch hier ist deutlich zu sehen, dass die

Adsorptionsfähigkeit stark mit sinkender Rohdichte nachlässt. Die kleinste untersuchte Rohdichte liegt bei 20 kg m^{-3} und zeigt kaum noch hygroskopisches Verhalten.

Xu (1998) beschäftigt sich vor allem mit der Eisbildung. Er führt dazu aus, dass Eis von gebildeten Keimen aus in die Flüssigphase wächst. Die Keimbildung nimmt er von der Modellierung aus und setzt voraus, dass bei jeder Unterschreitung des Gefrierpunktes auch Keime zur Verfügung stehen. Er begründet das damit, dass wegen der Sublimation von Wasserdampf unter 0°C immer Keime in den Gasräumen existieren. Diese haben auch Kontakt zur Flüssigkeitsoberfläche und stehen somit auch für das Kristallwachstum aus der Flüssigphase zur Verfügung.

Des weiteren untersucht er die mathematische Beschreibung des Phasenwechsels. Er bezieht sich dabei u. a. Modelle von Luikov (1966) und Harlan (1974), entwickelt aber dann sein eigenes Modell. Er entwickelt dazu ein Modell, das vier mögliche Ereignisse unterscheidet:

1. Keine Phasenumwandlung
2. Durch Wärmeentzug verursachte Eisbildung
3. Durch Wasserzufuhr verursachte Eisbildung
4. Schmelzvorgang

Nicolai (2008) setzt sich mit der Dynamik der Verdampfung und Kondensation von Wasser in porösen Stoffen auseinander. Dabei kommt er zu dem Schluss, dass zwischen Dampf und Flüssigkeit Gleichgewicht angenommen werden kann. Dies begründet er damit, dass die Diffusion, die Dampf nachliefert oder abtransportiert, deutlich langsamer abläuft als der Phasenwechselvorgang und somit ein lokales Gleichgewicht zwischen den Phasen angesetzt werden darf.

Auch Fan, Luo und Li (2000) gehen von einem lokalen Gleichgewicht zwischen der Dampf- und der Flüssigphase aus. Außerdem betrachten sie das Konzentrations- sowie das Temperaturfeld im porösen Medium als quasistationär. Somit können sie bei Unterschreiten der Taupunkttemperatur die Sättigungskonzentration in die Wasserdampfmassebilanz einsetzen und sich aus dieser Erhaltungsgleichung die Akkumulationsrate von flüssigem Wasser berechnen.

Wang et al. (2003) sowie Zhu und Li (2003) nehmen in ihren instationären Modellen ebenfalls lokales Gleichgewicht zwischen der Dampf- und Flüssigphase an. Dabei wird der Phasenwechsel in den Massenbilanzen von flüssigen Wasser sowie Wasserdampf durch einen Quellterm beschrieben, der einen Stoffübergang von der Gasphase an die Oberfläche der Faser in die Flüssigphase modelliert. Dieser ist das Produkt aus dem Hohlraumanteil der feuchten Luft, einem Stoffübergangskoeffizienten für die Kondensation/Verdampfung, der spezifischen Faseroberfläche und der Differenz aus der Sättigungskonzentration und örtlichen Wasserdampfkonzentration.

Cheng und Fan (2004), Fan und Wen (2002) sowie Fan et al. (2004) lassen eine gewisse Übersättigung der feuchten Luft bei der Kondensation sowie die Existenz von flüssigen Wasser bei Luftfeuchten unter 100 % rel. F. zu. Sie begründen dies mit der realen Zeit, die der Kondensations- bzw. Verdunstungsvorgang benötigt und verweisen auf Diskrepanzen zwischen Modell und Messung bei der Annahme des instantanen Phasenwechsels.

Auch hier wird ein kinetischer Term zur Modellierung eingesetzt, der auf der Konzentrationsdifferenz zwischen Sättigung und Luftzustand basiert. In diesem Fall wird dazu die Hertz-Knudsen Gleichung angewandt (vgl. Jones, 1992), mit deren Hilfe sich die maximale Verdunstungsrate in einem partiellen Vakuum bestimmen lässt.

3.1.6 Natürliche Konvektion in Glasfaserisolierungen

Basierend auf der Darcy-Gleichung für die Durchströmung poröser Medien, die mit einer Boussinesq-Approximation erweitert wird, untersuchen Burns, Chow und Tien (1977) den Einfluss der natürlichen Konvektion in einer porösen Isolierung. Sie erkennen einen schwachen Einfluss und empfehlen, die Fasern der Isolierung orthogonal zur wahrscheinlichen Strömungsrichtung auszurichten, um die Ausbildung von Konvektionswalzen zu unterbinden.

Vafai und Sarkar (1986) führen aus, dass die relativ moderaten Temperaturdifferenzen und das üblicherweise große Längenverhältnis den Einfluss natürlicher Konvektionsströmung auf den Wärmeübergang in fasrigen Isolierungen stark einschränken. Dafür wird der Einfluss einer Luftströmung hervorgehoben, falls eine solche die Isolierung durchdringen kann. Zur Bewertung der Erhöhung des Wärmetransports durch den Phasenwechsel definieren die Autoren eine an die Nusselt-Zahl angelehnte Kennzahl Nu_c , die die Energieübertragung unter Berücksichtigung des Phasenwechsels ins Verhältnis setzt mit der Energieübertragung, die ohne Phasenwechsel erfolgen würde. Bei niedrigen Lewis-Zahlen kann diese Nusselt-Zahl in einem diffusionsdominierten System Werte von bis zu 1,15 annehmen, geht aber für höhere Lewis-Zahlen dann gegen 1.

Chan, Ivey und Barry (1970) untersuchen den Einfluss der natürlichen Konvektion auf den Wärmetransport in porösen Materialien. Als Kennzahl verwenden sie das Produkt aus der Darcy-Zahl, einer dimensionslosen Permeabilität und der Rayleigh-Zahl. Ab einem bestimmten Schwellenwert dieses Produkts von $4\pi^2$ wächst der Quotient aus scheinbarer Wärmeleitfähigkeit mit Konvektion zu scheinbarer Wärmeleitfähigkeit ohne Konvektion exponentiell mit $Da \cdot Ra$. Auch der Einfluss des Verhältnisses von Höhe zu Länge des porösen Mediums wird untersucht.

Auch Fournier und Klarsfeld (1974) untersuchen den Einfluss der natürlichen Konvektion in Glasfaserisolierungen und ihren Einfluss auf deren scheinbare Wärmeleitfähigkeit. Dabei wird zwischen einem horizontalem und einem vertikalen Fall unterschieden und ein Kriterium angegeben, anhand dessen mittels der Filtrations-Rayleigh-Zahl Ra^* bestimmt werden kann, ob die Randbedingungen zur Ausbildung von natürlicher Konvektion führen. Für den horizontalen Fall besteht nur bei einer instabilen Schichtung, also einem Wärmestrom von unten nach oben, die Möglichkeit der Ausbildung einer Konvektionsströmung.

3.2 Diffusion

Wie in den Abschnitten 3.1.1 und 3.1.2 beschrieben, wird der Transport der Feuchtigkeit im Isolierpaket als binäre Diffusion von Wasserdampf in Luft dargestellt. Die Betrachtung der feuchten Luft als binäres Gemisch wird später in Abschnitt 3.5.2 näher erläutert. An dieser Stelle wird vorausgesetzt, dass dieses Konzept angewandt werden darf.

Zur Beschreibung des Transportes durch Diffusion wird das Fick'sche Gesetz angewandt. In der Literatur wird hier als treibendes Gefälle meist der Konzentrations-, der Partialdichte- oder der Partialdruckgradient angesetzt:

$$\begin{aligned}\dot{n}_i &= -D \cdot \nabla c_i \\ \dot{m}_i &= -D \cdot \nabla \rho_i \\ \dot{m}_i &= -\delta_D \cdot \nabla p_i\end{aligned}\tag{3.3}$$

Dies ist jedoch in zweifacher Hinsicht eine Vereinfachung: Zum einen gilt dies nur für den isothermen Fall. Zum anderen setzt sich der durch eine makroskopische Ungleichverteilung in einem Stoffsystem hervorgerufene Ausgleichsstrom aus einem diffusiven und einem konvektiven Anteil zusammen. Im folgenden wird die Gültigkeit dieser beiden Vereinfachungen geprüft. Ausgangspunkt für die Überlegungen ist ein stationärer Stoffstrom zwischen zwei unendlich großen Reservoirs auf einem eindimensionalen Gebiet:

$$0 = \frac{\partial \dot{n}_1}{\partial z}\tag{3.4}$$

mit den Randbedingungen:

$$\begin{aligned}z = 0 : \quad x_{1,1} &= \frac{p_{\text{sat}}(298,15 \text{ K})}{1 \text{ bar}} = 3,781 \cdot 10^{-2} \\ z = l : \quad x_{1,2} &= \frac{p_{\text{sat}}(253,15 \text{ K})}{1 \text{ bar}} = 1,03 \cdot 10^{-3}\end{aligned}$$

Weiterhin wird ein lineares Temperaturprofil:

$$T = T_1 + \frac{z}{l} \cdot (T_2 - T_1)$$

mit den Temperaturen:

$$\begin{aligned}T_1 &= 298,15 \text{ K} \\ T_2 &= 253,15 \text{ K}\end{aligned}$$

angenommen. Diese Randbedingungen sind so gewählt, dass sie den Extremwerten im später betrachteten System entsprechen, um den maximal auftretenden Fehler abschätzen zu können.

3.2.1 Konvektiver Anteil am Stoffstrom

Diffusion wird durch die zufällige Molekularbewegung hervorgerufen und führt zu einer makroskopisch vollständigen Durchmischung. Nun kann durch den Diffusionsstrom auch eine konvektive Strömung verursacht werden, so dass ein Stoffstrom, der in einem Gemisch aufgrund eines örtlichen Unterschiedes der Zusammensetzung entsteht, mit folgender Gleichung beschrieben werden kann (vgl. z. B. Taylor und Krishna, 1993):

$$\dot{n}_i = j_i + c_i \cdot \bar{v}\tag{3.5}$$

Der Diffusionsstrom wird mit

$$j_i = -D \cdot c \cdot \nabla x_i\tag{3.6}$$

und die Referenzgeschwindigkeit als

$$\bar{v} = \bar{V}_1 \cdot \dot{n}_1 + \bar{V}_2 \cdot \dot{n}_2$$

beschrieben. Da das in dieser Arbeit betrachtete Stoffsystem als eine ideale Mischung idealer Gase betrachtet werden kann, können die partiell molaren Volumina der beiden Gase durch das molare Volume des idealen Gases ersetzt werden. Dieses entspricht dem Kehrwert der Gesamtkonzentration. Damit erhält man:

$$\bar{v} = \frac{1}{c} \cdot (\dot{n}_1 + \dot{n}_2) \quad (3.7)$$

In diesem Fall wird die volumengemittelte Geschwindigkeit als Bezugssystem verwendet. Die Gültigkeit der Wahl des Bezugssystems wird weiter unten diskutiert.

Da der resultierende Stoffstrom von Interesse ist, ist zu klären, ob die Vereinfachung, diesem dem diffusiven Anteil gleichzusetzen, in der vorliegenden Arbeit zulässig ist. Etwaige konvektive Anteile, die beispielsweise durch Druck- oder Temperaturgradienten hervorgerufen werden, sind in dieser Überlegung nicht einbezogen.

Zur Abschätzung wird der stationäre Stoffstrom zwischen zwei unendlichen Reservoirs berechnet, in denen die Wasserdampfpartialdrücke den im vorliegenden Problem auftretenden Extremen entspricht. Die folgenden Gleichungen und Überlegungen basieren auf einem Beispiel von Cussler (2000). Für den kombinierten Fall gilt dann nach den Gleichungen (3.5), (3.6) und (3.7):

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= j_1 + c_1 \cdot \bar{v} \\ &= -D \cdot c \cdot \nabla x_1 + \frac{c_1}{c} \cdot (\dot{n}_1 + \dot{n}_2) \end{aligned}$$

mit der Annahme, dass die Geschwindigkeit des Solvents, hier die der trockenen Luft, gegen Null geht und $x_1 = c_1/c$, folgt:

$$\dot{n}_1 \cdot (1 - x_1) = -D \cdot c \cdot \frac{dx_1}{dz}$$

Integriert man diese Gleichung unter der Annahme eines konstanten Diffusionskoeffizienten, so ergibt sich für den Stoffstrom:

$$\dot{n}_1 = \frac{D \cdot c}{l} \cdot \ln \left(\frac{1 - x_{1l}}{1 - x_{10}} \right) = 0,0375 \cdot \frac{D \cdot c}{l} \quad (3.8)$$

Vernachlässigt man den konvektiven Term und löst nur

$$\dot{n}_1 = -D \cdot c \cdot \nabla x_1$$

so erhält man:

$$\dot{n}_1 = \frac{D \cdot c}{l} \cdot (x_{10} - x_{1l}) = 0,0368 \cdot \frac{D \cdot c}{l} \quad (3.9)$$

Der Unterschied in den Ergebnissen aus den Gleichungen (3.8) und (3.9) in dieser Konfiguration ist kleiner als 2 % und somit wird im folgenden auf die Modellierung des konvektiven Anteils verzichtet.

3.2.2 Nicht-isotherme Diffusion

Die zweite Vereinfachung bei der Verwendung von Gleichung (3.3) ist die Annahme des isothermen Falls. Nach Taylor und Krishna (1993) sowie Reid, Prausnitz und Poling (1987) wird das erste Fick'sche Gesetz für binäre Diffusion für den nicht-isothermen Fall mit dem Gradienten des Molenbruchs gebildet. Bird, Stewart und Lightfoot (1960) geben an, dass die Diffusionskoeffizienten sowohl bei Wahl des Konzentrations- als auch des Molenbruchgradienten identisch sind. Somit gilt:

$$\dot{n}_1 = -c \cdot D \cdot \nabla x_1 \quad (3.10)$$

Um die Notwendigkeit dieser Formulierung zu zeigen, bilden Taylor und Krishna das vollständige Differential von c_1 und diskutieren anhand dessen die Anwendbarkeit der Gleichung (3.3) anstelle von (3.10). An dieser Stelle wird ein leicht anderer Weg gewählt und die Abweichung anhand der oben gewählten, für die aktuelle Arbeit repräsentativen Randbedingungen untersucht. Ausgangspunkt der Überlegungen ist das Fick'sche Gesetz, geschrieben mit dem Gradienten der Molanteile (3.10):

$$\begin{aligned} \dot{n}_1 &= \underbrace{-D \cdot c \cdot \nabla x_1}_{j_{\text{nicht-isotherm}}} \\ &= -D \cdot (\nabla c_1 - x_1 \cdot \nabla c) \\ &= \underbrace{-D \cdot \nabla c_1}_{j_{\text{isotherm}}} + \underbrace{D \cdot x_1 \cdot \nabla c}_{\Delta j} \\ &= -D \cdot \nabla c_1 + D \cdot x_1 \cdot \frac{\partial c}{\partial T} \cdot \nabla T \end{aligned}$$

Auf diese Art lässt sich der Fluss in einen Anteil, der aufgrund der Konzentrationsgradienten zustande kommt, und die Einflussnahme des Temperaturgradienten aufteilen. Zu klären ist nun, ob

$$\underbrace{|c \cdot \nabla x_1|}_{\sim j_{\text{nicht-isotherm}}} \gg \underbrace{|x_1 \cdot \nabla c|}_{\sim \Delta j} \quad (3.11)$$

gilt. Um diesen Vergleich anstellen zu können, müssen $c(z)$ und $x_1(z)$ bekannt sein oder abgeschätzt werden. $c(z)$ wird aus dem idealen Gas-Gesetz mit der Annahme eines linearen Temperaturprofils bestimmt:

$$\begin{aligned} c(z) &= \frac{n}{V} = \frac{p}{R \cdot T} \\ &= \frac{p}{R \cdot \left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot (T_2 - T_1)\right)} \\ &= \frac{p}{R \cdot \left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T\right)} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Der Gradient von $c(z)$ ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \nabla c(z) &= \frac{dc}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{p}{R \cdot \left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T\right)} \right) \\ &= \frac{p}{R \cdot l} \cdot \frac{\Delta T}{\left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T\right)^2} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Um $x_1(z)$ zu bestimmen wird Gleichung (3.10) in (3.4) eingesetzt und die entstehende Differentialgleichung gelöst:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{d\dot{n}_1}{dz} = \frac{d}{dz} \left(-D \cdot c \cdot \frac{dx_1}{dz} \right) \\ &= \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T} \cdot \frac{dx_1}{dz} \right) \end{aligned}$$

Durch Trennung der Variablen und erhält man nach der Integration:

$$k_1 = \frac{1}{T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T} \cdot \frac{dx_1}{dz}$$

Auch diese Gleichung lässt sich umformen und integrieren, so dass $x_1(z)$ bestimmt werden kann:

$$\begin{aligned} \int_{\xi_0}^{x_1} d\xi &= \int_{z_0}^z k_1 \cdot \left(T_1 + \frac{\tau}{l} \cdot \Delta T \right) d\tau \\ \Rightarrow \\ x_1(z) &= k_1 \cdot \left(T_1 \cdot z + \frac{z^2}{2 \cdot l} \cdot \Delta T \right) + k_2 \end{aligned}$$

Mit den Randbedingungen

$$x_1(0) = x_{1,1} \quad \text{und} \quad x_1(l) = x_{1,2}$$

lassen sich die Integrationskonstanten k_1 und k_2 berechnen, so dass sich letztendlich ergibt:

$$x_1(z) = \frac{x_{1,2} - x_{1,1}}{\left(T_1 + \frac{1}{2} \cdot \Delta T \right)} \cdot \left(T_1 \cdot \frac{z}{l} + \frac{z^2}{2 \cdot l^2} \cdot \Delta T \right) + x_{1,1} \quad (3.14)$$

Daraus folgt für den Gradienten:

$$\nabla x_1(z) = \frac{x_{1,2} - x_{1,1}}{l} \cdot \frac{\left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T \right)}{\left(T_1 + \frac{1}{2} \cdot \Delta T \right)} \quad (3.15)$$

Setzt man nun die Gleichungen (3.12), (3.13), (3.14) und (3.15) in die Ungleichung (3.11) ein, so erhält man:

$$\underbrace{\left| \frac{(x_{1,2} - x_{1,1})}{T_1 + \frac{1}{2} \cdot \Delta T} \right|}_{\sim j_{\text{nicht-iso}}} \gg \underbrace{\left| \left(\frac{T_1 \cdot z + \frac{z^2}{2l} \cdot \Delta T}{l \cdot \left(T_1 + \frac{1}{2} \cdot \Delta T \right)} \cdot (x_{1,2} - x_{1,1}) + x_{1,1} \right) \cdot \frac{\Delta T}{\left(T_1 + \frac{z}{l} \cdot \Delta T \right)^2} \right|}_{\sim \Delta j} \quad (3.16)$$

Zur Abschätzung kann nun überprüft werden, ob

$$\left| \frac{\sim \Delta j}{\sim j_{\text{nicht-iso}}} \right| \ll 1$$

gilt. Als Länge wird ein Diffusionsweg von $5 \cdot 10^{-2}$ m angesetzt. In Abbildung 3.1 ist zu sehen, dass der Fluss mit den Annahmen der isothermen Diffusion nicht mehr konstant über die Weglänge berechnet wird und der Fehler in der Größenordnung des berechneten nicht-isothermen Flusses liegt. Die vereinfachende Annahme der isothermen Diffusion und damit die Wahl des Konzentrationsgradienten wird damit nicht getroffen und für den diffusiven Fluss Gleichung (3.10) angewandt.

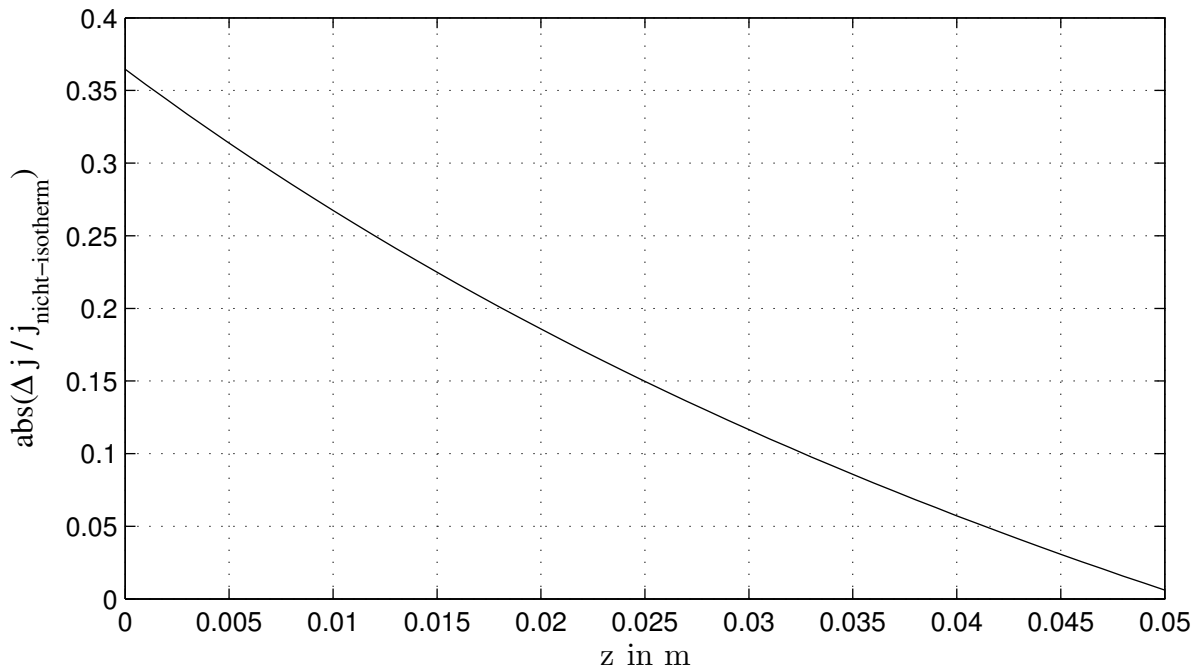


Abbildung 3.1: Abschätzung der relative Abweichung des Diffusionsstroms berechnet mit dem Konzentrationsgradienten im nicht-isothermen Fall zur Berechnung mit dem Molanteilsgradienten.

3.3 Modellierung des Phasenwechsels

Im vorliegenden Fall wird nur der Phasenwechsel und keine Sorption von Wasser betrachtet, da als Isolationsmaterial Glasfaserisolierung mit niedriger Rohdichte im Fokus steht. Wird das Modell für andere Materialien angewandt ist die Gültigkeit dieser Annahme zu prüfen.

Abbildung 3.2 zeigt das Phasendiagramm von reinem Wasser. Hier lassen sich die Gleichgewichtszustände Druck und Temperatur der drei Phasen fest, flüssig und dampfförmig im für diese Arbeit relevanten Temperaturbereich ablesen. Aufgabe der Modellierung ist es, konstitutive Gleichungen aufzustellen, die dieses Gleichgewichtsverhalten in das dynamische Modell implementieren ohne die numerische Lösung des resultierenden Gleichungssystems unnötig zu erschweren.

Zur Beschreibung des Phasenwechsels werden meist getrennte Bilanzen für die verschiedenen Aggregatzustände aufgestellt und diese über Quellterme gekoppelt. Viele der in Kapitel 3.1 zitierten Arbeiten betrachten entweder nur Systeme, in denen Wasser nur in zwei Aggregatzuständen auftritt (z. B. Wang et al., 2003), oder sie bilanzieren zwei Aggregatzustände zusammen, wie Faghri und Eckert (1980). In einem dritten Ansatz, wie ihn Tao, Besant und Rezkallah (1991) verwenden, wird das Gebiet in eine trockene, eine feuchte und eine gefrorene Region aufgeteilt und die Bewegung der Grenzen der verschiedenen Gebiete zu berechnet. Je nach Gebiet werden dann verschieden parametrisierte Gleichungen gelöst.

Der in dieser Arbeit verwendete Ansatz ähnelt dem Vorgehen von Cheng und Fan und führt kinetische Quellterme für den Phasenwechsel ein. Dies bedeutet, dass im Gegensatz zu vielen anderen Arbeiten nicht angenommen wird, dass beispielsweise bei einer Ab-

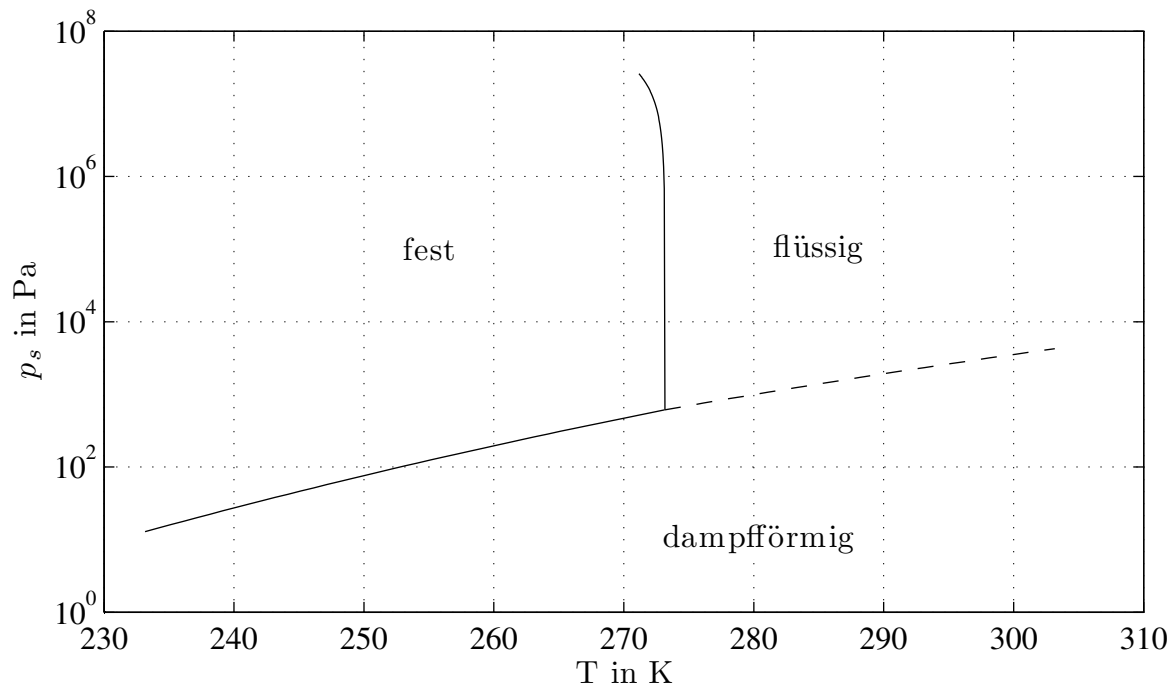


Abbildung 3.2: Phasendiagramm von Wasser; Dampfdruckkurve nach International Steam Tables (2008), Schmelz- und Sublimationsdruckkurve nach Wagner, Saul und Pruß (1994)

senkung der Temperatur aller Wasserdampf über dem Sättigungszustand instantan kondensiert. Es können also Luftfeuchten von über 100 % rel. F. auftreten oder auch Wasser oder Eis bei Feuchten unterhalb dieses Werten vorhanden sein. Die Autoren benutzen als Quellterm die Hertz-Knudsen Gleichung für die Netto-Verdampfungsrate in ein partielles Vakuum, wie sie von Jones (1992) dargestellt wird:

$$\frac{\dot{n}_{lv}}{A} = E \cdot \sqrt{\frac{M_W}{2\pi R}} \cdot \left(\frac{p_{sat}}{\sqrt{T_{sat}}} - \frac{p_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (3.17)$$

Die Größen sind hier in folgenden Einheiten einzusetzen:

$$\begin{aligned} [\dot{n}] &= \text{g s}^{-1} \\ [A] &= \text{cm}^2 \\ [M] &= \text{g mol}^{-1} \\ [p] &= \text{dyn cm}^{-2} \\ [T] &= \text{K} \end{aligned}$$

Von Jones wird ausgeführt, dass Gleichung (3.17) die maximal mögliche Verdunstungsrate wiedergibt und über den dimensionslosen Verdampfungskoeffizient E an die wirklichen Gegebenheiten angepasst werden muss, da meist die Diffusion durch die sich über der Wasseroberfläche bildende Grenzschicht den geschwindigkeitsbestimmenden Schritt darstellt.

Da im vorliegenden Fall lokales thermisches Gleichgewicht und ein Transport durch Diffusion angenommen wird, kann davon ausgegangen werden, dass sich im porösen Medium

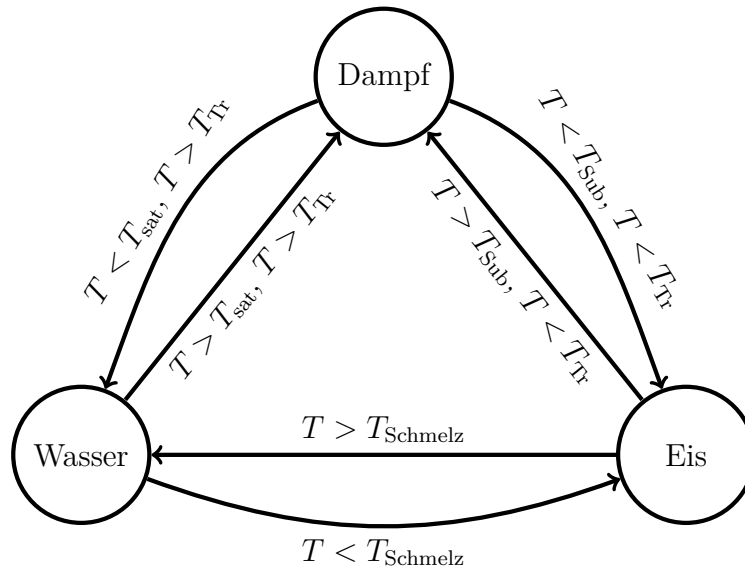


Abbildung 3.3: Schema der Phasenwechselbeziehungen und die Bedingungen für die jeweiligen Phasenübergänge

Isolierung auch die verschiedenen Aggregatzustände annähernd im Gleichgewicht befinden, also die Temperatur die Verteilung des Wassers auf die einzelnen Phasen bestimmt. Aufgrund der wechselseitigen Kopplung der Stoffmengen- und die Energiebilanz durch den Phasenwechsel, erscheint ein kinetischer Ansatz, der einen diskontinuierlichen Übergang zwischen den Phasen vermeidet, sinnvoll, da diese Diskontinuität zu Konvergenzproblemen bei der numerischen Integration der Gleichungssystems führen kann. Bei dem kinetischen Ansatz ist in der Anwendung darauf zu achten, dass die Geschwindigkeitskonstante der den Phasenwechsel beschreibenden Terme so gewählt ist, dass der Stoffübergang schnell genug von statten geht, um annähernd ein Gleichgewicht zwischen den Phasen zu beschreiben, aber langsam genug, dass das zu lösende Differentialgleichungssystem nicht zu steif wird.

Dazu sind die wechselseitigen Beziehungen der drei möglichen Aggregatzustände Wasserdampf, flüssiges Wasser und Eis zu betrachten, wie sie in Abbildung 3.3 dargestellt sind. Auf den Pfeilen, die den Phasenübergang symbolisieren, sind die Bedingungen angeschrieben, unter denen der jeweilige Vorgang abläuft. Dabei ist folgendes zu beachten: In der Fest- und Flüssigphase wird davon ausgegangen, dass diese beiden Phasen jeweils nur aus dem Reinstoff bestehen, beziehungsweise Verunreinigungen für die Modellierung vernachlässigt werden können. Damit stehen diese beiden Phasen jeweils unter dem Gesamtdruck des Systems, der als konstant angenommen wird. Der Wasserdampf befindet sich jedoch in einer Mischung mit den anderen Komponenten der Luft, so dass der Wasserdampfpartialdruck von seinem Anteil in der Gasphase abhängt. Damit ergibt sich die Situation, der die Temperaturen für die Übergänge dampfförmig-flüssig und dampfförmig-fest vom Wassergehalt in der Gasphase abhängen, wogegen die Schmelztemperatur bei konstantem Druck als konstant betrachtet werden kann.

Bezogen auf Abbildung 3.2 bedeutet dies, dass für den Wasserdampf der Wasserdampfpartialdruck auf der Ordinate abzulesen ist, bei Wasser und Eis der Gesamtdruck. Aus dem Diagramm wird auch deutlich, dass die Schmelztemperatur für einen sehr großen

Druckbereich als konstant betrachtet werden kann. Die Temperatur des Tripelpunkt von Wasser ist per Definition konstant. Näheres zu der Betrachtung der feuchten Luft ist in Abschnitt 3.5.2 zusammengefasst.

Der Ansatz der Quellterme erfolgt als Kinetik erster Ordnung. Ausführlich wird hier der Term der volumenbezogenen Änderung von der Dampf- zur Flüssigphase¹ hergeleitet. Hierbei wird festgelegt, dass die Zunahme der Molmenge durch den Phasenwechsel proportional zu der Molmenge der Phase ist, aus der die betrachtete Phase sich bildet. Demnach muss die Abnahme einer Phase proportional zu ihrer eigenen noch vorhandenen Molmenge sein:

$$\begin{aligned}
\left. \frac{1}{V} \frac{dn}{dt} \right|_{vl} &= k_{vl} \cdot \frac{n_v}{V} - k_{lv} \cdot \frac{n_l}{V} \\
&= \varepsilon \cdot \left(k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot \frac{n_v}{V_v} - k_{lv} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{n_l}{V_l} \right) \\
&= \varepsilon \cdot \left(k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c - k_{lv} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{m_l}{V_l \cdot M_W} \right) \\
&= \varepsilon \cdot \left(k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c - k_{lv} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{\varrho_l}{M_W} \right)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

Analog gilt für den Phasenwechsel von Dampf nach Fest:

$$\left. \frac{1}{V} \frac{dn}{dt} \right|_{vs} = \varepsilon \cdot \left(k_{vs} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c - k_{sv} \cdot \varepsilon_s \cdot \frac{\varrho_s}{M_W} \right) \tag{3.19}$$

und von Flüssig nach Fest:

$$\left. \frac{1}{V} \frac{dn}{dt} \right|_{ls} = \varepsilon \cdot \left(k_{ls} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{\varrho_l}{M_W} - k_{sl} \cdot \varepsilon_s \cdot \frac{\varrho_s}{M_W} \right). \tag{3.20}$$

Da diese Terme die Richtung des Phasenwechsels mitberücksichtigen, gilt außerdem:

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{ij} = - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{ji} \tag{3.21}$$

Mittels der Geschwindigkeitsfaktoren k_{ij} werden die Zustandsbereiche gesteuert, in denen der jeweilige Phasenwechsel stattfindet. Zur Vermeidung von Unstetigkeiten beim Erreichen der Phasengrenze werden die Faktoren durch eine geglättete Sprungfunktion $H(x, \delta)$ definiert:

$$H(x, \delta) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < -\delta \\ \text{Polynom vom Grad 6} & \text{für } -\delta < x < \delta \\ 1 & \text{für } x > \delta \end{cases} \tag{3.22}$$

mit kontinuierlicher zweiter Ableitung nach x

¹Die Richtung der Phasenänderung wird über den Index angegeben, hier bedeutet vl von v (Dampf) nach l (Flüssig).

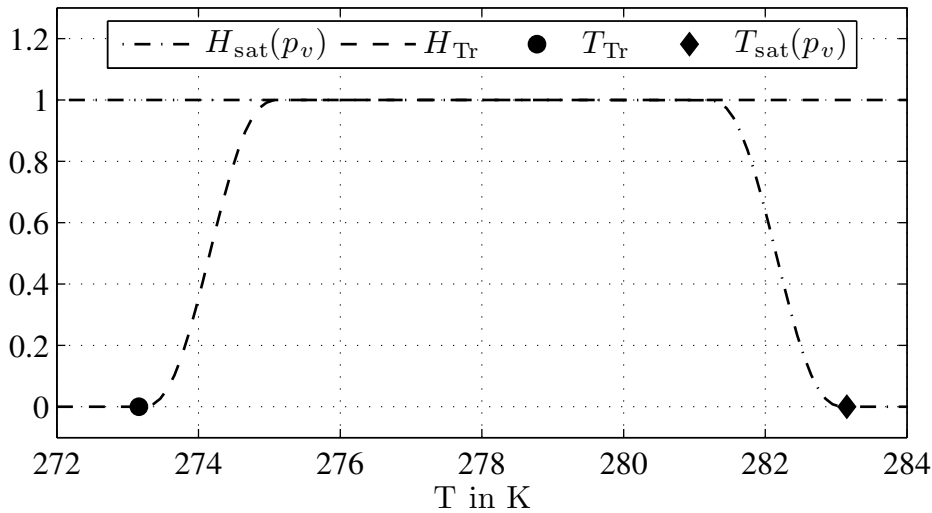


Abbildung 3.4: Beispiel für H zur Berechnung der Geschwindigkeitsfaktoren: Die zwei H -Funktionen aus Gleichung (3.23a) sind über der Temperatur aufgetragen, die Sättigungstemperatur T_{sat} ist in diesem Beispiel 283,15 K.

Mit deren Hilfe lassen sich nun wie folgt die sechs Geschwindigkeitsfaktoren definieren:

$$k_{vl} = k \cdot \underbrace{H(T_{\text{sat}}(p_v) - T - \Delta_1 T, \Delta_2 T)}_{H_{\text{sat}}} \cdot \underbrace{H(T - T_{\text{Tr}} - \Delta_1 T, \Delta_2 T)}_{H_{\text{Tr}}} \quad (3.23a)$$

$$k_{lv} = k \cdot H(T - T_{\text{sat}}(p_v) - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \cdot H(T - T_{\text{Tr}} - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \quad (3.23b)$$

$$k_{vs} = k \cdot H(T_{\text{Sub}}(p_v) - T - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \cdot H(T_{\text{Tr}} - T - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \quad (3.23c)$$

$$k_{sv} = k \cdot H(T - T_{\text{Sub}}(p_v) - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \cdot H(T_{\text{Tr}} - T - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \quad (3.23d)$$

$$k_{ls} = k \cdot H(T_{\text{Schmelz}} - T - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \quad (3.23e)$$

$$k_{sl} = k \cdot H(T - T_{\text{Schmelz}} - \Delta_1 T, \Delta_2 T) \quad (3.23f)$$

Die beiden Temperaturdifferenzen $\Delta_1 T$ und $\Delta_2 T$ bestimmen den Verlauf von k_{ij} in der Umgebung der jeweiligen Temperatur, bei der ein Phasenwechsel erfolgt. $\Delta_1 T$ bestimmt in welchen Abstand der Sättigungstemperatur k_{ij} einen Wert ungleich Null annimmt, wogegen $\Delta_2 T$ die Breite des Übergangsbereich von Null zu Eins bestimmt. Abbildung 3.4 zeigt exemplarisch die zwei H -Funktionen aus Gleichung (3.23a) für $\Delta_1 T = \Delta_2 T$. Multipliziert man die beiden, so ist offensichtlich, dass k_{vl} nur im Bereich zwischen Tripelpunkt und Sättigungstemperatur größer Null ist. Befindet man sich nun in diesem Bereich, wird solange Wasser auskondensieren bis der Wasserdampfpartialdruck soweit gesunken ist, dass die dazu gehörige Sättigungstemperatur gleich der Systemtemperatur ist.

3.4 Stoffmengen- und Energiebilanzen

In diesem Abschnitt werden Bilanzgleichungen aufgestellt, mit deren Hilfe die Feuchtigkeitsakkumulation in der Isolierung untersucht werden soll. Diese werden für den eindimensionalen Fall hergeleitet, können aber dann auch auf höhere Dimensionen übertragen werden. Die Annahmen, die in die Gleichungen einfließen, sind bereits am Anfang dieses Kapitels vorgestellt worden. Zuvor werden einige allgemeine Beziehungen vorgestellt.

Das Volumen einer Phase lässt sich über Volumenanteile am Gesamtvolumen ausdrücken:

$$V_i = \varepsilon \cdot \varepsilon_i \cdot V \quad (3.24)$$

wobei ε den Hohlraumanteil der Isolierungsmatrix angibt und ε_i den Anteil der jeweiligen Phase an diesem Hohlraumanteil. Damit gilt auch:

$$\sum_i \varepsilon_i = 1 \quad (3.25)$$

Die Betrachtung der feuchten Luft als ideale Mischung idealer Gase (vgl. Abschnitt 3.5.2) erlaubt die Verwendung des idealen Gasgesetzes zur Berechnung der Konzentration:

$$c = \frac{n}{V_v} = \frac{p}{R \cdot T}. \quad (3.26)$$

Weiterhin gilt für die Konzentrationen und Molanteile:

$$\begin{aligned} x_i \cdot c &= c_i \\ \sum_i x_i &= 1 \end{aligned}$$

Da Angaben zur feuchten Luft meist in der Einheit der Beladung gemacht werden, muss diese in Molanteile umgerechnet werden. Dies erfolgt mit den folgenden Beziehungen:

$$\begin{aligned} x_{Mi} &= \frac{X_{Mi}}{X_{Mi} - 1} \\ x_i &= \frac{x_{Mi}/M_i}{\sum_i (x_{Mi}/M_i)} \end{aligned}$$

Die sich im Berechnungsgebiet befindlichen Massen lassen sich wie folgt berechnen:

$$m_{wA} = \int \varepsilon \cdot \varepsilon_v \cdot c \cdot (x_v \cdot M_W + (1 - x_v) \cdot M_A) \, dV \quad (3.27a)$$

$$m_l = \int \varepsilon \cdot \varepsilon_l \cdot \rho_l \, dV \quad (3.27b)$$

$$m_s = \int \varepsilon \cdot \varepsilon_s \cdot \rho_s \, dV \quad (3.27c)$$

3.4.1 Stoffmengenbilanzen

Betrachtet man ein differentielles Volumen der Isolierung, so kann man für die Stoffmenge des Wasserdampfes folgende Bilanz aufstellen:

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} = \dot{n}_v|_x - \dot{n}_v|_{x+dx} - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vl} - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vs} \quad (3.28)$$

Setzt man für $\dot{n}_v|_{x+dx}$ eine Taylorentwicklung an, bei der man Terme zweiter und höherer Ordnung vernachlässigt, erhält man:

$$\frac{\partial n_v}{\partial t} = -\frac{\partial \dot{n}_v}{\partial x} dx - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vl} - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vs}$$

Zur weiteren Umformung ersetzt man die Stoffmenge durch das Produkt aus Molanteil, Konzentration und Gasvolumen. Der Stoffstrom wird durch das Fick'sche Gesetz nach Gleichung (3.10) beschrieben, allerdings muss der Diffusionskoeffizient mit dem Hohlraumanteil der Gasphase multipliziert werden, da die Diffusion hier im porösen Medium erfolgt (vgl. z. B. Gu et al., 1998, Wang et al., 2004):

$$\frac{\partial (x_v \cdot c \cdot V_v)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(A \cdot c \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_v \cdot D \cdot \frac{\partial x_v}{\partial x} \right) dx - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vl} - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vs} \quad (3.29)$$

Der Speicherterm lässt sich mit den Gleichungen (3.24) und (3.26) wie folgt erweitern:

$$\begin{aligned} \frac{\partial (x_v \cdot c \cdot V_v)}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \left(x_v \cdot \frac{p}{R \cdot T} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_v \cdot V \right) \\ &= \frac{\varepsilon \cdot p \cdot V}{R \cdot T} \cdot \left(x_v \cdot \frac{d\varepsilon_v}{dt} - \frac{x_v \cdot \varepsilon_v}{T} \cdot \frac{dT}{dt} + \varepsilon_v \cdot \frac{dx_v}{dt} \right) \\ &= \varepsilon \cdot c \cdot V \cdot \left(x_v \cdot \frac{d\varepsilon_v}{dt} - \frac{x_v \cdot \varepsilon_v}{T} \cdot \frac{dT}{dt} + \varepsilon_v \cdot \frac{dx_v}{dt} \right) \end{aligned} \quad (3.30)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.30) sowie den Phasenwechselbeziehungen (3.18) und (3.19) in (3.29) erhält man unter der Berücksichtigung von $V = A \cdot dx$ eine partielle Differentialgleichung für den Molanteil von Wasserdampf. Diese lässt sich leicht auf alle drei Raumrichtungen erweitern, die allgemeine Form lautet damit:

$$\begin{aligned} \varepsilon_v \cdot c \cdot \frac{\partial x_v}{\partial t} &= \nabla \cdot (c \cdot \varepsilon_v \cdot D \cdot \nabla x_v) - x_v \cdot c \cdot \frac{d\varepsilon_v}{dt} + \frac{x_v \cdot c \cdot \varepsilon_v}{T} \cdot \frac{dT}{dt} \\ &\quad - k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c + k_{lv} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{\varrho_l}{M_W} \\ &\quad - k_{vs} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c + k_{sv} \cdot \varepsilon_s \cdot \frac{\varrho_s}{M_W} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Analog zu Gleichung (3.28) lassen sich auch die Bilanzen für Wasser und Eis aufstellen, mit dem Unterschied, dass diese beiden Phasen ortsfest betrachtet werden und somit kein Fluss über die Bilanzvolumengrenze auftritt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_l}{\partial t} &= \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vl} - \left. \frac{dn}{dt} \right|_{ls} \\ \frac{\partial n_s}{\partial t} &= \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vs} + \left. \frac{dn}{dt} \right|_{ls} \end{aligned}$$

Die Kombination mit den Gleichungen (3.24), sowie (3.20) und (3.18) bzw. (3.19) führen zu

$$\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} = \frac{M_W}{\varrho_l} \cdot k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c + k_{sl} \cdot \varepsilon_s \cdot \frac{\varrho_s}{\varrho_l} - (k_{lv} + k_{ls}) \cdot \varepsilon_l \quad (3.32)$$

und

$$\frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} = \frac{M_W}{\varrho_s} \cdot k_{vs} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c + k_{ls} \cdot \varepsilon_l \cdot \frac{\varrho_l}{\varrho_s} - (k_{sv} + k_{sl}) \cdot \varepsilon_s. \quad (3.33)$$

Die in Gleichung (3.31) benötigte Beziehung für die zeitliche Ableitung von ε_v erhält man aus der Differenzierung von der Summe der Volumenanteile (3.25):

$$\frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} = -\frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} - \frac{\partial \varepsilon_s}{\partial t} \quad (3.34)$$

3.4.2 Energiebilanz

Die Herleitung der Energiebilanz erfolgt analog zur Stoffmengenbilanz am Volumenelement. Über das Volumen werden homogene und isotrope Transport- und Speichergrößen angenommen, die natürlich von den lokalen Phasenanteilen und der lokalen Temperatur abhängen können. Die Stoffgrößen und deren Abhängigkeiten werden später in Abschnitt 3.5 diskutiert.

Die Änderung der inneren Energie in einem Volumenelement wird verursacht durch ein- und austretende Wärmeströme, sowie Wärmequellen aufgrund eines stattfindenden Phasenwechsels:

$$(\varrho \cdot c_p)_h \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) + \frac{M_W}{V} \cdot \left(\Delta h_{vl} \cdot \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vl} + \Delta h_{ls} \cdot \left. \frac{dn}{dt} \right|_{ls} + (\Delta h_{vl} + \Delta h_{ls}) \cdot \left. \frac{dn}{dt} \right|_{vs} \right) \quad (3.35)$$

Die auftretenden Wärmeströme werden mit dem Fourierschen Gesetz

$$\dot{q} = -\lambda \cdot \nabla T$$

beschrieben, bei dem angenommen wird, dass der Wärmestrom proportional zum Temperaturgradienten ist. Der Wärmeleitkoeffizient λ beschreibt die Güte der Wärmeleitung im Material. Da das betrachtete System aus mehreren Komponenten und Phasen besteht, die Wärmeleitfähigkeit aber für Reinstoffe definiert ist, wird für die Modellierung in Abschnitt 3.5.3 ein effektiver Wärmeleitkoeffizient bestimmt, der den Einfluss der einzelnen Stoffen und Phasen, sowie eine scheinbare Wärmeleitung aufgrund von Strahlung einbezieht.

Auch für den Speicherterm in der Energiebilanz gilt eine solche Überlegung, da hier das Produkt aus spezifischer Wärmekapazität und Dichte berechnet werden muss. In der homogenen Betrachtung wird das Produkt als volumenspezifische Wärmekapazität aus den einzelnen Größen volumenanteilig gemittelt. Dieses Vorgehen wird ebenfalls in Abschnitt 3.5.3 dargelegt.

Durch Kombination der Gleichung 3.35 mit den Gleichungen (3.18) bis (3.20) ergibt sich die Energiebilanz zu:

$$\begin{aligned} (\varrho \cdot c_p)_h \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = & \nabla \cdot (\lambda \cdot \nabla T) \\ & + \Delta h_{vl} \cdot (M_W \cdot k_{vl} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c - k_{lv} \cdot \varepsilon_l \cdot \varrho_l) \\ & + \Delta h_{ls} \cdot (k_{ls} \cdot \varepsilon_l \cdot \varrho_l - k_{sl} \cdot \varepsilon_s \cdot \varrho_s) \\ & + (\Delta h_{vl} + \Delta h_{ls}) \cdot (M_W \cdot k_{vs} \cdot \varepsilon_v \cdot x_v \cdot c - k_{sv} \cdot \varepsilon_s \cdot \varrho_s) \end{aligned} \quad (3.36)$$

3.4.3 Randbedingungen und Startwerte

Randbedingungen prägen dem Modell in dieser Arbeit entweder einen Fluss (Neumann-Randbedingung) oder einen Funktionswert (Dirichlet-Randbedingung) auf. Für den Molanteil an Wasserdampf können beide Möglichkeiten Sinn ergeben, somit kann hier eine

der beiden folgenden Gleichungen als Randbedingung genutzt werden:

$$\text{Dirichlet: } x_v|_{\text{Rand}} = x_{v\text{Rand}} \quad (3.37a)$$

$$\text{Neumann: } \vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{\text{Rand}}) = \frac{D \cdot c}{\mu \cdot d} \cdot (x_{v,\infty} - x_{v\text{Rand}}) \quad (3.37b)$$

Gleichung (3.37b) erlaubt die Modellierung eines Isolierpakets, dass in eine Folie gehüllt ist. $x_{v,\infty}$ gibt den Molanteil von Wasserdampf auf der Außenseite der Folie wieder, mittels $\mu \cdot d$ wird, wie in Abschnitt 3.1.1 beschrieben, der Transport durch die Folie modelliert.

Für die Temperatur wird nur die Dirichlet-Randbedingung angesetzt, wobei die Temperatur hier eine Funktion der Zeit sein kann:

$$T|_{x=0} = T_0 \quad (3.38a)$$

$$T|_{x=h} = T(t) \quad (3.38b)$$

Für die Hohlraumanteile sind die Neumann-Randbedingungen

$$\vec{n} \cdot \nabla \varepsilon_i|_{\text{Rand}} = 0 \quad (3.39)$$

eine sinnvolle Wahl, da die Volumenanteile der Phasen nur indirekt beeinflusst werden und somit weder ein Transport über die Systemgrenze stattfindet, noch ein festen Randwert aufgebracht werden kann.

Als Startwerte für die Integration werden die Werte für die abhängigen Variablen und deren erste Ableitung nach der Zeit zum Zeitpunkt Null benötigt. Für alle Größen wird die zeitliche Ableitung gleich Null gesetzt, da davon ausgegangen wird, dass die Berechnung aus einem stationären Zustand startet.

$$\left. \frac{\partial x_v}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (3.40a)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (3.40b)$$

$$\left. \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} \right|_{t=0} = 0 \quad (3.40c)$$

Für die Temperatur wird ein lineares Profil zwischen den beiden Randbedingungstemperaturen zum Zeitpunkt Null gewählt:

$$T(t=0) = T|_{\xi=0} + (T(t=0)|_{\xi=h} - T|_{\xi=0}) \cdot \frac{\xi}{h} \quad (3.41)$$

ξ ist hier die Koordinate über die Dicke des Isolierungspaketes in Richtung des Haupttemperaturgradienten. Der Molanteil Wasserdampf wird konstant initialisiert:

$$x_v(t=0) = x_{v,0} \stackrel{\text{meist}}{=} x_{v,\infty} \quad (3.42)$$

Für die Startwerte der Hohlraumanteile wird angenommen, dass zu Beginn der Rechnung kein Wasser und kein Eis in der Isolierung vorliegen:

$$\varepsilon_v(t=0) = 1 \quad (3.43a)$$

$$\varepsilon_l(t=0) = 0 \quad (3.43b)$$

$$\varepsilon_s(t=0) = 0 \quad (3.43c)$$

Soweit keine anderen Angaben im Text gemacht werden, wird der Gesamtdruck zu 10^5 Pa gesetzt.

3.5 Stoffspezifische Parameter

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Stoffdaten gegeben, die zur Modellierung benötigt werden. Die Recherche und Beurteilung der Daten ist in Anhang A dokumentiert. Außerdem wird in diesem Abschnitt auf Bildung von Stoffdaten für den homogenen Ansatz aus den Reinstoffgrößen eingegangen.

3.5.1 Überblick über die Stoffdaten der Komponenten

Die Herstellerangaben für die Kennwerte der untersuchten Folien sind in Tabelle 3.1 zu finden. Die Folie wird wegen ihrer geringen Dicke nur als Widerstand für den Stofftransport modelliert und für den Wärmetransport vernachlässigt. Als zusätzliche Größe wird bei dieser Modellierung der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft benötigt, dieser ist bei den Stoffgrößen der Fluide zu finden. Es wird auch hier die gleiche Abhängigkeit von Druck und Temperatur wie bei der Diffusion in Luft angenommen.

Tabelle 3.1: Stoffdaten der Folien Terul 18 und Teril 34

Folie	d in μm	μ	Quelle
Terul 18	12,5	215 000	Kaefer Aerospace
Teril 34	13,0	70 000	Wörner (2006)

Die experimentellen Arbeiten werden mit der Glaswolle *Microlite*® AA des Herstellers Johns Manville² durchgeführt. Aus Gründen der Vergleichbarkeit werden für die Modellierung soweit erforderlich die Daten dieses Produktes verwendet. Für Größen, zu denen keine Herstellerangaben vorliegen, werden Daten aus der Literatur zu vergleichbaren Produkten verwendet. Alle Daten und die Quellen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Tabelle 3.3 fasst die benötigten Reinstoffdaten von Luft, Wasserdampf, Wasser und Eis, die in Anhang A recherchiert sind, zusammen. Dabei wird je nach Ausprägung der Abhängigkeit der Größe entweder ein konstanter Wert von Temperatur und/oder Druck angegeben. Im zweiten Fall wird auch auf die entsprechende, die Abhängigkeit darstellende Gleichung verwiesen.

3.5.2 Modellierung der feuchten Luft

Als *feuchte Luft* wird in der Thermodynamik ein Gemisch aus Luft und Wasserdampf bezeichnet. Es zeichnet sich dadurch aus, dass im betrachteten Bereich – meist ein Bereich nahe Umgebungsbedingungen – nur der Wasserdampf die Phase wechseln kann. Ein weiteres Merkmal ist, dass sich die Luft nur in sehr geringem Umfang in kondensiertem Dampf löst.

Laut VDI-Wärmeatlas (2006) kann die trockene Luft als eine Mischung der Gase Stickstoff (N_2), Sauerstoff (O_2) und Argon (Ar) mit den Molanteilen 0,7812, 0,2096 und 0,0092 betrachtet werden. Damit hat das Gemisch eine Molmasse von $28,9583 \text{ g mol}^{-1}$. Wasser

²<http://www.jm-oem.com/>, Abrufdatum: 28.10.2010

Tabelle 3.2: Übersicht der Stoffdaten der Glaswolle *Microlite*[®] AA, Hersteller: Johns Manville

Größe	Wert	Quelle
μ	~ 1	Herstellerangabe Isover ^{a,b}
c_p	$\sim 1 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Herstellerangabe Isover ^{a,b}
λ_{Faser}	$760 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$	Batty, O'Callaghan und Probert (1981)
	$36 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 10^\circ \text{C}$	
	$40 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 24^\circ \text{C}$	
	$43 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 38^\circ \text{C}$	
$\lambda_{\text{effektiv}}$	$55 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 93^\circ \text{C}$	Herstellerangabe Johns Manville
	$68 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 149^\circ \text{C}$	
	$92 \cdot 10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \text{ @ } \bar{\vartheta} = 204^\circ \text{C}$	
$\bar{\varrho}$	$6,7 \text{ kg m}^{-3}$	Herstellerangabe Johns Manville
ε	$> 0,997$	Fournier und Klarsfeld (1974) ^c

^a<http://www.isovert.de>, Abrufdatum: 28.10. 2010^bVergleichbares Material *Ultimate U TPV 34*^cMaterial ähnlicher Dichte

hat eine Molmasse von $18,0153 \text{ g mol}^{-1}$, der Tripelpunkt³ liegt bei $T_{\text{Tr}} = 273,16 \text{ K}$ und $p_{\text{Tr}} = 611,66 \text{ Pa}$.

Die feuchte Luft wird in dieser Arbeit als eine ideale binäre Mischung aus Luft und Wasserdampf betrachtet, wobei die beiden Komponenten jeweils als ideale Gase behandelt werden. Diese Vereinfachung ist nach Luikov (1966) zulässig. Ebenfalls idealisiert wird der Sättigungspartialdruck von Wasserdampf in der Mischung mit dem Sättigungsdruck von reinem Wasser beschrieben. Nach Eckert und Faghri (1980) ist dies zulässig solange der Gesamtdruck sich im atmosphärischen Bereich befindet. Krischer und Kast (1978) geben an, dass bei einer Oberflächenkrümmung mit einem Radius von 10 nm sich der Sättigungspartialdruck im Gegensatz zu einer planen Oberfläche um 10% ändert. Die Radien der Fasern in der untersuchten Isolierung sind im μm -Bereich und somit wird dieser Effekt nicht berücksichtigt. Eine weitere Besonderheit ergibt sich durch den niedrigen Anteil von Wasserdampf, der sich in der Luft lösen kann. Dadurch ist es möglich, dass bei einem Gesamtdruck von 1 bar , der Wasserdampfpartialdruck dem Tripelpunktsdruck von Wasser entspricht und somit neben der feuchten Luft sowohl Wasser als auch Eis vorliegen kann.

Wichtige Kenngrößen der feuchten Luft, mit denen in dieser Arbeit gearbeitet wird, sind die relative Feuchte φ , die absolute Feuchte oder auch Massenbeladung der trockenen Luft mit Wasser X , sowie der Sättigungspartialdruck p_{sat} . Unter den oben genannten Annahmen lässt sich der folgende Zusammenhang zwischen diesen Größen in Abhängigkeit von Druck und Temperatur im System herstellen:

$$X = \frac{M_W}{M_{\text{trockene Luft}}} \cdot \frac{\varphi \cdot p_{\text{sat}}(T)}{p - \varphi \cdot p_{\text{sat}}(T)} \quad (3.44)$$

Auch hinsichtlich der Diffusion von Wasserdampf in Luft kann von einem binären Ge-

³Koexistenz von dampfförmiger, flüssiger und fester Phase

Tabelle 3.3: Übersicht der gewählten stofflichen Parameter von Luft, Wasserdampf, Wasser und Eis als Ergebnis der Literaturstudie in Anhang A

	Luft	Wasserdampf	Wasser	Eis
$D_{\text{in Luft}}$	-	fkt(p, T): Gl. (A.15)	-	-
c_p	1,006 kJ kg ⁻¹ K ⁻¹	1,888 kJ kg ⁻¹ K ⁻¹	4,2 kJ kg ⁻¹ K ⁻¹	fkt(T): Gl. (A.2)
λ	fkt(T): Gl. (A.4)	vernachlässigt	fkt(T): Gl. (A.5)	fkt(T): Tab. A.10
ϱ	fkt(p, T): Ideales Gas	fkt(p, T): Ideales Gas	998,6 kg m ⁻³	920,7 kg m ⁻³

misch ausgegangen werden. Dies geht schon zurück auf Stefan, der zeigen konnte, dass die Luft in diesem Fall mit genügender Genauigkeit als einheitliches Gas betrachtet werden kann (vgl. Schirmer, 1938). Der binäre Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft ist in der Literatur dokumentiert (vgl. Anhang A.5).

3.5.3 Homogene Parameter für die Energiebilanz

Für die Lösung der Energiebilanz (3.36) werden Parameter für die Wärmeleitfähigkeit und die volumenbezogene Wärmekapazität benötigt. Da diese Bilanz die Annahme eines homogenen Stoffes macht, die Größen aber von anderen Zustandsgrößen, wie der lokalen Zusammensetzung und der Temperatur abhängen, müssen Beziehungen bereit gestellt werden, die dies berücksichtigen.

Effektive Wärmeleitfähigkeit

Nach Batty, O’Callaghan und Probert (1981) und Langlais, Hyrien und Klarsfeld (1982) setzt sich die effektive Wärmeleitfähigkeit einer Glasfaserisolierung aus drei Komponenten zusammen:

1. Der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit aufgrund von Wärmeleitung durch die Fasern,
2. der Wärmeleitfähigkeit der Gasphase und
3. der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit aufgrund von Wärmestrahlung.

Für die ersten beiden Punkte wird eine Beziehung angegeben, die auf der Modellvorstellung einer parallelen Verschaltung zweier Wärmeleitkonfigurationen – eine parallele und eine serielle Verschaltung von Wärmeleitwiderständen – beruht:

$$\lambda_{1,2} = a \cdot [\varepsilon_p \cdot \lambda_A + (1 - \varepsilon_p) \cdot \lambda_{\text{Faser}}] + (1 - a) \cdot \left[\frac{\lambda_A \cdot \lambda_{\text{Faser}}}{\varepsilon_o \cdot \lambda_{\text{Faser}} + (1 - \varepsilon_o) \cdot \lambda_A} \right] \quad (3.45)$$

a gibt dabei den Anteil des parallel verschalteten Gebietes an. In diesem ist ε_p der Anteil des Gasvolumens bzw. des Nicht-Faser-Volumens. Im orthogonal zum Wärmestrom verschalteten Gebiet wird dies durch ε_o beschrieben. Dadurch gilt für die Beziehung dieser

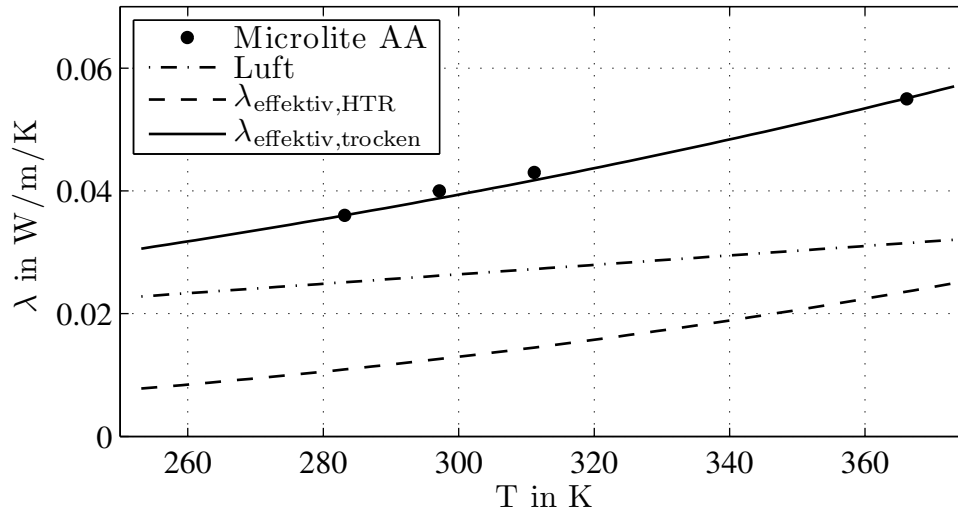


Abbildung 3.5: Effektive Wärmeleitfähigkeit des trockenen Isolierpakets in Abhängigkeit der Temperatur nach Gleichung (3.47), sowie Vergleich mit Herstellerangaben und Aufteilung in die beiden Komponenten: Wärmeleitfähigkeit im Gas und scheinbare Wärmeleitfähigkeit durch Strahlung

drei Größen:

$$\varepsilon = a \cdot \varepsilon_p + (1 - a) \cdot \varepsilon_o \quad (3.46)$$

Aus der Arbeit von Batty, O’Callaghan und Probert geht auch hervor, dass für Hohlraumanteile größer 98 % der Feststoffanteil keinen nennenswerten Einfluss hat. Soll jedoch eine Quetschung des Paketes simuliert werden, kann mittels Gleichung (3.45) die Auswirkung auf die Wärmeleitfähigkeit berechnet werden. Für den Strahlungsanteil wird eine Beziehung angegeben, die neben diversen Kenngrößen proportional zu T^3 ist.

Für die vorliegende Arbeit wird ein Ansatz gewählt, bei dem sich die effektive Wärmeleitfähigkeit des trockenen Isolierpakets aus der Summe der Wärmeleitfähigkeit der trockenen Luft und der scheinbaren Wärmeleitfähigkeit, die durch Strahlung hervorgerufen wird, zusammensetzt:

$$\lambda_{\text{effektiv,trocken}} = \lambda_A(T) + \underbrace{k_{\text{HTR}} \cdot T^3}_{\lambda_{\text{effektiv,HTR}}} \quad (3.47)$$

Mit Hilfe der effektiven Wärmeleitfähigkeit für das Isolierungspaket aus Tabelle 3.2 sowie Gleichung (A.4) für die Wärmeleitfähigkeit der Luft lässt sich k_{HTR} mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu $4,806 \cdot 10^{-10} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-4}$ ermitteln. Die so ermittelte effektive Wärmeleitfähigkeit sowie ihre Zusammensetzung sind mit den Herstellerangaben in Abbildung 3.5 dargestellt.

Nun wird in der vorliegenden Arbeit auch die Abhängigkeit der effektiven Wärmeleitfähigkeit des Isolierpaketes von dem sich innerhalb ansammelnden Eis und Wasser benötigt. Hier schlagen Batty, O’Callaghan und Probert (1981) und auch Olutimayin und Simonson (2005) eine volumengemittelte Wärmeleitfähigkeit vor:

$$\lambda_{\text{wet}} = \lambda_A \cdot \varepsilon_v + \lambda_l \cdot \varepsilon_l + \lambda_s \cdot \varepsilon_s \quad (3.48)$$

Tabelle 3.4: Wärmeleitfähigkeit in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$ der Glaswolle *Microlite*® AA in Abhängigkeit der Rohdichte, Hersteller: Johns Manville

	bei ϱ in kg m^{-3}		
	6,7	9,6	24
	entspricht ε		
$\bar{\vartheta}$ in $^{\circ}\text{C}$	99,71 %	99,57 %	98,85 %
10	0,036	0,035	0,030
24	0,040	0,036	0,032
38	0,043	0,039	0,033
93	0,055	0,051	0,040
149	0,068	0,061	0,046
204	0,092	0,079	0,055

Hierbei ist allerdings kein Strahlungsterm berücksichtigt, der wie in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, einen erheblichen Einfluss hat. Es liegt nun Nahe in die Volumenmittelung für λ_A Gleichung (3.47) einzusetzen, doch hängt der Strahlungsanteil auch stark von dem Hohlraumanteil im Isolierpaket, welcher sich mit dem Anfall von Eis und Wasser ändert. Batty, O’Callaghan und Probert schlagen zur Berücksichtigung des Einfluss der Porosität auf die durch Strahlung bedingte scheinbare Wärmeleitfähigkeit eine Gleichung der Art

$$\lambda_{\text{effektiv},\varepsilon} = \lambda_A(T) + \frac{k_{\text{HTR},1}}{k_{\text{HTR},2} + k_{\text{HTR},3} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_v} \cdot T^3 \quad (3.49)$$

vor.

Um die Änderung quantitativ zu erfassen, werden drei Isolierpakete betrachtet, die sich in der Rohdichte unterscheiden. Die Herstellerangaben sind in Tabelle 3.4 gegeben. Bei einer Dichte von Glasfaser von 2000 kg m^{-3} lässt sich mit folgender Formel die Porosität der drei Typen ermitteln:

$$\varepsilon = \frac{\varrho_{\text{Glasfaser}} - \varrho_{\text{roh}}}{\varrho_{\text{Glasfaser}} - \varrho_A}$$

Diese Herstellerdaten lassen sich aber nur sehr unzufriedenstellend mit Korrelationen vom Typ Gleichung (3.49) annähern. Eine logarithmische Abhängigkeit liefert bessere Ergebnisse:

$$\lambda_{\text{effektiv},\varepsilon} = \lambda_A(T) + k_{\text{HTR}} \cdot T^3 \cdot \ln(k_{\text{HTR}}^* \cdot \varepsilon) \quad (3.50)$$

Über die Minimierung der Fehlerquadrate konnten k_{HTR} zu $3,471 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-4}$ und k_{HTR}^* zu 1,016 bestimmt werden. Die so erzeugte Funktion ist für mehrere Hohlraumanteile im Vergleich zu den vom Hersteller gemessenen effektiven Wärmeleitfähigkeiten in Abbildung 3.6 dargestellt. Hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und den Werten aus dem Datenblatt zu erkennen. Somit wird für die effektive Wärmeleitfähigkeit im Modell folgender Zusammenhang genutzt:

$$\lambda_{\text{effektiv}} = \varepsilon_v \cdot [\lambda_A(T) + 3,471 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-4} \cdot T^3 \cdot \ln(1,016 \cdot \varepsilon)] + \varepsilon_l \cdot \lambda_l(T) + \varepsilon_s \cdot \lambda_s(T) \quad (3.51)$$

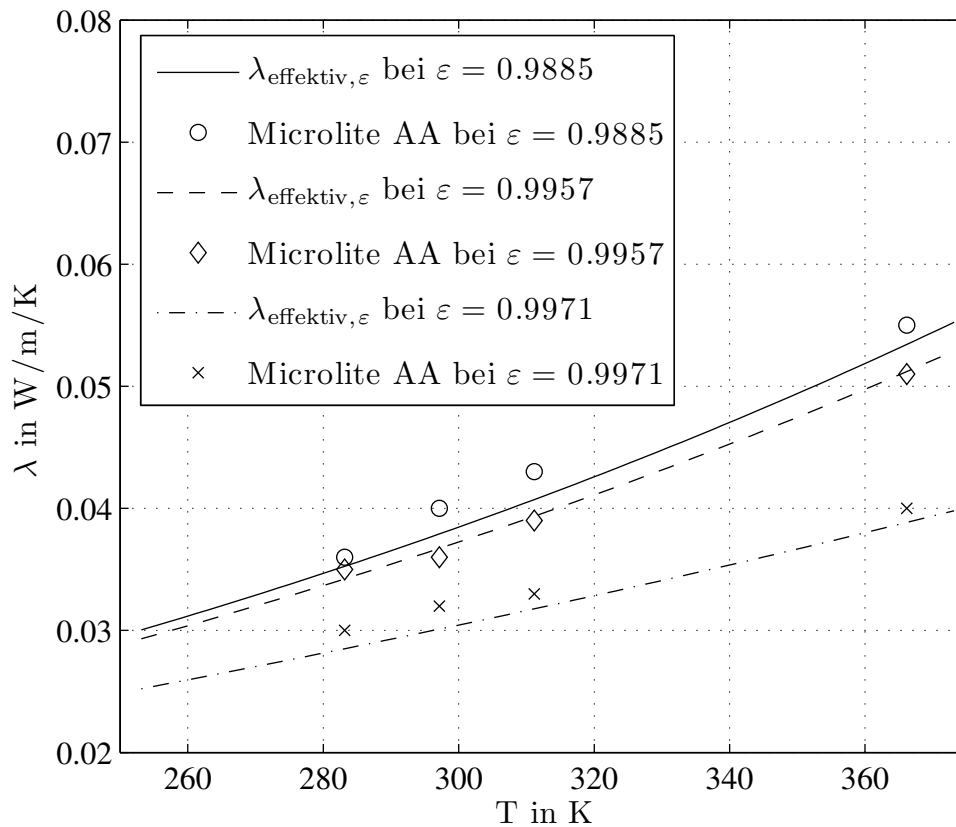


Abbildung 3.6: Effektive Wärmeleitfähigkeit des trockenen Isolierpakets in Abhängigkeit der Temperatur und des Hohlraumanteils nach Gleichung (3.50), sowie Vergleich mit Herstellerangaben

Volumetrische Wärmekapazität

Da die spezifische Wärmekapazität in der Energiebilanz nur im Produkt mit der Dichte auftritt, macht es Sinn, die beiden Größen nicht einzeln zu mitteln, sondern die volumetrische Wärmekapazität $(\varrho \cdot c_p)_h$ als eine homogene Größe einzuführen.

Der VDI-Wärmeatlas (2006) gibt an, dass die volumetrische Wärmekapazität bei mehrphasigen Systemen volumenanteilig gemittelt werden kann. In der Literatur wird diese Näherung oft angewendet, wenn konstante Stoffwerte als nicht ausreichend betrachtet werden. Dies ist beispielsweise in Artikeln von Fan, Luo und Li (2000), Fan et al. (2004) und Olutimayin und Simonson (2005) der Fall.

Die volumetrische Wärmekapazität wird mit der folgenden Gleichung berechnet:

$$(\varrho \cdot c_p)_h = \varepsilon_v \cdot c \cdot [x_v \cdot M_W \cdot c_{pv} + (1 - x_v) \cdot M_A \cdot c_{pA}] + \varepsilon_l \cdot \varrho_l \cdot c_l + \varepsilon_s \cdot \varrho_s \cdot c_s \quad (3.52)$$

Die Wärmekapazität der Faser wird hierbei vernachlässigt. Dies geschieht aufgrund der ähnlichen volumetrischen Kapazität im Vergleich zur Luft und des sehr niedrigen Volumenanteils.

4 Simulation

Das, wobei unsere
Berechnungen versagen, nennen
wir Zufall.

(Albert Einstein)

Der Begriff Simulation bezieht sich in dieser Arbeit auf die numerische Lösung des in Kapitel 3 beschriebenen Systems aus partiellen Differentialgleichungen. Dieses besteht aus den vier partiellen Differentialgleichungen zur Berechnung des Wasserdampfanteils (Gleichung (3.31)), der Hohlraumanteile (Gleichungen (3.32) bis (3.34)), sowie der Temperatur (Gleichung (3.36)). Es handelt sich hierbei um ein Anfangs-Randwertproblem, die (möglichen) Randbedingungen sind in den Gleichungen (3.37) bis (3.39) formuliert, die Anfangswerte durch die Gleichungen (3.40) bis (3.43). Dieses Kapitel beschäftigt sich vor allem mit konkreten Lösungen des Gleichungssystems und der Bewertung der berechneten Ergebnisse. Die Bewertung erfolgt dabei sowohl durch Prüfung der physikalischen Plausibilität als auch durch den Vergleich mit Messdaten. Nichtsdestoweniger muss zuerst ein geeignetes Lösungsverfahren gefunden werden, auch wenn dies kein Schwerpunkt in dieser Arbeit ist und die Auswahl somit eher nach pragmatischen Gesichtspunkten als durch tiefgreifende mathematische Analysen erfolgt.

4.1 Auswahl des Lösungsverfahrens

Wie vor allem in Kapitel 3.1 deutlich gemacht wurde, werden vergleichbare Problemstellungen, die zu ähnlichen Gleichungssystemen führen, in der Literatur häufig diskutiert. Dabei werden meist auch die Lösungsansätze erläutert. Ein Ansatz, der beispielsweise von Shapiro und Motakef (1990) verwendet wird, ist die Vereinfachung und analytische Lösung der dann meist quasi-stationären Gleichungen.

In der vorliegenden Arbeit werden numerische Methoden bevorzugt, die eine Näherungslösung für das Gleichungssystem liefern. Die betrachteten numerischen Verfahren basieren auf einer örtliche Diskretisierung, die das System in gewöhnliche Differentialgleichungen nach der Zeit überführt, welche dann mittels eines weiteren numerischen Verfahrens gelöst werden können. Als häufig angewandte Verfahren der örtlichen Diskretisierung sind hier die Methode der finiten Elemente (FEM), der finiten Differenzen (FDM), der finiten Volumina (FVM) sowie die Randelement-Methode (REM bzw. BEM) zu nennen.

Wang et al. (2004) wählen zur Diskretisierung ihres instationären Problems auf einem eindimensionalen Gebiet die Finite-Volumen-Methode (FVM). Die Interpolation erfolgt mit zentralen Differenzen, da keine konvektiven Terme auftreten. Das entstehende Gleichungssystem wird mit dem PHYSICA¹ Programmpaket gelöst. Hiermit wird ein itera-

¹<http://physica.co.uk>

tives Lösungsschema aufgebaut, bei welchen die Massen- und die Energiebilanz abwechselnd auf Basis des Zwischenergebnisses der jeweils anderen Gleichung iteriert werden. Es wird zusätzlich angemerkt, dass das Verfahren instabil wird, wenn der Quellterm, der den Phasenwechsel beschreibt, zu groß wird. Zur Abhilfe wird eine Verkleinerung der Zeitschrittweite vorgeschlagen.

Li und Fan (2007) heben hervor, dass durch die Eigenschaften der FVM die Erhaltung von Größen wie Masse, Energie und Impuls gewährleistet ist. Patankar (1980) stellt dies zwar auch als Vorteil heraus, sieht aber trotzdem die Weiterentwicklung der FEM im Bereich der Wärmeübertragung und Strömungssimulation als wünschenswert an.

Irudayaraj et al. (1996) lösen das schon öfters erwähnte Gleichungssystem von Luikov mit der Methode der Finiten Elemente. Sie stellen eine sehr gute Übereinstimmung dieser numerischen Lösung mit der exakten Lösung eines vereinfachten Gleichungssystems fest. Weiterhin ist auch der Vergleich Ergebnisse auch mit experimentellen Daten zufriedenstellend.

Die Lösung des Luikov'schen Gleichungssystems mittels der FEM wird auch von Oliveira und Haghighi (1998) untersucht. Der Anwendungsfall ist hier die konvektive Trocknung eines porösen Mediums. Dieser Ansatz basiert darauf, Bilanzen mit kleinen Zeitkonstanten stationär zu lösen und dann das so erhaltene Feld als Basis für die Lösung der Bilanzen zu nutzen, die das zeitliche Verhalten bestimmen. In dem konkreten Fall wird das Strömungsfeld beispielsweise stationär bestimmt und dann für alle Zeitschritte verwendet, das die Flüsse orthogonal zur Hauptströmungsrichtung keinen signifikanten Einfluss auf das Geschwindigkeitsfeld haben.

Da aus der Literatur zwar zu erkennen gewesen ist, dass die FVM häufiger benutzt werden als die Finite-Element- oder andere Methoden, aber keine letztendlich eindeutigen ausschließenden Vor- oder Nachteile benannt worden sind, ist die Auswahl des Werkzeugs zur Lösung des Gleichungssystems nach einem anderen Gesichtspunkt erfolgt. Nach Möglichkeit sollte eine bestehende Softwarelösung gefunden werden, in der mit möglichst geringen Aufwand das in Kapitel 3 beschriebene Gleichungssystem implementiert und gelöst werden kann. Hier hat sich die kommerzielle Software COMSOL Multiphysics^{®2} angeboten. Diese erlaubt die Lösung von Systemen aus partiellen Differentialgleichungen. Dabei ermöglicht und unterstützt sie alle Prozessschritte von der Definition der Geometrie, der Erstellung der Netze, dem Aufstellen der physikalischen Gleichungen bis hin zur Lösung des entstehenden Gleichungssystems und der Darstellung der Ergebnisse. Das in COMSOL eingegebene Gleichungssystem wird nach Nutzervorgaben automatisch mittels der FEM diskretisiert.

Die Finite-Element-Methode ist in dieser Arbeit nur ein Hilfsmittel, dass in diesem Fall hauptsächlich passiv gebraucht wird. Natürlich ist trotzdem – oder in manchen Situationen besonders – ein Grundverständnis dieser Methode von Nöten. Eine Darstellung an dieser Stelle wäre aber nur eine mehr oder weniger gute Abschrift ohne Erkenntnisgewinn und so sei auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. Als gutes einführendes Beispiel ist das Buch von Lewis, Nithiarasu und Seetharamu (2004) benutzt worden, weiterführend wird die FEM beispielsweise von Gresho und Sani (1999) erläutert. Die Grundlagen sind von Courant (1943) gelegt worden.

²<http://www.comsol.com/>

4.2 Lösungsverfahren mit COMSOL

Die im folgenden erläuterten Schritte der Gittererzeugung und Lösung des durch Anwendung der FEM auf dieses Gitter entstandene Gleichungssystems orientieren sich an der verwendeten Software COMSOL in der Version 3.5a. In allen Fällen werden lineare Lagrange Elemente als Ansatzfunktionen genutzt. Diese Wahl ist aufgrund von Testrechnungen getroffen worden. Hier haben Ansatzfunktionen höherer Ordnung bei der Lösung oft Schwingungen auf dem Gitter verursacht. Zusätzlich führen sie durch die höhere Anzahl von Koeffizienten zu deutlich größeren Gleichungssystemen, deren Lösungsaufwand sich überproportional vergrößert.

Der erste Schritt zur numerischen Lösung des Gleichungssystems ist die Erzeugung eines Gitters, das die Modellgeometrie in einfache Formen aufteilt. In den folgenden Absätzen wird das Vorgehen beschrieben, mit denen die Knotenpunkte der Gitter in den ein- und zweidimensionalen Gebieten gesetzt werden. Aufgrund der transienten Lösung des Problems kann das Gitter³ nicht adaptiv verfeinert werden. Somit muss die benötigte Struktur schon vor der Rechnung erstellt worden sein. Die folgenden Abschnitte stellen die tatsächlich verwendeten Gitter dar und sind das Ergebnis ausführlicher Testreihen mit unterschiedlichen Gittern.

4.2.1 Gittererzeugung für ein eindimensionales Gebiet

Die Knoten bei der Erzeugung des Gitters auf einem eindimensionalen Gebiet werden nicht äquidistant gesetzt. Dazu wird der in COMSOL implementierte Gittergenerator genutzt. Bei $x = l$, bei dem Rand mit der instationären Temperaturrandbedingung, ist das Gitter am feinsten. Entgegen der Richtung der Abszisse vergrößert sich dann der Abstand zwischen zwei Knoten um den Faktor 1,1 bis der größte gewünschte Abstand erreicht ist.

$$\text{Streckungsfaktor} = \frac{x_i - x_{i-1}}{x_{i+1} - x_i} = 1,1$$

Mit diesem Gitter soll der Tatsache Rechnung getragen werden, dass im Bereich der Kälteplatte durch den Phasenwechsel sehr große Gradienten in den Hohlraumanteilen von Eis ε_s und Wasser ε_l entstehen können, die sorgfältig aufgelöst werden müssen, da gerade aus diesen beiden Größen die Zielgröße, die Ansammlung von flüssigem Wasser und Eis, berechnet wird. In den Bereichen mit kleineren Gradienten ist eine geringere Auflösung ausreichend. Eine Analyse der so erzeugten Punkte zeigte jedoch, dass der Streckungsfaktor nicht abrupt zu 1 wird, sondern über einige Intervalle verkleinert wird bis die maximale Elementgröße erreicht ist.

4.2.2 Gittererzeugung für ein zweidimensionales Gebiet

Die Grundüberlegung, das Netz auf der Seite, die bei der Rechnung mit einer transienten Temperaturrandbedingung versehen wird, sehr fein zu gestalten und es dann bis zu einem maximalen Abstand der Gitterpunkte zu vergrößern, wird auch bei der zweidimensionalen

³Zumindest mit vertretbarem Aufwand in COMSOL 3.5a

Gittererzeugung beibehalten. Bei Erreichen des maximalen Abstandes zwischen zwei Knoten werden die weiteren Punkte bis zum gegenüberliegenden Rand äquidistant verteilt. Bei Proberechnungen hatte sich herausgestellt, dass die Qualität des Gitters im zweidimensionalen Fall einen weitaus höheren Einfluss auf die Rechenzeit und die Qualität der Ergebnisse hatte als im eindimensionalen Fall. Als besonders vorteilhaft stellte sich ein Netz heraus, bei dem die Abstände zwischen den Knoten im nicht-äquidistanten Teil des Gitters exponentiell größer werden. Die Erstellung eines solchen Gitters wird im folgenden erläutert.

Der Gittergenerator von COMSOL akzeptiert eine Vorgabe von Randpunkten aus denen mittels Projektion ein zweidimensionales Netz erstellt wird. Die Randpunkte müssen für jeden Rand normiert und monoton steigend vorgegeben werden. Der Vektor $\vec{\phi}$ enthält die Punkte zwischen 0 und 1 entlang der Randkoordinate. Als Vorgabe für die Randpunkterzeugung wird der maximale und der minimale Abstand zwischen zwei Randpunkten $\Delta\phi_{n_{na}}^*$ und $\Delta\phi_1^*$, sowie die Anzahl der Intervalle im nicht äquidistanten Bereich⁴ n_{na} benötigt. Zuerst müssen die beiden Abstände auf das Intervall normiert werden:

$$\Delta\phi_{1/n_{na}} = \frac{\Delta\phi_{1/n_{na}}}{\phi_1^* - \phi_0^*}$$

Als erstes werden aus diesen Daten alle Punktabstände des nicht äquidistanten Teils berechnet:

$$\Delta\vec{\phi}_{na} = \left[\exp \left(\ln \Delta\phi_1 : \frac{\ln \Delta\phi_S - \ln \Delta\phi_1}{n_{na} - 1} : \ln \Delta\phi_S \right) \right]$$

Folglich gilt für den m -ten Abstand:

$$\Delta\phi_m = (\Delta\phi_1)^{\frac{n_{na}-m}{n_{na}-1}} \cdot (\Delta\phi_{n_{na}})^{\frac{m-1}{n_{na}-1}}$$

Daraus lassen sich die Punkte ϕ_1 bis $\phi_{n_{na}}$ berechnen, die die Einträge des Vektors $\vec{\phi}_{na}$ darstellen:

$$\phi_m = \sum_{i=1}^m \Delta\phi_i$$

Da der verbleibende Abstand zwischen $\phi_{n_{na}}$ und $\phi = 1$ nicht zwingend ein ganzes Vielfaches von $\Delta\phi_{n_{na}}$ ist, wird der nächst kleinere Abstand berechnet, um den verbleibenden Bereich äquidistant mit Punkten aufzufüllen:

$$n_a = \frac{1 - \phi_{n_{na}}}{\Delta\phi_{n_{na}}} - \left(\frac{1 - \phi_{n_{na}}}{\Delta\phi_{n_{na}}} \bmod 1 \right)$$

$$\Delta\phi_a = \frac{1 - \phi_{n_{na}}}{n_a}$$

Damit gilt für die gesamte Punkteverteilung:

$$\vec{\phi} = \left[0 \quad \vec{\phi}_{na} \quad (\phi_{n_{na}} + \Delta\phi_a) : \Delta\phi_a : 1 \right]$$

Da die Verfeinerung am anderen Ende des Gebietes erfolgt, werden die Einträge von $\vec{\phi}$ umsortiert und von 1 abgezogen.

⁴Es gibt also $n_{na} + 1$ Punkte im nicht äquidistanten Bereich!

4.2.3 Numerische Verfahren

Die Lösung des instationären Gleichungssystems, das durch die Anwendung der FEM entstanden ist, erfolgt durch eine Kombination verschiedener Lösungsverfahren. Für detaillierte Beschreibungen sei an dieser Stelle auf das COMSOL-Handbuch verwiesen. Darin werden sowohl die Verfahren und ihre Anwendung vorgestellt, als auch auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen. An dieser Stelle soll nur ein grober Überblick über die Lösungsmethodik gegeben werden.

Das Anfangswertproblem wird mittels eines zugriffsbeschränkten BDF-Verfahrens gelöst. Dabei wird das Gesamtgleichungssystem in vier Gruppen untergliedert, die aus der Diskretisierung der Differentialgleichungen in den folgenden Variablen folgen:

1. Temperatur T
2. Wasserdampfanteil x_v
3. Hohlraumanteile flüssig ε_l und fest ε_s
4. Hohlraumanteile gasförmig ε_v

Diese zu diesen Gruppen gehörenden Gleichungen werden für jeden Zeitschritt aufeinanderfolgend iterativ gelöst. Die Zeitschrittweite wird durch eine Zeitschrittsteuerung automatisch geregelt. Die Zeitschrittweite wird über eine Fehlerschätzung bestimmt. Die maximale Schrittweite ist für diese Rechnungen beschränkt, um zu verhindern, dass Änderungen in den transienten Randbedingungen durch einen zu großen Schritt bei der Lösungen übergangen werden und unberücksichtigt bleiben.

Die Lösung der Gleichungssysteme in jedem Zeitschritt erfolgt mittels eines Löser für Nichtlineare Gleichungssysteme, einem gedämpften Newton-Verfahren. Dabei wird in jedem Iterationsschritt das Gleichungssystem um einen Startwert linearisiert und das entsprechende lineare Gleichungssystem gelöst. Aus der Lösung des vorigen Schrittes und dem Produkt des Dämpfungsfaktors und der aktuellen Lösung wird mittels Linearkombination der Startwert für den nächsten Schritt erzeugt. Steigt dabei der relative Fehler an, besteht die Möglichkeit den Dämpfungsfaktor anzupassen. Das entstehende lineare Gleichungssystem wird mit einem direkten Verfahren⁵, das auf einer LU-Zerlegung basiert, gelöst. Der Einsatz von iterativen Lösern ist bei der geringen Größe des Gleichungssystems, bedingt auch durch das zugriffsbeschränkte Verfahren, nicht attraktiv. Der Rechenaufwand kommt vor allem durch die vielen kleinen Zeitschritt aufgrund der teilweise großen zeitlichen Änderung in der Temperatur-Randbedingung und der langen Simulationszeit⁶ zustande.

4.3 Überblick über die verwendeten Modelle

Im folgenden Abschnitt wird eine Übersicht über die durchgeführten Simulationen gegeben. Die vorgestellten Modelle werden in den weiteren Abschnitten zur Modellverifikation und -validation verwendet. Grundsätzlich bestehen die Modelle aus den Gleichungen (3.31), (3.32) bis (3.34) und (3.36) und verwenden die Stoffgrößen, die in den

⁵UMFPACK, für nähere Informationen sei auf das COMSOL-Handbuch verwiesen.

⁶Hiermit ist die Zeit t in der Simulation gemeint.

Tabelle 4.1: Überblick über die Unterschiede der zur Verifikation und Validierung berechneten Modellvarianten

Bezeichnung	Dim.	Folie	Luftzustand (ϑ , X , p)	Wärmeleitung
WT34	1D	Teril 34,	24 °C, 7,5 g kg ⁻¹ , 1 bar	ohne Strahlung
W2T34	1D	2 Lagen Teril 34	24 °C, 7,5 g kg ⁻¹ , 1 bar	ohne Strahlung
HHT18	1D	Terul 18	24 °C, 2,8 g kg ⁻¹ , 1 bar	mit Strahlung
HHT18p	1D	Terul 18	24 °C, 2,8 g kg ⁻¹ , $f(t)$	mit Strahlung
HH2DT18	2D	Terul 18	24 °C, 2,8 g kg ⁻¹ , 1 bar	mit Strahlung
HHT18S	1D	keine Folie	30 °C, 10 g kg ⁻¹ , 1 bar	mit Strahlung
HHT18Sp	1D	keine Folie	30 °C, 10 g kg ⁻¹ , $f(t)$	mit Strahlung

Tabelle 4.2: Transiente Temperaturrandbedingungen und Druckprofil

Flugphase	Dauer in hh:mm		Temperatur in °C	Druck in Pa
	Profil 1	Profil 2		
Steig-/Sinkflug	00:30	00:30	lineares Profil	lineares Profil
Reiseflug	07:00	03:00	-20	$7 \cdot 10^4$
Bodenzeit	02:00	00:45	20	$1 \cdot 10^5$

Gleichungen (3.51) und (3.52), sowie den Tabellen 3.1 und 3.3 zusammengefasst sind. Für die Startwerte werden die Gleichungen (3.40) bis (3.43) angesetzt. Davon abweichende Konfigurationen ebenso wie die Randbedingungen werden bei jedem Modell einzeln aufgeführt. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die verschiedenen Konfigurationen. In Tabelle 4.2 sind die verschiedenen Konfigurationen für die Parameter, mit denen die transiente Temperaturrandbedingung erzeugt wird, zusammengefasst.

1D Modellierung von Schaumisolierung nach Wörner (2006) (WT34, W2T34)

Basierend auf Messungen und Rechnungen von Wörner (2006, Seite 141: Modelle 1 und 2) werden zwei Modelle aufgesetzt. In dieser Arbeit werden sie als WT34 und W2T34 geführt. Sie beide bilden einen 0,1 m langen, eindimensionalen Schnitt durch eine Schaumisolierung ab. Bei beiden gelten folgenden Temperaturrandbedingungen:

$$T(x = 0) = 297,15 \text{ K}$$

$$T(x = 0,1 \text{ m}) = T(t) \quad \text{nach Profil 1 aus Tabelle 4.2}$$

Die Wärmeleitfähigkeit wird nach Gleichung (3.48) berechnet. Es wird also im Gegensatz zur Modellierung der Glaswolle kein Strahlungsanteil für die Wärmeübertragung im Schaum angenommen. Für den Wasserdampfanteil werden zwei Neumann'sche Randbe-

dingungen aufgestellt:

$$\begin{aligned}\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0}) &= \frac{D \cdot c}{\mu \cdot d} \cdot (x_{v,\infty} - x_v(x=0)) \\ \vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0,1\text{ m}}) &= 0\end{aligned}$$

Dabei wird $x_{v,\infty}$ aus der Wasserbeladung $X = 7,5 \text{ g kg}^{-1}$ der das Paket überströmenden Luft berechnet. Die Stoffdaten für Teril 34 zur Berechnung des Stoffdurchgangs sind Tabelle 3.1 entnommen. W2T34 unterscheidet sich von WT34 durch die doppelte Foliendicke. Die Konstanten für das Phasenwechselmodell sind wie folgt gewählt:

$$\begin{aligned}k &= 1 \text{ s}^{-1} \\ \Delta_1 T &= \Delta_2 T = 0,1 \text{ K}\end{aligned}$$

1D Modellierung von einem Glasfaserpaket mit Terul 18 Folie (HHT18)

Auf der in Kapitel 2.2.3 durchgeführten Messung T18 aufbauend wird ein Modell (HHT18) erstellt. Dieses stellt einen 0,04 m langen Schnitt durch das Glasfaserpaket dar. Es werden folgende Temperaturrandbedingungen angesetzt:

$$\begin{aligned}T(x=0) &= 297,15 \text{ K} \\ T(x=0,04 \text{ m}) &= T(t) \quad \text{nach Profil 2 aus Tabelle 4.2}\end{aligned}$$

Für den Wasserdampfanteil werden zwei Neumann'sche Randbedingungen aufgestellt:

$$\begin{aligned}\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0}) &= \frac{D \cdot c}{\mu \cdot d} \cdot (x_{v,\infty} - x_v(x=0)) \\ \vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0,04 \text{ m}}) &= 0\end{aligned}$$

Dabei wird $x_{v,\infty}$ aus der Wasserbeladung $X = 2,8 \text{ g kg}^{-1}$ der das Paket überströmenden Luft berechnet. Die Stoffdaten für Terul 18 zur Berechnung des Stoffdurchgangs sind Tabelle 3.1 entnommen. Die Konstanten für das Phasenwechselmodell sind wie folgt gewählt:

$$\begin{aligned}k &= 1 \text{ s}^{-1} \\ \Delta_1 T &= \Delta_2 T = 0,1 \text{ K}\end{aligned}$$

1D Modellierung von einem Glasfaserpaket mit Terul 18 Folie und Druckprofil (HHT18p)

Das Modell HHT18p berücksichtigt eine Druckänderung während des Flugzykluses. Dazu wird statt einem konstantem Druck p ein zeitliches Druckprofil nach Profil 2 aus Tabelle 4.2 für die Simulation benutzt. In allen übrigen Aspekten stimmt Modell HHT18p mit HHT18 überein.

2D Modellierung von einem Glasfaserpaket mit Terul 18 Folie (HH2DT18)

Die im vorigen Abschnitt erwähnte Messung an einem Glasfaserpaket mit umhüllender Terul 18 Folie wird auch in diesem Modell nachgebildet, in diesem Fall auf einem zweidimensionalen Gebiet. Dabei wird die Modellierung erweitert und auch der Luftspalt über

dem Isolierungspaket, durch den die konditionierte feuchte Luft strömt, mit abgebildet. Im Gegensatz zu den vorigen Modellen ist hier die Strömungsrichtung der Luft entgegen der Richtung der Abszisse und die Hauptdiffusionsrichtung von der Oberseite des Paketes zur Kälteplatte in Richtung der Ordinate. Der Luftspalt ist 0,02 m hoch. Das Strömungsfeld im Kanal wird durch ein ausgebildetes laminares Profil für eine Kanalströmung, wie es beispielsweise in Herwig (2002) zu finden ist, beschrieben:

$$u(y) = 1,5 \cdot \bar{v}_{in} \cdot \left(1 - \left(\frac{y - y_{\text{Kanalboden}} - 0,5 \cdot \Delta y_{\text{Kanalhöhe}}}{0,5 \cdot \Delta y_{\text{Kanalhöhe}}} \right)^2 \right)$$

$$v(x) = 0$$

Die getrennte Betrachtung des Strömungsfeld ist dadurch gerechtfertigt, dass der Stoff- und Wärmetransport über die Bilanzgrenzen des Strömungsfeld so gering ist, dass die Flüsse die Strömung nicht maßgeblich beeinflussen. Der Haupttransportwiderstand liegt in der Folie und nicht in der kanalseitigen Grenzschicht. Diese Annahme wird auch von Oliveira und Haghighi (1998) getroffen und hat sich durch vergleichende Rechnungen bestätigt. Die mittlere Eintrittsgeschwindigkeit $\bar{v}_{in}$ beträgt für diesen Fall $0,167 \text{ m s}^{-1}$. Diese ergibt sich aus dem Volumenstrom von 60 l min^{-1} und dem Kanalquerschnitt von $0,02 \text{ m} \times 0,3 \text{ m}$.

Durch die veränderte Modelltopographie ergeben sich zum Anteil andere Randbedingungen. Für den Lufteintritt in den Kanal wird die Temperatur und die Wasserbeladung vorgegeben:

$$T(x = 0,4 \text{ m}; 0,04 \text{ m} < y < 0,06 \text{ m}) = 297,15 \text{ K}$$

$$X(x = 0,4 \text{ m}; 0,04 \text{ m} < y < 0,06 \text{ m}) = 2,8 \text{ g kg}^{-1}$$

Am Kanalaustritt wird für die beiden Größen ein rein konvektiver Fluss angenommen:

$$\vec{n} \cdot (\lambda \cdot \nabla T|_{x=0; 0,04 \text{ m} < y < 0,06 \text{ m}}) = 0$$

$$\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0; 0,04 \text{ m} < y < 0,06 \text{ m}}) = 0$$

Die transiente Temperaturrandbedingung wird analog auf den zweidimensionalen Fall übertragen:

$$T(0 < x < 0,4 \text{ m}; y = 0) = T(t) \quad \text{nach Profil 2 aus Tabelle 4.2}$$

An den übrigen Rändern sind sowohl die Stoff- als auch die Wärmeströme zu Null gesetzt. Die Folie, die den Luftkanal von dem Glaswollepaket trennt, wird genau wie in der eindimensionalen Modellierung betrachtet. Der Widerstand für den Wärmestrom wird vernachlässigt. Der Wasserdampfstrom durch die Folie errechnet sich aus den Wasserdampfanteilen, die direkt an beiden Seiten der Folie vorliegen:

$$\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{0 < x < 0,4 \text{ m}; y=0,04 \text{ m}})$$

$$= \frac{D \cdot c}{\mu \cdot d} \cdot (x_v(0 < x < 0,4 \text{ m}; \text{Kanalseite}) - x_v(0 < x < 0,4 \text{ m}; \text{Isolierungsseite}))$$

Die Stoffdaten für Terul 18 zur Berechnung des Stoffdurchgangs sind Tabelle 3.1 entnommen. Die Konstanten für das Phasenwechselmodell sind wie folgt gewählt:

$$k = 1 \text{ s}^{-1}$$

$$\Delta_1 T = \Delta_2 T = 0,1 \text{ K}$$

1D Modellierung von einem Glasfaserpaket mit geschlitzter Terul 18 Folie (HHT18S)

Auf der in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Messung am Neutronenradiographen ANTARES aufbauend wird ein Modell (HHT18S) erstellt. Dieses stellt einen 0,04 m langen Schnitt durch den Bereich des Glasfaserpakets, in dem die Folie entfernt worden ist, dar. Es werden folgende Temperaturrandbedingungen angesetzt:

$$T(x = 0) = 303,15 \text{ K}$$

$$T(x = 0,04 \text{ m}) = T(t) \quad \text{nach Profil 1 aus Tabelle 4.2}$$

Für den Wasserdampfanteil werden zwei Neumann'sche Randbedingungen aufgestellt:

$$\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0}) = \frac{D \cdot c}{\mu \cdot d} \cdot (x_{v,\infty} - x_v(x = 0))$$

$$\vec{n} \cdot (c \cdot D \cdot \nabla x_v|_{x=0,04 \text{ m}}) = 0$$

Dabei wird $x_{v,\infty}$ aus der Wasserbeladung $X = 10 \text{ g kg}^{-1}$ der das Paket überströmenden Luft berechnet. Da die Folie an der zu berechneten Stelle entfernt ist, wird für d die Foliendicke aus Tabelle 3.1 und $\mu = 1$ eingesetzt. Die Konstanten für das Phasenwechselmodell sind wie folgt gewählt:

$$k = 2 \text{ s}^{-1}$$

$$\Delta_1 T = 0,5 \text{ K}$$

$$\Delta_2 T = 1 \text{ K}$$

1D Modellierung von einem Glasfaserpaket mit geschlitzter Terul 18 Folie und Druckprofil (HHT18Sp)

Das Modell HHT18Sp berücksichtigt eine Druckänderung während des Flugzykluses. Dazu wird statt einem konstantem Druck p ein zeitliches Druckprofil nach Profil 2 aus Tabelle 4.2 für die Simulation benutzt. In allen übrigen Aspekten stimmt Modell HHT18Sp mit HHT18S überein.

4.4 Modellverifikation

Für die Modellverifikation werden verschiedene Simulationen herangezogen, um Ausprägungen systemrelevanter Eigenschaften auf ihre physikalische Plausibilität zu prüfen. Den Hauptaspekt stellt hierbei das Phasenwechselmodell dar. Wie in Abschnitt 3.3 wird dieses Modell aus kinetischer Quellterme aufgebaut. Hauptgrund hierfür war die Verbesserung des Lösungsverhaltens des Gesamtgleichungssystems. Zu Beachten ist in diesem Zusammenhang vor allem, ob das kinetische Modell die Annahme des Gleichgewichts zwischen den drei Aggregatzuständen des Wassers gut erfüllt. Zuvor wird als erstes überprüft, ob die Reduzierung des Lösungsgebietes auf eine Dimension eine akzeptable Vereinfachung darstellt.

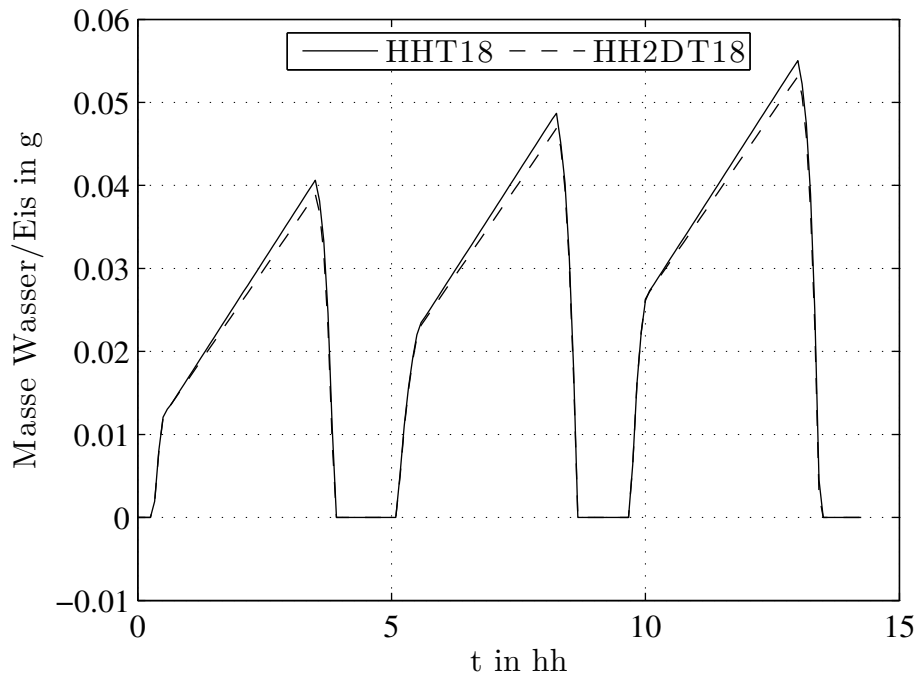


Abbildung 4.1: Vergleich der berechneten akkumulierten Feuchte bei ein- (HHT18) und zweidimensionaler Modellierung (HH2DT18).

4.4.1 Vergleich von eindimensionaler mit zweidimensionaler Modellierung

Die meisten physikalischen Modelle werden in dieser Arbeit nur auf einem eindimensionalen Gebiet gelöst und sollen das Verhalten einer dreidimensionalen Isolierung nachbilden. Der im Teststand ablaufende Prozess des Wasserdampftransportes und Phasenwechsels der mit den Modellen nachgebildet werden soll, erscheint auf den ersten Blick zweidimensional: Das Wasserdampf wird mit einer konvektiven Strömung entlang der Isolierung transportiert und diffusiv aufgrund der Änderung des Wasserdampfanteils durch den Phasenwechsel senkrecht zur Strömung in oder aus der Isolierung transportiert. Da der konvektive Transport viel schneller als der diffusive abläuft und aufgrund des geringen Diffusionsstroms auch keine hohen Gradienten des Feuchteanteils entlang des kurzen Strömungsweges zu erwarten sind, scheint eine eindimensionale Betrachtung gerechtfertigt. Zur Überprüfung dieser Annahme wird ein Vergleich eines eindimensionalen mit einem zweidimensionalen Modell durchgeführt, als Beispielmodelle dienen HHT18 und HH2DT18. Abbildung 4.1 zeigt den mit beiden Modellen berechneten Verlauf der integralen Feuchteansammlung. Hier ist zu erkennen, dass die Kurven für die Start- und Landephase sehr gut übereinstimmen. In der Reiseflugphase überschätzt das eindimensionale Modell die Feuchteakkumulation im Vergleich zum zweidimensionalen Modell etwas, im Maximum um etwa 3 %. Der Grund hierfür liegt in den leicht unterschiedlichen Randbedingungen der beiden Modelle. Das zweidimensionale Modell bildet wie in Abschnitt 4.3 beschrieben den Luftspalt über der Isolierung mit ab. Als Randbedingung wird hier die Beladung der Luft am Spalteintritt angegeben. Beim Überstreichen der Isolierung in der Flugphase diffundiert Wasserdampf vom Spalt in das Isolationspaket und

Tabelle 4.3: Maximal während der Simulation auftretenden relativen Feuchten sowie benötigte Rechenzeiten bei der Wahl verschiedener Konstanten für das Phasenwechselmodell. Die Simulationen basieren auf dem Modell HHT18 und sind auf 3 Kernen einer Intel® Core™2 Quad CPU Q9300@2,50 GHz mit 3,6 GB RAM durchgeführt worden.

k in s^{-1}	ΔT in K	t_{CPU} in s	φ_{max} in % rel. F.	$t_{CPU} \cdot (\varphi_{max} - 100 \% \text{ rel. F.})$
25,0	0,1	630	102,3	1449
25,0	1,0	175	107,5	1313
1,0	0,1	287	103,5	1005
1,0	1,0	139	111,5	1599
0,1	0,1	145	112,6	1827

die Beladung der Luft verringert sich somit von $2,8 \text{ g kg}^{-1}$ am Eintritt bis auf $2,7 \text{ g kg}^{-1}$ am Ende des Spaltes direkt über der Folie. Bei der eindimensionalen Modellierung kann dieser Prozess nicht mit abgebildet werden. Als Randbedingung über der Folie wird der Eintrittszustand angenommen, da die Koordinatenrichtung in der die Luftströmung erfolgt nicht mit modelliert wird. Aufgrund des geringen Einflusses und der Überschätzung der Feuchteakkumulation werden die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit auch mit eindimensionalen Modellen durchgeführt.

4.4.2 Parameter für Phasenwechselmodell

Eine erste Bewertung des Phasenwechselmodells erfolgt über die Betrachtung der maximalen relativen Feuchte, die während der Simulation von Flugprofilen auftritt. Zusätzlich wird die CPU-Zeit betrachtet, die für eine Simulation mit dem jeweiligen Parameterpaar aufgebracht werden muss. Da der Phasenwechsel so schnell ablaufen soll, dass Gleichgewicht zwischen der Gas-, Flüssig- und Feststoffphase erreicht wird, wird dieser Prozess als kinetisch schnellster im Modell einen großen Einfluss auf die Steifigkeit des Differentialgleichungssystems haben und somit auch die Rechenzeit entscheidend mitbestimmen. Als Grundlage für diese Betrachtung dient das Modell HHT18, mit dem Simulationen mit verschiedenen Kombination der beiden Parameter k und ΔT durchgeführt. Die Ergebnisse von fünf repräsentativen Simulationen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Bei allen verwendeten Wertekombinationen ist immer eine leichte Übersättigung der Luft gegeben, dies liegt aber schon in der Konstruktion des Phasenwechselmodells begründet. Würde die Phasenwechselgeschwindigkeit gegen Unendlich gesteigert, würde das kinetische Modell faktisch wieder in ein Gleichgewichtsmodell übergehen. Wie in der Tabelle zu erkennen ist bringen höhere Werte von k neben einer Annäherung des Maximums an 100 % auch eine deutliche Steigerung in der Rechenzeit mit sich. Die Verbreitung des Intervalls ΔT verringert zwar die Rechenzeit, erhöht jedoch auch die maximale Übersättigung der Luft stark. Als Bewertungskriterium wird das Produkt aus der Übersättigung und der benötigten CPU-Zeit verwendet, das führt bei den getesteten Parametersätzen zur Auswahl von $k = 1 \text{ s}^{-1}$ und $\Delta T = 0,1 \text{ K}$.

Zu beachten ist allerdings, dass diese Parameter nicht als allgemeingültig betrachtet werden können. Sie liefern für die Modelle mit einhüllender Folie gute Ergebnisse. Für den

Fall ohne Folie erhöht sich der Wasserdampfdiffusionsstrom und somit auch die Menge Wasser, die die Phase wechselt beachtlich, so dass die Parameter angepasst werden müssen. Die angepassten Parameter sind in der Beschreibung von Modell HHT18S in Abschnitt 4.3 angegeben.

4.4.3 Ein T, x -Diagramm als Werkzeug zur Bewertung der Simulation

Zur graphischen Beurteilung der Ergebnisse wird ein T, x -Diagramm eingeführt. Dies soll es erleichtern übersichtlich das Modellverhalten bezüglich des Phasenwechsels und der Temperaturverteilung zu erfassen. Auf der Abszisse wird hierbei der Anteil an Wasser an dem Gemisch Wasser/Luft aufgetragen, die Ordinate gibt die Temperatur an. Ein-gezeichnete Punkte für $x < 100\%$ geben dabei Zustände der feuchten Luft an. Der Wert $x = 100\%$ kennzeichnet einen Bereich, in dem nur Wasser und keine trockene Luft mehr vorhanden ist. Bei diesem Wert wird folglich flüssiges Wasser bzw. Eis in das Diagramm eingetragen. Zusätzlich sind die Phasengrenzkurven, also die Verdunstungs-, die Sublimations- und die Schmelzkurve eingetragen. Die drei Kurven werden mit der Annahme berechnet, dass der Sättigungszustand für den Reinstoff Wasser auch im Gemisch Wasser/Luft gilt (vgl. Abschnitt 3.5.2). Somit wird aus dem Produkt des Massenanteils mit dem Gesamtdruck der Partialdruck gebildet, der auf der Phasengrenzkurve dem Sättigungsdruck von Wasserdampf entspricht.

Werden die Daten aus verschiedenen Orten in der Isolierung in das Diagramm eingetragen, so kann über die jeweilige Feuchte und Temperatur jedem Punkt ein eindeutiger Punkt im T, x -Diagramm zugewiesen werden, dabei geht allerdings die Information, an welchen Ort sich dieser Punkt befunden hat, verloren. Die Verknüpfung zwischen der Information aus der Simulation und dem T, x -Diagramm ist also nur in der Richtung Ort $\rightarrow$ Temperatur eindeutig, da die Möglichkeit besteht, dass an mehreren Stellen in Modell die gleiche Temperatur und Feuchte herrscht. Trotzdem kann die umgekehrte Zuordnung, auch wenn sie nicht zwingend eindeutig ist, für die Beurteilung nützliche Hinweise liefern.

Bezüglich des Phasenwechselmodells lassen sich in diesem Diagramm nun zwei Bedingungen einfach ablesen und zur Beurteilung der Simulationsergebnisse nutzen:

1. Zustände feuchter Luft sollten nicht unterhalb der Phasengrenzkurven liegen. Dies würde eine Übersättigung der Luft mit Wasser zeigen.
2. Tritt Wasser oder Eis im Diagramm auf, so sollte ein Luftzustand am Schnittpunkt der Isothermen mit der Phasengrenzkurve liegen. Dies ist wegen der nicht-eindeutigen Zuordnung von Temperatur $\rightarrow$ Ort zwar kein zwingender Beweis für ein Gleichgewicht zwischen Dampf- und Fest- bzw. Flüssigphase, aber doch ein starkes Indiz. Liegt aber kein Luftzustand bei dieser Temperatur an der Phasengrenzlinie, so ist dies ein sicheres Zeichen, dass das Gleichgewicht nicht erreicht wird.

4.4.4 Bewertung zweier Simulationen mit Hilfe des T, x -Diagrammes

In Abbildung 4.2 ist für sechs Zeitpunkte im ersten simulierten Flugzyklus des Modells WT34 das T, x -Diagramm dargestellt. In Bild 4.2a ist der Initialisierungszustand zu er-

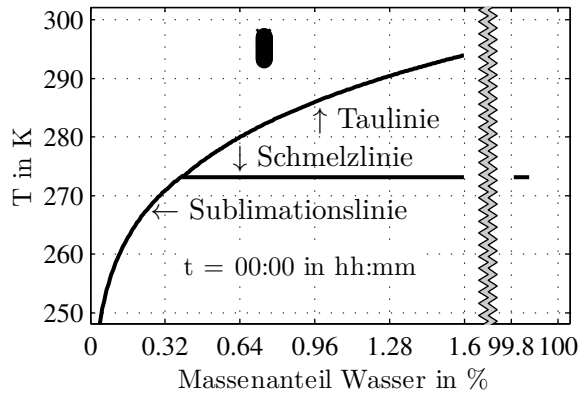
kennen, der Massenanteil an Wasserdampf ist konstant über die Isolierung, aber es besteht ein Temperaturgradient. Das Bild 4.2b zeigt bei $t = 30$ min die Zustände am Ende der Steigflugphase. Hier hat sich ein starker Temperaturgradient in der Isolierung aufgrund der Randbedingungen ausgebildet. Das Profil ist noch leicht gebogen, es hat sich noch kein stationärer Zustand eingestellt. Außerdem ist zu erkennen, dass sich bereits Eis gebildet hat und sich ebenfalls ein örtliches Profil im Wasserdampfanteil eingestellt hat. Besonders ins Auge fällt die große Differenz im Wasserdampfanteil zwischen dem obersten Luftzustand und dem Zustand außerhalb der Folie. Hier ist der große Transportwiderstand der einhüllenden Folie deutlich zu erkennen. Am unteren, kalten Ende liegt der Luftzustand auf der Sättigungslinie, auf der zugehörigen Isothermen bei 100 % Wassermassenanteil hat sich wie zu erwarten Eis gebildet.

Das nächste Diagramm 4.2c, in dem die Zustände am Ende der Flugphase eingezeichnet sind, zeigt ein annähernd stationäres Bild. Es wird kontinuierlich Wasserdampf bis in den kältesten Teil der Isolierung transportiert. An dieser Stelle erreicht die Luft dann 100 % Sättigung, so dass sich der nachgelieferte Dampf als Eis niederschlägt.

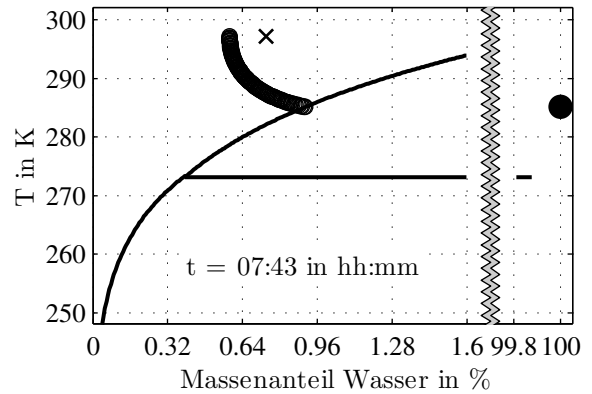
Bei $t = 7,5$ h beginnt die Sinkflugphase, die 30 min andauert. Das Bild 4.2d zeigt einen Zeitpunkt in dieser Phase, die Zustände am Ende sind in Abbildung 4.2e dargestellt. In beiden Diagrammen ist zu erkennen, dass sich aufgrund der Erwärmung durch Sublimation und Verdunstung der Massenanteil von Wasserdampf in der Luft stark erhöht. Die Temperatur des noch vorhandenen Wasser hat sich ebenfalls erhöht, es ist während des Sinkfluges geschmolzen. Weiterhin liegt der Luftzustand, der auf der gleichen Isothermen wie das Wasser liegt, auch während der instationären Phasen stets auf der Phasengrenzlinie. Das letzte Diagramm bei $t = 10$ h zeigt nur eine geringe Veränderung gegenüber dem Beginn der Bodenphase. Der Wasserdampfanteil am kalten Ende der Isolierung in der Gasphase ist ein wenig gesunken. Wie an der großen Differenz des Wasserdampfmasseanteils der Luft im Paket zur Außenluft zu erkennen ist, findet weiterhin ein Transport aus dem Paket hinaus statt. Auch ist am Ende der Bodenzeit noch immer Wasser in der Isolierung vorhanden.

Die Abbildung 4.3 zeigt Diagramme zu denselben Zeitpunkten wie in Abbildung 4.2 für die Simulation des Modells HHT18S. Neben einem leicht anderen Außenluftzustand ist der wesentliche Unterschied zum Modell WT34 die fehlende Umhüllungsfolie. Die Außenluft ist somit in direktem Kontakt zum Glasfaserpaket. Durch den Wegfall des großen Transportwiderstandes am warmen Rand des Modells kann der Wasserdampf besser in das Paket eindringen. Abbildung 4.3b zeigt den Zustand am Ende der Steigflugphase, hier ist zu erkennen, dass die Sättigungstemperatur im Gegensatz zu Abb. 4.2b schon deutlich früher, in etwa in der Mitte des Isolierungspaketes, unterschritten wird. Die Luftzustände liegen ab dieser Temperatur auf der Sättigungslinie. Auch in diesem Fall ist zu erkennen, dass der Wasserdampf desublimiert und sich direkt Eis akkumuliert. In Bild 4.3d ist im Vergleich zu dem entsprechenden Diagramm in Abbildung 4.2d zu erkennen, dass das akkumulierte Wasser und Eis einen signifikanten Einfluss auf das transiente thermische Verhalten hat. 13 min nach Beginn des Sinkfluges ist die Temperatur im unteren Bereich der Isolierung noch circa 10 K niedriger als in der Simulation mit Folie, teilweise liegt die Feuchte noch als Eis vor, teilweise ist dieses schon zu Wasser geschmolzen. Am Ende des Sinkfluges und auch am Ende der Bodenzeit ist noch über einen größeren Orts- und Temperaturbereich Wasser vorhanden.

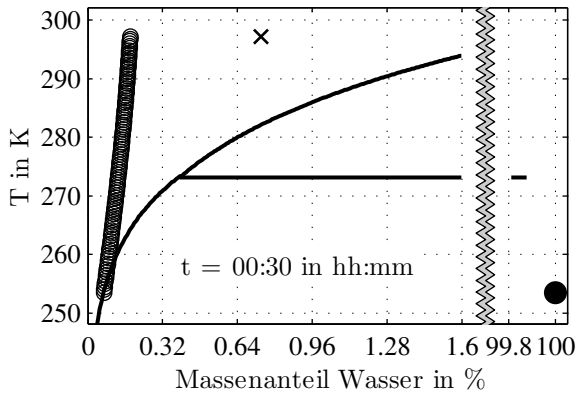
Der Einfluss der Feuchteansammlung auf die Temperaturverteilung in der Isolierung



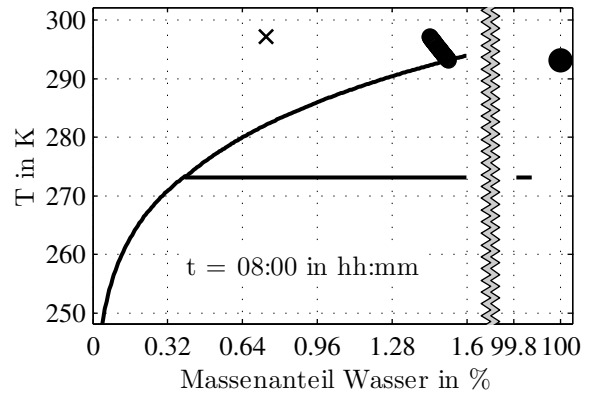
(a) Anfang Steigflugphase



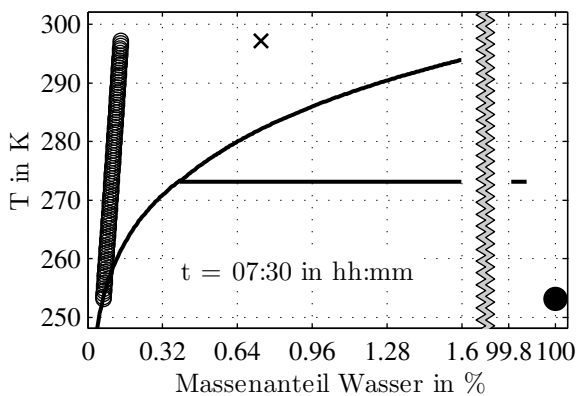
(d) In der Sinkflugphase



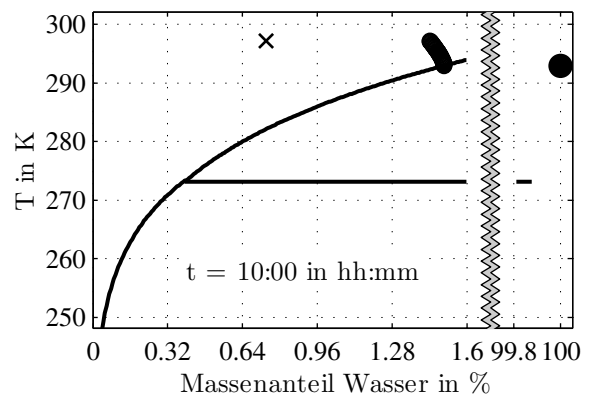
(b) Ende Steigflugphase/Anfang Reiseflugphase



(e) Ende Sinkflugphase/Anfang Bodenphase

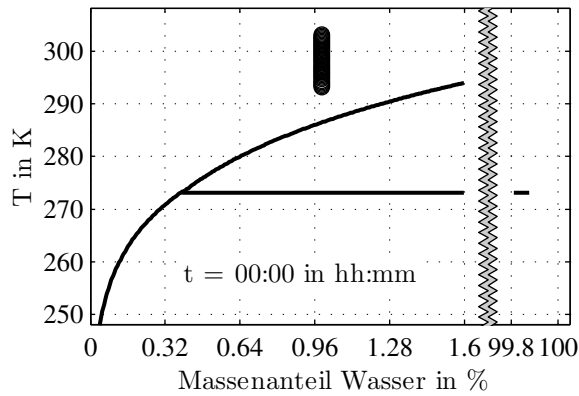


(c) Ende Reiseflugphase/Anfang Sinkflugphase

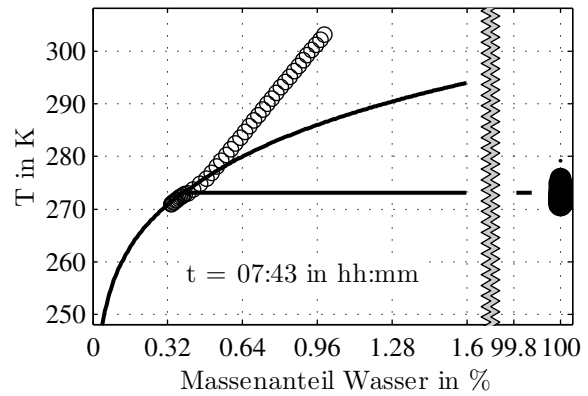


(f) Ende Bodenphase

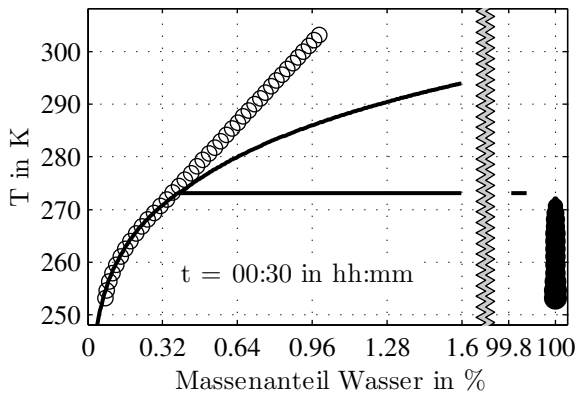
Abbildung 4.2: T, x -Diagramm für sechs Zeitpunkte im ersten Flugzyklus des Modells WT34. Die Kreise markieren Luftzustände an verschiedenen Positionen in der Isolierung, die ausgefüllten Kreise Eis oder Wasser. Das Kreuz zeigt den Luftzustand außerhalb der Folie an. Die Simulationszeit t ist ab Beginn der Rechnung in Stunden und Minuten angegeben. Der Gesamtdruck beträgt 1 bar.



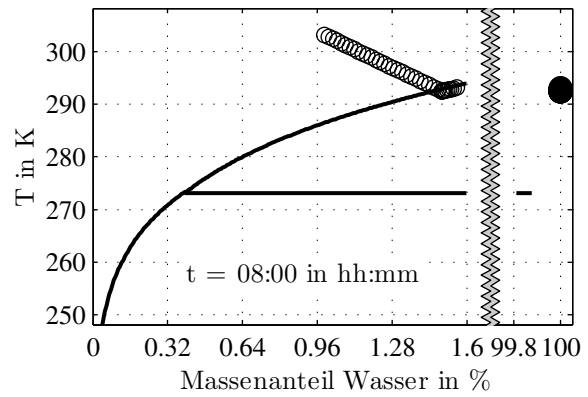
(a) Anfang Steigflugphase



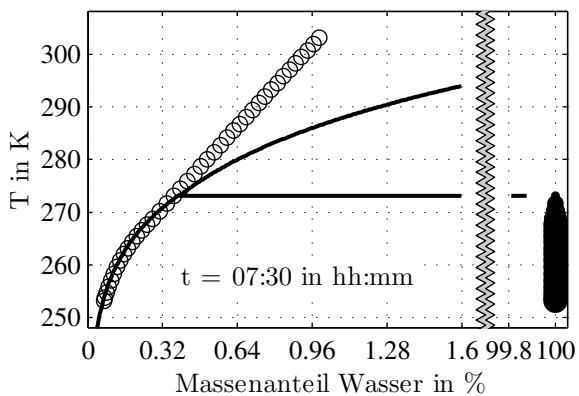
(d) In der Sinkflugphase



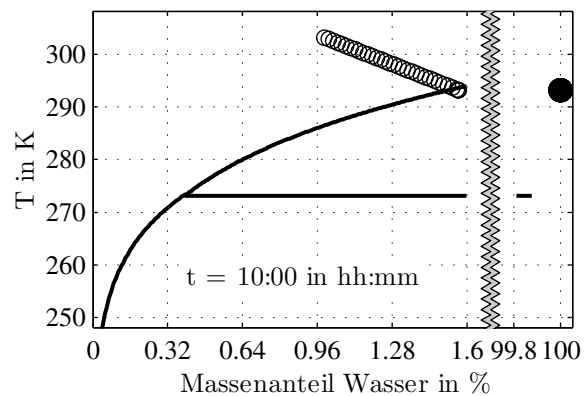
(b) Ende Steigflugphase/Anfang Reiseflugphase



(e) Ende Sinkflugphase/Anfang Bodenphase



(c) Ende Reiseflugphase/Anfang Sinkflugphase



(f) Ende Bodenphase

Abbildung 4.3: T, x -Diagramm für sechs Zeitpunkte im ersten Flugzyklus des Modells HHT18S. Die Kreise markieren Luftzustände an verschiedenen Positionen in der Isolierung, die ausgefüllten Kreise Eis oder Wasser. Die Simulationszeit t ist ab Beginn der Rechnung in Stunden und Minuten angegeben. Der Gesamtdruck beträgt 1 bar.

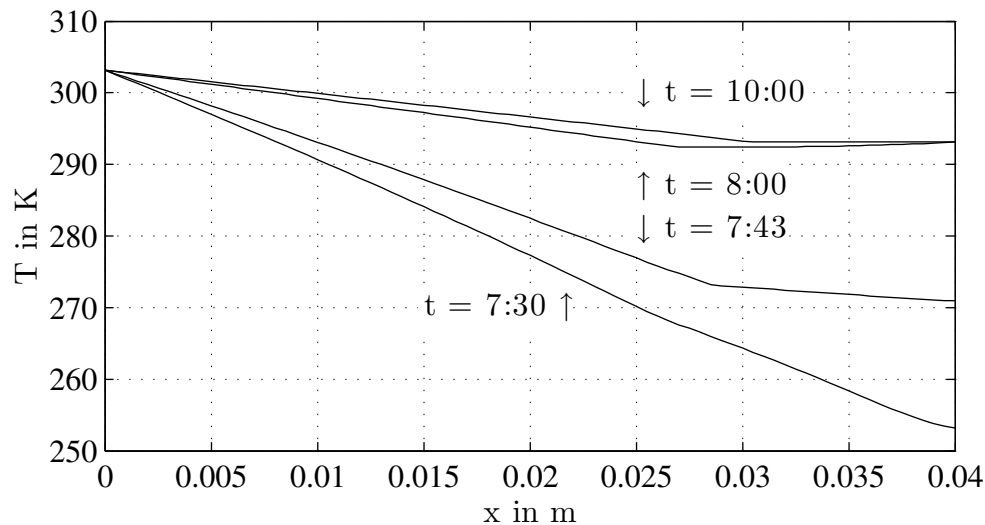


Abbildung 4.4: Temperaturverteilung im Isolierungspaket zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Simulation des Modells HHT18S, eingetragen sind die Zeitpunkte in hh:mm, zu denen das jeweilige Profil berechnet worden ist

lässt sich in Abbildung 4.4 gut erkennen. Das Temperaturprofil über die Isolierungspaketdicke ist hier für vier Zeitpunkte ab dem Beginn der Sinkflugphase eingetragen. Durch die bessere Wärmeleitung und die größere Wärmekapazität im Bereich der Wasser/Eisansammlung ist jeweils ein deutlicher Knick im Profil zu erkennen. Bei längeren Simulationszeiten wandert dieser Knick weiter nach außen.

Die Ursache hierfür ist in Abbildung 4.5 zu erkennen, die die Verteilung der volumenbezogene Wasser- bzw. Eismasse über der äußeren Hälfte des Isolationspaketes zu Beginn und Ende der Sinkflugphase sowie dem Ende der Bodenphase zeigt. Die Knicke in den Temperaturprofilen aus Abbildung 4.4 fallen mit dem Beginn der Feuchteansammlung im Paket zusammen und wandern entsprechend der Änderung der Feuchteverteilung mit.

Es ist deutlich zu erkennen, dass sich zum Zeitpunkt $t = 7,5$ h in fast den äußeren 40 % der Isolierung Eis gebildet hat. Die akkumulierte Feuchte bildet nach einem steilen Anstieg zunächst ein Plateau und nimmt zum äußeren Rand hin exponentiell zu. Dieses Verhalten lässt sich damit erklären, dass sich über die Isolierung ein Profil im Wasserdampfmasseanteil ausbildet. Dadurch wird stetig Wasserdampf von der Umgebung nachgeliefert. Sobald die Sättigungstemperatur unterschritten wird, bildet sich an dieser Stelle Wasser oder Eis. Da gleichzeitig ein Temperaturprofil in der Isolierung vorliegt, ist in Richtung des äußeren Randes sowohl der Sättigungspartialdruck als auch der Wasserdampfanteil niedriger. Somit diffundiert ein Teil des Wasserdampfes weiter in Richtung der niedrigeren Temperatur weiter und dort wechselt entsprechend wieder ein Teil die Phase. An Rand des Modells ist nun durch die Folie bzw. die Aluminiumplatte ein undurchdringliches Hindernis für den Diffusionsstrom gegeben, an dem sich der Wasserdampf nicht weiter transportiert wird. Entsprechend führt dies zu einer großen Ansammlung von Eis in dem foliennahen Bereich.

Die Erhöhung der Partialdichte im mittleren Bereich vom Beginn zum Ende der Sinkflugphase wird durch die Dichteänderung beim Phasenwechsel von fest nach flüssig bedingt. Des weiteren ist zu erkennen, dass der Übergang von der Fest- und Flüssigphase

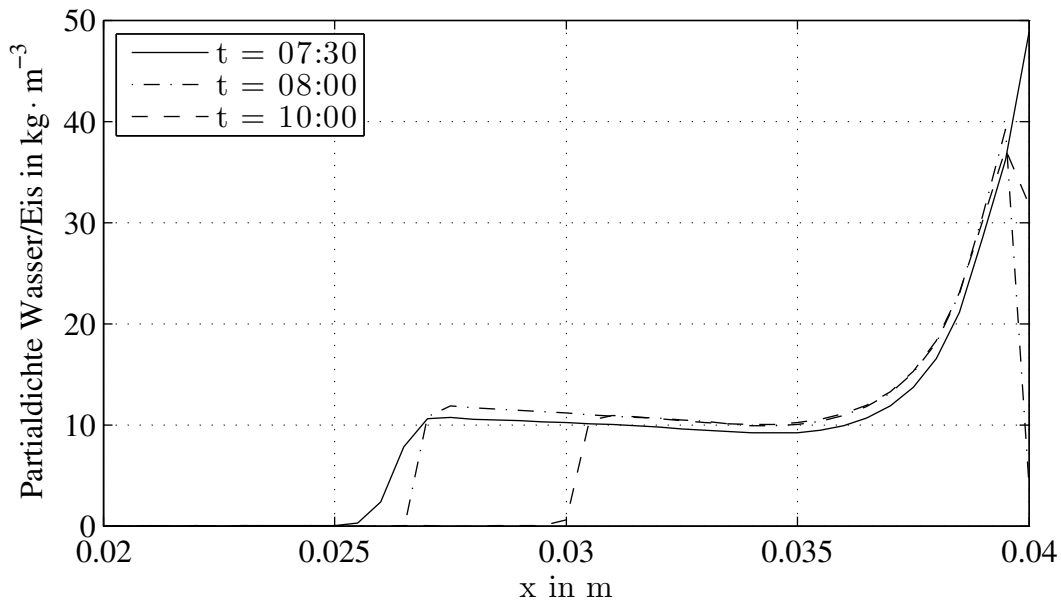


Abbildung 4.5: Verteilung von Wasser/Eis im Isolierungspaket zu verschiedenen Zeitpunkten bei der Simulation des Modells HHT18S

in die Gasphase an beiden Seiten der Ansammlung stattfindet. Bis zum Ende der Sinkflugphase bei $t = 8\text{ h}$ sinkt der Feuchteanteil am äußeren Rand beinahe auf Null, um danach wieder stark anzusteigen. Dieses Verhalten lässt sich gut anhand Abbildung 4.6 erläutern. In der Grafik 4.6a ist zu erkennen, dass fast die gesamte Sinkflugphase der Wasserdampfanteil in den äußeren Bereichen so niedrig ist, dass weiterhin Diffusion zur äußeren Folie stattfindet. Erst kurz vor der Bodenphase kann der Wasserdampf auch nach innen abtransportiert werden. Und selbst dann ist der Gradient in den Bereichen, in denen noch flüssiges Wasser vorliegt, sehr gering, so dass Wasserdampf zwar von dieser Zone weg transportiert wird, aber nur sehr langsam an deren Rand gelangt.

In Abbildung 4.6b ist die Differenz $T - T_{\text{sat}}$ dargestellt. Ist dieser Ausdruck negativ, so kann ein Übergang von Wasserdampf in einen flüssigen oder festen Aggregatzustand auftreten, ist er positiv, so kann vorhandenes Eis oder Wasser in die Dampfphase übergehen. Betrachtet man den Verlauf dieser Kurvenschar, so ist zu erkennen, dass zu Beginn der Sinkflugphase bei $t = 7,5\text{ h}$ in der gesamten Isolierung die Bedingungen für Sublimation bzw. Verdunstung vorliegen. Nach nur zehn Minuten bildet sich wieder eine Zone aus, in der Kondensation auftritt, die bis zum Ende der Sinkflugphase bis zum äußeren Rand der Isolierung wächst. Im Verlauf der Bodenphase verkleinert sich zwar diese Zone von der Innenseite her, doch wird für die äußeren 25 % der Isolierung kein Zustand mehr erreicht, in dem flüssiges Wasser verdunstet und somit abtransportiert werden könnte.

Dieses Verhalten lässt sich damit erklären, dass die Temperatur an der Außenseite des Paktes zwar rasch steigt und somit bei den anfangs sehr niedrigen Wasserdampfkondensationsraten die Sättigungstemperatur überschritten wird. Die Temperaturerhöhung gerät dann jedoch im äußeren Bereiches des Gebiets bei 0°C ins Stocken, da erst das Eis schmelzen muss, bevor die Temperatur weiter steigen kann. Nun verdunstet aber in den angrenzenden Gebieten weiter Wasser, dass nun durch den sich einstellenden Gradienten des Wasserdampfanteils nicht nur nach innen, sondern auch in die Zone am äußeren Rand

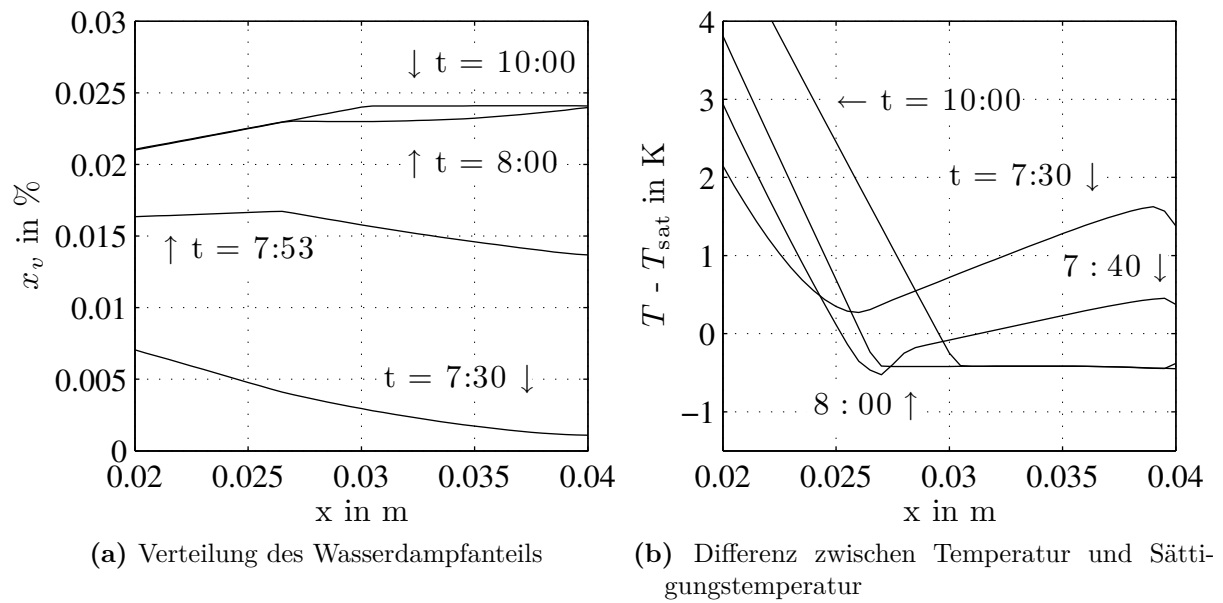


Abbildung 4.6: Profile verschiedener Größen über der äußeren Hälfte des Isolationspaketes zu verschiedenen Zeitpunkten in der Sinkflug- und Bodenphase bei der Simulation HHT18S, eingetragen sind die Zeitpunkte in hh:mm, zu denen das jeweilige Profil berechnet worden ist

der Isolierung transportiert wird und hier erneut kondensiert. Dieser Prozess läuft solange ab, bis der Wasserdampfanteil im nassen Bereich konstant ist und die Feuchte nur noch vom Rand dieser Bereiche abtransportiert wird.

4.5 Modellvalidation

Die Modellvalidation erfolgt anhand des Vergleiches von Messungen mit Simulationen. Als Vergleichsgröße wird die Feuchteakkumulation herangezogen, da sie auch die Zielgröße der Untersuchungen darstellt. Die Verwendung findenden Messergebnisse sind sowohl der Literatur entnommen, als auch im Rahmen dieser Arbeit entstanden.

4.5.1 Vergleich mit gravimetrischen Messungen

Zuerst wird ein Vergleich mit gravimetrischen Messungen aus der Literatur herangezogen. Die Vergleichsdaten sind Wörner (2006) entnommen. Hier werden Messungen an einer in einfache und doppelagige Terul 34 Folie eingeschweißter Polyimidschaumisolierung vorgenommen. Die Angaben über die Randbedingungen sind in der Beschreibung der Modelle WT34 und W2T34 in Abschnitt 4.3 zu finden. Als Ergebnisse mehrerer Einzelmessungen ist die durchschnittliche Feuchteakkumulation in der Isolierung, sowie die Standardabweichung von diesem Mittelwert gegeben. Die Simulation umfasst drei Flugzyklen, über die ebenfalls die Feuchteakkumulation pro Zyklus gemittelt worden ist. Tabelle 4.4 zeigt den Vergleich der gemessenen zur berechneten Feuchteakkumulation pro Flugzyklus. Hier zeigt sich, dass die Rechnungen die Messergebnisse in den von Wörner angegebenen Toleranzen

Tabelle 4.4: Vergleich der Ergebnisse aus WT34 und W2T34 mit gravimetrischen Messdaten aus Wörner (2006, Abb. 6.31, Seite 165)

Bezeichnung in Wörner (2006)/dieser Arbeit	Durchschnittlich akkumulierte Masse in g pro Zyklus	
	Messung aus Wörner (2006)	1D Simulation
Modell 1/WT34	0,19 $\pm$ 0,04	0,18
Modell 2/W2T34	0,086 $\pm$ 0,014	0,097

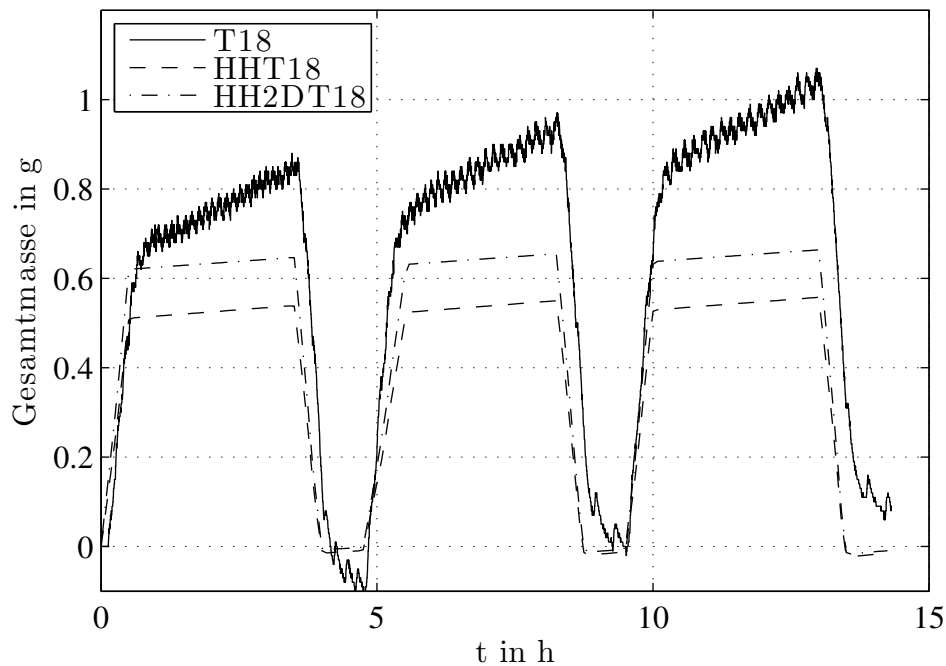


Abbildung 4.7: Vergleich der Messung T18 mit den Simulationen HHT18 und HH2DT18

treffen.

Weitere Vergleiche werden nun mit transienten Daten gezogen, die mit dem in Kapitel 2 beschriebenen Teststand erzeugt worden sind. Abbildung 4.7 zeigt die Verläufe der Massenänderung der Testbox ab Versuchsbeginn von Versuch T18 im Vergleich der berechneten Massenänderung in den Modellen HHT18 und HH2DT18. Die Gesamtmas- senänderung berechnet sich aus der Massenänderung der Feuchten Luft m_{wA} , sowie von Wasser m_l und Eis m_s nach Gleichung (3.27). In der Grafik sind deutlich zwei Aspekte zu erkennen: Zum einen stellt das zweidimensionale Modell den Verlauf in der Steigflugphase besser dar als das eindimensionale, zum anderen ist die gemessene Feuchtezunahme in der Reiseflugphase deutlich stärker als in den Simulationen. Der erstgenannte Effekt lässt sich durch die Dichteänderung der feuchten Luft beim Abkühlen erklären. Diese fällt in den beiden Modellen aufgrund der weiter oben schon angesprochenen Unterschiede (vgl. Kapitel 4.4.1) in den Randbedingungen durch die Abbildung des Luftspalts in HH2DT18 im Gegensatz zu HHT18 unterschiedlich aus. Betrachtet man nur den Bereich der Isolierung, so sinkt die mittlere Temperatur von ca. 295 K zu Beginn in der Simulation HHT18 auf 276 K, bei HH2DT18 dagegen auf 271,5 K. Zusätzlich zu der niedrigeren Temperatur im

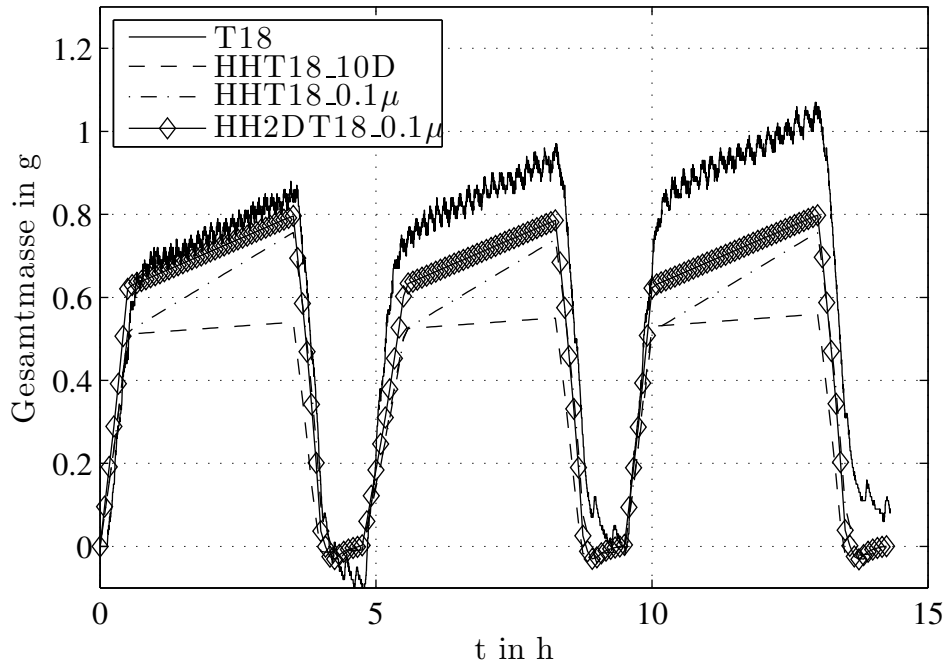


Abbildung 4.8: Vergleich der Messung T18 mit Parametervariationen von den Simulationen HHT18 und HH2DT18: Verzehnfachung des Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf in Luft (HHT18_10D) und Verkleinerung der Diffusionswiderstandszahl der Folie um den Faktor 10 (HHT18_0.1 μ und HH2DT18_0.1 μ).

Isolationspaket wird in HH2DT18 die Luft im Spalt über der Isolierung abgekühlt. Die hier genannten mittleren Temperaturen sind nach folgenden Formeln berechnet worden:

$$\bar{T}_{1D} = \frac{1}{l} \int_l T dx$$

$$\bar{T}_{2D} = \frac{1}{A} \int_A T dx dy$$

Diese Beobachtung verfestigt die These aus Kapitel 2.2.3, dass die großen Gradienten in der Steig- und Sinkflugphase vor allem durch die Dichteänderung der Luft und nicht durch Feuchteakkumulation zu Stande kommen.

Um die Unterschiede in den Gradienten in der Reiseflugphase zu untersuchen, sind Simulationen auf Basis der Modelle HHT18 und HH2DT18 durchgeführt worden, bei denen einzelne Parameter variiert worden sind. Die so berechneten Gewichtsverläufe sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Schon in Abschnitt 4.4.4 ist gezeigt worden, dass – vor allem bei geschlossener Folie – die Feuchteakkumulation in der Isolierung ein Prozess ist, der vor allem durch die Wasserdampfdiffusion bestimmt wird. Und so sind hier im Vergleich der Messung mit der Simulation HHT18 zwei Optionen getestet worden: Zum einen ist der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft auf das zehnfache vergrößert worden (HHT18_10D), zum anderen die Diffusionswiderstandszahl um den Faktor zehn verkleinert (HHT18_0.1 μ und HH2DT18_0.1 μ). Es ist zu erkennen, dass die Variation des Diffusionskoeffizienten keine Auswirkungen auf die Feuchteakkumulation hat, die Verkleinerung des Diffusionswiderstandes der Umhüllungsfolie jedoch zu einer annähernd gleichen Steigung in der Reiseflugphase wie in der Messung führt. Berücksichtigt man

zusätzlich den Luftspalt durch eine zweidimensionale Modellierung, so stimmt, zumindest für das erste Flugprofil, die Simulation sehr gut mit der Messung überein.

Um die Massenänderung in den verschiedenen Flugphasen der einzelnen Messungen und Simulationen besser vergleichen zu können, werden die einzelnen Phasen durch lineare Funktionen approximiert, deren Steigungen dann verglichen werden können. Abbildung 4.9 zeigt exemplarisch für die Messung T18 die Messwerte und die berechneten linearen Funktionen. Zur Berechnung wurde für die jeweilige Flugphase für jedes Flugprofil eine Ausgleichsgerade berechnet. Die in der Tabelle angegebene Steigung ist der jeweilige Mittelwert über die drei Flugphasen, die Standardabweichung bezieht sich auf diese Mittlung. Das Bestimmtheitsmaß R^2 dagegen ist jeweils über die gesamten drei Bereiche mit den jeweiligen Ausgleichsgeraden gebildet. Es gibt also die Güte der gesamten Approximation der jeweiligen Flugphase an. Die Steigungen der einzelnen Phasen, die

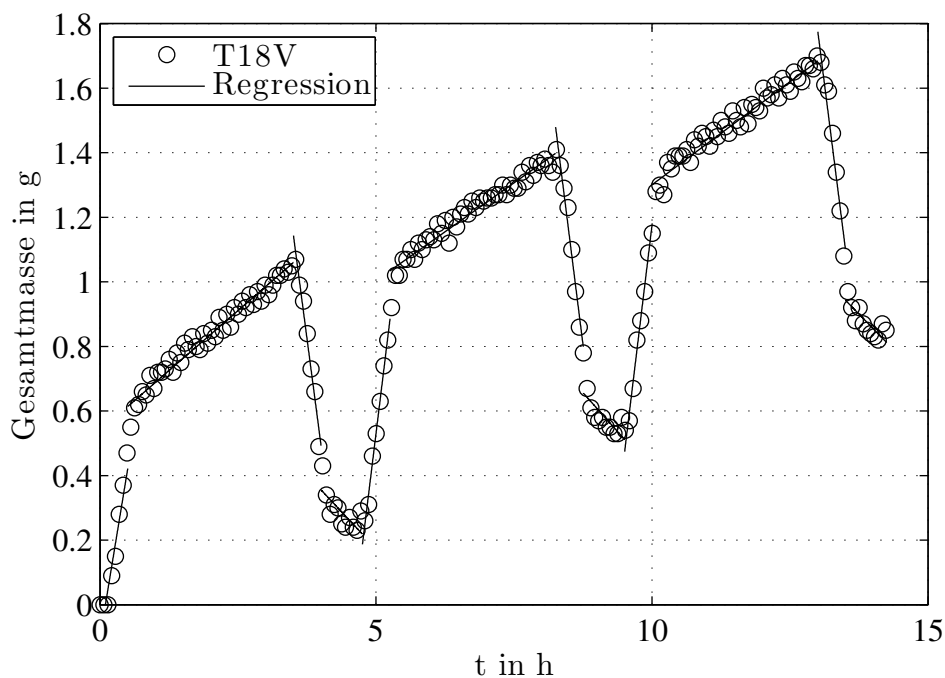


Abbildung 4.9: Gesamtmassenverlauf der Messung T18V zusammen mit den Regressionsgeraden für die einzelnen Flugphasen

sich aus dieser linearen Approximation ergeben sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Da die Abweichung hauptsächlich in der Steigung während der Reiseflugphase zu erkennen ist, wird sie mit großer Wahrscheinlichkeit durch einen höheren Kondensat- bzw. Eis-anfall verursacht. Hierfür kann es zwei offensichtliche Ursachen geben: Einerseits besteht die Möglichkeit, dass die Stoffwerte der Folie einen großen Fehler aufweisen, andererseits könnte Wasserdampf auf einem anderen Weg als durch die Folie in einen Bereich gelangen, in dem er kondensiert oder desublimiert. Messungen bei mehreren Projektpartnern geben einen deutlichen Hinweis darauf, dass der vom Hersteller angegebene Wasserdampfdiffusionswiderstand korrekt ist, diese Möglichkeit ist als sehr unwahrscheinlich anzusehen. Betrachtet man dagegen die Zunahme der Wasserakkumulation durch die Ventilation Holes in der Folie, wie sie in Abbildung 2.9 dargestellt sind, so ist zu Erkennen, wie groß der Einfluss schon kleiner Undichtigkeiten ist oder von der anderen Seite betrachtet, wie

Tabelle 4.5: Vergleich der Steigungen des Gesamtmassenverlaufs in den einzelnen Flugphasen für zwei Messungen und vier Simulationsergebnisse, jeweils über drei Flugprofile gemittelt. Das Bestimmtheitsmaß R^2 ist jeweils für den gesamten Bereich berechnet. Die Bodenzeit wird in dieser Tabelle nicht betrachtet, da sie nicht gut durch eine Gerade approximiert werden kann. Für die Messung und Simulation ohne Folie (T18S/HHT18S) wird jeweils nur die Steigung der Reiseflugphase verglichen; diese ist über zwei Flugprofile gemittelt.

	Steigflug		Reiseflug		Sinkflug	
	g h^{-1}	R^2	g h^{-1}	R^2	g h^{-1}	R^2
T18	$1,36 \pm 0,20$	0,99	$0,091 \pm 0,019$	0,95	$-1,49 \pm 0,06$	0,99
T18V	$1,28 \pm 0,21$	0,99	$0,133 \pm 0,014$	0,99	$-1,34 \pm 0,03$	0,99
HHT18	$0,75 \pm 0,17$	1,00	$0,010 \pm 0,000$	0,99	$-0,94 \pm 0,02$	1,00
HHT18_10D	$0,93 \pm 0,22$	1,00	$0,010 \pm 0,000$	0,99	$-1,16 \pm 0,03$	1,00
HHT18_0.1 μ	$0,90 \pm 0,21$	1,00	$0,080 \pm 0,001$	1,00	$-1,30 \pm 0,00$	0,99
HH2DT18_0.1 μ	$1,09 \pm 0,25$	1,00	$0,058 \pm 0,001$	1,00	$-1,50 \pm 0,00$	1,00
T18S	—		$1,805 \pm 0,087$	1,00	—	
HHT18S	—		$1,242 \pm 0,072$	0,97	—	

gut die intakte Folie die Wasserdampfdiffusion unterbindet. Auch hat sich während der Arbeit mit dem Teststand gezeigt, dass ein Abdichten einzelner Bereiche der Testbox, wie beispielsweise die Kontaktflächen zwischen Außenisolierung der Kälteplatte und den Wärmeübertragern der Peltier-Elemente die Steigung in der Reiseflugphase verringerte. Die hier vorgestellten Versuche sind nach Abschluss aller Abdichtarbeiten durchgeführt worden, doch kann es nicht völlig ausgeschlossen werden, dass immer noch Wasserdampf auf einem weiteren Weg zur Kälteplatte gelangt und dort zur Feuchteakkumulation beiträgt.

4.5.2 Vergleich mit Neutronenradiographiedaten

Die Messung T18S liefert zwei weitere Möglichkeiten der Validierung des Modells. So kann einerseits der simulierte integrale Verlauf der in der Isolierung ohne einhüllende Folie akkumulierten Feuchte mit Messdaten verglichen werden, andererseits kann auch ein Vergleich mit der Feuchteverteilung über die Dicke der Isolierung vorgenommen werden. Rechnungen auf einem zweidimensionalen Gebiet, die den Schlitz in der Folie durch einen über die Länge der Isolierung variierenden Stoffübergangswiderstand als Randbedingung modellieren, zeigen große Konvergenzprobleme. Daher wird für diese Vergleiche die Rechnung HHT18S herangezogen. Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, bildet dieses Modell den Transport und Phasenwechsel von Wasser in einem Isolationspaket ohne einhüllende Folie auf einem eindimensionalen Gebiet ab. Da jedoch die Folie einen 215 000-fach so hohen Dampfdiffusionswiderstand aufweist wie die äquivalente Luftschicht (vgl. Tabelle 3.1), wird die Annahme getroffen, dass der Diffusionsstrom durch die Folie, die die übrige Oberfläche des Paketes bedeckt, für die Gesamtfeuchteakkumulation vernachlässigt werden kann. Zur Berechnung der Gesamtfeuchte wird die über das berechnete Gebiet integrierte Feuchte mit der projizierten Fläche, über der die Folie entfernt worden ist (160 mm $\times$ 300 mm) multipliziert. Der Vergleich des Gesamtfeuchteverlaufes zwischen Experiment und Simu-

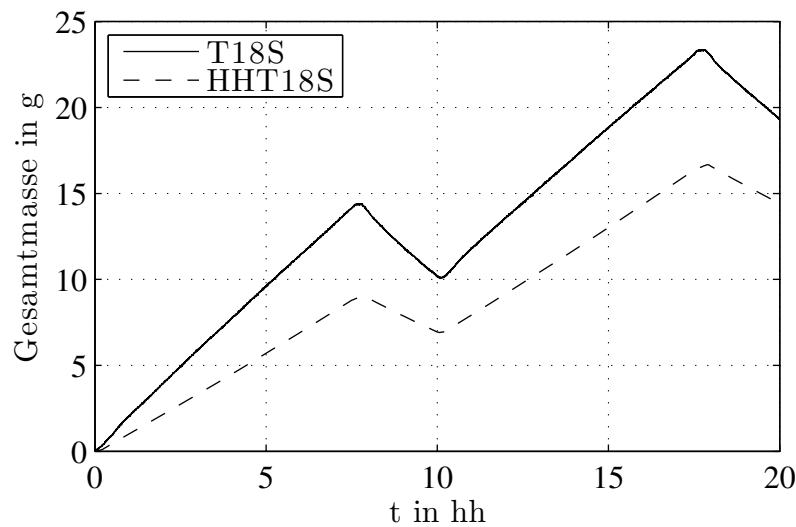


Abbildung 4.10: Massenverlauf während Radiographiemessung und als Ergebnis von HHT18S

lation ist in Abbildung 4.10 dargestellt. In dieser Grafik sind zwei Dinge zu erkennen: Die Steigungen in der Steig- und Sinkflugphase unterscheiden sich nicht mehr signifikant von den jeweiligen Steigungen in der Reiseflug- und der Bodenphase, da durch die starke Wasserakkumulation aufgrund der fehlenden Folie die Dichteänderung der Luft nicht mehr ins Gewicht fällt. Weiterhin ist auch hier eine Diskrepanz in der Steigung zwischen der Messung und der Rechnung zu erkennen. Vergleicht man hierzu die in Tabelle 4.5 angegebenen ermittelten mittleren Steigungen der Reiseflugphasen, so fällt auf, dass der absolute Unterschied zwischen Messung und Rechnung sowohl bei der Untersuchung mit Terul 18 Folie (T18/HHT18) als auch mit der geschlitzten Folie (T18S/HHT18S) gut überein stimmt. Diese Beobachtung verstärkt die These, dass sich ein weiterer, ungewollter Diffusionsstrom in die Testbox ausgebildet hat.

Um die Feuchteverteilung über die Dicke der Isolierung mit den Neutronenradiographiaufnahmen vergleichen zu können, sind die Ergebnisse der Simulation HHT18S in Graustufenbilder umgerechnet worden. Diese sind in Abbildung 4.11 in der rechten Spalte dargestellt. In der linken Spalte sind zum Vergleich die nach Gleichung (2.8) ausgewerteten Neutronenradiographiaufnahmen abgebildet. Diese Grafiken beinhalten ebenfalls den Zeitpunkt seit Versuchsbeginn, zu dem die jeweilige Radiographie aufgenommen bzw. das Simulationsergebnis ausgegeben worden ist. Die Zeitpunkte sind so gewählt, dass die möglichst genau die Übergänge zwischen den einzelnen Flugphasen treffen. Die Simulation HHT18S ist in Kapitel 4.4.4 schon ausführlich diskutiert worden. Abbildung 4.11a zeigt den Anfangszustand der trockenen Isolierung zu Beginn der Messung und der Simulation. In Abb. 4.11b kann man in beiden Grafiken einen leichten Schatten in unteren Bereich erkennen, der den Beginn der Eisakkumulation andeutet. In die folgende Abbildung 4.11c zeigt den Vergleich zum Ende der Reiseflugphase. Hier ist deutlich das Verhalten zu erkennen, dass bei Abbildung 4.5 schon diskutiert worden ist. Nahe der unteren Folie wird der Wasserdampf durch den hohen Transportwiderstand aufgehalten und es bildet sich eine Zone mit einem deutlich höheren Eisanteil aus wie in einer etwas weiter oben gelegenen Region. Dieses Verhalten ist sowohl in der Simulation als auch in den Radiographiauf-

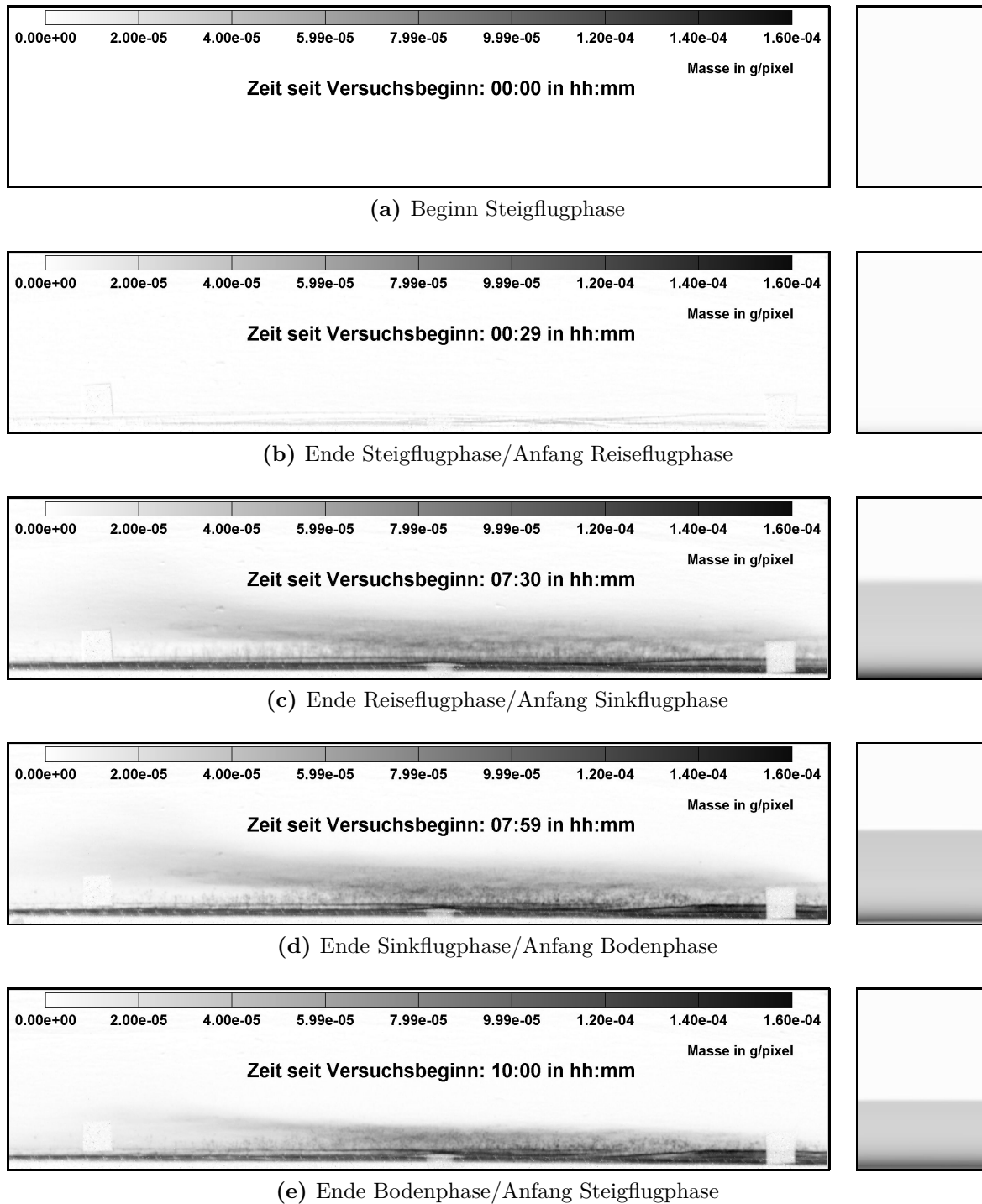


Abbildung 4.11: Vergleich der Verteilung der sich akkumulierenden Feuchte über die Höhe der Isolierung, in der linken Spalte sind die nach Kapitel 2.3.2 ausgewerteten Neutronenradiographieaufnahmen des Versuches T18S abgebildet, in der rechten Spalte sind die Ergebnisse der Simulation HHT18S in Graustufen dargestellt. **Fortsetzung nächste Seite...**

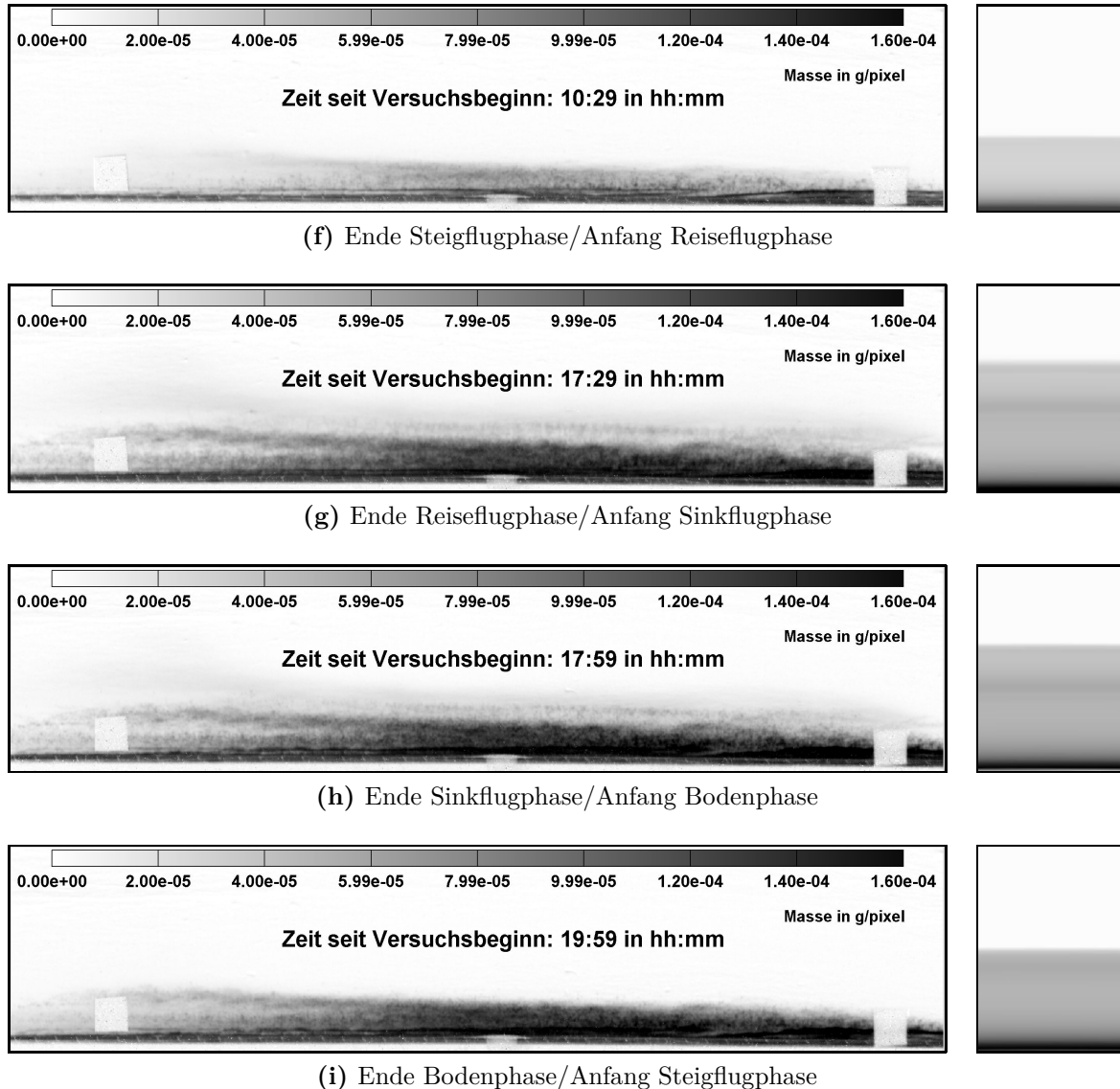


Abbildung 4.11: Fortsetzung. In der linken Spalte sind die nach Kapitel 2.3.2 ausgewerteten Neutronenradiographieaufnahmen des Versuches T18S abgebildet, in der rechten Spalte sind die Ergebnisse der Simulation HHT18S in Graustufen dargestellt.

nahmen zu beobachten. Abbildungen 4.11d und 4.11e zeigen die Zustände am Ende der Sinkflug- bzw. der Bodenphase. Hier ist sowohl in der Aufnahme als auch im Simulationsergebnis zu erkennen, dass der diffuse, hellgraue Bereich, der am Ende der Reiseflugphase bis etwa in die Mitte des Paketes reicht, deutlich zusammensackt. Da dies auch in den Simulationsergebnissen zu beobachten ist, kann eine Durchsickern von flüssigem Wasser nicht die Hauptursache sein, sondern dieser Vorgang muss auf einem Phasenwechsel und Transport von Wasserdampf zurückzuführen sein, da in der Simulation Wasser als ortsfest betrachtet wird.

Die Abbildungen 4.11f bis 4.11i zeigen den Vergleich zwischen der experimentell und der rechnerisch ermittelten Feuchteverteilung über die Isolationsdicke für das anschließende zweite Flugprofil. Das Verhalten knüpft an die ersten fünf Abbildungen an, mit dem

Unterschied, dass das Isolationspaket schon zu Beginn Wasser enthält.

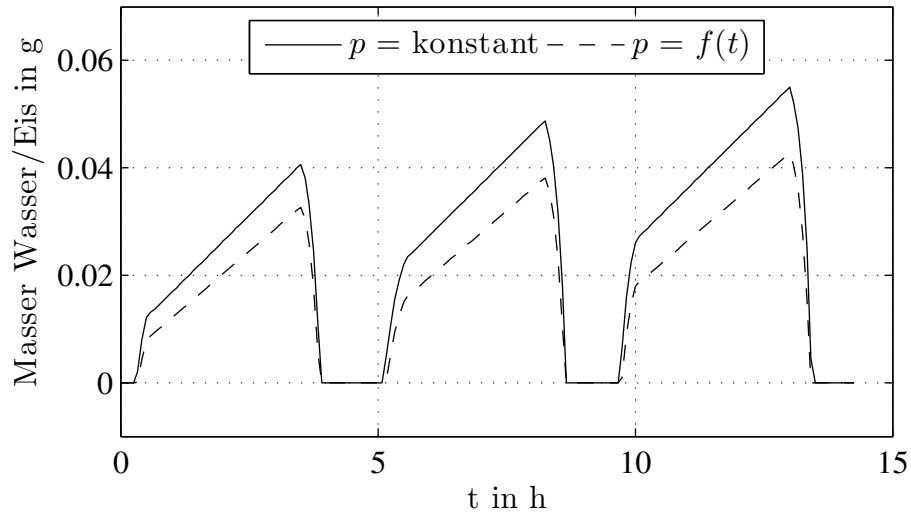
Allgemein ist anzumerken, dass das prinzipielle Verhalten der örtlichen Verteilung der Feuchteakkumulation über die Isolationsdicke von dem eindimensionalen Modell gut wiedergegeben wird. Allerdings ist der Bereich mit der starken Wasserakkumulation in den Neutronenradiographieaufnahmen auf ein größeres Gebiet als nur die unmittelbare Foliennähe ausgedehnt. Außerdem ist die fasrige Struktur, die sich in der Feuchteansammlung zeigt, auffällig. Es scheint, als ob die Glasfasern dem Wasserdampf als Kondensationskerne dienen und weiterhin dazu führen, dass die Zone der stärkeren Akkumulation über einen größeren Bereich ausgeprägt ist.

4.6 Einfluss des Druckwechsels auf die Feuchteakkumulation

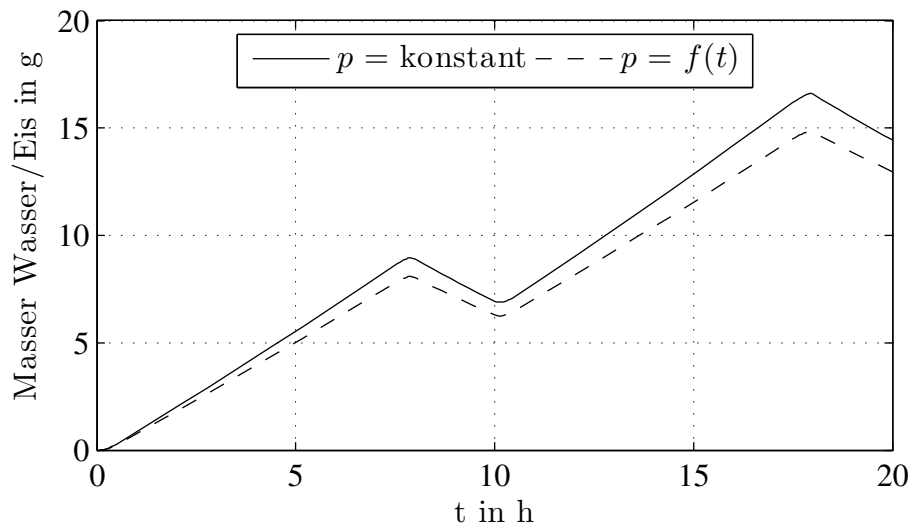
Die Annahme eines zeitlich konstanten Drucks bei der Modellierung ist dem Vergleich mit den durchgeführten und den der Literatur entnommenen Versuchen geschuldet. Im realen Anwendungsfall dagegen wird über die Flugdauer der Druck in der Kabine abgesenkt, um die Druckdifferenz zwischen der Umgebung und der Kabine zu verringern. Im folgenden wird untersucht, ob die Änderung der Stoffwerte aufgrund der transienten Druckverlaufes einen Einfluss auf die Wasserakkumulation hat. Sonstige Einflüsse, die auf den Druckwechsel an sich und dadurch hervorgerufene konvektive Strömungen und Ausgleichsvorgänge zurückgehen, werden nicht untersucht.

Nach Tabelle 3.3 sind bei dem Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft, sowie den Dichten von Luft und Wasserdampf und somit auch deren Konzentrationen die Druckabhängigkeit zu beachten. Der Transport wird in der Simulation mit dem Fick'schen Gesetz nach Gleichung (3.10) berechnet, hier wird der Diffusionskoeffizient mit der Konzentration multipliziert. Nach Gleichung (A.15) wird der Diffusionskoeffizient umgekehrt proportional zum Druck berechnet, die Konzentration ist nach dem Idealen Gasgesetz direkt proportional zum Druck. Somit hat der Druck auf die Diffusion an sich keine Auswirkungen. Allerdings erhöht sich bei einem niedrigeren Gesamtdruck der Anteil an Wasserdampf, den die feuchte Luft enthalten kann, bevor es zum Phasenwechsel kommt. Dies kommt dadurch zustande, dass bei einem niedrigeren Gesamtdruck bei gleichem Wasserdampfanteil der Partialdruck sinkt und ein geringerer Partialdruck zu einer niedrigeren Sättigungstemperatur führt.

Abbildung 4.12 zeigt Vergleiche von Simulationen mit und ohne Druckprofil einmal mit Terul 18 Folie, einmal ohne Folie. Die Unterschiede in den Simulationsergebnissen bei dem Vergleich mit Folie sind in der Grafik 4.12a dargestellt. Durch die geringere Luftdichte beim Druckabsenken in der Steigflugphase fällt die Masseänderung durch die Dichteänderung aufgrund der Temperaturabsenkung geringer aus als bei der Simulation mit konstantem Druck. Der Einfluss der Absenkung der Sättigungstemperatur spielt hier nur eine geringe Rolle, da aufgrund der Folie die Wasserdampfkonzentration in der Isolierung sehr gering gehalten wird und die Phasenänderung des Wasserdampfes nur am kalten Rand auftritt, allerdings verkleinert sich der Bereich. Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.13a zu erkennen. Hier ist $k_v s$ dargestellt, dieser Parameter ist proportional zum Phasenwechsel an einem Ort. Ist die Wasserdampfkonzentration aufgrund des Fehlens der Folie deutlich höher und findet schon im Paket und nicht erst am Rand ein Phasenwechsel statt, ver-

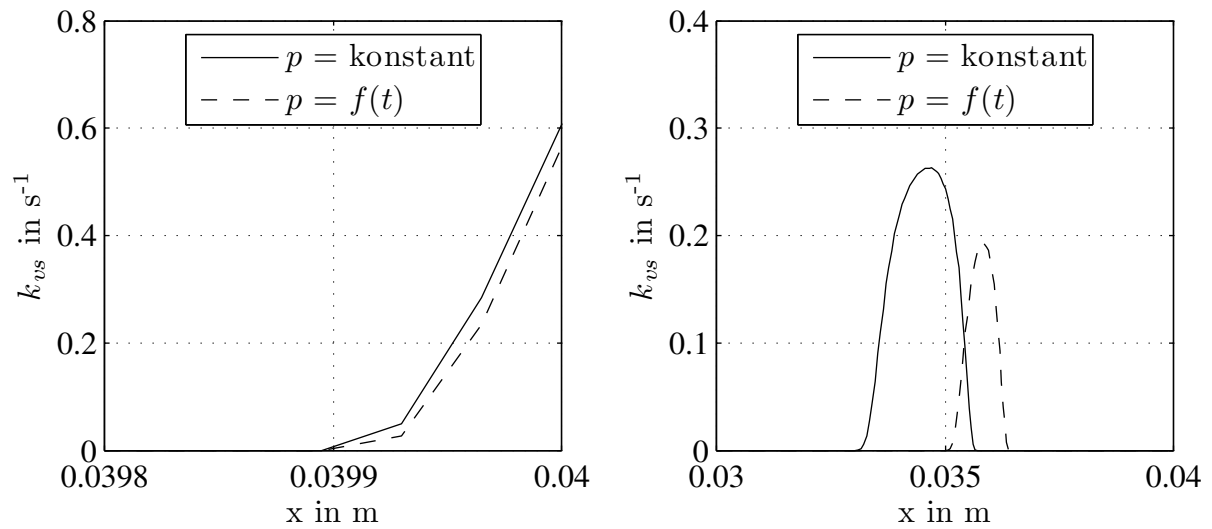


(a) Isolationspakete mit Terul 18 Folie; Simulation mit konstantem Druck: HHT18, Simulation mit zeitlicher Druckänderung: HHT18p



(b) Isolationspakete ohne Folie; Simulation mit konstantem Druck: HHT18S, Simulation mit zeitlicher Druckänderung: HHT18Sp

Abbildung 4.12: Einfluss der Druckänderung auf die Wasserakkumulation: Vergleich von Simulation mit konstantem Druck mit Simulationen mit zeitlicher Druckänderung



(a) Isolationspakete mit Terul 18 Folie; Simulation mit konstantem Druck: HHT18, Simulation mit zeitlicher Druckänderung: HHT18p (b) Isolationspakete ohne Folie; Simulation mit konstantem Druck: HHT18S, Simulation mit zeitlicher Druckänderung: HHT18Sp

Abbildung 4.13: Einfluss der Druckänderung auf den Phasenwechsel, beide Grafiken zeigen den Zeitpunkt in der Mitte der Flugphase bei $t = 2$ h.

stärkt sich dieses Verhalten. Abbildung 4.13b zeigt, dass sich dann das Gebiet, in dem Desublimation stattfindet weiter an den äußeren Rand verschiebt und verkleinert. Die geringe Feuchteakkumulation zeigt sich auch im Gesamtverlauf, der in Abbildung 4.12b zu sehen ist.

Das Druckprofil hat also durchaus dämpfende Auswirkungen auf die Feuchteakkumulation, allerdings mehr in der Änderung der Sättigungstemperatur als im Feuchtetransport – sieht man einmal von den hier auch nicht berücksichtigten Gradienten ab, die während der Druckänderung auftreten.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Die meisten Probleme
entstehen bei ihrer Lösung.

(Leonardo da Vinci)

5.1 Zusammenfassung

Diese Arbeit liefert eine detaillierte Analyse des mit Phasenwechsel verbundenen Feuchtetransportes in Flugzeugisolierungen, die experimentelle und numerische Untersuchungen verbindet. Zum Einstieg wird auf Erfahrungen aus früheren Forschungsvorhaben und Wissen aus ähnlichen Problemstellungen in anderen Fachgebieten aufgebaut. Auf dieser Grundlage werden Methoden selektiert und weiterentwickelt. Dabei wird in beiden Bereichen eine konsequent instationäre Betrachtung angestrebt, die der Ursache des Problems, der Dynamik der Temperaturrendbedingung, Rechnung trägt. Diese Dynamik sowie die Temperaturbereiche, die tiefen Temperaturen, sowie die Tatsache, dass Wasser neben dem dampfförmigen meist im festen statt im flüssigen Zustand vorliegt, grenzt die Problemstellung im Flugzeug von ähnlichen Problemstellungen im Baubereich ab, die in früheren Arbeiten oft als Grundlage herangezogen worden sind. Fragestellungen aus anderen Fachgebieten, wie zum Beispiel das Feuchteverhalten von Multifunktionskleidung in der Textilforschung, sind thematisch häufig näher angesiedelt.

Es wird im Gegensatz zu früheren experimentellen Arbeiten eine kontinuierliche Wägung des ganzen Isolationsaufbaus vorgenommen, um den zeitlichen Verlauf der Wasserakkumulation messtechnisch erfassen zu können. Außerdem ist es möglich gewesen, Messungen mit der Neutronenradiographieanlage ANTARES an der Forschungsneutronenquelle Heinz Maier-Leibnitz der TU München durchzuführen, um zweidimensionale Aufnahmen der flüssigen und festen Phase während des Versuches zu machen. Somit konnte ein zeitlich und örtlich aufgelöster Einblick in die Eisbildung im Isolierpaket gewonnen werden. Hervorzuheben sind hier die Messungen, die bei Paketen mit Ventilationslöcher in der Umhüllungsfolie durchgeführt worden sind. Es hat sich gezeigt, dass trotz des geringen Flächenanteils, den diese Löcher dem Wasserdampf zum Eindringen in das Isolierungspaket bieten, sich die Feuchteansammlung drastisch erhöht.

Ein System aus partiellen Differentialgleichungen modelliert den Wärmetransport durch das Paket sowie den diffusiven Transport von Wasserdampf in das und im Isolationspaket und den Phasenwechsel zwischen Wasserdampf, flüssigen Wasser und Eis. Dabei ersetzt ein auf einer Kinetik erster Ordnung basierendes Phasenwechselmodell ein Gleichgewichtsmodell. Dies hat den Vorteil, dass diese Art der Kopplung zwischen den Massenbilanzen von Wasserdampf, Wasser und Eis und der Energiebilanz zu einem deutlich besseren Konvergenzverhalten bei der Lösung des Gleichungssystems führt. Des Weiteren wird zur Beurteilung der Simulationsergebnisse ein angepasstes T,x -Diagramm vorgeschlagen. Es wird beispielsweise eingesetzt, um zu zeigen, dass trotz des kinetischen Phasenwechselmodells

auch in stark transienten Phasen der Zustand der feuchten Luft sehr nahe am Gleichgewicht liegt. Auch wurde gezeigt, dass eine eindimensionale Modellierung die physikalischen Vorgänge bei einfachen Isolierungskonfigurationen sehr gut approximiert. Ebenfalls zeigt sich in der Auswertung, dass der Akkumulationsprozess vom Wasserdampftransport gesteuert wird.

Der Vergleich von Messdaten und Simulationsergebnissen zeigt, dass in beiden Fällen das qualitative Verhalten übereinstimmt, auch wenn es quantitativ noch Abweichungen gibt. Ein möglicher Grund hierfür könnte ein unkontrolliertes zusätzliches Eindringen von Wasserdampf in die Testbox an einer noch nicht indentifizierten Undichtigkeit sein. Das Zusammenfügen der Ergebnisse der experimentellen und numerischen Studien können weitere Erkenntnisse gewonnen werden. Die großen Gradienten im Gewichtsverlauf bei gravimetrischen Messungen mit in Folien gehüllten Isolierpaketen in der Steig- und Sinkflugphase konnten so der Dichteänderung der Luft zugeordnet werden. Auch erlaubt erst die Kombination mit den Simulationsergebnissen die Interpretation der Neutronenradiographieaufnahmen in der Sinkflug- und Bodenphase. Hierbei hat sich gezeigt, dass die Änderung des Wasseranteils im unteren Bereich der Isolierung, die als Durchsickern von Wasser interpretiert werden könnte, auch in der Simulation beobachtet werden konnte, obwohl hier Wasser als ortsfest betrachtet wird. Die Änderung des Wasseranteil kommt in der Simulation durch Verdunstung im oberen Bereich und gleichzeitige Kondensation im randnahen Bereich zu stande. Dieses Verhalten trägt zu einem langsamen Austrocknen der Isolierung nach innen bei hohen Wasserbeladungen bei, da nur am innersten Rand der Wasseransammlung eine Verdunstung und ein Abtransport von Wasserdampf stattfindet.

5.2 Ausblick

Diese Arbeit hat das Verständnis zu den Feuchtetransport- und -akkumulationsprozessen vertieft und neue Methoden zur experimentellen und numerischen Untersuchung eingeführt. Nachdem die Anwendbarkeit gezeigt worden ist, lassen sich diese natürlich weiterentwickeln. Sowohl die Ausführung der Zuluftregelung als auch die Konstruktion der Testbox bieten sicherlich Potential zur Verbesserung. Momentan sind die Parameter des Phasenwechselmodells vom vorliegenden Feuchteniveau abhängig, dies könnte eventuell behoben werden, in dem das Modell zusätzlich von der Wasserdampfkonzentration abhängig gemacht wird.

Werden in Zukunft verstärkt zweidimensionale Simulationen durchgeführt, macht es sicher Sinn, die Struktur des zu lösenden Gleichungssystems näher zu untersuchen und das Verfahren zur Lösung des linearen Gleichungssystems mit Bedacht auszuwählen, um die benötigte Rechenleistung und den Speicherbedarf gering zu halten und ein gutes und verlässliches Konvergenzverhalten zu erzielen. Dabei ist natürlich auch eine intelligente Gittererzeugung hilfreich, Papastavrou (1998) schlägt hierfür beispielsweise verschiedene Vorgehensweisen zur Anpassung des Gitters an die zeitlich veränderliche Lösung vor.

Weiterhin liefert diese Arbeit selbstverständlich den Ansatzpunkt zu weiteren, vertiefenden oder auch praxisnäheren Untersuchungen. Hierbei könnte die Spantenisolierung einen guten Ansatzpunkt darstellen. Einerseits ist diese als Kältebrücke besonders für Kondensation anfällig, andererseits beeinflusst die Dicke der Isolierung auf dem Spantkopf direkt die mögliche Kabinenbreite, die für den Personenkomfort zur Verfügung steht. Auch für die Untersuchung und den Erkenntnisgewinn ist dieser Fall interessant, da hier

ein echt zweidimensionales Problem vorliegt. Hier könnte die Kombination aus zweidimensionaler Simulation und Neutronenradiographie erneut gut kombiniert werden und weiter ihre Stärken auspielen, nachdem in dieser Arbeit die Funktionsfähigkeit dieses Konzeptes gezeigt worden ist.

Konzeptuell bringt diese Arbeit die Anregung mit sich, sich in Zukunft weniger um noch diffusionsdichtere Folien zu kümmern, sondern das Augenmerk mehr auf den Prozess zu legen, so dass in der Flugphase weniger Wasserdampf in die Isolierung eindringen kann und in der Bodenphase die Austrocknung besser unterstützt wird. Ein Augenmerk ist dabei auch auf absichtlich in die Isolierung eingebrachte Fehlstellen, wie die Ventilation Holes, zu legen. Hierbei muss es nicht zwangsläufig notwendig sein, diese Öffnungen ganz zu vermeiden, auch Konzepte, bei denen diese beispielsweise nach Außen angebracht werden, um die Rücktrocknung zu fördern, sind denkbar. Dabei ist zu beachten, dass kein flüssiges Wasser eindringen kann, da dies durch die höhere Dichte viel stärker zur Akkumulation beitragen könnte als das Eindringen von Wasserdampf.

Literaturverzeichnis

Die Literaturangaben sind alphabetisch geordnet. Quellen von mehr als einem Autor sind nach dem ersten Autor einsortiert. Standardwerke, deren Titel im Alltagsgebrauch geläufig ist, sind zur besseren Lesbarkeit des Textes unter diesem Titel einsortiert.

ADAMS, CLARENCE R. (Juni 1973):

„Insulation and condensation control system“. Patent 3740905.

URL: <http://www.freepatentsonline.com/3740905.html> (besucht am 18.05.2010).

ADAMS, CLARENCE R. (Feb. 1975):

„Insulation and condensation control blanket“. Patent 3867244.

URL: <http://www.freepatentsonline.com/3867244.html> (besucht am 21.05.2010).

ADAMS, SCOTT (1996):

Dogbert's top secret Management Handbook. 1. Auflage. Harper Business.

ISBN: 0-88730-788-4.

ANTON, CLAIRE E., TRENT R. LOGAN UND SHERYL A. DECILLIS (Dez. 2002):

„Spray on-foam insulation system for an aircraft“. Patent 20020195525. URL: <http://www.freepatentsonline.com/y2002/0195525.html> (besucht am 21.05.2010).

BATTY, W. J., P. W. O'CALLAGHAN UND S. D. PROBERT (1981):

„Apparent thermal conductivity of glass-fibre insulant: effects of compression and moisture content“. In: *Appl. Energy*, Band 9 (1), Seiten 55–76.

BEAR, JACOB UND M. YAVUZ CORPAPICOGLU, Herausgeber (1989):

Transport processes in porous media. Band 202. NATO ASI series E: Applied science. ISBN: 0-7923-1363-1.

BEER, F. C. DE, W. J. STRYDOMA UND E. J. GRIESEL (2004):

„The drying process of concrete: a neutron radiography study“.

In: *Appl. Radiat. Isot.* Band 61 (4), Seiten 617–623.

DOI: 10.1016/j.apradiso.2004.03.087.

BIRD, ROBERT BYRON, WARREN E. STEWART UND EDWIN N. LIGHTFOOT (1960):

Transport phenomena. 1. Auflage. New York: John Wiley & Sohns, Inc.

ISBN: 0-471-07392-X.

BRUNAUER, STEPHEN, P. H. EMMETT UND EDWARD TELLER (1938):

„Adsorption of Gases in Multimolecular Layers“. In: *J. Am. Chem. Soc.* Band 60 (2), Seiten 309–319. DOI: 10.1021/ja01269a023.

BURNS, P. J., L. C. CHOW UND C. L. TIEN (1977):

„Convection in a vertical slot filled with porous insulation“.

In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 20 (9), Seiten 919–926.

DOI: 10.1016/0017-9310(77)90062-X.

- CHAN, B. K. C., C. M. IVEY UND J. M. BARRY (1970):
„Natural convection in enclosed porous media with rectangular boundaries“.
In: *J. Heat Transfer*, Band 92, Seiten 21–27.
- CHENG, XIAOYIN UND JINTU FAN (2004):
„Simulation of heat and moisture transfer with phase change and mobile condensates in fibrous insulation“. In: *Int. J. Therm. Sci.* Band 43, Seiten 665–676.
- CID, J. UND P. CRAUSSE (1990):
„Influence of the structural characteristics of fibrous hear insulators upon their properties of moisture transfer“. In: *J. Therm. Insul.* Band 14, Seiten 123–134.
- COURANT, R. (1943):
„Variational methods for the solution of problems of equilibrium and vibrations“.
In: *Bull. Amer. Math. Soc.* DOI: 10.1090/S0002-9904-1943-07818-4.
- CUSSLER, E. L. (2000):
Diffusion. Mass Transfer in Fluid Systems. 2. Auflage. Cambridge University Press.
ISBN: 0-521-56477-8.
- DE VRIES, DANIEL A. (1987):
„The theory of heat and moisture transfer in porous media revisited“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 30 (7), Seiten 1343–1350.
DOI: 10.1016/0017-9310(87)90166-9.
- DIN EN 15251 (Aug. 2007):
Eingangsparmeter für das Raumklima zur Auslegung und Bewertung der Energieeffizienz von Gebäuden – Raumluftqualität, Temperatur, Licht und Akustik. Norm.
- DIN EN ISO 13788 (2001):
Raumseitige Oberflächentemperatur zur Vermeidung kritischer Oberflächenfeuchte und Tauwasserbildung im Bauteilinneren. Norm.
- ECKERT, E. R. G. UND M. FAGHRI (1980):
„A general analysis of moisture migration in an unsaturated porous medium“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 23 (12), Seiten 1613–1623.
DOI: 10.1016/0017-9310(80)90220-3.
- EDDY, ROBERT G. (Aug. 1998):
„Aircraft passenger safety enhanced fuselage insulation blanket“. Patent 5788184.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/5788184.html> (besucht am 21.05.2010).
- EISENBERG, A. UND W. KAUMANN (2005):
The Structure and Properties of Water. Oxford Classical Series.
Oxford University Press. ISBN: 0-19-857026-0.
- FAGHRI, M. UND E. R. G. ECKERT (1980):
„Moisture Migration Caused by Periodic Temperature Fluctuations in an Unsaturated Porous Medium“. In: *Heat Mass Transfer*, Band 14 (4), Seiten 217–2223.
DOI: 10.1007/BF01618353.
- FAN, JINTU, ZHONGXUAN LUO UND YI LI (2000):
„Heat and Moisture Transfer with Sorption and Condensation in Porous Clothing

- Assemblies and Numerical Simulation“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 43 (16), Seiten 2989–3000. DOI: 10.1016/S0017-9310(99)00235-5.
- FAN, JINTU UND XINGHUO WEN (2002):
„Modeling heat and moisture transfer through fibrous insulation with phase change and mobile condensates“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 45 (19), Seiten 4045–4055. DOI: 10.1016/S0017-9310(02)00114-X.
- FAN, JINTU, XIAOYIN CHENG, XINHUO WEN UND WEIWEI SUN (2004):
„An improved model of heat and moisture transfer with phase change and mobile condensates in fibrous insulation and comparison with experimental results“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 47 (10–11), Seiten 2343–2352. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2003.10.033.
- FOURNIER, D. UND S. KLARSFELD (1974):
„Some Recent Experimental Data on Glass Fiber Insulating Materials and Their Use for a Reliable Design of Insulation at Low Temperatures“. In: *Heat transmission measurements in thermal insulations*. Herausgegeben von R. P. Tye. ASTM Special Technical Publication 544, Seiten 223–242. DOI: 10.1520/STP34781S.
- FRANKE, L., R. ESPINOSA, G. DECKELMANN, C. GUNSTMANN UND D. BANDOW (2007):
AStra – ein neues Berechnungswerkzeug zur Simulation des gekoppelten Wärme-, Feuchte- und Stofftransports einschließlich der Korrosionsprozesse in porösen Baustoffen. Report of 12th Symposium for Building Physics in Dresden.
- FULFORD, G. D. (1969):
„A survey of recent Soviet research on drying of solids“. In: *Can. J. Chem. Eng.* Band 47, Seiten 378–391.
- GATES, DOMINIC (18. Dez. 2010):
Dreamliner’s woes pile up. The Seattle Times.
URL: http://seattletimes.nwsources.com/html/business/technology/2013713745_dreamliner19.html (besucht am 19.12.2010).
- GRESHO, P. M. UND R. L. SANI (1999):
Incompressible Flow and the Finite Element Method. John Wiley & Sons, Ltd. ISBN: 0-471-96789-0.
- GU, LIMIN, CLIFFORD K. HO, O. A. PLUMB UND STEPHEN W. WEBB (1998):
„Diffusion with condensation and evaporation in porous media“. In: *AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*. Band 2, Seiten 213–220.
- HAEUPL, PETER UND YUGONG XU (2001):
„Numerical Simulation of Freezing and Melting in Porous Materials under the Consideration of the Coupled Heat and Moisture Transport“. In: *J. Building Phys.* Band 25 (4), Seiten 4–31. DOI: 10.1106/rx11-mbe8-huj3-2xx3.

- HARLAN, R. L. (1974):
„Analysis of Coupled Heat-Fluid Transport in Partially Frozen Soil“.
In: *Water Resour. Res.* Band 9 (5), Seiten 1314–1323.
- HASSANEIN, RENÉ KARIM (2006):
„Correction methods for the quantitative evaluation of thermal neutron tomography“.
Dissertation. Swiss Federal Institute of Technology Zurich.
- HAYNES, BARBARA L., SUSANA S. NG, PAUL M. SERATI, OKTAY YESIL,
EUGENE A. JACKSON UND SAMUEL M. LAWRENCE (März 1997):
„Semi-rigid, light weight fiber glass/polymide foam sandwich blanket insulation“.
Patent 5611504.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/5611504.html> (besucht am 21.05.2010).
- HERWIG, HEINZ (2002):
Strömungsmechanik, Eine Einführung in die Physik und die mathematische Modellierung von Strömungen. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
ISBN: 3-540-41972-1.
- HOLM, ANDREAS (Dez. 2001):
„Ermittlung der Genauigkeit von instationären hygrothermischen Bauteilberechnungen mittels eines stochastischen Konzepts“. Dissertation. Fakultät Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität Stuttgart.
URL: http://www.hoki.ibp.fhg.de/ibp/publikationen/dissertationen/ah_dissertation.pdf (besucht am 01.06.2010).
- HUBER, PAUL, KARL SCHUSTER UND ROB TOWNSEND (1999):
„Controlling Nuisance Moisture in Commercial Airplanes“.
In: *Aero Magazine*, Band 5. URL: http://www.boeing.com/commercial/aeromagazine/aero_05/textonly/m01txt.html (besucht am 17.05.2010).
- International Steam Tables* (2008):
Properties of Water and Steam Based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97.
Von Wolfgang Wagner und Hans-Joachim Kretzschmar. 2. Auflage.
Springer-Verlag Berlin Heidelberg. ISBN: 3-540-21419-4.
- IRUDAYARAJ, JOSEPH, YUN WU, AHAMAD GHAZANFARI UND WEIHUA YANG (1996):
„Application of simultaneous heat, mass, and pressure transfer equations to timber drying“. In: *Numer. Heat Transfer, Part A*, Band 30 (3), Seiten 233–247.
DOI: 10.1080/10407789608913838.
- JOHNSON, WILLIAM R. (Nov. 1980):
„Thermal insulation for aircraft fuselage“. Patent 4235398.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/4235398.html> (besucht am 21.05.2010).
- JOHNSON, WILLIAM R. (Sep. 1981):
„Thermal insulation for aircraft fuselage“. Patent 4291851.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/4291851.html> (besucht am 21.05.2010).
- JONES, FRANK E. (1992):
Evaporation of water: with emphasis on applications and measurements. 1. Auflage.
CRC Press Inc. ISBN: 0-87371-363-X.

- KEIL, FRERICH JOHANNES (1999):
Diffusion und Chemische Reaktionen in der Gas/Feststoff-Katalyse.
Springer Verlag Berlin Heidelberg New York. ISBN: 3-540-66067-4.
- KEIL, FRERICH JOHANNES (2007):
Reaktionstechnik. Band 1.
Universität für chemische Technologie und Metallurgie, Sofia.
ISBN: 978-954-8954-92-1.
- KOERNER, S., E. LEHMANN UND P. VONTOBEL (2000):
„Design and optimization of a CCD-neutron radiography detector“.
In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* Band 454 (1), Seiten 158–164.
DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00819-6.
- KOLAX, MICHAEL, WOLF-DIETRICH DOLZINSKI, HANS-PETER WENTZEL UND
RALF HERRMANN (Feb. 2010):
„Fuselage structural component of an aircraft or spacecraft, with a foam layer as
thermal insulation“. Patent 20100038487. URL: <http://www.freepatentsonline.com/y2010/0038487.html> (besucht am 21.05.2010).
- KRASZEWSKI, ANDRZEJ W. (1991):
„Microwave aquametry – needs and perspectives“.
In: *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Band 39 (5),
Seiten 828–835. DOI: 10.1109/22.79110.
- KRISCHER, O. UND W. KAST (1978):
Trocknungstechnik, Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik.
3. Auflage. Band 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. ISBN: 3-540-08280-8.
- KUMARAN, M. K. (1987):
„Moisture transport through glass-fibre insulation in the presence of a thermal
gradient“. In: *J. Therm. Insul.* Band 10, Seiten 243–255.
- KÜNZEL, HARTWIG M. (1994):
„Verfahren zur ein- und zweidimensionalen Berechnung des gekoppelten Wärme- und
Feuchtetransports in Bauteilen mit einfachen Kennwerten“.
Dissertation. Universität Stuttgart. URL: http://www.hoki.ibp.fhg.de/ibp/publikationen/dissertationen/hk_dissertation.pdf (besucht am 01.06.2010).
- KÜNZEL, HARTWIG M. UND FRANZ-JOSPEF KASPER (1998):
„Von der Idee einer feuchteadaptiven Dampfbremse bis zur Markteinführung“.
In: *Bauphysik*, Band 20 (6), Seiten 257–260.
- KÜNZEL, HARTWIG M. UND K.: KIESSL (1996):
„Calculation of heat and moisture transfer in exposed building components“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 40 (1), Seiten 159–167.
DOI: 10.1016/S0017-9310(96)00084-1.
- KÜNZEL, HELMUT (1988):
„Das Verhalten von Mineralfaserdämmstoffen gegenüber Wasser“.
In: *WKSB: Zeitschrift für Wärme-, Kälte-, Schall- und Brandschutz*, Band 25 (6),
Seiten 17–22.

KUPFER, KLAUS (1997):

Materialfeuchtemessung: Grundlagen, Meßverfahren, Applikationen, Normen.
expert verlag GmbH. ISBN: 3-8169-1359-8.

KÜNZEL, HARTWIG, ANDREAS HOLM UND THEO GROSSKINSKY (Sep. 2006):

„Insulation package and use thereof“. Patent 7108227.

URL: <http://www.freepatentsonline.com/7108227.html> (besucht am 18.05.2010).

LANGLAIS, C., M. HYRIEN UND S. KLARSFELD (1982):

„Moisture Migration in Fibrous Insulating Materials Under the Influence of a Thermal Gradient and its Effect on Thermal Resistance“. In: *Moisture Migration in Buildings*. Herausgegeben von L. Lieff und Trechsel H. R.

ASTM Special Technical Publication 779, Seiten 191–206. DOI: 10.1520/STP38694S.

LEWIS, ROLAND W., PERUMAL NITHIARASU UND KANKANHALLI N. SEETHARAMU (2004):

Fundamentals of the Finite Element Method for Heat and Fluid Flow.
John Wiley & Sons, Ltd. ISBN: 0-470-84789-1.

LI, YI UND QINGYONG ZHU (2003):

„A model of coupled liquid moisture and heat transfer in porous textiles with consideration of gravity“. In: *Numer. Heat Transfer, Part A*, Band 43 (5),
Seiten 501–523. ISSN: 1040-7782.

LI, YONGBAO UND JINTU FAN (2007):

„Transient analysis of heat and moisture transfer with sorption/desorption and phase change in fibrous clothing insulation“.

In: *Numer. Heat Transfer, Part A*, Band 51 (7), Seiten 635–655. ISSN: 1040-7782.

DOI: 10.1080/10407780600936327.

LIDE, DAVID R., Herausgeber (2009):

CRC handbook of chemistry and physics. 90. Auflage. Taylor & Francis.
ISBN: 978-1420090840.

LUIKOV, ALEKSEI VASILEVIČ (1966):

Heat and mass transfer in capillary-porous bodies. Aus dem Russ. übers.
Oxford [u.a.]: Pergamon Press, XII, 523 S.

LUIKOV, ALEKSEI VASILEVIČ (1975):

„Systems of differential equations of heat and mass transfer in capillary-porous bodies (review)“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 18 (1), Seiten 1–14.

DOI: 10.1016/0017-9310(75)90002-2.

MELIN, THOMAS UND ROBERT RAUTENBACH (2004):

Membrantrennverfahren, Grundlagen der Modul- und Anlagenauslegung. 2. Auflage.
Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 3-540-00071-2.

MESTER, VOLKER (23. März 2007):

Jet 007 - Amerika hielt den Atem an. A380: Erprobungsflüge mit nur kleinen Pannen - Lufthansa zufrieden. Hamburger Abendblatt.

URL: <http://www.abendblatt.de/wirtschaft/article457607/>

Jet-007-Amerika-hielt-den-Atem-an.html (besucht am 04.09.2009).

- MIKHAILOV, M. D. UND B. K. SHISHEDJIEV (1975):
„Temperature and moisture distributions during contact drying of a moist porous sheet“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 18 (1), Seiten 15–24.
DOI: 10.1016/0017-9310(75)90003-4.
- MILCZAREK, JACEK J., ANDRZEJ CZACHORA, ABD EL-GHANY EL ABDA UND ZBIGNIEW WIŚNIEWSKIA (2005):
„Dynamic neutron radiography observations of water migration in porous media“. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* Band 542 (1–3), Seiten 232–236.
DOI: 10.1016/j.nima.2005.01.105.
- MITCHELL, D. R., Y.-X. TAO UND R. W. BESANT (1995):
„Air filtration with moisture and frosting phase changes in fiberglass insulation–I. Experiment“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 38 (9), Seiten 1587–1596.
DOI: 10.1016/0017-9310(94)00290-C.
- MOTAKEF, S. UND M. A. EL-MASRI (1985):
„Liquid Diffusion in Fibrous Insulation“. In: *J. Heat Transfer*, Band 107, Seiten 299–306.
- MOTAKEF, S. UND M. A. EL-MASRI (1986):
„Simultaneous heat and mass transfer with phase change in a porous slab“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 29 (10), Seiten 1503–1512.
DOI: 10.1016/0017-9310(86)90065-7.
- MOTAKEF, SHAHRYAR (1984):
„Simultaneous heat and mass transport with phase change in insulated structures“. Dissertation. Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Mechanical Engineering.
URL: <http://hdl.handle.net/1721.1/45684> (besucht am 31.08.2010).
- NICOLAI, ANDREAS (Mai 2008):
„Modeling and numerical simulation of salt transport and phase transition in unsaturated porous building materials“. Dissertation. The Graduate School, Syracuse University.
- NIELSEN, A. F. (1972):
„Gamma-Ray-Attenuation used for Measuring the Moisture Content and Homogeneity of Porous Concrete“. In: *Build. Sci.* Band 7 (4), Seiten 257–263.
DOI: 10.1016/0007-3628(72)90007-2.
- NIZOVITSEV, M. I., S. V. STANKUS, A. N. STERLYAGOV, V. I. TEREKHOV UND R. A. KHAIRULIN (2008):
„Determination of moisture diffusivity in porous materials using gamma-method“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 51, Seiten 4161–4167.
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.01.013.
- OGNIEWICZ, Y. UND C. L. TIEN (1981):
„Analysis of condensation in porous insulation“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 24 (3), Seiten 421–429.
DOI: 10.1016/0017-9310(81)90049-1.

- ÖHLER, BETTINA (März 2005):
„Modeling and Simulation of Global Thermal and Fluid Effects in an Aircraft Fuselage“. In: *Proceedings of the 4th International Modelica Conference*. Hamburg, Seiten 497–506. URL: http://www.modelica.org/events/Conference2005/online_proceedings/Session6/Session6b3.pdf (besucht am 20.05.2010).
- OLIVEIRA, LEANDRO S. UND KAMYAR HAGHIGHI (1998):
„Conjugate Heat and Mass Transfer in convective Drying of porous Media“. In: *Numer. Heat Transfer, Part A*, Band 34 (2), Seiten 105–117.
DOI: 10.1080/10407789808913980.
- OLUTIMAYIN, STEPHEN O. UND CAREY J. SIMONSON (2005):
„Measuring and modeling vapor boundary layer growth during transient diffusion heat and moisture transfer in cellulose insulation“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 48 (16), Seiten 3319–3330.
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.02.024.
- PAPASTAVROU, ARETI (1998):
„Adaptive Finite Element Methoden für Konvektions-Diffusionsprobleme“. Dissertation. Fakultät für Bauingenieurwesen an der Ruhr-Universität Bochum.
URL: http://www.ruhr-uni-bochum.de/num1/files/theses/diss_papastavrou.pdf (besucht am 30.10.2010).
- PATANKAR, SUHAS V. (1980):
Numerical Heat and Fluid Flow.
Series in computational methods in mechanics and thermal sciences. Taylor & Francis. ISBN: 0-89116-522-3.
- PEL, L., A. A. J. KETELAARS, O. C. G. ADAN UND A. A. VAN WELL (1993):
„Determination of moisture diffusivity in porous media using scanning neutron radiography“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 36 (5), Seiten 1261–1267.
DOI: 10.1016/S0017-9310(05)80095-X.
- PEUHKURI, RUUT, CARSTEN RODE UND KURT KIELSGAARD HANSEN (2008):
„Non-isothermal moisture transport through insulation materials“. In: *Build. Environ.* Band 43, Seiten 811–822.
DOI: 10.1016/j.buildenv.2007.01.021.
- PIERCE, DAVID A. UND STEVE M. BENNER (1986):
„Thermally induced hygroscopic mass transfer in a fibrous medium“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 29 (11), Seiten 1683–1694.
DOI: 10.1016/0017-9310(86)90109-2.
- PRAŽÁK, JOSEF, JAN TYWONIAK, FRANTIŠEK PETERKA UND TOMÁŠ ŠLONC (1990):
„Description of transport of liquid in porous media—a study based on neutron radiography data“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 33 (6), Seiten 1105–1120.
DOI: 10.1016/0017-9310(90)90244-0.
- REID, ROBERT C., JOHN M. PRAUSNITZ UND BRUCE E. POLING (1987):
The Properties of Gases & Liquids. 4. Auflage. McGraw Hill, Inc. ISBN: 0-07-051799-1.

- ROELS, STAF UND JAN CARMELIET (2006):
„Analysis of moisture flow in porous materials using microfocus X-ray radiography“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 49 (25–26), Seiten 4762–4772.
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.06.035.
- SANOCKI, STEPHEN M., MICHAEL D. SWAN, JOHN L. ERICKSON UND JAMES A. RUSTAD (Apr. 1997):
„Insulation blanket“. Patent 5624726.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/5624726.html> (besucht am 21.05.2010).
- SCHIRMER, ROBERT (1938):
„Die Diffusionszahl von Wasserdampf-Luftgemischen und die Verdampfungsgeschwindigkeit“. Dissertation. Technische Hochschule München.
- SCHMITZ, GERHARD, MATTHIAS WITSCHKE, RAINER MÜLLER, PETRA TURANSKI UND HEIKO LÜTJENS (Aug. 2003):
„Insulating arrangement for the inner insulation of an aircraft“. Patent EP1124720.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/EP1124720B1.html> (besucht am 21.05.2010).
- SEIFERT, KARL (1982):
Wasserdampfdiffusion im Bauwesen. Ein Leitfadens zur Verhütung von Bauschäden durch diffusionstechnisch einwandfreie Baukonstruktion. 3. Auflage.
Bauverlag Wiesbaden und Berlin. ISBN: 3-7625-2048-8.
- SHAPIRO, ANDREW P. (1987):
„Steady and unsteady heat and mass transfer through porous media with phase change“. Master-Thesis. Massachusetts Institute of Technology. Dept. of Mechanical Engineering. URL: <http://hdl.handle.net/1721.1/31004> (besucht am 01.09.2010).
- SHAPIRO, ANDREW P. UND SHAHRYAR MOTAKEF (1990):
„Unsteady heat and mass transfer with phase changes in porous slabs: analytical solutions and experimental results“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 33 (1), Seiten 163–173. DOI: 10.1016/0017-9310(90)90150-S.
- SLACK, GLEN A. (1980):
„Thermal conductivity of ice“. In: *Phys. Rev. B: Condens. Matter*, Band 22 (6), Seiten 3065–3071.
- SOKOLL, THORSTEN (2008):
„Mikrowellensysteme für die in-situ-Feuchtemessung zur Bauwerksüberwachung“. Dissertation. Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität Hamburg-Harburg.
- SPECHT, PHILIP R. UND TOM DUNFORD (Nov. 1999):
„Insulation system for transport aircraft“. Patent 5985362.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/5985362.html> (besucht am 18.05.2010).
- SPEIGHT, JAMES G. UND NORBERT ADOLPH LANGE (2005):
Lange's handbook of chemistry. 16. Auflage. McGraw-Hill. ISBN: 0-07-143220-5.
- STRUVE, RICHARD G., RANDALL S. SMITH, ADAM R. WESTON, HOSSEIN FARANGE UND NIGEL G. MOORES (Sep. 2005):

- „Foam composite insulation for aircraft“. Patent 20050211838. URL: <http://www.freepatentsonline.com/y2005/0211838.html> (besucht am 21.05.2010).
- TALUKDAR, PRABAL, CONRAD R. ISKRA UND CAREY J. SIMONSON (2008):
„Combined heat and mass transfer for laminar flow of moist air in a 3D rectangular duct: CFD simulation and validation with experimental data“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 51 (11–12), Seiten 3091–3102.
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.034.
- TAO, Y.-X., R. W. BESANT UND K. S. REZKALLAH (1991):
„Unsteady heat and mass transfer with phase changes in an insulation slab: frosting effects“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 34 (7), Seiten 1593–1603.
DOI: 10.1016/0017-9310(91)90139-6.
- TAO, Y.-X., R. W. BESANT UND K. S. REZKALLAH (1992):
„The transient thermal response of a glass-fiber insulation slab with hygroscopic effects“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 35 (5), Seiten 1155–1167.
DOI: 10.1016/0017-9310(92)90176-S.
- TAYLOR, ROSS UND R. KRISHNA (1993):
Multicomponent Mass Transfer. 1. Auflage. John Wiley & Sons, Inc.
ISBN: 0-471-57417-1.
- TERTICHNIK, E. L. (1965):
„Determination of the moisture characteristics of building materials by means of a sectional column“. In: *J. Eng. Phys. Thermophys.* Band 8 (2), Seiten 167–169.
- TIMUSK, J. UND L. M. TENENDE (1988):
„Mechanism of drainage and capillary rise in glass fibre insulation“.
In: *J. Therm. Insul.* Band 11, Seiten 231–241.
- TYE, RONALD P. UND S. C. SPINNEY (1979):
„A Study of the Effects of Moisture Vapour on the Thermal Transmittance Characteristics of Cellulose Fibre Thermal Insulation“. In: *J. Building Phys.* Band 2, Seiten 175–196. DOI: 10.1177/109719637900200402.
- VAFAI, K. UND S. SARKAR (1986):
„Condensation Effects in a Fibrous Insulation Slab“. In: *J. Heat Transfer*, Band 108, Seiten 667–675.
- VAFAI, K. UND C. L. TIEN (1981):
„Boundary and inertia effects on flow and heat transfer in porous media“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 24 (2), Seiten 195–203.
DOI: 10.1016/0017-9310(81)90027-2.
- VAFAI, K. UND H. C. TIEN (1989):
„A numerical investigation of phase change effects in porous materials“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 32 (7), Seiten 1261–1277.
DOI: 10.1016/0017-9310(89)90027-6.
- VAFAI, K. UND S. WHITAKER (1986):
„Simultaneous Heat and Mass Transfer Accompanied by Phase Change in Porous Insulation“. In: *J. Heat Transfer*, Band 108, Seiten 132–140.

- VASSEUR, P., T. HUNG NGUYEN, L. ROBILLARD UND V. K. TONG THI (1984):
„Natural convection between horizontal concentric cylinders filled with a porous layer with internal heat generation“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 27 (3),
Seiten 337–349. DOI: 10.1016/0017-9310(84)90281-3.
- VDI-Wärmeatlas (2006).
Herausgegeben von VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen.
10. Auflage. Springer Berlin Heidelberg. ISBN: 978-3-540-32218-4.
- VRANA, TOMAS UND FOLKE BJÖRK (2008):
„Frost formation and condensation in stone-wool insulants – the course of moisture resistance factor“. In: *Proceedings of the World Sustainable Building Conference*.
Melbourne, Australia, Seiten 1035–1040. URL: <http://www.irbnet.de/daten/iconda/CIB15981.pdf> (besucht am 20.08.2010).
- WAGNER, W., A. SAUL UND A. PRUSS (1994):
„International Equations for the Pressure along the Melting and along the Sublimation Curve of Ordinary Water Substance“. In: *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Band 23 (3), Seiten 515–527.
- WANG, BU-XUAN UND ZHAO-HONG FANG (1988):
„Water absorption and measurement of the mass diffusivity in porous media“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 31 (2), Seiten 251–257.
DOI: 10.1016/0017-9310(88)90007-5.
- WANG, JUNYE, NICHOLAS CHRISTAKIS, MAYUR K. PATEL, MARK CROSS UND MARK C. LEAPER (2004):
„A computational model of coupled heat and moisture transfer with phase change in granular sugar during varying environmental conditions“. In: *Numer. Heat Transfer, Part A*, Band 45 (8), Seiten 751–776.
- WANG, Z., Y. LI, Q. Y. ZHU UND Z. X. LUO (2003):
„Radiation and Conduction Heat Transfer Coupled with Liquid Water Transfer, Moisture Sorption, and Condensation in Porous Polymer Materials“. In: *J. Appl. Polym. Sci.* Band 89, Seiten 2780–2790.
- WHITAKER, STEPHEN (1977):
„Simultaneous Heat, Mass, and Momentum Transfer in Porous Media: A Theory of Drying“. In: *Advances in Heat Transfer*, Band 13.
Herausgegeben von James P. Hartnett und Thomas F. Irvine, Seiten 119–203.
- WHITE, ROLAND J., DOUGLAS H. QUIMBY, BRIAN M. CLARK UND JAMES W. CLYNE JR. (März 1995):
„Aircraft fuselage lining system“. Patent 5398889.
URL: <http://www.freepatentsonline.com/5398889.html> (besucht am 21.05.2010).
- WIJEYSUNDERA, N. E. UND M. N. HAWLADER (1992):
„Effects of condensation and liquid transport on the thermal performance of fibrous insulations“. In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 35 (10), Seiten 2605–2616.
DOI: 10.1016/0017-9310(92)90102-X.

- WIJEYSUNDERA, N. E., M. N. HAWLADER UND Y. T. TAN (1989):
„Water vapour diffusion and condensation in fibrous insulation“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 32 (10), Seiten 1865–1878.
DOI: 10.1016/0017-9310(89)90158-0.
- WIJEYSUNDERA, N. E., B. F. ZHENG, M. IQBAL UND E. G. HAUPTMANN (1996):
„Numerical simulation of the transient moisture transfer through porous insulation“.
In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 39 (5), Seiten 995–1004.
DOI: 10.1016/0017-9310(95)00187-5.
- WITSCHKE, MATTHIAS UND GERHARD SCHMITZ (2000):
„Untersuchungen zum Wasserdampftransport in Isolierungen von Flugzeugkabinen“.
In: *DKV Tagungsbericht Bremen*. Band 4. DKV, Seiten 189–206.
- WITSCHKE, MATTHIAS, GERHARD SCHMITZ UND T. SCHERER (Jan. 1999):
„Effects of Increased Humidity in Airplane Cabins on Airplane Insulation“.
In: *Proceedings of the 37th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*.
AIAA 99-0732.
- WÖRNER, MARIO (2006):
„Wärme- und Stofftransport in einer Flugzeugkabine unter besonderer
Berücksichtigung des Feuchtetransportes“.
Dissertation. TU Hamburg-Harburg, Institut für Thermofluidodynamik.
- WÖRNER, MARIO, GERHARD SCHMITZ, MATTHIAS WITSCHKE UND
GEORG MÜHLTAHLER (Juni 2002):
„Theoretical and Experimental Investigation of the Humidity Transport in Aircraft
Cabins“. In: *8th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference*.
AIAA 2002-3023. AIAA/ASME.
- XU, YUGONG (1998):
„Numerische Simulation der Eisbildung in kappilarporösen Baustoffen unter
Berücksichtigung der gekoppelten Wärme- und Feuchtetransportprozesse“.
Dissertation. Fakultät Maschinenwesen der Technischen Universität Dresden.
- YAWS, CARL L. (2008):
Thermophysical properties of chemicals and hydrocarbons. Norwich, NY : Andrew.
ISBN: 0-8155-1596-0.
- YAWS, CARL L. (2009):
*Transport properties of chemicals and hydrocarbons: viscosity, thermal conductivity,
and diffusivity of C1 to C100 organics and Ac to Zr inorganics*. Norwich NY: Andrew.
ISBN: 0-8155-2039-5.
- YORTSOSA, YANIS C. UND ATHANASSIOS K. STUBOS (2001):
„Phase change in porous media“. In: *Curr. Opin. Colloid Interface Sci*. Band 6 (3),
Seiten 208–216. DOI: 10.1016/S1359-0294(01)00085-1.
- ZHU, QINGYONG UND YI LI (2003):
„Effects of Pore Size Distribution and Fiber Diameter on the Coupled Heat and
Liquid Moisture Transfer in Porous Textiles“.

In: *Int. J. Heat Mass Transfer*, Band 46 (26), Seiten 5099–5111.
DOI: 10.1016/S0017-9310(03)00370-3.

A Stoffdaten

Dieses Anhang stellt die Ergebnisse einer Literaturrecherche nach den benötigten Stoffdaten von Luft, Wasserdampf, Wasser und Eis zusammen, die im Hauptteil der Arbeit in Tabelle 3.3 zusammengefasst sind. Aufgrund der Datenlage wird auch abgeschätzt, für welche Größen eine Temperatur- und/oder Druckabhängigkeit zu berücksichtigen ist. Die Vergleiche der verschiedenen Stoffdaten bezieht sich nur auf die Temperatur- und Druckbereiche, die für den Anwendungsfall der Simulation von Relevanz sind. Bei Stoffdaten zum Wasserdampf ist dabei zu Beachten, dass hier nicht der Gesamtdruck, sondern der Partialdruck im zu erwartenden Konzentrationsbereich ausschlaggebend ist. Bei Stoffdaten für Wasser und Eis wird generell die Druckabhängigkeit vernachlässigt.

A.1 Dichte

Luft

Die Dichte von Luft ist im VDI-Wärmeatlas (2006) tabelliert, die Werte im für die Simulation interessanten Bereich sind in Tabelle A.1 zusammengefasst. Abbildung A.1 zeigt den Vergleich dieser Daten mit der Dichte, berechnet nach dem idealen Gasgesetz, die Molmasse der Luft ist in Abschnitt 3.5.2 mit $28,9583 \text{ g mol}^{-1}$ gegeben. Es ist zu erkennen, dass eine sehr gute Übereinstimmung besteht, so dass das ideale Gasgesetz in der Modellierung angewandt wird.

Wasserdampf

Als Gleichung für die Dichte von Wasserdampf wird das Ideale Gasgesetz mit den in den International Steam Tables (2008) angegebenen Berechnungsmethoden (vgl. Anhang B)

Tabelle A.1: Dichte von Luft in Abhängigkeit der Temperatur nach VDI-Wärmeatlas (2006)

T in K	ρ in kg m^{-3}
233,15	1,4958
243,15	1,4340
253,15	1,3771
263,15	1,3245
273,15	1,2758
283,15	1,2306
293,15	1,1885
303,15	1,1492

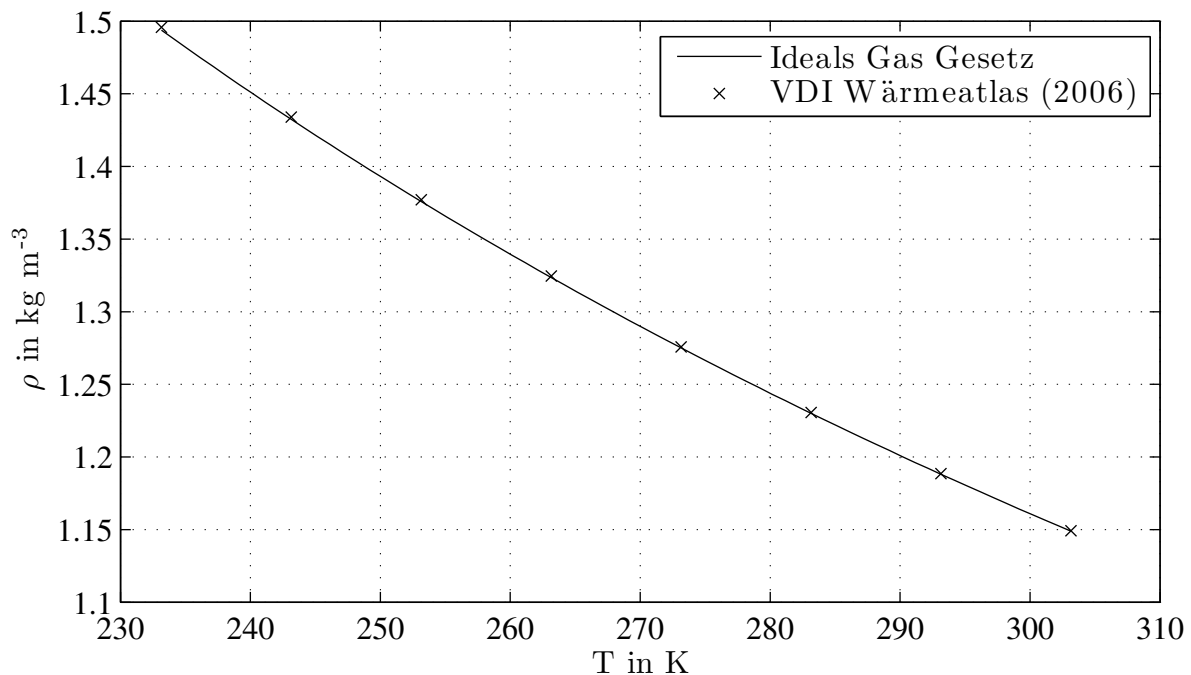


Abbildung A.1: Dichte von Luft

verglichen. Der Vergleich ist in Abbildung A.2 dargestellt, für die Modellierung kann auch hier das ideale Gasgesetz Anwendung finden.

Wasser

Zur Bestimmung der Dichte von Wasser werden drei Literaturstellen zum Vergleich herangezogen. Yaws (2008) gibt folgende Gleichung für die Dichte im Temperaturbereich von 290 K bis 647,13 K an:

$$\rho = 0,325\,00 \cdot 0,270\,00^{-(1-T/647,13)^{0,230\,00}}$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} \rho &\text{ in g ml}^{-1} \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

Der VDI-Wärmeatlas (2006) führt die in Tabelle A.2 zusammengefasste Werte auf und als weiterer Vergleich wird die Berechnungsmethode nach International Steam Tables (2008) herangezogen (vgl. Anhang B).

Die drei Quellen sind einander in Abbildung A.3 gegenübergestellt. In diesem Diagramm ist zu erkennen, dass die Gleichung nach Yaws (2008) von den beiden anderen Quellen abweicht, die wiederum eine sehr gute Übereinstimmung zeigen. Wegen der geringen Temperaturabhängigkeit wird ein konstanter Wert von $998,6 \text{ kg m}^{-3}$ für die Modellierung benutzt.

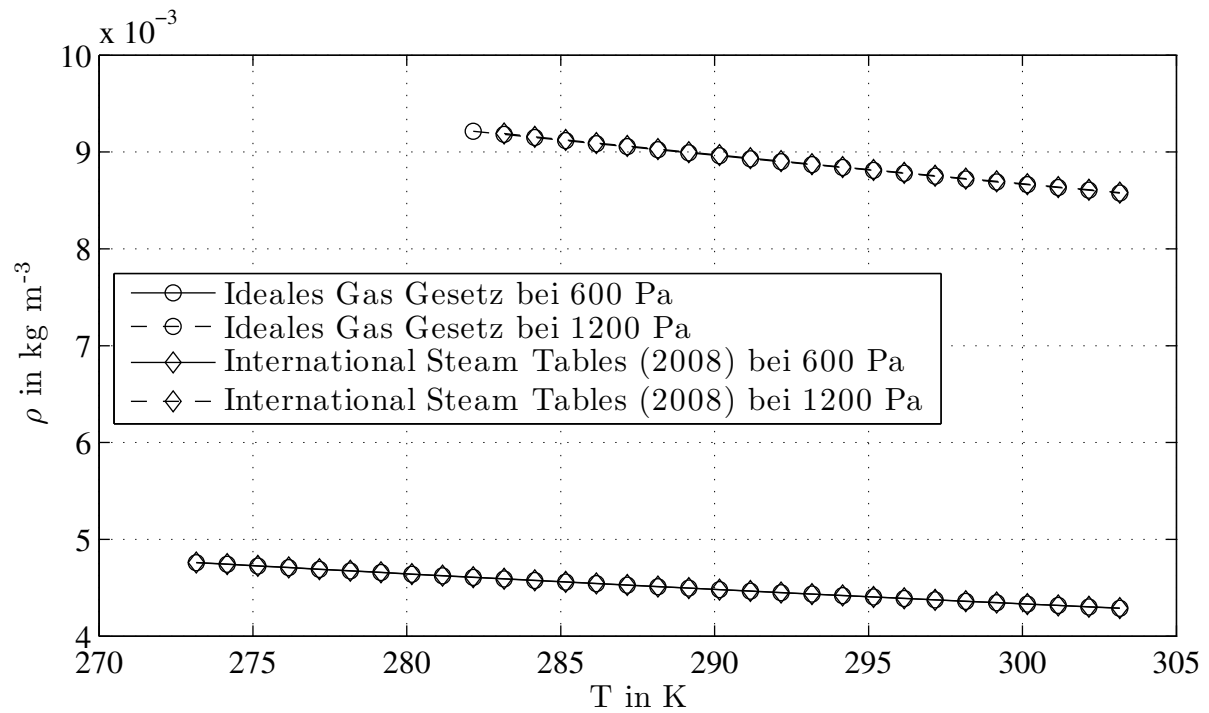


Abbildung A.2: Dichte von Wasserdampf

Tabelle A.2: Dichte von Wasser in Abhängigkeit der Temperatur nach VDI-Wärmeatlas (2006)

T in K	ρ in kg m^{-3}
273,15	999,84
278,15	999,97
283,15	999,70
288,15	999,10
293,15	998,21
295,15	997,05
303,15	995,65

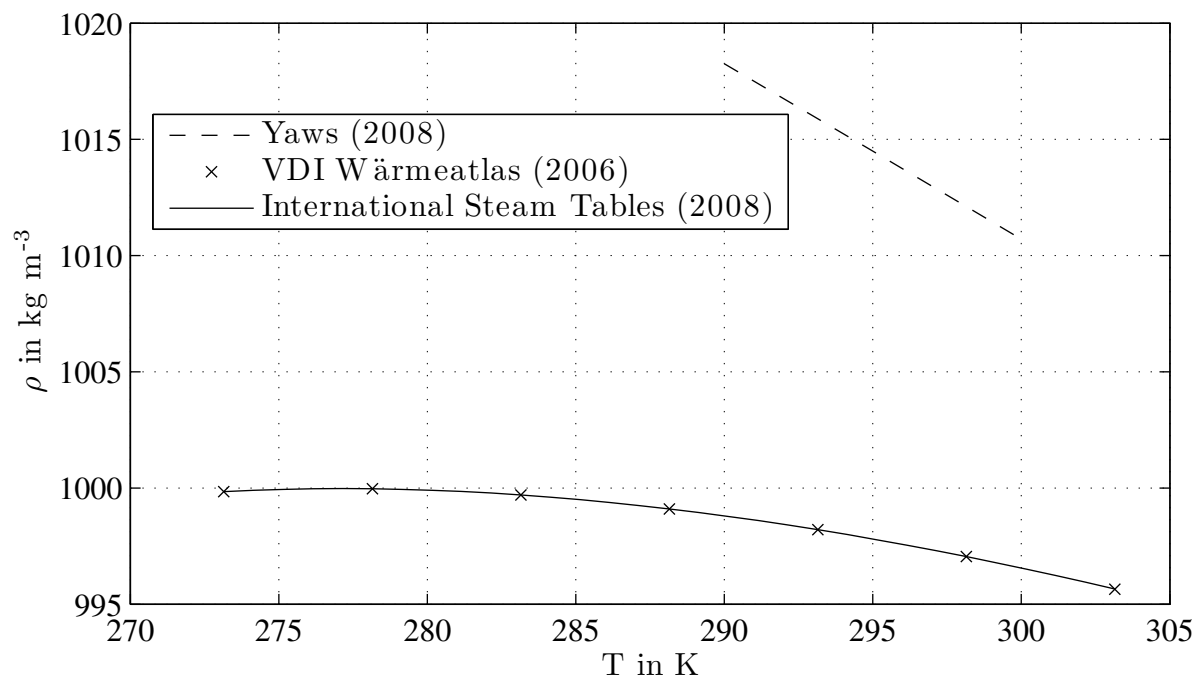


Abbildung A.3: Dichte von Wasser

Eis

Die Dichte von Eis in Abhängigkeit der Temperatur findet sich in Eisenberg und Kauzmann (2005) und ist in Tabelle A.3 wiedergegeben. Bei der Modellierung wird die geringe Temperaturabhängigkeit vernachlässigt. Zur Anwendung kommt der konstante Wert von $920,7 \text{ kg m}^{-3}$.

Tabelle A.3: Dichte von Eis in Abhängigkeit der Temperatur nach Eisenberg und Kauzmann (2005)

T in K	ρ in g cm^{-3}
273,15	0,9167
263,15	0,9187
253,15	0,9203
243,15	0,9216
233,15	0,9228
223,15	0,9240

Tabelle A.4: Spezifische Wärmekapazität von Luft in Abhängigkeit der Temperatur nach VDI-Wärmeatlas (2006)

T in K	c_p in $\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
233,15	1,0059
243,15	1,0058
253,15	1,0057
263,15	1,0058
273,15	1,0059
283,15	1,0061
293,15	1,0064
303,15	1,0067

A.2 Wärmekapazität

Luft

Die Wärmekapazität von Luft wird im Bereich von 150 K bis 1500 K nach Yaws (2008) mit der folgenden Gleichung beschrieben:

$$c_p = 29,643 - 5,1373 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,3106 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 4,8325 \cdot 10^{-9} \cdot T^3$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} c_p &\text{ in } \text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1} \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

Die im VDI-Wärmeatlas (2006) tabellierten Daten sind in Tabelle A.4 wiedergegeben. Abbildung A.4 zeigt, dass die beiden Angaben nur einen Unterschied von unter einem Prozent und eine ebenso geringe Temperaturabhängigkeit aufweisen. Daher wird hier der konstante Wert von $1,006 \text{ kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$ zur Modellierung genutzt.

Wasserdampf

Von Yaws (2008) wird für die Wärmekapazität von Wasserdampf im Temperaturbereich von 150 K bis 1500 K mit folgender Gleichung wiedergegeben:

$$c_p = 33,174 - 3,2463 \cdot 10^{-3} \cdot T + 1,7437 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 - 5,9796 \cdot 10^{-9} \cdot T^3$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} c_p &\text{ in } \text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1} \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

Der VDI-Wärmeatlas (2006) tabelliert die spezifischen Wärmekapazitäten für die Sättigungsdrücke bei verschiedenen Temperaturen, die entsprechenden Werte sind in Tabelle A.5 zusammengefasst. Des weiteren wird die in den International Steam Tables (2008) angegebene Berechnungsmethode (vgl. AnhangB) als Vergleich herangezogen und dort

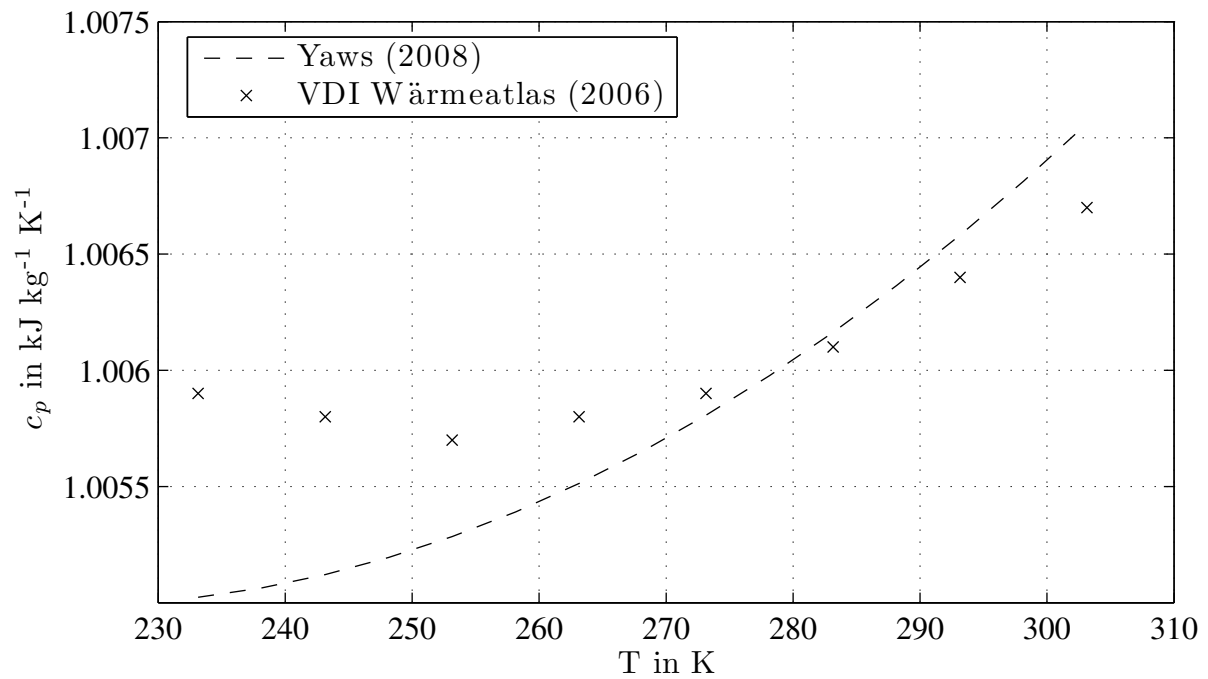


Abbildung A.4: Spezifische Wärmekapazität von Luft

Tabelle A.5: Spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf im Sättigungszustand nach VDI-Wärmeatlas (2006)

T in K	p_s in bar	c_p in $\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
273,15	0,006 112	1,888
278,15	0,008 726	1,892
283,15	0,012 282	1,896
288,15	0,017 057	1,900
293,15	0,023 392	1,906
298,15	0,031 697	1,912

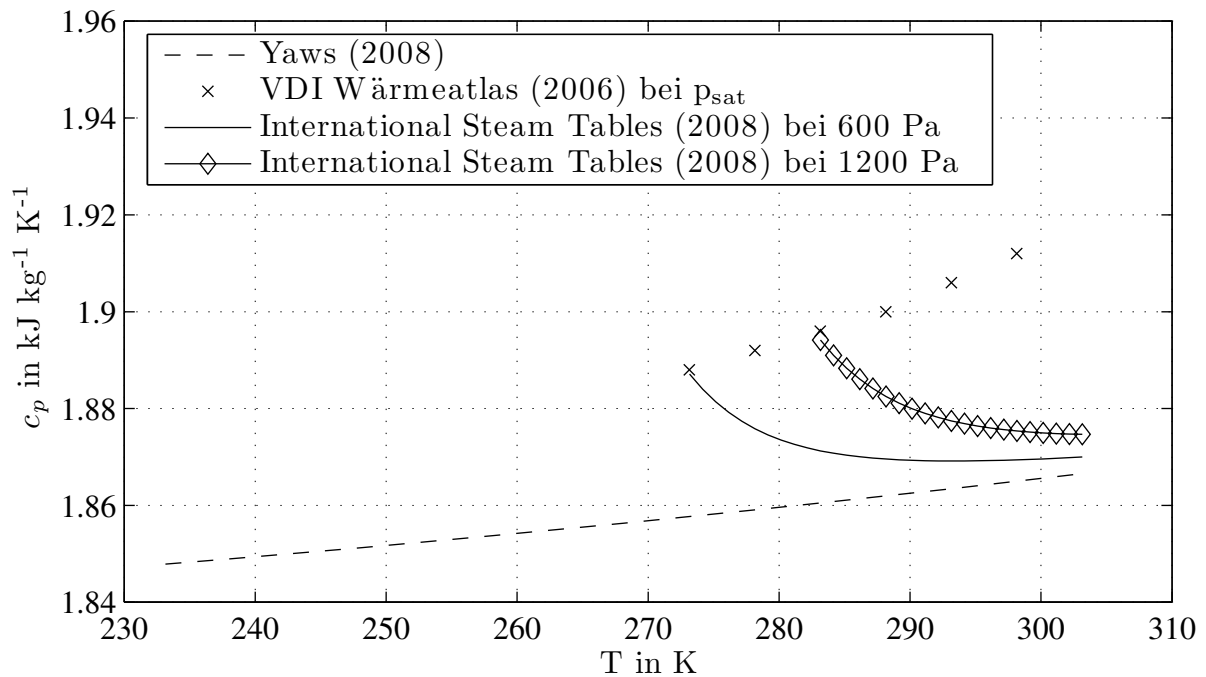


Abbildung A.5: Spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf

für zwei Druckniveaus die temperaturabhängige Wärmekapazität berechnet. Die Daten der drei Quellen sind in Abbildung A.5 zusammengestellt. Für die Modellierung wird ein konstanter Wert von $1,888 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ verwendet. Die Temperatur- und Druckabhängigkeit führt zwar dann beim Reinstoffwert zu Abweichungen im Prozentbereich, doch da der Wasserdampf nur in geringen Anteilen in der feuchten Luft vorliegt, sind diese zu vernachlässigen.

Wasser

Für die Wärmekapazität von Wasser wird von Yaws (2008) im Bereich von 273 K bis 585 K die Gleichung

$$c_p = -22,417 + 8,7697 \cdot 10^{-1} \cdot T - 2,5704 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 + 2,4838 \cdot 10^{-6} \cdot T^3 \quad (\text{A.1})$$

angegeben. Dabei gilt

$$\begin{aligned} c_p &\text{ in } \text{J mol}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

Der VDI-Wärmeatlas (2006) gibt die in Tabelle A.6 zusammengefassten Werte an. Zum Vergleich wurde die Wärmekapazität weiterhin nach den International Steam Tables (2008) berechnet, der Vergleich der drei Quellen ist in Abbildung A.6 dargestellt. Es wird ein konstanter Wert von $4,2 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ für die Rechnungen angenommen, da der dadurch verursachte Fehler im betrachteten Temperaturbereich bei unter einem Prozent liegt.

Tabelle A.6: Spezifische Wärmekapazität von Wasser nach VDI-Wärmeatlas (2006)

T in K	c_p in $\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
273,15	4,219
278,15	4,205
283,15	4,195
288,15	4,189
293,15	4,185
298,15	4,182

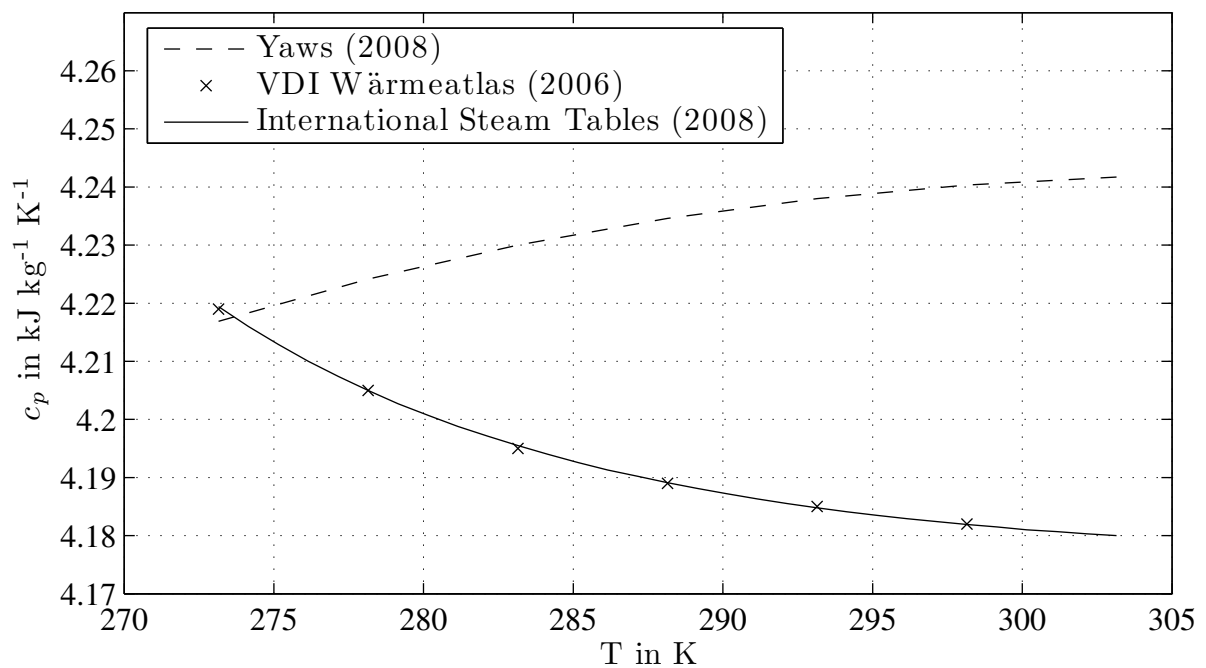
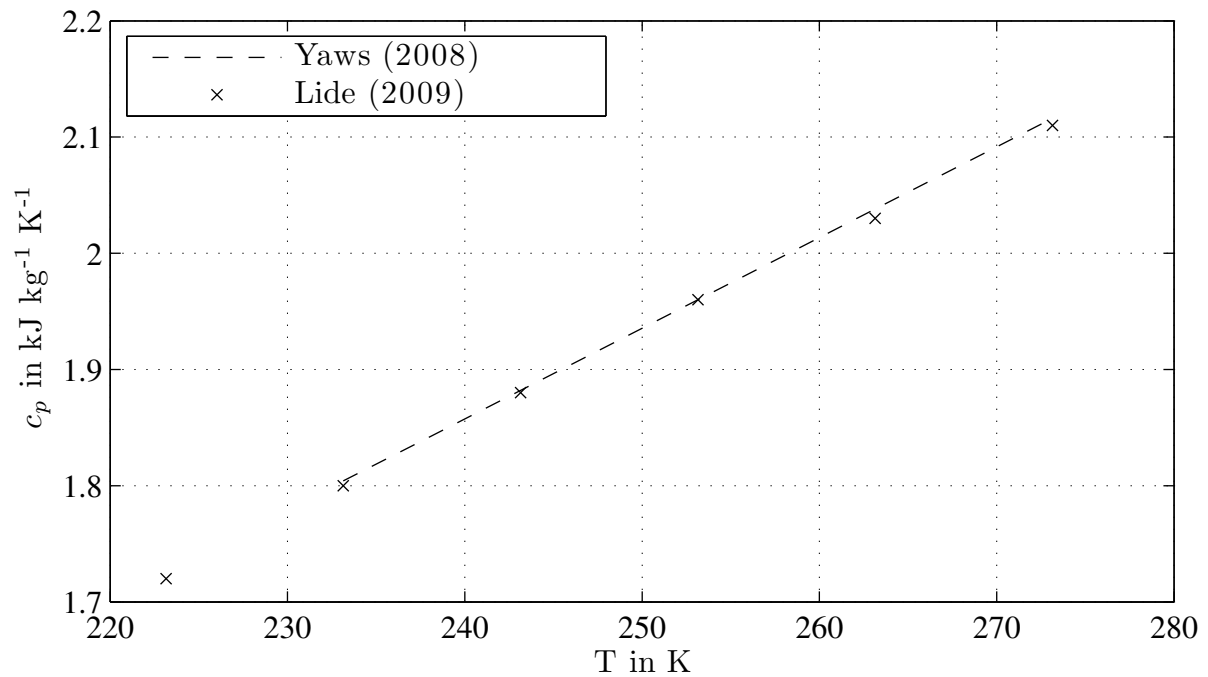
**Abbildung A.6:** Spezifische Wärmekapazität von Wasser

Tabelle A.7: Spezifische Wärmekapazität von Eis nach Lide (2009)

T in K	c in $\text{J g}^{-1} \text{K}$
273,15	2,11
263,15	2,03
253,15	1,96
243,15	1,88
233,15	1,80
223,15	1,77

**Abbildung A.7:** Spezifische Wärmekapazität von Eis

Eis

Für die Wärmekapazität von Eis werden von Lide (2009) die in Tabelle A.7 dargelegten Werte angegeben. Yaws (2008) gibt für den Bereich von 3 K bis 273 K die Gleichung

$$c_p = -0,262 + 1,4052 \cdot 10^{-1} \cdot T \quad (\text{A.2})$$

an, wobei gilt:

$$c_p \text{ in } \text{J mol}^{-1} \text{K}^{-1}$$

$$T \text{ in K.}$$

Wie in Abbildung A.7 zu sehen ist, stimmen diese beiden Quellen sehr gut überein, so dass Gleichung (A.2) für die Modellierung zur Anwendung kommt.

A.3 Wärmeleitfähigkeit

Luft

Für die Wärmeleitfähigkeit von Luft wird von Yaws (2008) folgende Beziehung aufgestellt:

$$\lambda = -3,8603 \cdot 10^{-4} + 1,0311 \cdot 10^{-4} \cdot T - 5,4199 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + 1,7429 \cdot 10^{-11} \cdot T^3 \quad (\text{A.3})$$

wobei gilt

$$\lambda \text{ in } \text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$$

$$T \text{ in K.}$$

Der Gültigkeitsbereich ist von 100 K bis 1500 K angegeben. Im VDI-Wärmeatlas 2006 sind die in Tabelle A.8 aufgeführten Werte zu finden.

Tabelle A.8: Wärmeleitfähigkeit von Luft nach VDI-Wärmeatlas 2006

T in K	λ in $10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
233,15	21,224
243,15	22,023
253,15	22,811
263,15	23,590
273,15	24,360
283,15	25,121
293,15	25,873
303,15	26,618

Wie in Abbildung A.8 zu erkennen ist, weichen diese beiden Quellen nur geringfügig voneinander ab. Da der Verlauf im betrachteten Bereich sehr linear ist, wird für die Modellierung Gleichung (A.4) verwendet, die an die Daten aus dem VDI-Wärmeatlas (2006) angepasst ist. Die Druckabhängigkeit kann für die Wärmeleitfähigkeit vernachlässigt werden.

$$\lambda = 7,703 \cdot 10^{-5} \cdot T + 3,296 \cdot 10^{-3} \quad (\text{A.4})$$

Wasserdampf

Für die Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf ist in Yaws, 2008 die Gleichung

$$\lambda = 5,6199 \cdot 10^{-3} + 1,5699 \cdot 10^{-5} \cdot T + 1,0106 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 - 2,4282 \cdot 10^{-11} \cdot T^3$$

zu finden. Ihr Gültigkeitsbereich erstreckt sich von 150 K bis 1500 K, wobei gilt, dass

$$\lambda \text{ in } \text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$$

$$T \text{ in K}$$

einzusetzen ist. Diese Angabe ist in Abbildung A.9 der Berechnung nach den International Steam Tables (2008) gegenübergestellt. Aufgrund des geringen Anteils von Wasserdampf in der Feuchten Luft und des geringen Unterschieds der Wärmeleitfähigkeiten von Luft und Wasserdampf, wird die Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf für die Modellierung vernachlässigt.

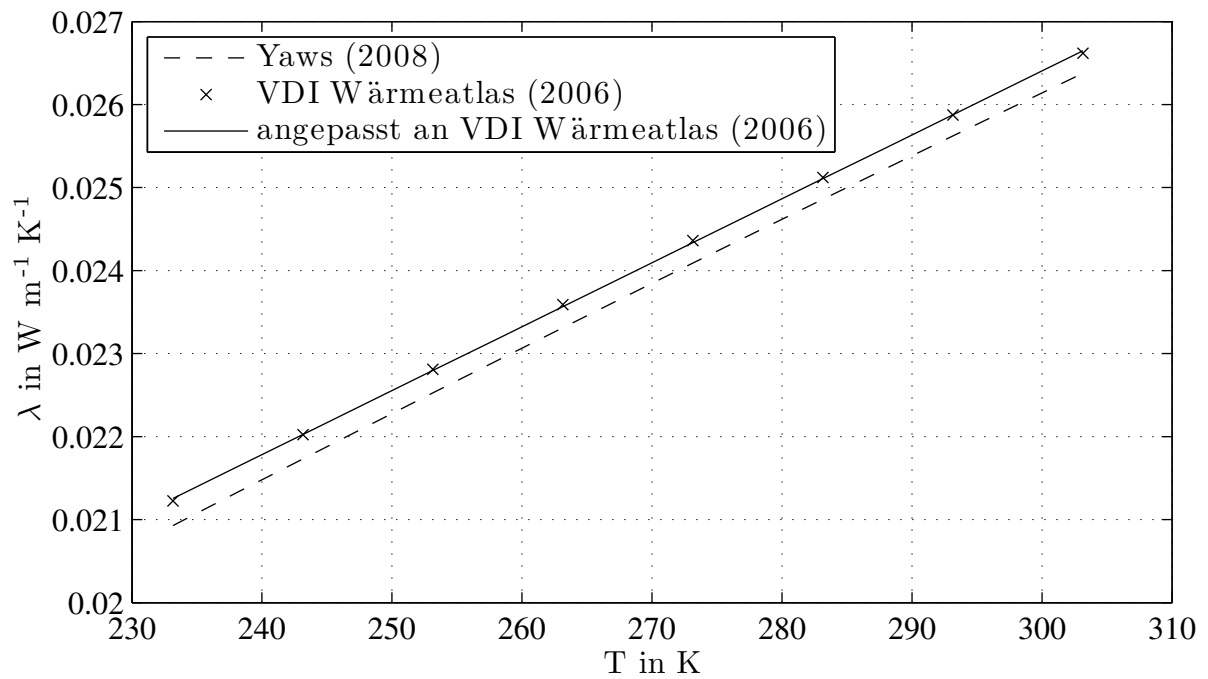


Abbildung A.8: Wärmeleitfähigkeit von Luft

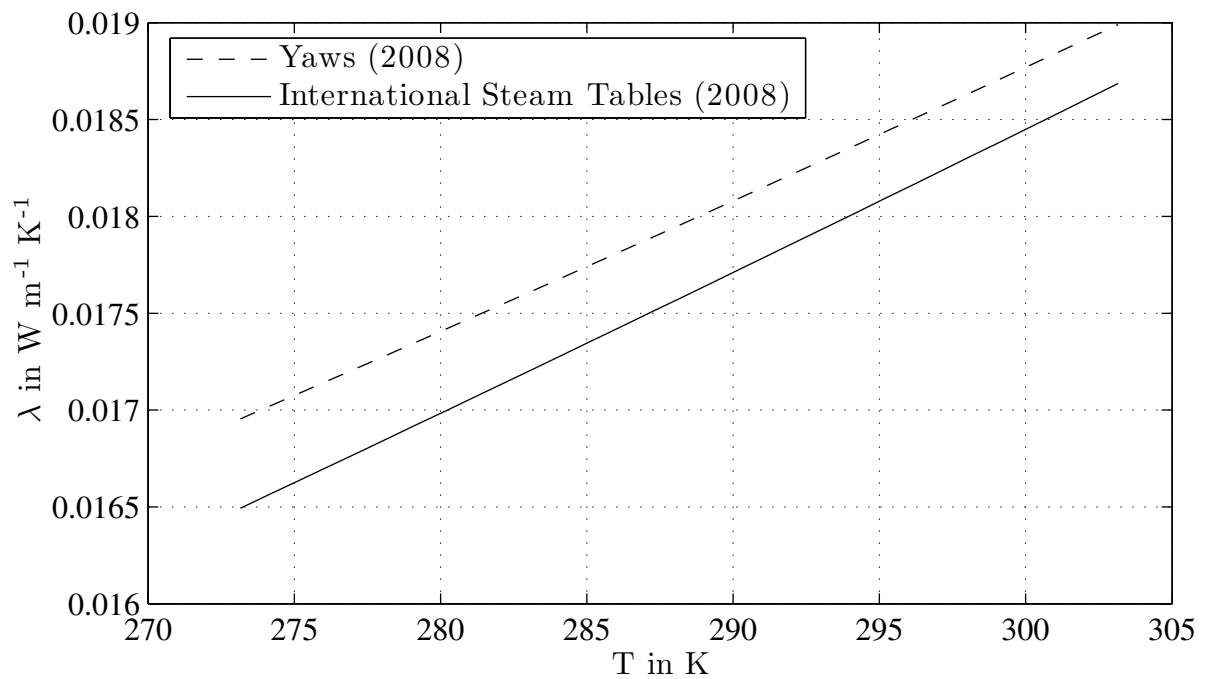


Abbildung A.9: Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf

Tabelle A.9: Wärmeleitfähigkeit von Wasser nach VDI-Wärmeatlas 2006

T in K	λ in $10^{-3} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
273,15	562,0
278,15	572,3
283,15	582
288,15	591
293,15	599,5
298,15	607,5
303,15	615

Wasser

Yaws, 2008 gibt für die Wärmeleitfähigkeit von Wasser folgende quadratische Gleichung an:

$$\lambda = -3,5667 \cdot 10^{-1} + 5,0570 \cdot 10^{-3} \cdot T - 6,1071 \cdot 10^{-6} \cdot T^2$$

Hierbei sind

$$\begin{array}{l} \lambda \text{ in } \text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ T \text{ in K} \end{array}$$

einzusetzen. Der Gültigkeitsbereich ist mit 273,15 K bis 635 K angegeben.

Die Angaben aus dem VDI-Wärmeatlas (2006) sind in Tabelle A.9 zusammengefasst. Zusätzlich ist die Wärmeleitfähigkeit von Wasser auch noch nach den International Steam Tables (2008) berechnet worden (vgl. AnhangB). Alle Daten sind zum Vergleich in Abbildung A.10 zusammengestellt. An die Daten aus den International Steam Tables (2008) wird eine einfache quadratische Gleichung (A.5) angepasst, die die Daten im gewünschten Bereich sehr gut wiedergibt.

$$\lambda = -1,132 \cdot 10^{-5} \cdot T^2 + 8,286 \cdot 10^{-3} \cdot T - 0,8566 \quad (\text{A.5})$$

Diese Gleichung wird für die Modellierung verwendet.

Eis

Temperatur abhängige Daten zur Wärmeleitfähigkeit von Eis sind von Lide (2009) und Slack (1980) veröffentlicht worden. Diese sind in Tabelle A.10 gegenübergestellt. Bei der Simulation wird zwischen den Werten nach Lide (2009) aus Tabelle A.10 linear interpoliert.

A.4 Phasengrenzen von Wasser

Phasenwechsel-Enthalpien

Da nur ein relativ kleiner Temperatur- und Druckbereich betrachtet wird, in dem die Phasenwechselenthalpien nicht sehr gering variieren wird der Wert bei $\vartheta = 0^\circ \text{C}$ nach den

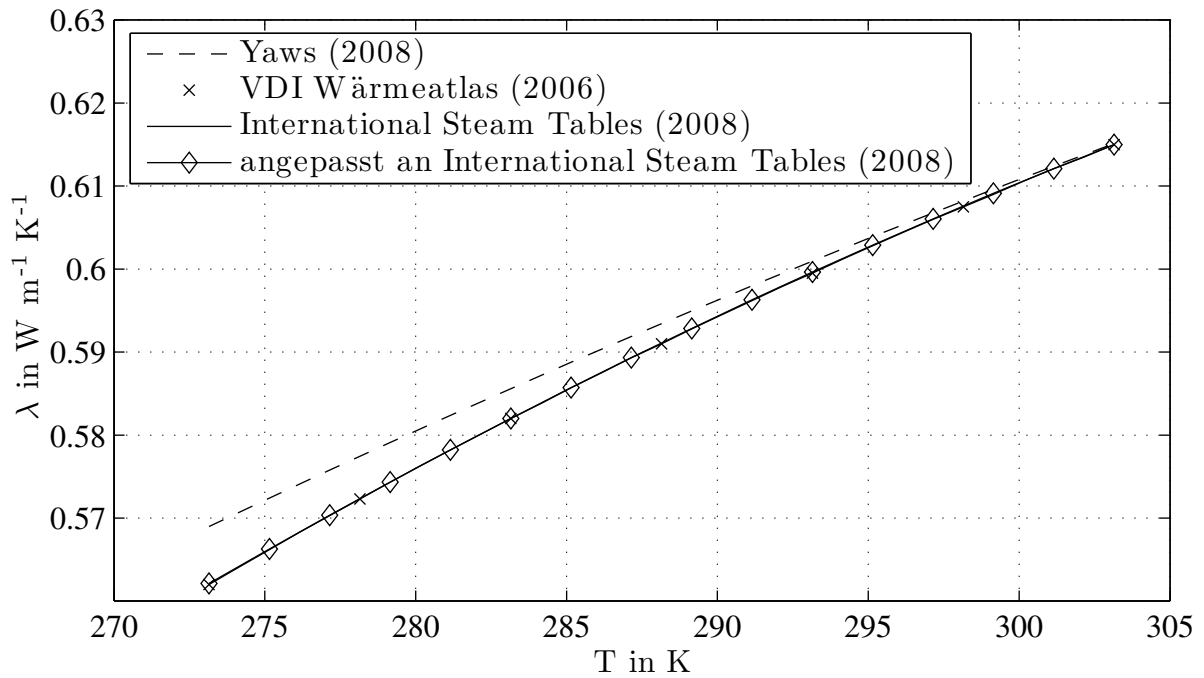


Abbildung A.10: Wärmeleitfähigkeit von Wasser

Tabelle A.10: Wärmeleitfähigkeit von Eis nach Lide (2009) und Slack (1980)

T in K	Lide (2009)	Slack (1980)
	λ in $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$	λ in $\text{W cm}^{-1} \text{K}^{-1}$
273,15	2,14	0,0214
263,15	2,3	
253,15	2,4	
250,00		0,024
243,15	2,5	
233,15	2,6	
223,15	2,8	

Tabelle A.11: Dampfdruck von Wasser, die dritte Spalte gibt den nach Speight und Lange (2005) mit Gl. (A.7) korrigierten Dampfdruck an, wenn das Wasser mit Luft der gleichen Temperatur in Kontakt steht.

T in K	Speight und Lange (2005)		VDI-Wärmeatlas (2006)
	p_s in mmHg	$p_{s,cor}$ in mmHg	p_s in bar
273,15	4,579	4,615	0,006 112
278,15	6,543	6,594	0,008 726
283,15	9,209	9,280	0,012 282
288,15	12,788	12,887	0,017 057
293,15	17,535	17,670	0,023 392
295,15	23,756	23,938	0,031 697
303,15	31,824	32,068	0,042 467

International Steam Tables (2008) verwendet:

$$\Delta h_{vl} = 2500 \text{ kJ kg}^{-1}$$

$$\Delta h_{ls} = 333 \text{ kJ kg}^{-1}$$

Dampf-Flüssig

Für die Berechnung der Dampfdruckkurve werden die Daten aus drei Quellen verglichen. Yaws, 2008 gibt im Bereich von 273,16 K bis 647,13 K die Gleichung

$$\log_{10} p_s = 8,055\,73 - \frac{1723,6425}{\vartheta + 233,08} \quad (\text{A.6})$$

an, dabei ist

$$\begin{aligned} p_s &\text{ in mmHg} \\ \vartheta &\text{ in } ^\circ\text{C} \end{aligned}$$

einzusetzen.

Die Angaben des VDI-Wärmeatlas (2006) sowie von Speight und Lange (2005) sind in Tabelle A.11 zusammengefasst. Da diese Daten nur für den Reinstoff gelten, wird von Speight und Lange (2005) ein Korrekturterm angegeben, um den Dampfdruck anzupassen, wenn das Wasser in Kontakt mit Luft gleicher Temperatur steht:

$$p_s \cdot \frac{0,775 - 0,000\,313 \cdot \vartheta}{100} \quad (\text{A.7})$$

Hierbei sind

$$\begin{aligned} p_s &\text{ in mmHg} \\ \vartheta &\text{ in } ^\circ\text{C} \end{aligned}$$

einzusetzen. Alle Daten sind in Abbildung A.11 zusammengetragen und stimmen sehr gut überein, der Einfluss der Mischung mit Luft ist ebenfalls nicht erkennbar. Der Einfachheit halber wird daher Gleichung (A.6) für die Modellierung verwendet.

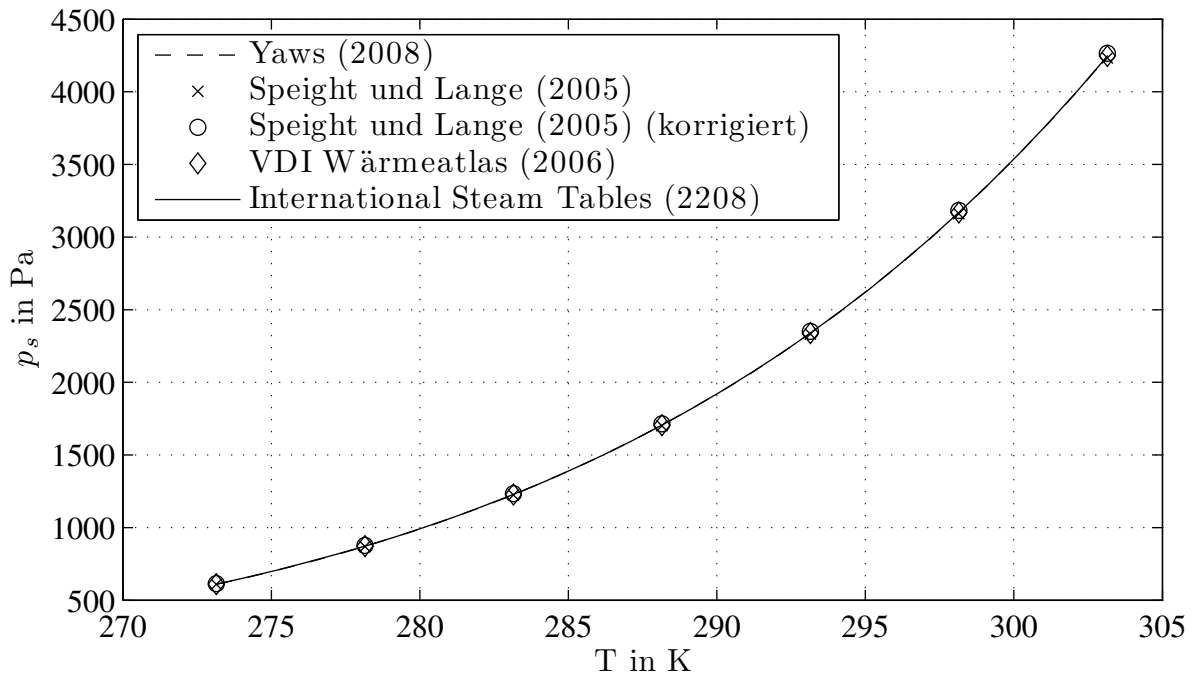


Abbildung A.11: Dampfdruck von Wasser

Dampf-Fest

Für den Dampfdruck über Eis geben Wagner, Saul und Pruß (1994) folgende Gleichung an:

$$\ln \left[\frac{p_{sub}}{611,657 \text{ Pa}} \right] = -13,928 169 0 \cdot (1 - \theta^{-1,5}) + 34,707 823 8 \cdot (1 - \theta^{-1,25})$$

wobei gilt

$$\theta = \frac{T}{273,16 \text{ K}}.$$

Daten nach Speight und Lange (2005) sind in Tabelle A.12 zusammengestellt, auch hier wird ein Korrekturterm für die Mischung mit Luft angegeben:

$$\frac{20 \cdot p_s}{100 \cdot (\vartheta + 273)} \quad (\text{A.8})$$

wobei gilt, dass

$$p_s \text{ in mmHg}$$

$$\vartheta \text{ in } ^\circ\text{C}$$

einzusetzen ist. Abbildung A.12 zeigt den Vergleich der Quellen, hier ist zu sehen, dass die Daten gut übereinstimmen. Für die Modellierung wird an die Daten von Speight und Lange (2005) die folgende Funktion angepasst:

$$\log_{10} p_s = 12,42 - \frac{2604}{T - 3,08} \quad (\text{A.9})$$

Tabelle A.12: Dampfdruck von Eis nach Speight und Lange (2005), die dritte Spalte gibt den mit Gl. (A.8) korrigierten Dampfdruck an, wenn das Eis mit Luft der gleichen Temperatur in Kontakt steht.

T in K	p_s in mmHg	$p_{s,cor}$ in mmHg
233,15	0,0966	0,0967
243,15	0,2859	0,2861
253,15	0,7760	0,7766
258,15	1,2410	1,2420
263,15	1,9500	1,9515
268,15	3,0130	3,0152
273,15	4,5790	4,5824

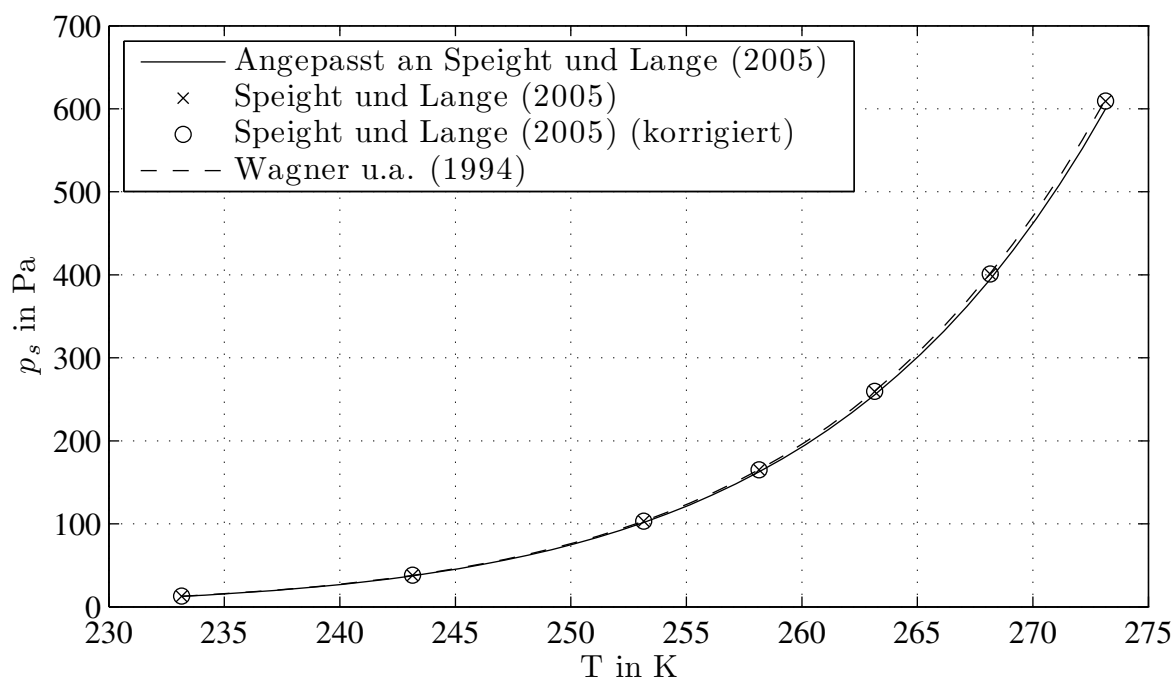


Abbildung A.12: Dampfdruck von Eis

Hierbei ist

$$\begin{aligned} p_s &\text{ in Pa} \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

einzusetzen.

Flüssig-Fest

Die Phasengrenze zwischen Wasser und Eis wird von Wagner, Saul und Pruß (1994) als

$$\frac{p_{sat}}{611,657 \text{ Pa}} = 1 - 0,626 \cdot 10^6 \cdot (1 - \theta^{-3}) + 0,197\,135 \cdot 10^6 \cdot (1 - \theta^{21,2}) \quad (\text{A.10})$$

angegeben, wobei gilt

$$\theta = \frac{T}{273,16 \text{ K}}.$$

Da die Temperatur bei den betrachteten Gesamtdrücken von 0,7 bar bis 1 bar nahezu konstant ist, wird dieser Wert von 273,15 K für die Modellierung verwendet.

A.5 Diffusionskoeffizient von Wasserdampf in Luft

Seifert (1982) gibt für den Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf in Luft folgende Beziehung an:

$$D = 0,083 \cdot \frac{10000}{p} \cdot \left(\frac{T}{273} \right)^{1,81}$$

wobei

$$\begin{aligned} D &\text{ in m}^2 \text{ h}^{-1} \\ p &\text{ in kg m}^{-2} \left(p = 10\,330 \text{ kg m}^{-2} \hat{=} 101\,325 \text{ Pa} \right) \\ T &\text{ in K} \end{aligned}$$

einzusetzen ist. Es wird kein Gültigkeitsbereich angegeben, doch sind in der Quelle auch die Werte für den Diffusionskoeffizienten nach dieser Gleichung von -40°C bis 30°C berechnet. Als Quelle wird auf Messungen in Schirmer (1938) verwiesen, diese sind jedoch nur im Bereich von 0°C bis 100°C durchgeführt worden.

Yaws (2009) gibt für den Bereich von 200 K bis 1500 K die Beziehung

$$D = -0,298\,90 + 1,6253 \cdot 10^{-3} \cdot T + 7,5000 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 \quad (\text{A.11})$$

an, wobei gilt:

$$\begin{aligned} D &\text{ in cm}^2 \text{ s}^{-1} \\ T &\text{ in K.} \end{aligned}$$

Tabelle A.13: Diffusionskoeffizient Wasserdampf in Luft nach Lide (2009) für $p = 101\,325\text{ Pa}$

T in K	D in $\text{cm}^2\text{ s}^{-1}$
293,15	0,242
373,15	0,399

Eine Druckabhängigkeit wird in dieser Quelle nicht berücksichtigt.

Wang et al. (2004) geben die folgende Beziehung

$$D = 2,11 \cdot 10^{-5} \left(\frac{273,15 + \vartheta}{273,15} \right)^{1,94} \left(\frac{1013,25}{p \cdot 10^{-2}} \right)^2 \quad (\text{A.12})$$

mit

$$D \text{ in } \text{m}^2\text{ s}^{-1}$$

$$\vartheta \text{ in } ^\circ\text{C}$$

$$p \text{ in Pa}$$

an, ohne einen Gültigkeitsbereich zu nennen.

Von Lide (2009) wird zu zwei Temperaturen bei einem Gesamtdruck von $101\,325\text{ Pa}$ angegeben, siehe Tabell A.13.

Reid, Prausnitz und Poling (1987) geben für die Druckabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von Wasserdampf in Luft bei einer Temperatur von 313 K folgende Gleichung an:

$$D \cdot p = 0,292 \text{ für } T = 313\text{ K} \quad (\text{A.13})$$

mit

$$D \text{ in } \text{cm}^2\text{ s}^{-1}$$

$$p \text{ in bar}$$

angegeben wird. Dieser Ansatz wird auch im VDI-Wärmeatlas 2006 verwendet, dort wird verallgemeinert ausgesagt, dass bis zu einem Druck von 10 bar das Produkt aus Diffusionskoeffizient und Druck bei konstanter Temperatur als konstant betrachtet werden kann:

$$D \cdot p = \text{konstant} \quad (\text{A.14})$$

All diese Ansätze und Werte sind in Abbildung A.13 zusammengestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Daten von Yaws (2009), Lide (2009) und Reid, Prausnitz und Poling (1987) am besten übereinstimmen. Da die Gleichung (A.11) keine Druckabhängigkeit berücksichtigt, wird sie für die Modellierung mit Gleichung (A.14) kombiniert:

$$D = -\frac{10}{p} \cdot \left(0,298\,90 + 1,6253 \cdot 10^{-3} \cdot T + 7,5000 \cdot 10^{-7} \cdot T^2 \right) \quad (\text{A.15})$$

wobei gilt:

$$D \text{ in } \text{m}^2\text{ s}^{-1}$$

$$T \text{ in K}$$

$$p \text{ in Pa.}$$

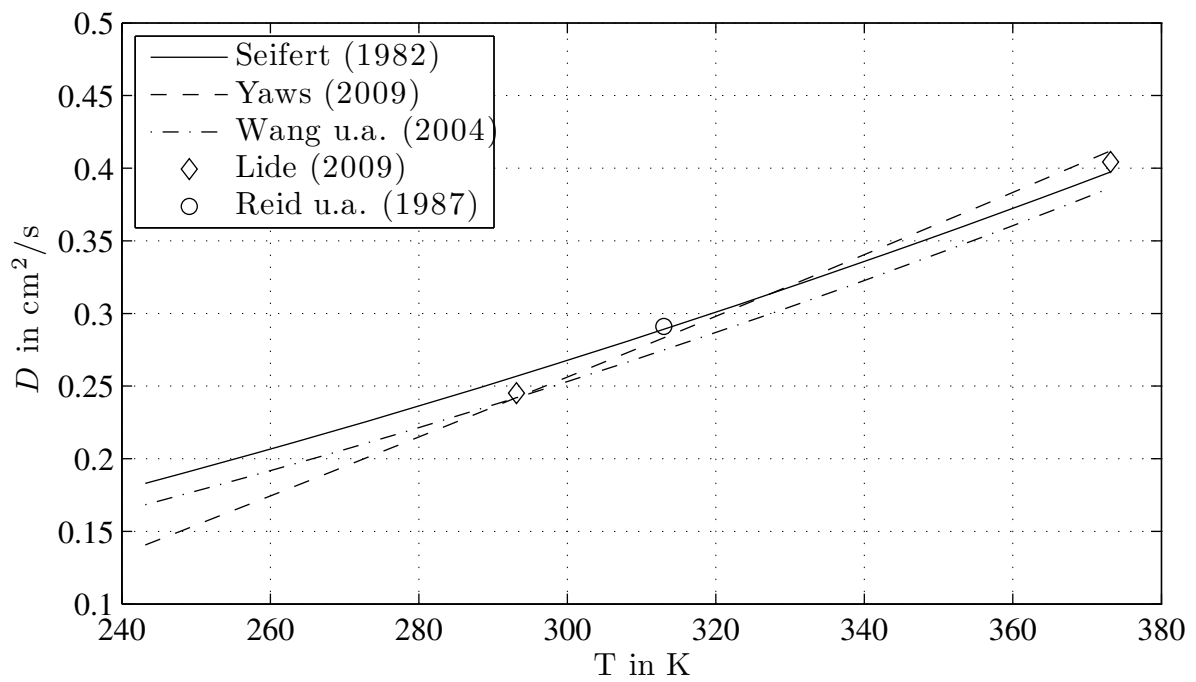


Abbildung A.13: Diffusionskoeffizienten aus verschiedenen Quellen für den Druck $p = 1$ bar

B Gleichungen für Wasser und Wasserdampf nach IAPWS-IF97

Die Gleichungen in diesem Kapitel sind den International Steam Tables (2008) entnommen. Sie werden hier der Vollständigkeit halber und kommentarlos zusammengefasst.

B.1 Berechnung der Dampfdruckkurve von Wasser

Gültigkeitsbereich:

$$273,15 \text{ K} \leq T \leq 647,096 \text{ K}$$

$$\frac{p_{sat}}{1 \text{ MPa}} = \left[\frac{2 \cdot C}{-B + (B^2 - 4 \cdot A \cdot C)^{0,5}} \right]^4 \quad (\text{B.1})$$

wobei gilt

$$\begin{aligned} A &= \vartheta^2 + n_1 \cdot \vartheta + n_2 \\ B &= n_3 \cdot \vartheta^2 + n_4 \cdot \vartheta + n_5 \\ C &= n_6 \cdot \vartheta^2 + n_7 \cdot \vartheta + n_8 \\ \vartheta &= \frac{T}{1 \text{ K}} + \frac{n_9}{\left(\frac{T}{1 \text{ K}}\right) - n_{10}} \end{aligned}$$

Die Parameter zu Gleichung (B.1) sind in Tabelle B.1 zu finden.

Tabelle B.1: Parameter für Gleichung (B.1)

i	n_i^o	i	n_i^o
1	$0,116\,705\,214\,527\,67 \cdot 10^4$	6	$0,149\,151\,086\,135\,30 \cdot 10^2$
2	$-0,724\,213\,167\,032\,06 \cdot 10^6$	7	$-0,482\,326\,573\,615\,91 \cdot 10^4$
3	$-0,170\,738\,469\,400\,92 \cdot 10^2$	8	$0,405\,113\,405\,420\,57 \cdot 10^6$
4	$0,120\,208\,247\,024\,70 \cdot 10^5$	9	$-0,238\,555\,575\,678\,49$
5	$-0,323\,255\,503\,223\,33 \cdot 10^7$	10	$0,650\,175\,348\,447\,98 \cdot 10^3$

B.2 Berechnung von Stoffdaten für Wasserdampf

Gültigkeitsbereich:

$$273,15 \text{ K} \leq T \leq 673,15 \text{ K}$$

$$0 \text{ Pa} \leq p \leq p_s(T)$$

$$673,15 \text{ K} \leq T \leq 863,15 \text{ K}$$

$$0 \text{ Pa} \leq p \leq p_{B23}(T)$$

$$863,15 \text{ K} \leq T \leq 1073,15 \text{ K}$$

$$0 \text{ Pa} \leq p \leq 100 \text{ MPa}$$

Zunächst wird eine Bestimmungsgleichung für die spezifischen freie Enthalpie gegeben. Aus dieser Funktion können die anderen Stoffdaten berechnet werden.

Spezifische freie Enthalpie

$$\frac{g(p, T)}{R \cdot T} = \gamma(\pi, \tau) = \gamma^o(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau) \quad (\text{B.2})$$

wobei gilt

$$\pi = \frac{p}{16,53 \text{ MPa}}$$

$$\tau = \frac{1386 \text{ K}}{T}$$

$$R = 0,461\,526 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

mit

$$\gamma^o(\pi, \tau) = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^o \cdot \tau^{J_i^o} \quad (\text{B.3})$$

wobei gilt

$$\pi = \frac{p}{1 \text{ MPa}}$$

$$\tau = \frac{540 \text{ K}}{T}$$

und

$$\gamma^r(\pi, \tau) = \sum_{i=1}^{43} n_i \cdot \pi^{J_i} \cdot (\tau - 0,5)^{I_i} \quad (\text{B.4})$$

wobei gilt

$$\pi = \frac{p}{1 \text{ MPa}}$$

$$\tau = \frac{540 \text{ K}}{T}$$

Die Parameter n_i^o und J_i^o zur Bestimmung von $\gamma^o(\pi, \tau)$ mit Gleichung (B.3) sind in Tabelle B.2 zu finden, die Parameter n_i , J_i und I_i zur Bestimmung von $\gamma^r(\pi, \tau)$ mittels Gleichung (B.4) in Tabelle B.3.

Tabelle B.2: Parameter für Gleichung (B.3)

i	J_i^o	n_i^o	i	J_{iO}	n_{iO}
1	0	$-0,969\,176\,865\,002\,17 \cdot 10^1$	6	-2	$0,142\,408\,191\,714\,44 \cdot 10^1$
2	1	$0,100\,866\,559\,680\,18 \cdot 10^2$	7	-1	$-0,438\,395\,113\,194\,50 \cdot 10^1$
3	-5	$-0,560\,879\,112\,830\,20 \cdot 10^{-2}$	8	2	$-0,284\,086\,324\,607\,72$
4	-4	$0,714\,527\,380\,814\,55 \cdot 10^{-1}$	9	3	$0,212\,684\,637\,533\,07 \cdot 10^{-1}$
5	-3	$-0,407\,104\,982\,239\,28$			

Tabelle B.3: Parameter für Gleichungen (B.4)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	1	0	$-0,177\,317\,424\,732\,13 \cdot 10^{-2}$	23	7	0	$-0,590\,595\,643\,242\,70 \cdot 10^{-17}$
2	1	1	$-0,178\,348\,622\,923\,58 \cdot 10^{-1}$	24	7	11	$-0,126\,218\,088\,991\,01 \cdot 10^{-5}$
3	1	2	$-0,459\,960\,136\,963\,65 \cdot 10^{-1}$	25	7	25	$-0,389\,468\,424\,357\,39 \cdot 10^{-1}$
4	1	3	$-0,575\,812\,590\,834\,32 \cdot 10^{-1}$	26	8	8	$0,112\,562\,113\,604\,59 \cdot 10^{-10}$
5	1	6	$-0,503\,252\,787\,279\,30 \cdot 10^{-1}$	27	8	36	$-0,823\,113\,408\,979\,98 \cdot 10^1$
6	2	1	$-0,330\,326\,416\,702\,03 \cdot 10^{-4}$	28	9	13	$0,198\,097\,128\,020\,88 \cdot 10^{-7}$
7	2	2	$-0,189\,489\,875\,163\,15 \cdot 10^{-3}$	29	10	4	$0,104\,069\,652\,101\,74 \cdot 10^{-18}$
8	2	4	$-0,393\,927\,772\,433\,55 \cdot 10^{-2}$	30	10	10	$-0,102\,347\,470\,959\,29 \cdot 10^{-12}$
9	2	7	$-0,437\,972\,956\,505\,73 \cdot 10^{-1}$	31	10	14	$-0,100\,181\,793\,795\,11 \cdot 10^{-8}$
10	2	36	$-0,266\,745\,479\,140\,87 \cdot 10^{-4}$	32	16	29	$-0,808\,829\,086\,469\,85 \cdot 10^{-10}$
11	3	0	$0,205\,817\,376\,923\,09 \cdot 10^{-7}$	33	16	50	$0,106\,930\,318\,794\,09$
12	3	1	$0,438\,706\,672\,844\,35 \cdot 10^{-6}$	34	18	57	$-0,336\,622\,505\,741\,71$
13	3	3	$-0,322\,776\,772\,385\,70 \cdot 10^{-4}$	35	20	20	$0,891\,858\,453\,554\,21 \cdot 10^{-24}$
14	3	6	$-0,150\,339\,245\,421\,48 \cdot 10^{-2}$	36	20	35	$0,306\,293\,168\,762\,32 \cdot 10^{-12}$
15	3	35	$-0,406\,682\,535\,626\,49 \cdot 10^{-1}$	37	20	48	$-0,420\,002\,467\,698\,208 \cdot 10^{-5}$
16	4	1	$-0,788\,473\,095\,593\,67 \cdot 10^{-9}$	38	21	21	$-0,590\,560\,296\,856\,39 \cdot 10^{-25}$
17	4	2	$0,127\,907\,178\,522\,85 \cdot 10^{-7}$	39	22	53	$0,378\,269\,476\,134\,57 \cdot 10^{-5}$
18	4	3	$0,482\,253\,727\,185\,07 \cdot 10^{-6}$	40	23	39	$-0,127\,686\,089\,346\,81 \cdot 10^{-14}$
19	5	7	$0,229\,220\,763\,376\,61 \cdot 10^{-5}$	41	24	26	$0,730\,876\,105\,950\,61 \cdot 10^{-28}$
20	6	3	$-0,167\,147\,664\,510\,61 \cdot 10^{-10}$	42	24	40	$0,554\,147\,153\,507\,7 \cdot 10^{-16}$
21	6	16	$-0,211\,714\,723\,213\,55 \cdot 10^{-2}$	43	24	58	$-0,943\,697\,072\,412\,10 \cdot 10^{-6}$
22	6	35	$-0,238\,957\,419\,341\,04 \cdot 10^2$				

Spezifisches Volumen

$$v = \left. \frac{\partial g}{\partial p} \right|_T \rightarrow v(\pi, \tau) = \frac{R \cdot T}{p} \cdot \pi \cdot (\gamma_\pi^o + \gamma_\pi^r) \quad (\text{B.5})$$

mit

$$\gamma_\pi^o = \left. \frac{\partial \gamma^o}{\partial \pi} \right|_\tau = \pi^{-1} \quad (\text{B.6})$$

$$\gamma_\pi^r = \left. \frac{\partial \gamma^r}{\partial \pi} \right|_\tau = \sum_{i=1}^{43} n_i \cdot I_i \cdot \pi^{I_i-1} \cdot (\tau - 0,5)^{J_i} \quad (\text{B.7})$$

Spezifische Wärmekapazität

$$c_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \rightarrow c_p(\pi, \tau) = -R \cdot \tau^2 (\gamma_{\tau\tau}^o + \gamma_{\tau\tau}^r) \quad (\text{B.8})$$

mit

$$\gamma_{\tau\tau}^o = \left. \frac{\partial^2 \gamma^o}{\partial \tau^2} \right|_\pi = \sum_{i=1}^9 n_i^o \cdot J_i^o \cdot (J_i^o - 1) \cdot \tau^{J_i^o-2} \quad (\text{B.9})$$

$$\gamma_{\tau\tau}^r = \left. \frac{\partial^2 \gamma^r}{\partial \tau^2} \right|_\pi = \sum_{i=1}^{43} n_i \cdot \pi^{I_i} \cdot J_i \cdot (J_i - 1) \cdot (\tau - 0,5)^{J_i-2} \quad (\text{B.10})$$

B.3 Berechnung von Stoffdaten für Wasser

Gültigkeitsbereich:

$$273,15 \text{ K} \leq T \leq 673,15 \text{ K}$$

$$p_s(T) \leq p \leq 100 \text{ MPa}$$

Zunächst wird eine Bestimmungsgleichung für die spezifischen freie Enthalpie gegeben. Aus dieser Funktion können die anderen Stoffdaten berechnet werden. Die Parameter für die Gleichungen (B.11), (B.13) und (B.15) sind in Tabelle B.4 zu finden.

Spezifische freie Enthalpie

$$\frac{g(p, T)}{R \cdot T} = \gamma(\pi, \tau) = \sum_{i=1}^{34} n_i \cdot (7,1 - \pi)^{I_i} \cdot (\tau - 1,222)^{J_i} \quad (\text{B.11})$$

wobei gilt

$$\pi = \frac{p}{16,53 \text{ MPa}}$$

$$\tau = \frac{1386 \text{ K}}{T}$$

$$R = 0,461 \, 526 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

Tabelle B.4: Parameter für Gleichungen (B.11), (B.13) und (B.15)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	0	-2	0,146 329 712 131 67	18	2	3	-0,441 418 453 308 46 · 10 ⁻⁵
2	0	-1	-0,845 481 871 691 14	19	2	17	-0,726 949 962 975 94 · 10 ⁻¹⁵
3	0	0	-0,375 636 036 720 40 · 10 ¹	20	3	-4	-0,316 796 448 450 54 · 10 ⁻⁴
4	0	1	0,338 551 691 683 85 · 10 ¹	21	3	0	-0,282 707 979 853 12 · 10 ⁻⁵
5	0	2	-0,957 919 633 878 72	22	3	6	-0,852 051 281 201 03 · 10 ⁻⁹
6	0	3	0,157 720 385 132 28	23	4	-5	-0,224 252 819 080 00 · 10 ⁻⁵
7	0	4	-0,166 164 171 995 01 · 10 ⁻¹	24	4	-2	-0,651 712 228 956 01 · 10 ⁻⁶
8	0	5	0,812 146 299 835 68 · 10 ⁻³	25	4	10	-0,143 417 299 379 24 · 10 ⁻¹²
9	1	-9	0,283 190 801 238 04 · 10 ⁻³	26	5	-8	-0,405 169 968 601 17 · 10 ⁻⁶
10	1	-7	-0,607 063 015 658 74 · 10 ⁻³	27	8	-11	-0,127 343 017 416 41 · 10 ⁻⁸
11	1	-1	-0,189 900 682 184 19 · 10 ⁻¹	28	8	-6	-0,174 248 712 306 34 · 10 ⁻⁹
12	1	0	-0,325 297 487 705 05 · 10 ⁻¹	29	21	-9	-0,687 621 312 955 31 · 10 ⁻¹⁸
13	1	1	-0,218 417 171 754 14 · 10 ⁻¹	30	23	-31	0,144 783 078 285 21 · 10 ⁻¹⁹
14	1	3	-0,528 383 579 699 30 · 10 ⁻⁴	31	29	-38	0,263 357 816 627 95 · 10 ⁻²²
15	2	-3	-0,471 843 210 732 67 · 10 ⁻³	32	30	-39	-0,119 476 226 400 71 · 10 ⁻²²
16	2	0	-0,300 017 807 930 26 · 10 ⁻³	33	31	-40	-0,182 280 945 814 04 · 10 ⁻²³
17	2	1	0,476 613 939 069 87 · 10 ⁻⁴	34	32	-41	-0,935 370 872 924 58 · 10 ⁻²⁵

Spezifisches Volumen

$$v = \left. \frac{\partial g}{\partial p} \right|_T \rightarrow v(\pi, \tau) = \frac{R \cdot T}{p} \cdot \pi \cdot \gamma_\pi \quad (\text{B.12})$$

mit

$$\gamma_\pi = \left. \frac{\partial \gamma}{\partial \pi} \right|_\tau = \sum_{i=1}^{34} -n_i \cdot I_i \cdot (7,1 - \pi)^{I_i-1} \cdot (\tau - 1,222)^{J_i} \quad (\text{B.13})$$

Spezifische Wärmekapazität

$$c_p = \left. \frac{\partial h}{\partial T} \right|_p \rightarrow c_p(\pi, \tau) = -R \cdot \tau^2 \cdot \gamma_{\tau\tau} \quad (\text{B.14})$$

mit

$$\gamma_{\tau\tau} = \left. \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \tau^2} \right|_\pi = \sum_{i=1}^{34} n_i \cdot (7,1 - \pi)^{I_i} \cdot J_i \cdot (J_i - 1) \cdot (\tau - 1,222)^{J_i-2} \quad (\text{B.15})$$

B.4 Berechnung von Transportgrößen von Wasserdampf

Viskosität

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 0 \text{ MPa} &\leq p \leq p_{Tr} \\
 273,16 \text{ K} &\leq T \leq 1173,15 \text{ K} \\
 p_{Tr} &\leq p \leq 300 \text{ MPa} \\
 T_m(p) &\leq T \leq 1173,15 \text{ K} \\
 300 \text{ MPa} &\leq p \leq 350 \text{ MPa} \\
 T_m(p) &\leq T \leq 873,15 \text{ K} \\
 350 \text{ MPa} &\leq p \leq 500 \text{ MPa} \\
 T_m(p) &\leq T \leq 433,15 \text{ K} \\
 500 \text{ MPa} &\leq p \leq 1000 \text{ MPa} \\
 T_m(p) &\leq T \leq 373,15 \text{ K}
 \end{aligned}$$

$$\frac{\eta(\rho, T)}{\eta^*} = \Psi(\delta, \theta) = \Psi_0(\theta) \cdot \Psi_1(\delta, \theta) \quad (\text{B.16})$$

wobei gilt

$$\begin{aligned}
 \delta &= \frac{\rho}{322 \text{ kg m}^{-3}} \\
 \theta &= \frac{T}{647,096 \text{ K}} \\
 \eta^* &= 1 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}
 \end{aligned}$$

mit

$$\Psi_0(\theta) = \theta^{0,5} \left[\sum_{i=1}^4 n_i^o \cdot \theta^{1-i} \right]^{-1} \quad (\text{B.17})$$

Tabelle B.5: Parameter für Gleichung (B.17)

i	n_i^o	i	n_i^o
1	$0,167\,752 \cdot 10^{-1}$	3	$0,636\,656\,4 \cdot 10^{-2}$
2	$0,220\,462 \cdot 10^{-1}$	4	$-0,241\,605 \cdot 10^{-2}$

und

$$\Psi_1(\delta, \theta) = \exp \left[\delta \sum_{i=1}^{21} n_i \cdot (\delta - 1)^{I_i} \cdot (\theta^{-1} - 1)^{J_i} \right] \quad (\text{B.18})$$

Tabelle B.6: Parameter für Gleichung (B.18)

i	I_i	J_i	n_i	i	I_i	J_i	n_i
1	0	0	0,520 094	12	2	2	-0,772 479
2	0	1	$0,850\,895 \cdot 10^{-1}$	13	2	3	-0,489 837
3	0	2	$-0,108\,374 \cdot 10^1$	14	2	4	-0,257 040
4	0	3	-0,289 555	15	3	0	0,161 913
5	1	0	0,222 531	16	3	1	0,257 399
6	1	1	0,999 115	17	4	0	$-0,325\,372 \cdot 10^{-1}$
7	1	2	$0,188\,797 \cdot 10^1$	18	4	3	$0,698\,452 \cdot 10^{-1}$
8	1	3	$0,126\,613 \cdot 10^1$	19	5	4	$0,872\,102 \cdot 10^{-2}$
9	1	5	0,120 573	20	6	3	$-0,435\,673 \cdot 10^{-2}$
10	2	0	-0,281 378	21	6	5	$-0,593\,264 \cdot 10^{-3}$
11	2	1	-0,906 851				

Wärmeleitfähigkeit

Gültigkeitsbereich:

$$\begin{aligned}
 0 \text{ MPa} &\leq p \leq 40 \text{ MPa} \\
 273,15 \text{ K} &\leq T \leq 1073,15 \text{ K} \\
 40 \text{ MPa} &\leq p \leq 70 \text{ MPa} \\
 273,15 \text{ K} &\leq T \leq 923,15 \text{ K} \\
 70 \text{ MPa} &\leq p \leq 100 \text{ MPa} \\
 273,15 \text{ K} &\leq T \leq 773,15 \text{ K}
 \end{aligned}$$

$$\frac{\lambda(\rho, T)}{\lambda^*} = \Lambda(\delta, \theta) = \Lambda_0(\theta) + \Lambda_1(\delta) + \Lambda_2(\delta, \theta) \quad (\text{B.19})$$

wobei gilt

$$\begin{aligned}
 \delta &= \frac{\rho}{317,7 \text{ kg m}^{-3}} \\
 \theta &= \frac{T}{647,26 \text{ K}} \\
 \lambda^* &= 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}
 \end{aligned}$$

mit

$$\Lambda_0(\theta) = \theta^{0,5} \sum_{i=1}^4 n_i^o \cdot \theta^{1-i} \quad (\text{B.20})$$

und

$$\Lambda_1(\delta) = n_1 + n_2 \cdot \delta + n_3 \cdot \exp \left[n_4 (\delta + n_5)^2 \right] \quad (\text{B.21})$$

Tabelle B.7: Parameter für Gleichung (B.20)

i	n_i^o	i	n_i^o
1	$0,102\,811 \cdot 10^{-1}$	3	$0,156\,146 \cdot 10^{-1}$
2	$0,299\,621 \cdot 10^{-1}$	4	$-0,422\,464 \cdot 10^{-2}$

Tabelle B.8: Parameter für Gleichung (B.21)

i	n_i^o	i	n_i^o
1	$-0,397\,070$	4	$-0,171\,587$
2	$0,400\,302$	5	$0,239\,219 \cdot 10^1$
3	$0,106\,000 \cdot 10^1$		

und

$$\begin{aligned} \Lambda_2(\delta, \theta) = & \left(n_1 \cdot \theta^{-10} + n_2 \right) \cdot \delta^{1,8} \cdot \exp \left[n_3 \cdot \left(1 - \delta^{2,8} \right) \right] \\ & + n_4 \cdot A \cdot \delta^B \cdot \exp \left[\left(\frac{B}{1+B} \right) \left(1 - \delta^{1+b} \right) \right] \\ & + n_5 \cdot \exp \left[n_6 \cdot \theta^{1,5} + n_7 \cdot \delta^{-5} \right] \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

mit

$$A(\theta) = 2 + n_8 \cdot (\Delta\theta)^{-0,6}$$

und

$$B(\theta) = \begin{cases} (\Delta\theta)^{-1} & \text{für } \theta \geq 1 \\ n_9 \cdot (\Delta\theta)^{-0,6} & \text{für } \theta < 1 \end{cases}$$

mit

$$\Delta\theta = |\theta - 1| + n_{10}$$

Tabelle B.9: Parameter für Gleichung (B.22) und zugehörige

i	n_i^o	i	n_i^o
1	$0,701\,309 \cdot 10^{-1}$	6	$-0,411\,717 \cdot 10^1$
2	$0,118\,520 \cdot 10^{-1}$	7	$-0,617\,937 \cdot 10^1$
3	$0,642\,857$	8	$0,822\,994 \cdot 10^{-1}$
4	$0,169\,937 \cdot 10^{-2}$	9	$0,100\,932 \cdot 10^2$
5	$-0,102\,000 \cdot 10^1$	10	$0,308\,976 \cdot 10^{-2}$

C Angaben zum Teststand

C.1 Messtechnik

Tabelle C.1: Temperatur-, Feuchte- und Volumenstromsensoren

Messgröße	Bezeichnung	Gerät	Lieferant
Gewicht	Massenänderung der Testbox	Waage XP10002SDR	Mettler-Toledo
Luftfeuchte	Rel. Feuchte nach Heizung	RRF(P)/A-I	FühlerSys. eNET
Luftfeuchte	Rel. Feuchte in Einhausung	RRF(P)/A-I	FühlerSys. eNET
Temperatur	Auf/zwi. Peltier-Elementen	TE Typ T	TC Direct
Temperatur	Zulufttemp. nach Heizung	Mantel-TE Typ T	TC Direct
Temperatur	Temperatur Einhausung	Mantel-TE Typ T	TC Direct
Temperatur	Temperatur Beginn Testbox	TE Typ T	TC Direct
Temperatur	Temperatur Ende Testbox	TE Typ T	TC Direct
Volumenstrom	Luftvolumenstrom	Serie F-201AV	Bronhorst-Mättich

Tabelle C.2: Messdatenerfassung, Hersteller aller Komponenten: National Instruments

Gerät	Beschreibung
SCXI-1001	Chassis mit Stromversorgung und Gebläseluftkühlung
SCXI-1600	USB-Datenerfassungs-, Steuer- und Regelmodul mit 16-bit-Auflösung
SCXI-1102	32-Kanal-Eingangsmodule mit Messverstärker für TE/Spannungen
SCXI-1300	Anschlussblock mit int. Temperatursensor zur Kaltstellenkompensation
SCXI-1303	Anschlussblock für hochpräzise TE-Messungen, isotherm. Aufbau

Tabelle C.3: Kenndaten der Präzisionswaage XP10002SDR von Mettler-Toledo

Höchstlast	2000 g (Feinbereich)/10 100 g
Ablesbarkeit	10 mg (bis 2000 g ab Tara)/100 mg
Linearität	100 mg
Wiederholbarkeit	40 mg
Einschwingzeit (typisch)	1,8 s
Tarierbereich	0 g bis 10 100 g
Empfindlichkeitsabweichung	0,0015 %
Temperaturkoeffizient der Empfindlichkeit	0,000 25 % °C ⁻¹
Stabilität der Empfindlichkeit	0,0015 % a ⁻¹
Update Rate der Schnittstelle	23 s ⁻¹

C.2 Konstruktionszeichnungen der Testbox

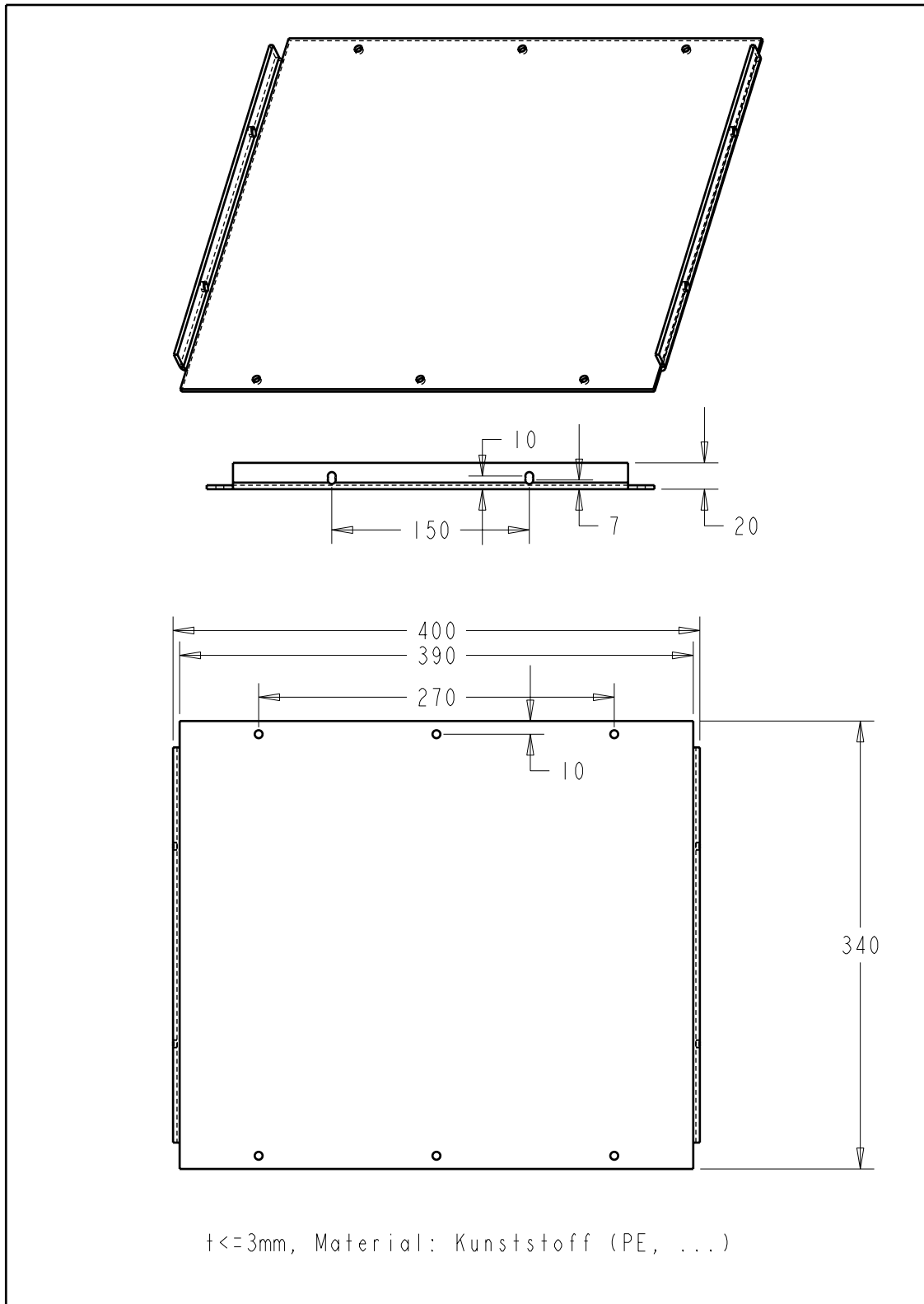


Abbildung C.1: Zeichnung des Deckels der Testbox, die Ausführung ist in Aluminium erfolgt.

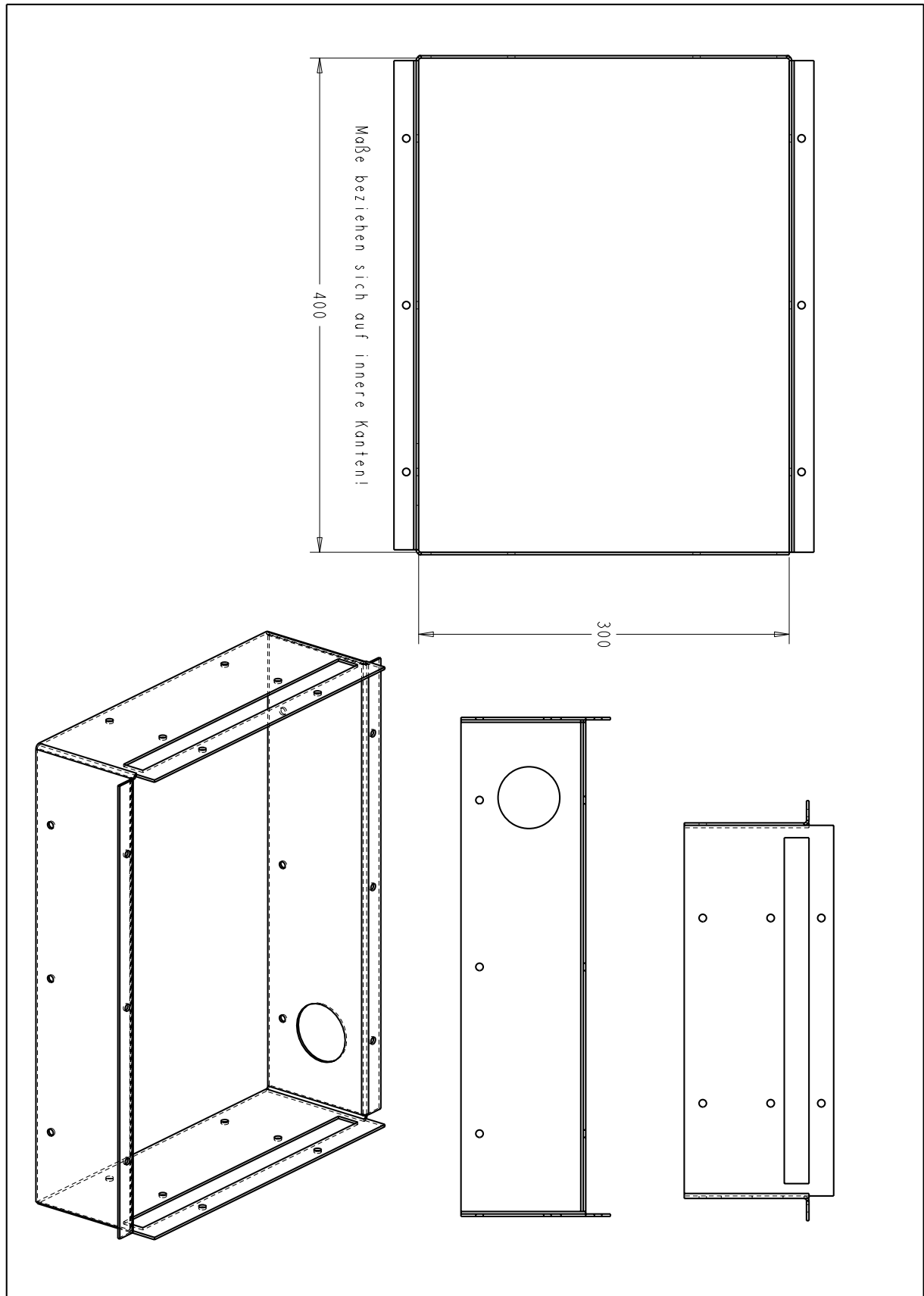


Abbildung C.2: Übersichtszeichnung des Gehäuses

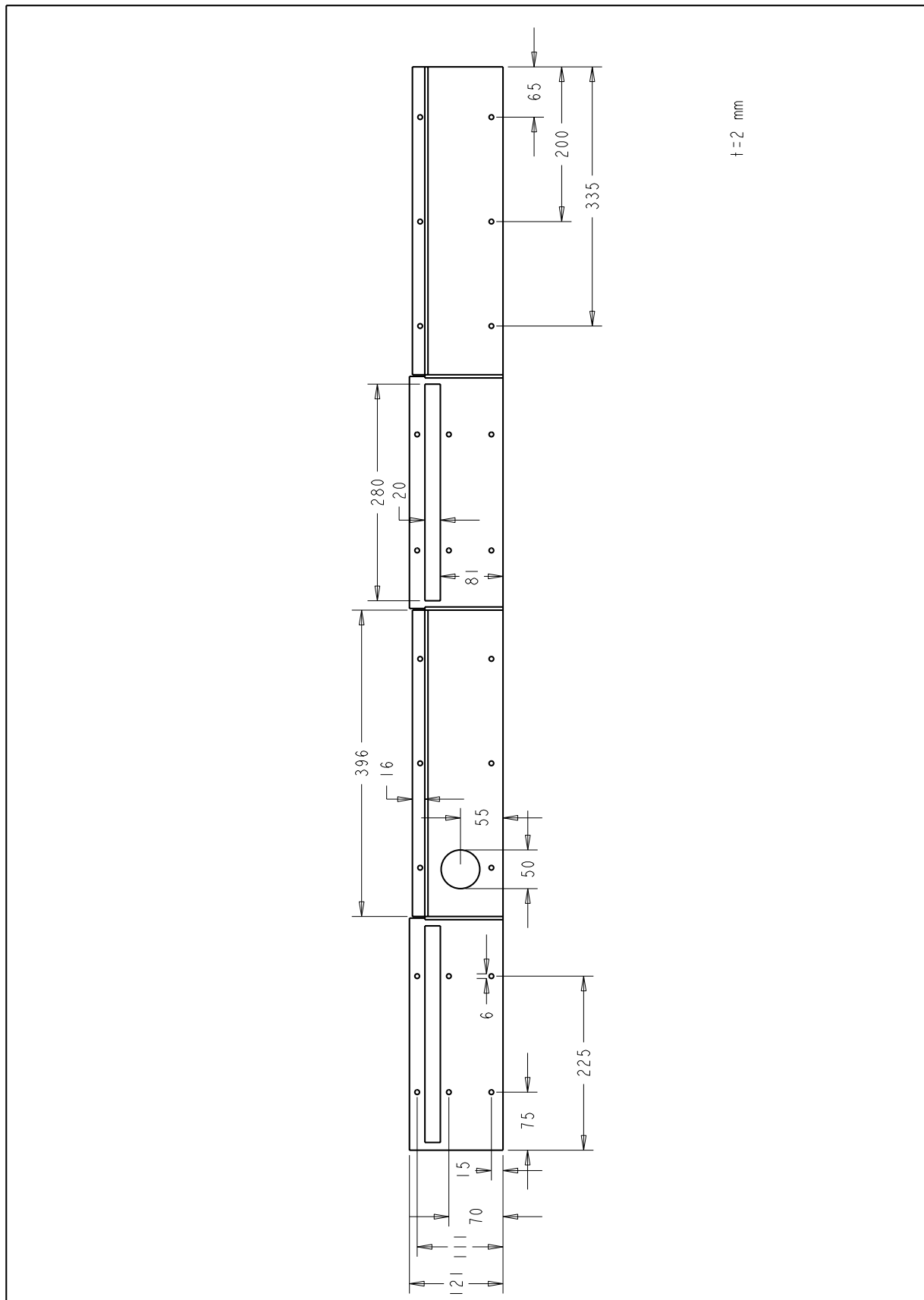


Abbildung C.3: Abwicklung des Gehäuses

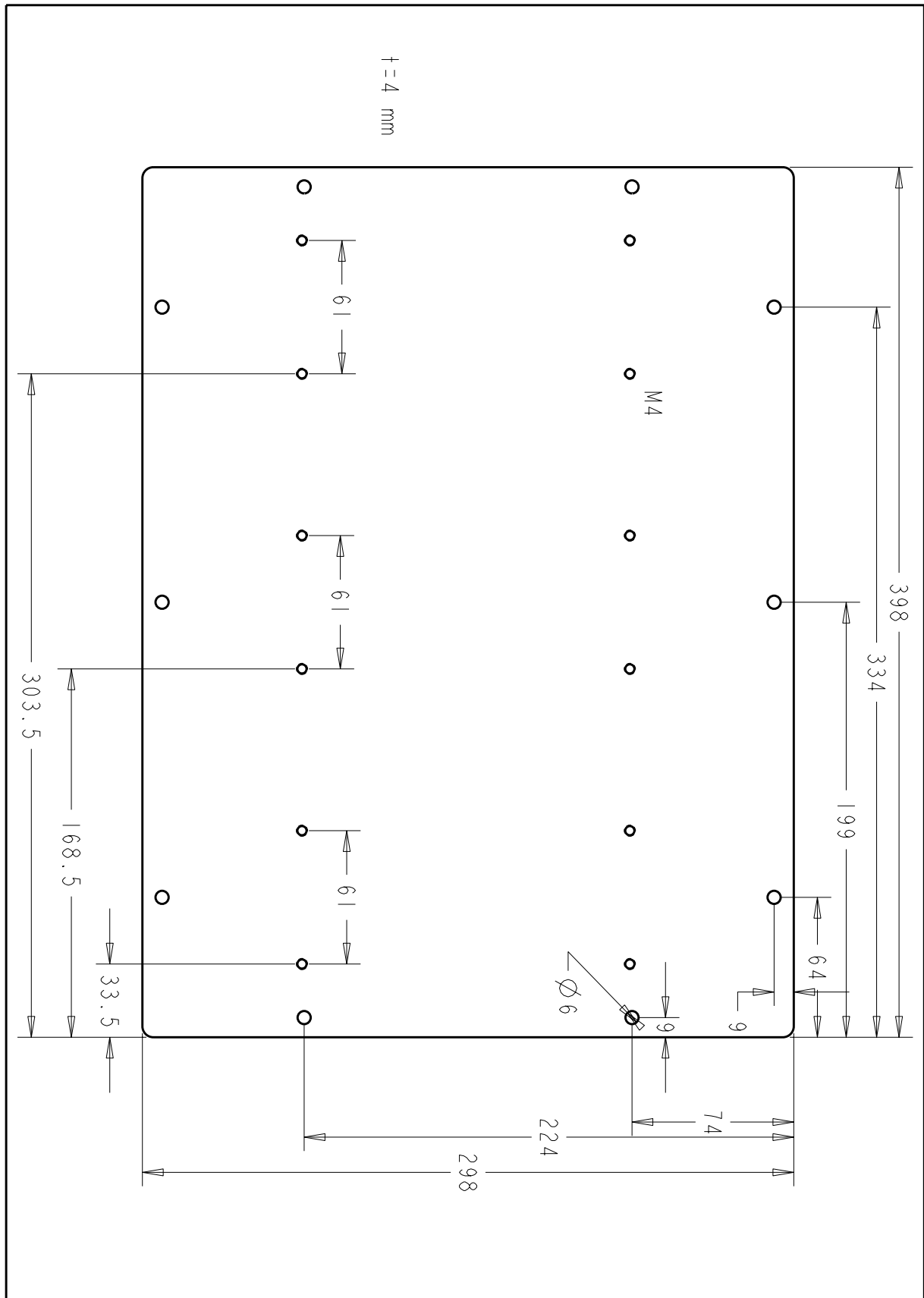


Abbildung C.4: Zeichnung der Kühlplatte

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name Andreas Franz Sebastian Joos
Geburtsdatum 9. September 1981
Geburtsort München

Beruflicher Werdegang

seit 04/2011 Technischer Leitender Mitarbeiter im Bereich Process Technology
bei Bayer Technology Services GmbH, Leverkusen

10/06 – 02/11 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermofluidodynamik,
Arbeitsgruppe Technische Thermodynamik, Technische Universität
Hamburg-Harburg

Strahlenschutzbeauftragter und Systemadministrator am Institut für
Thermofluidodynamik

Ausbildung

10/01 – 09/06 Studium der Verfahrenstechnik an der Technischen Universität
Hamburg-Harburg
Diplom mit der Gesamtnote *sehr gut*
Thema der Diplomarbeit: *Untersuchung und Optimierung eines
solargestützten Heiz- und Klimatisierungssystems für ein
Einfamilienhaus*

09/2003 Vordiplom mit der Gesamtnote 1,9

02/93 – 06/01 Besuch des Gymnasiums Kolleg St. Blasien e.V.
Abitur mit der Gesamtnote 1,4
Leistungskurse Mathematik und Physik

09/92 – 02/93 Besuch des Maximilian Gymnasium München

Auszeichnungen

2003 Vordiplomspreis für Verfahrenstechnik der Firma DOW Deutschland
GmbH & Co OHG

2001 Ferry Porsche Preis des Ministeriums für Kultus, Jugend und Sport
Baden-Württemberg und der Dr.-Ing. h.c. F. Porsche AG

2001 Preis der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für sehr gute
Leistungen im Fach Physik

Ehrenamtliche Tätigkeiten

1999 – 2000 Geschäftsführer Budo Club St. Blasien e.V.

1998 – 1999 Stellvertretender Geschäftsführer Budo Club St. Blasien e.V.

