



Diplomarbeit

Trocknen von Platten

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs (Dipl.-Ing oder DI)

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Ing. Julian STRODL, BSc

Mat.Nr.: 00525808

unter der Leitung von

Senior Scientist Dipl.-Ing. Dr.techn. Thomas Loimer

und

Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Stefan Braun

Institut für Strömungsmechanik und Wärmeübertragung, E322

Ich nehme zur Kenntnis, dass ich zur Drucklegung dieser Arbeit nur mit Bewilligung der
Prüfungskommission berechtigt bin

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass die vorliegende Arbeit nach den anerkannten Grundsätzen für wissenschaftliche Abhandlungen von mir selbstständig erstellt wurde. Alle verwendeten Hilfsmittel, insbesondere die zugrunde gelegte Literatur, sind in dieser Arbeit genannt und aufgelistet. Die aus den Quellen wörtlich entnommenen Stellen, sind als solche kenntlich gemacht.

Das Thema dieser Arbeit wurde von mir bisher weder im In- noch Ausland einem_r Beurteiler_in zur Begutachtung in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorgelegt. Diese Arbeit stimmt mit der von den Begutachter_innen beurteilten Arbeit überein.

Ich nehme zur Kenntnis, dass die vorgelegte Arbeit mit geeigneten und dem derzeitigen Stand der Technik entsprechenden Mitteln (Plagiat-Erkennungssoftware) elektronisch-technisch überprüft wird. Dies stellt einerseits sicher, dass bei der Erstellung der vorgelegten Arbeit die hohen Qualitätsvorgaben im Rahmen der geltenden Regeln zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis „Code of Conduct“ an der TU Wien eingehalten wurden. Zum anderen werden durch einen Abgleich mit anderen studentischen Abschlussarbeiten Verletzungen meines persönlichen Urheberrechts vermieden.

Unterschrift

Danksagungen

Ganz besonders danke ich meiner Frau Elisabeth Strodl, die mich dazu ermutigt hat, mein Studium mit 30 Jahren wieder aufzunehmen und mich auf meinem Weg in allen Höhen und Tiefen begleitet und unterstützt hat.

Ein großer Dank gebührt meinem Betreuer Thomas Loimer, der mir sowohl bei der Bachelorarbeit, als auch bei der Diplomarbeit bestmöglich und mit großer Flexibilität zur Seite stand und immer ein offenes Ohr für mich hatte.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Stand der Forschung	1
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Theorie des Wärme- und Stoffübergangs	6
2.2	Bilanzgleichungen	8
2.3	Anfangs- und Randbedingungen	11
3	Modellierung	13
3.1	Bestimmung der Transportgrößen	15
3.1.1	Grenzschichttheorie	15
3.1.2	Kanalströmungstheorie	17
3.1.3	Schlussfolgerung	18
3.1.4	Wärme- und Massenströme in der Simulation	18
3.2	Bestimmung der Stoffwerte	21
3.2.1	Psychrometermessung	21
3.2.2	Bestimmungsgleichungen für den Luftstrom	25
3.2.3	Bestimmungsgleichungen für die Platten	30
3.2.4	Korrelationsprüfung	32
4	Validierung des Simulationsmodells	35
4.1	Parameter	37
4.2	Zone 1	37
4.3	Zone 2	41
4.4	Zone 3	44
4.5	Variation der Faktoren und Bestimmungsgleichungen	47
5	Ergebnisse der Simulation	55
5.1	Zusammenfassung und Interpretation der Ergebnisse	55
5.2	Änderung der Prozessparameter	57
6	Schlussfolgerungen	61

Corrigendum

Abstract

Drying of porous boards is a coupled problem of momentum-, heat- and mass transport between the boards and the airstream. Methods of fluid dynamics for turbulent flows are evaluated and used to simulate the drying procedure. The results are validated and used to get the same drying rate with different process parameters.

A dryer of approximately 2,9 m width, 3,3 m height and 112 m length forms the basis for the simulation model. The dryer has 10 layers of metal rolls to transport the gypsum platerboards through the dryer with a speed of about 2,8 m/min after complete crystallization. The dryer is separated in a pre-heating and three drying zones. The airstream for the drying process is heated up to around 200 °C with a gas burner and is blown into the drying zones by fans with around 10 m/s. In zone 1, the air streams against the movement of the plasterboards, in zones 2 and 3 it streams with the moving direction. After pre-heating, the boards enter the dryer with a temperature of about 40 °C and a water content of about 0,4 kg/kg dry board. To achieve a targeted low water content at the end of the dryer, approximately 240 kg water must be removed within one hour.

To describe the drying process, a quasi one-dimensional simulation-model is developed. The simulation domain consists of two regions, boards and airstream, which are both assumed to be homogeneous media. The cross-sectionally averaged state of these regions only can change in the direction of movement, variations transverse to the direction of movement can't be described within the one-dimensional description. The heat and mass transfer between these two media is described by correlations retrieved from literature.

Using channel flow theory for the air and one-sided diffusion in porous media for the boards, simulation results can be achieved for all drying zones that correlate qualitatively and quantitatively well with the measurement data in the dryer.

With the simulation model, the influences of the parameters (e.g. temperature and flow rate of the drying air-stream) on the drying rate can be evaluated. It can be shown that by increasing the flow rate and/or the temperature of the air-stream, the drying rate can be increased or vice versa. Looking at the energy needed to heat the air, the simulation shows, that less energy might be required if the air temperature is higher, because the mass flow rate of air can become significantly smaller.

Kurzfassung

Die Trocknung von porösen Platten ist ein gekoppeltes Problem der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung zwischen den Platten und dem Luftstrom, der sie überströmt. Methoden aus dem Bereich der Strömungsmechanik für turbulente Strömungen werden untersucht und auf den Trocknungsprozess angewendet, die Ergebnisse validiert und zur Prognose möglicher Änderung der Prozessparameter bei gleicher Trocknungsqualität verwendet.

Grundlage für das Simulationsmodell bildet ein Trockner, der rund 2,9 m breit, 3,3 m hoch und 112 m lang ist. Gipskartonplatten werden nach vollständig abgeschlossener Kristallisation in 10 Ebenen über Rollen mit rund 2,8 m/min erst durch eine Vorheizzone und danach durch 3 Trocknungszone geführt. Mittels Gasbrenner und Gebläse wird ein rund 200 °C heißer Luftstrom zur Trocknung der Platten in die Zonen eingebracht, der diese mit rund 10 m/s in Zone 1 entgegen und in den Zonen 2 und 3 mit der Plattenlaufrichtung überströmt.

Im Zuge der Arbeit wird eine Recherche zu Literatur durchgeführt, die sich mit ähnlichen Trocknungsprozessen auseinandersetzt. In weiterer Folge wird ein quasi ein-dimensionales Modell zur Simulation entwickelt. Hierbei wird das System in die zwei Bereiche Platten und Luftstrom aufgeteilt, die als homogene Medien angenommen werden und deren querschnittsgemittelte Zustände nur in Bewegungsrichtung variieren können. Der Wärme- und Stoffübergang in senkrechter Richtung zwischen den beiden Bereichen wird mittels Koeffizienten beschrieben und Ströme in horizontaler Richtung werden vernachlässigt.

Mittels Kanalströmungstheorie für die Luft und die einseitige Diffusion in porösen Medien für die Platte können für alle Zonen Simulationsergebnisse erzielt werden, die qualitativ und quantitativ gut mit den Messdaten im Trockner korrelieren.

Mit dem Simulationsmodell können die Einflüsse der unterschiedlichen Parameter (z.B. Temperatur und Geschwindigkeit des Trocknungsluftstroms) auf die Trocknungsrate evaluiert werden. So kann beispielsweise gezeigt werden, dass eine Erhöhung der Temperatur und/oder der Strömungsgeschwindigkeit der Trocknungsluft zu einer höheren Trocknungsrate führt. Außerdem kann aufgrund des Zusammenspiels von Temperatur und Massenstrom der Trocknungsluft gezeigt werden, dass bei gleicher Trocknungsrate eine Erhöhung der Temperatur zu einer Verringerung des Energiebedarfs zur Erwärmung der Luft führen kann.

Verzeichnis der Abkürzungen und Symbole

Abkürzungen und Symbole

A	Fläche (m ²)
b	Breite (m)
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität (J/kg K)
d	Durchmesser (m)
d_P	Plattendicke (m)
D	Diffusionskoeffizient (m ² /s)
D_H	Hydraulischer Durchmesser (m)
f	Darcy Reibungskoeffizient
h	spezifische Enthalpie (J/kg)
h''	spezifische Enthalpie an der Siedelinie (J/kg)
\dot{H}	Enthalpiestrom (J/s)
j	Stoffstromdichte (kg/m ² s), Gl. (3)
k	Rauigkeit (m), für Gl. (18)
m	Masse (kg)
\dot{m}	Massenstrom (kg/s)
M	molare Masse (g/mol)
n	Stoffmenge (mol)
p	Druck (Pa)
p_0	Referenzdruck (Pa)
\dot{q}	Wärmestromdichte (W/m ²)
R	allgemeine Gaskonstante (J/mol K)
R_i	spezifische Gaskonstante (J/kg K)
T	Temperatur (K)
T_0	Referenztemperatur (K)
T_b	Siedetemperatur (K)
u	Geschwindigkeit (m/s)
\bar{u}	gemittelte Geschwindigkeit (m/s)
U	Umfang (m)
v	spezifisches Volumen (m ³ /kg)
v_m	molares spezifisches Volumen (m ³ /mol)
X	Wassergehalt
x	molarer Anteil der Komponente
X_{sat}	Wassergehalt bei Sättigung
Z	Realgasfaktor
$Z1S1, \dots$	Zone 1 Sensor 1, ...
Δh_{vap}	Verdampfungsenthalpie (J/kg)
α	Wärmeübergangskoeffizient ($\dot{q} = \alpha \Delta T$)
β	Stoffübergangskoeffizient ($j = \beta \Delta \xi$)
γ	Flächenreduktionsfaktor
δ	Polarität

ϵ	Lennard-Jones Energie
η	Dynamische Viskosität (Pa s)
θ	Temperatur ($^{\circ}\text{C}$)
λ	Wärmeleitfähigkeit (W/m K)
μ	Widerstandsfaktor, Gl. (4)
ν	Kinematische Viskosität (m^2/s)
ξ	Porosität
ρ	Dichte (kg/m^3)
ϕ	Relative Luftfeuchtigkeit

Indizes

aus	ausströmend
c	kritisch (critical)
D	Dampf
ein	einströmend
F	Fluid
fL	feuchte Luft
FK	Feuchtkugel
g	gasförmig
H ₂ O	Wasser
i	trockene Luft oder Wasserdampf
K	Körper
L	Luft
p	polar
P	Platte
Pt	Trockener Anteil der Platte
Pw	Wasseranteil der Platte
sat	Sättigung (saturation)
tL	trockene Luft
turb	turbulent
vap	Verdampfung (vaporization)
w	Wasser

1 Einleitung und Stand der Forschung

Zur Herstellung von Gipskartonplatten wird eine Mischung aus gebranntem Gips (Stuckgips, Calciumsulfat-Halbhydrat, $\text{CaSO}_4 \cdot \frac{1}{2} \text{H}_2\text{O}$) und Wasser zwischen zwei Kartonlagen eingebracht. Das Gemisch kristallisiert relativ rasch zum formstabilen Calciumsulfat-Dihydrat ($\text{CaSO}_4 \cdot 2 \text{H}_2\text{O}$) aus, wodurch sich das Gemisch auf rund 40°C erwärmt. Die nun bis auf das Beschneiden der Kanten fertig geformten, nassen Platten werden durch einen Trockner geführt, um das nicht kristallin gebundene Wasser bestmöglich zu entziehen. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass die Plattentemperatur nicht über ca. 100°C steigt, um ein Dehydrieren des fertigen Gipses und ein damit verbundenes Zerbröseln zu verhindern.

Der Trockner ist rund 112 m lang, 2,9 m breit und 3,3 m hoch, siehe Abbildung 2 sowie [1]. In 10 Ebenen, die in einem Abstand von 300 mm übereinander liegen, werden in einem kontinuierlichen Prozess feuchte Gipskartonplatten in den Trockner eingebracht und auf Rollen (Durchmesser 75 mm und Abstand 332 mm) mit rund 2,8 m/min durch eine Vorheizzone und 3 hintereinander liegende Trocknungszone bewegt. Pro Ebene werden jeweils 2 Plattenreihen nebeneinander durch den Trockner befördert, eine auf der sogenannten Zinken- (in Plattenaufrichtung links) und eine auf der Loserseite (in Plattenaufrichtung rechts).

Über Kanäle (jeweils ein Kanal zinken- und einer loserseitig) werden mittels Gasbrenner auf rund 200°C erhitzte Luftströme in die Zonen eingebracht, die dann über die Platten strömen und das Wasser entziehen. In Zone 1 wird der Luftstrom entgegen, in Zone 2 und 3 mit der Plattenlaufrichtung geführt. Am linken und rechten Rand des Trockners wird in Zone 1 und 2 bis etwa zur Hälfte der Trocknungszone ein über Bleche weitestgehend abgetrennter, kälterer Luftstrom als der Haupt-Trocknungsstrom eingebracht, um ein Überhitzen der Außenkanten der Platten zu verhindern. Die Abluft der Zonen wird über Absaug- und Abluftkästen abgeführt, teilweise wieder der Trocknungsluft beigemischt und teilweise über einen Wärme-

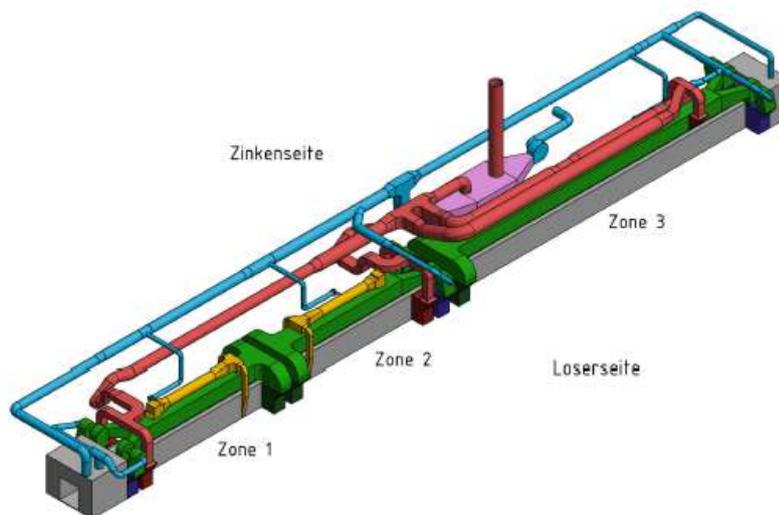


Abbildung 1: Aufbau des Trockners. Abb. 1 aus [1]. Luftkanäle sind färbig dargestellt. Die Platten werden von links unten nach rechts oben durch den vom grauen Bereich umschlossenen Raum bewegt.

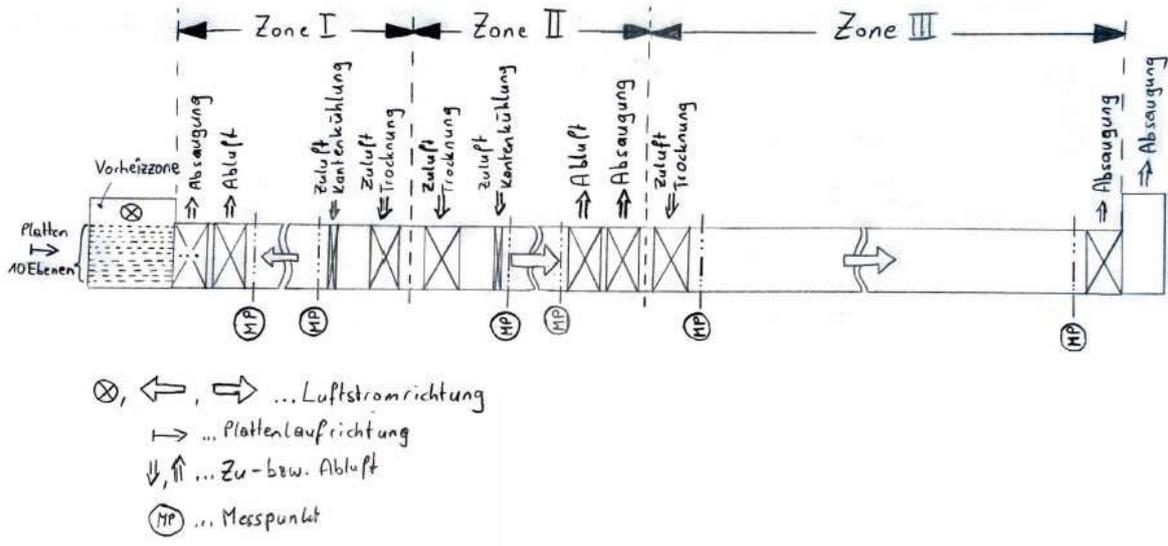


Abbildung 2: Skizze des Trockners mit Luftstrom- und Plattenlaufrichtung. Die Simulation wird in der jeweiligen Zone zwischen den Messpunkten modelliert.

tauscher in die Umgebung abgeleitet. Durch Regulierung des Abluftstromes, über Stellung der Klappen in den Absaugkanälen wird der Druck in den Zonen im Bereich von wenigen mbar Schwankung konstant gehalten.

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Simulation des Prozesses in den drei Trocknungs-zonen auf Basis der grundlegenden Theorien der konvektiven Wärme- und Stoffübertragung bei turbulenten Strömungen.

Der Zustand im Trockner wird im Rahmen eines quasi ein-dimensionalen Modells beschrieben, was bedeutet, dass die Platten und Luftströme als Bereiche unterschieden werden, deren Zustand sich nur in Längsrichtung des Trockners ändert. Der Wärmeübergang und Stofftransport zwischen Platten und Luftstrom wird aufgrund der Unterschiede in Temperatur und Wassergehalt modelliert, wobei zwischen der freien Oberseite der Platten und der Unterseite, an der sich die Förderrollen befinden, unterschieden wird. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus der Trocknungsebenen wird stellvertretend für den ganzen Trockner eine Ebene untersucht. Die Ebene wird in zwei Bereiche unterteilt, Luftstrom und Platte, und die Wärme- und Stoffströme zwischen den Bereichen aufgrund von Korrelationen aus der Literatur berechnet. Den Simulationsergebnissen werden Messdaten gegenüber gestellt, die jeweils zu Beginn und am Ende jeder Zone im Luftstrom ermittelt wurden [1]. Für den Zustand der Platten wurde die Temperatur im Inneren einer Platte über den gesamten Trocknungsverlauf gemessen. Der Wassergehalt der Platten konnte nur zu Beginn und am Ende des Trockners ermittelt werden.

Die Trocknung von porösen Platten teilt sich in zwei Teilprozesse, die für den Transport des Wasser aus der Platte an die Luft maßgeblich sind: Einerseits wird das Wasser aus dem Inneren der Platte an die Oberfläche transportiert und andererseits wird das Wasser an der Plattenoberfläche, die die Grenzfläche zwischen der Platte und der Luft darstellt, von der Luftströmung aufgenommen. In dieser Arbeit wird angenommen, dass der Wasserspiegel im Platteninneren aufgrund der fortschreitenden Trocknung sinkt, wodurch sich eine Luftschicht bildet. Die resultierende einseitige Diffusion des Wassers durch diese Luftschicht dominiert den

Stofftransport von der Platte in den Luftstrom.

Gips ist ein poröses und hygroskopisches Material, weshalb sich Wasser einerseits flüssig oder gasförmig in den Hohlräumen befinden kann und andererseits Wassermoleküle an der Oberfläche des Materials adsorbiert oder in das feste Material absorbiert werden. Dementsprechend können unterschiedliche Transportvorgänge beim Trocknen von Gips auftreten [2].

Flüssiges Wasser kann aufgrund von Druckgradienten durch den Gips bewegt werden. In einem porösen Medium wie Gips mit einer Porosität von 15 % bis 36 % kann angenommen werden, dass diese Druckgradienten durch Kapillarkräfte, also Druckdifferenzen über gekrümmte Grenzflächen, die sich in den Poren bilden, dominiert werden. Die Bewegung des flüssigen Wassers wird demnach durch die Porengröße, die Oberflächenspannung, Viskosität und Dichte des Wassers beeinflusst.

Die Menge des sorbierten Wassers hängt vom Partialdruck des Wassers ab. Bei einem kristallinen Material wie Gips kann davon ausgegangen werden, sofern die kristalline Struktur mit der Menge des Kristallwassers stabil bleibt, dass Wassermoleküle an die Oberfläche adsorbiert, nicht aber absorbiert werden. Ein Transport des sorbierten Wassers geschieht durch Gradienten des Partialdrucks.

In der im Porenraum vorhandenen feuchten Luft ist schließlich noch Wasserdampf vorhanden, der durch Diffusion, also durch Gradienten der Konzentration und schlussendlich ebenfalls Gradienten des Partialdrucks transportiert wird.

Eine genaue Betrachtung des Trocknungsvorgangs, vor allem eine detaillierte Beschreibung des Transportvorgangs von Wasser mit Berücksichtigung von Verdampfung oder Kondensation müsste die unterschiedlichen Möglichkeiten des Wassertransports berücksichtigen. Beim Trocknen sind allerdings die Geschwindigkeiten im porösen Körper gering, deshalb brauchen inerte Kräfte bzw. die Bewegungsgleichung nicht berücksichtigt werden. In einer pauschalierten Beschreibung werden alle im porösen Körper auftretenden Transportprozesse als diffusiver Prozess in Abhängigkeit von der Wasserbeladung zusammengefasst,

$$\vec{j} = -D(w) \text{grad } w .$$

Hierin ist \vec{j} die Diffusionsstromdichte, D der Diffusionskoeffizient und w die volumetrische Wasserbeladung, Wassermasse pro Volumen. Da es in dieser Beschreibung keinen konvektiven Transport gibt, ist die Diffusionsstromdichte gleich der Gesamt-Massenstromdichte. In einer rein kinematischen Beschreibung muss nur die Massenbilanz gelöst werden,

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \text{div } D(w) \text{grad } w .$$

Damit eine solche pauschalierte Beschreibung funktioniert, ist der Diffusionskoeffizient allerdings meist stark von der Wasserbeladung abhängig und kann über mehrere Größenordnungen hinweg variieren.

In einer quasi ein-dimensionalen Beschreibung der Trocknung von Platten wird über den Kanal-, bzw. Plattenquerschnitt gemittelt, d.h. im Luftstrom ändert sich der Zustand der beiden Gebiete, Platte und Luft, in Längsrichtung, bleibt jedoch über den jeweiligen Querschnitt konstant. Die Stoff- und Wärmeströme zwischen den beiden Gebieten sind nun in

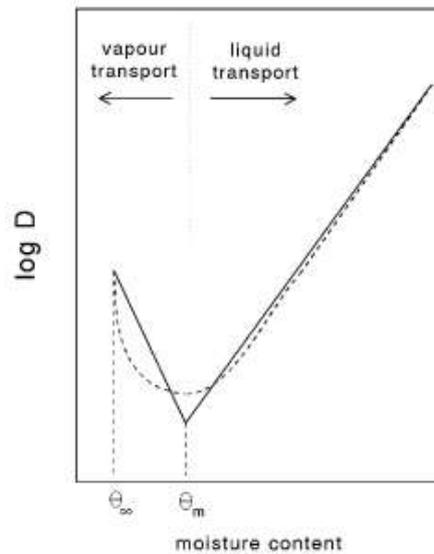


Abbildung 3: Verlauf des Feuchtetransports in Abhängigkeit vom Wassergehalt [6]. D ist hier die Diffusivität, θ_m der Feuchtegehalt beim Minimum der Diffusivität und θ_∞ der Feuchtegehalt bei Gleichheit der relativen Feuchte des Materials und der Luft.

Abhängigkeit von den vorhandenen Größen, also z.B. Plattentemperatur, Wassergehalt, Luftgeschwindigkeit oder auch Längskoordinate zu modellieren. Tatsächlich bilden sich in den beiden Gebieten Profile aus, deren Verläufe an die an der Grenzfläche auftretenden Wärme- und Stoffströme gekoppelt sind. In der quasi ein-dimensionalen Beschreibung wird der Verlauf dieser Profile durch Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten ersetzt.

Zur Modellierung des Trocknungsprozesses in einer quasi ein-dimensionalen Simulation können aus dem Stand der Forschung Anhaltspunkte für die mathematische Beschreibung der Prozesse bzw. Interpretation der Ergebnisse abgeleitet werden.

Ein Trocknungsprozess von porösen Platten gliedert sich generell in drei Bereiche [2–4]. Zu Beginn herrscht gesättigter Zustand, der durch eine relative Luftfeuchtigkeit an der Plattenoberfläche gleich Eins bestimmt ist. Nach der Aufheizphase der Platten beginnt die sogenannte „Constant drying rate period“, in der die Plattentemperatur aufgrund des beinhalteten Wassers limitiert wird (Feuchtkugeltemperatur bzw. Siedetemperatur [5]) und die Trocknungsrate konstant bleibt. Nach dieser Phase fällt die relative Luftfeuchtigkeit an der Plattenoberfläche bis zu einem Minimum ab, die Trocknungsrate fällt ebenfalls ab. Das Minimum ist dann erreicht, wenn die Luftfeuchtigkeit mit dem Feuchtigkeitsgehalt der Platten in Gleichgewicht steht und keine weitere Trocknung mehr möglich ist.

Die Simulation des Transports der Feuchtigkeit innerhalb der Platten mittels analytischer Lösung des quasi-stationären nicht-linearen Trocknungsproblems [6] zeigt, dass der Transport von Wasser in porösen Platten bei hohem Feuchtegehalt durch die Flüssigkeit und bei niedrigem Feuchtegehalt, aufgrund der zunehmend trockenen Poren, durch den Dampf dominiert wird (siehe Abbildung 3). Der Übergang ist am kritischen Punkt, wo sich im Porenvolumen keine kontinuierliche Phase mehr bildet.

Zur Modellierung der Platten, die für eine quasi ein-dimensionale Simulation von Interesse

ist, gibt es einen Ansatz, in dem der Wassergehalt in der Platte mit einem resultierenden sinkenden Wasserspiegel angenommen wird [3], wodurch eine Luftschicht zwischen Wasserspiegel und Plattenoberfläche entsteht, durch den der Wasserdampf diffundieren muss, um in den Trocknungsluftstrom zu gelangen.

Die wirksame Wasseroberfläche, die zur Diffusion beiträgt, wird entsprechend der Plattenporosität angenommen, da nur die offenen Poren, äquivalent zu Kapillaren, die zum Luftstrom hin offen sind, Wasserdampf an die Plattenoberfläche transportieren können [2]. Der physikalische Effekt, der hierbei zur Anwendung kommt, ist die einseitige Diffusion von Wasserdampf durch ruhende Luft im Porenraum der Platten. Durch die Geometrie und Anordnung der Poren kann das Wasser nicht auf direktem Weg zur Plattenoberfläche gelangen, sondern über Umwege, die daraus resultieren, dass die Poren nicht in direkter Linie zur Plattenoberfläche angeordnet und verbunden sind. Außerdem ist der Querschnitt der Diffusionskanäle aufgrund der Porengeometrie nicht konstant, sondern ändert im Verlauf seine Ausprägung, woraus zusätzliche Widerstände resultieren. Dadurch resultiert ein Widerstandsfaktor gegenüber der Diffusion durch eine direkte, gerade Kapillare mit konstantem Querschnitt von der Wasseroberfläche zur Plattenoberfläche, der diese Unterschiede berücksichtigt [2].

Die Porosität von Gipskartonplatten kann, in Abhängigkeit vom Wassergehalt, in einem Bereich von rund 15 % bis 36 % liegen, der Anteil des kristallin gebundenen Wassers ist rund 21 % und das freie Wasser am Ende des Trocknungsprozesses liegt, abhängig von den Umgebungsbedingungen, bei rund 3 % [5].

Der Trocknungsluftstroms wird je nach Anwendungsfall mit der Grenzschicht- oder Kanalströmungstheorie beschrieben. Bei Anwendung der Kanalströmungstheorie stellt sich die Frage nach der Berücksichtigung der Förderrollen auf der Unterseite der Platten, die makroskopische Hindernisse in der Luftströmung darstellen.

Aus dem Stand der Forschung zur Kanalströmung mit einseitig glatter und einseitig rauher Oberfläche, bzw. makroskopischen Hindernissen auf einer Kanalseite zeigt sich, dass der Wärmestrom mit steigender Rauigkeit ansteigt [7]. Der turbulente Wärmestrom schwankt im Bereich zwischen den Rollen und ist in der Nähe der Rollen am höchsten. Die effektiven turbulenten Austauschgrößen steigen relativ zur glatten Wand an. Die turbulente Prandtlzahl steigt mit steigendem Abstand-Höhen-Verhältnis bis zu einem Maximalwert an. Mit steigendem Abstand von der Wand verschwinden die Unterschiede zur glatten Wand zunehmend und die turbulente Prandtlzahl gleicht sich der glatten Wand an.

Zur Bestimmung des Darcy-Rohrreibungsbeiwertes [8] im Falle der einseitigen Rollen findet sich eine Formel zur Berechnung des hydraulischen Durchmessers [9]

$$D_H = 2L + k \frac{w}{w+k} = 2L \left(1 + \frac{k}{2L} \frac{\frac{w}{k}}{\frac{w}{k} + 1} \right) \quad (1)$$

in Abhängigkeit vom Abstand L der glatten Wand zu den Hindernissen, dem Abstand w der Hindernisse zueinander und der Höhe k der Hindernisse. Die Grenzen für eine geschlossene Fläche ($w/k = 1$) bzw. ein Einzelhindernis ($w/k = \infty$) ergeben sich zu $D_H = 2L + k/2 = 2(L + k/4)$ bzw. $D_H = 2L$. Aufgrund der Rollen auf einer Seite ergibt sich ein im Mittel asymmetrisches Geschwindigkeitsprofil mit entsprechend unterschiedlichen Stoff- und Wärmeübergangskoeffizienten. Siehe auch Abbildung 8 in Ref. [9].

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird die Wahl der Systemgrenzen beschrieben und die Bilanzen für Masse und Energie werden zur Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs für das betrachtete System dargestellt. Die Impulsbilanz braucht nicht betrachtet zu werden: Die Platten bewegen sich mit konstanter Geschwindigkeit durch den Trockner und der Druckverlust in der Luftströmung ist so klein, dass er für die Trocknung nicht relevant ist.

2.1 Theorie des Wärme- und Stoffübergangs

In dieser Arbeit wird der Trocknungsprozess von Platten in einem Strömungskanal quasi ein-dimensional modelliert. Strömungskomponenten in Querrichtung, wie sie beispielsweise aus einer langsamen Erweiterung eines Kanals resultieren, werden nicht beachtet. Weiters wird der Wärme- und Stoffübergang über Koeffizienten beschrieben und die Zustände in den unterschiedlichen Regionen des Modells (Luftstrom, Platte) über den Querschnitt gemittelt angenommen. An den Übergängen zwischen den Regionen ergibt sich dadurch kein kontinuierlicher Temperatur- und Stoffdichteübergang, sondern Sprünge, wie in Abbildung 4 dargestellt. Der tatsächliche Temperaturverlauf führt von einer Kerntemperatur der Platte über eine Wandtemperatur zu einer Lufttemperatur im Hauptluftstrom. In der quasi ein-dimensionalen Modellierung resultieren die eingezeichneten mittleren Temperaturzustände der Platte und des Luftstroms. Die strichlierte Linie beschreibt den Wärmeleitwiderstand der Platte (L/λ mit der charakteristischen Länge L) und kann dem Wärmeleitwiderstand der Luft ($1/\alpha$) gegenübergestellt werden. Wie in Abbildung 4 dargestellt, ist der Wärmeleitwiderstand in der Platte deutlich geringer als in der Luftströmung, wodurch der Temperaturunterschied zwischen Kern- und Wandtemperatur deutlich geringer als der Temperaturunterschied der Luft an der Wand und in der Hauptströmung ist.

Der Konzentrationsverlauf des Wassers ist, wie in Abbildung 4 dargestellt, in der Platte entsprechend der Theorie der einseitigen Diffusion [2] in zwei Bereiche aufgeteilt. Einerseits der Bereich des flüssigen Wassers und andererseits die Luftschicht, durch die der Wasserdampf diffundieren muss, um in den Luftstrom zu gelangen. Auch hier wird, wie bei der Temperatur, nur eine Plattenkonzentration und die resultierende Luftstromkonzentration in der quasi ein-dimensionalen Simulation berücksichtigt.

Der Temperatur- und Stoffdichteunterschied wird hierbei über einen Wärmeübergangskoeffizienten (α) bzw. Diffusionskoeffizienten in Verbindung mit der Dicke der Luftschicht und einem Diffusionswiderstand (μ) beschrieben. Die Systemgrenzen zur allgemeinen Beschreibung der Bilanzgleichungen sind in Abbildung 7 dargestellt. Die Differenz der dem Kontrollvolumen zu- und abgeführten Enthalpieströme, als graue Pfeile dargestellt, ist gleich der in den Luftstrom übergehenden Wärmeströme, die gelben Pfeile, und den durch austretenden Wasserdampf abgegebenen Enthalpieströme, die senkrechten blauen Pfeile. Analoges gilt für den Enthalpiestrom der Luft, die waagrechten blauen Pfeile in der Zeichnung.

Wie in Abbildung 7 zu sehen ist, besteht das Modell aus zwei Regionen: dem Luftstrom und der Platte. Die Platte wird hierbei jeweils zur Hälfte aus der Platte oberhalb bzw. unterhalb des Luftstroms zusammengesetzt und ein querschnittsgemittelter Zustand verwendet.

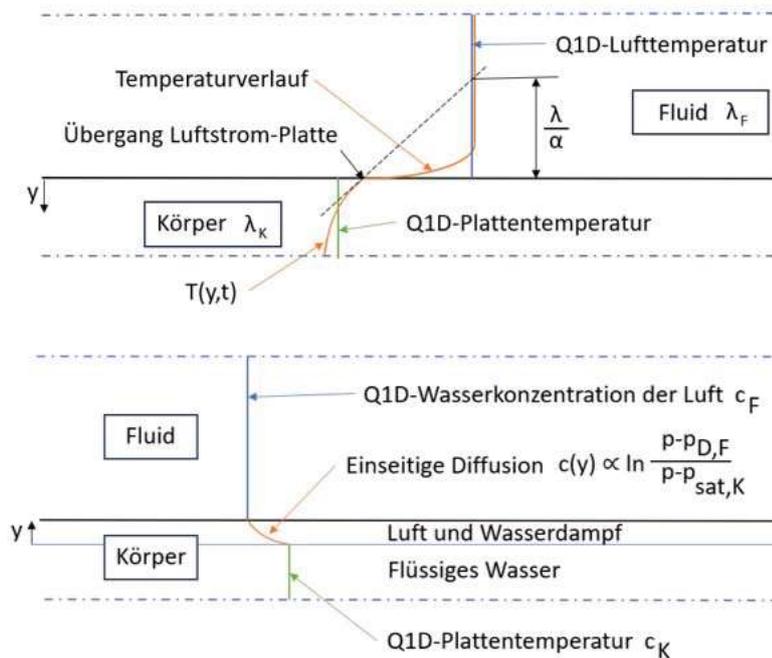


Abbildung 4: Tatsächlicher und genäherter Temperaturverlauf (oben) und Konzentrationsverlauf (unten) in Luftstrom und Platte. Der tatsächliche Temperaturverlauf, die orange Linie, wird durch die jeweils querschnittsgemittelten Werte, blau und grün, genähert. Der Konzentrationsverlauf wird ebenfalls durch eine stückweise konstante Funktion, blau und grün, beschrieben und der Übergang aufgrund der einseitigen Diffusion, orange Linie, im Stoffstrom berücksichtigt.

2.2 Bilanzgleichungen

Da der Druck in den Trocknungszonen bis auf wenige mbar konstant ist, können Reibungs- und Schwerkrafteinflüsse in guter Näherung vernachlässigt werden, wodurch eine Auswertung der Impulsbilanz entfällt. Das Gleichungssystem beschränkt sich daher auf die Energie- und Massenbilanz, die in weiterer Folge auf die Teilsysteme „Feuchte Luft“ und „Platte“ nach Abbildung 7 angewendet werden.

Energiebilanz

Entsprechend des Wärmetransportes und der transportierten Energie durch den Stoffstrom zwischen den Teilsystemen ergibt sich mit der Breite b des Rechengebiets die Energiebilanzgleichung der feuchten Luft zu

$$\dot{m}_{fL} h_{fL}(x) - \dot{m}_{fL} h_{fL}(x + \Delta x) + (\dot{q}_1 + \dot{q}_2) b \Delta x + (j_1 + j_2) b \Delta x h_D(T_P) = 0.$$

Nach Taylorreihenentwicklung

$$\dot{m}h(x + \Delta x) = \dot{m}h(x) + \frac{d(\dot{m}h(x))}{dx} \Delta x + O(\Delta x^2)$$

und Grenzübergang $\Delta x \rightarrow 0$ folgt die Energiegleichung für die feuchte Luft in differentieller Form

$$\frac{d(\dot{m}h)_{fL}}{dx} = (j_1 + j_2) b h_D(T_P) + (\dot{q}_1 + \dot{q}_2) b.$$

Für die Platten erhält man die Energiebilanz in äquivalenter Form, wobei die der Luft zugeführten Wärme- und Stoffströme nun aus den Platten abgeführt werden müssen,

$$\frac{d(\dot{m}h)_P}{dx} = -(j_1 + j_2) b h_D(T_P) - (\dot{q}_1 + \dot{q}_2) b.$$

Der Referenzpunkt für die Enthalpie innerhalb der Energiebilanz der Luft bzw. der Platte muss jeweils gleich gewählt sein, jener für h_D nicht notwendigerweise. In der Simulation sind die Referenzpunkte jedoch alle ident beim Tripelpunkt von Wasser gesetzt, um eine separate Auswertung von h_D in den Bilanzen der Luft bzw. Platte zu vermeiden. Die spezifische Enthalpie des Dampfes h_D wird bei der Plattentemperatur T_P ausgewertet womit angenommen wird, dass die Verdampfungsenthalpie des Wassers zur Gänze vom Enthalpiestrom der Platte bereitgestellt wird. Die Enthalpie, um den Wasserdampf von der Temperatur der Platte auf die Lufttemperatur zu bringen, muss von der Luft bereitgestellt werden.

Die Wärmestromdichten \dot{q} folgen aus

$$\dot{q}_{1,2} = \alpha_{1,2} (T_P - T_{fL}). \quad (2)$$

Die Stoffstromdichten unter Berücksichtigung einseitiger Diffusion poriger Güter sind gegeben durch [2]

$$j_{1,2} = \frac{1}{\mu} \frac{D p}{R_D T_P \Delta y_{1,2}} \ln \left(\frac{p - p_D}{p - p_{sat}(T_P)} \right), \quad (3)$$

da von einem ruhenden Luftvolumen im Inneren der Platte (Porenvolumen bzw. Kapillaren) ausgegangen werden kann. Der Widerstandsfaktor ist hierbei gegeben durch [2]

$$\mu = \mu_F \mu_1 \quad (4)$$

und setzt sich aus einem Anteil der Porosität ξ der Platte

$$\mu_F = \frac{A}{A_{Poren}} = \frac{1}{\xi} \quad (5)$$

(mit der Plattenoberfläche A und der Porenfläche A_{Poren}) und dem Wegfaktor

$$\mu_1 = \frac{l_{Poren}}{l} = \frac{l_{Poren}}{\Delta y} \quad (6)$$

zusammen. Die Porenlänge l_{Poren} ist bestimmt durch den Weg, den die Dampfteilchen in den Porenkanälen durchlaufen müssen und Einflüsse von Porenerweiterungen und -verengungen [2]. Unter Berücksichtigung des Wasseranteils ergibt sich

$$\Delta y = d_P \left(1 - \frac{m_{Pw}}{m_{Pw_{max}}} \right). \quad (7)$$

$m_{Pw_{max}}$ stellt den maximal möglichen Wasseranteil dar, der durch die Gips-Wasser-Mischung der Platten vorgegeben ist.

Massenbilanz

Die Massenbilanzen ergeben sich entsprechend Abbildung 7 zu

$$0 = \dot{m}_{fL}(x) - \dot{m}_{fL}(x + \Delta x) + (j_1 + j_2) b \Delta x \quad \text{und} \quad 0 = \dot{m}_P(x) - \dot{m}_P(x + \Delta x) - (j_1 + j_2) b \Delta x$$

für die feuchte Luft und die Platten.

Nach Taylorreihenentwicklung und Grenzübergang $\Delta x \rightarrow 0$ folgt nach Umformung die differentiellen Massenbilanzen

$$\frac{d\dot{m}_{fL}}{dx} = (j_1 + j_2) b \quad \text{und} \quad \frac{d\dot{m}_P}{dx} = -(j_1 + j_2) b.$$

Zusammenfassung der Bilanzgleichungen

Zusammengefasst lauten die grundlegenden Gleichungen des Simulationsmodells

$$\frac{d(\dot{m}h)_{fL}}{dx} = (j_1 + j_2) b h_D(T_P) + (\dot{q}_1 + \dot{q}_2) b, \quad (8a)$$

$$\frac{d(\dot{m}h)_P}{dx} = -(j_1 + j_2) b h_D(T_P) - (\dot{q}_1 + \dot{q}_2) b, \quad (8b)$$

$$\frac{d\dot{m}_{fL}}{dx} = (j_1 + j_2) b, \quad (8c)$$

$$\frac{d\dot{m}_P}{dx} = -(j_1 + j_2) b, \quad (8d)$$

mit den Stromdichten

$$\dot{q}_{1,2} = \alpha_{1,2} (T_P - T_{fL}) \quad (8e)$$

und

$$j_1 = \frac{1}{\mu} \frac{D p}{R_D T_P \Delta y_1} \ln \left(\frac{p - p_D}{p - p_{sat}(T_P)} \right). \quad (8f)$$

Die Stoffstromdichte auf der Unterseite der Platten wird aufgrund der Rollen noch weiter modifiziert, siehe Kapitel 3.1.4,

$$j_2 = \gamma_2 \frac{1}{\mu} \frac{D p}{R_D T_P \Delta y_2} \ln \left(\frac{p - p_D}{p - p_{sat}(T_P)} \right). \quad (8g)$$

Eine gute Übereinstimmung der Rechnung mit den gemessenen Daten hängt von der gelungenen Modellierung der jeweiligen Übergangskoeffizienten α und j ab.

Der Wärmeübergang erfolgt durch erzwungene Konvektion, weshalb der Wärmeübergangskoeffizient (α) eine Funktion aus Temperatur, Druck, Dichte, Geschwindigkeit und Wärmekapazität der Luft ist. Zudem hängt er von der Oberflächenbeschaffenheit (Reibungskoeffizient) der Platte ab, weshalb er auf der Ober- und Unterseite der Platte unterschiedlich ist. Der Stoffübergang wird durch Diffusion des Wasserdampfes durch eine Luftschicht im Inneren der Platte bestimmt. Ein Stoffübergangskoeffizient, der in der Gleichung nicht separat angeschrieben ist ($\beta = D/\mu_1 \Delta y$), hängt von Temperatur und Druck der Luft, sowie von der Dicke der Luftschicht und dem Weganteil (μ_1) des Widerstandsfaktors ($\mu = \mu_F \mu_1$; siehe Kapitel 3.1.4) ab, durch die der Wasserdampf diffundieren muss. Der Stoffübergangskoeffizient kann daher, je nach Luftschichtdicke, auf der Ober- bzw. Unterseite der Platte gleich oder verschieden sein. In der Simulation ist die Luftschicht zu gleichen Teilen auf die Unter- und Oberseite aufgeteilt, wodurch sich β nicht unterscheidet. Ein Unterschied im Stoffstrom zwischen Ober- und Unterseite der Platte ergibt sich lediglich durch die unterschiedliche wirksame Fläche aufgrund der Rollen auf der Plattenunterseite, siehe Kapitel 3.1.4.

2.3 Anfangs- und Randbedingungen

Zur Auswertung des Differentialgleichungssystems muss zunächst der Anfangszustand an den Messpunkten bestimmt werden, an denen die Simulation in der jeweiligen Zone startet. Dieser setzt sich aus dem Massenstrom der Luft und der Platten, der Luft- und Plattentemperatur und den Feuchtegehalten der Luft und Platten zusammen. Der Massenstrom der Platten ist in Zone 1 dem Massenstrom der Luft entgegen- und in den Zonen 2 und 3 gleichgesetzt. Nach Simulation über die jeweilige Zone ergeben sich die errechneten Endwerte, die mit den gemessenen Daten verglichen werden. Im Gegenstromfall, wie er in Zone 1 auftritt, wird das Randwertproblem zu einem Anfangswertproblem umformuliert und iterativ gelöst.

Zur Bestimmung der Start- und Zielwerte stehen Messdaten der Lufttemperatur, Feuchtkugelttemperatur und Strömungsgeschwindigkeit zur Verfügung. Außerdem sind die Informationen des nicht-kristallin gebundenen Wassergehalts der Platten am Beginn und Ende des Trockners und die Plattenvorschubgeschwindigkeit (2,8 m/min) bekannt. Die Plattentemperatur ist aus einer Messkurve aus Ebene 8 bekannt, woraus ebenfalls Randbedingungen für die Simulation entnommen werden können. In Tabelle 1 sind die entsprechenden Messdaten in den jeweiligen Zonen, die für die Simulation verwendet werden, gelistet (Positionen der Messdaten, siehe Abbildung 8). Je nach Simulationsrichtung sind die Startwerte entweder die Werte bei S1 oder bei S2 der jeweiligen Zone.

Strömungsgeschwindigkeit

Analysiert man die Messdaten der Strömungsgeschwindigkeit [1], so ist zu erkennen, dass die Strömung in manchen Bereichen schneller, in anderen langsamer wird. Unter Annahme einer ein-dimensionalen Strömung lautet die Massenbilanz für den Anteil der trockenen Luft

$$u\rho_{tL} = \textit{konstant} .$$

Beim Trocknen der Platten nimmt einerseits die Temperatur ab, andererseits der Wassergehalt zu, wodurch der Massenstrom der Trocknungsluft entsprechend Abbildung 5 in Strömungsrichtung zunimmt, der Massenstrom des Anteils der trockenen Luft jedoch entsprechend der Massenbilanz konstant bleibt.

Wie in Kapitel 4 näher ausgeführt, erfüllt der aus den Messdaten [1] ermittelte Massenstrom des Anteils der trockenen Luft, die Massenbilanz unzureichend, weshalb die gewählten Geschwindigkeitswerte in Tabelle 1 zur Validierung des Simulationsmodells in Zone 2 und 3, um rund 35 % von den Messdaten [1] abweichen.

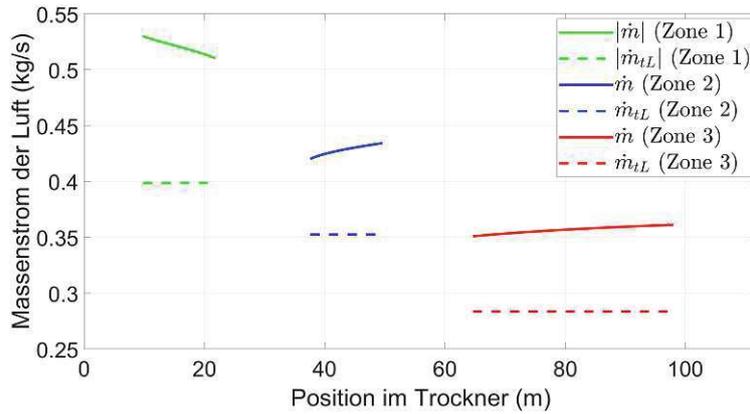


Abbildung 5: Luftmassenstrom im Trockner (feuchte und trockene Luft) aus dem Simulationsmodell. Der Massenstrom an trockener Luft bleibt in der jeweiligen Zone konstant (strichlierte Linien), der Massenstrom feuchter Luft nimmt in Strömungsrichtung zu (durchgezogene Linien).

	Bezeichnung des Messpunktes					
	Z1S2	Z1S1	Z2S1	Z2S2	Z3S1	Z3S2
Position im Trockner (m)	9,8	21,8	37,6	49,6	64,7	98
Lufttemperatur (°C)	168,5	240	222,5	170,5	142	103
Feuchtkugeltemperatur (°C)	76	75,5	70,5	71	70,5	71
Strömungsgeschwindigkeit (m/s)	- 7,9	- 8,9	6,86	5,30	4,88	4,20
Plattentemperatur (°C)	75,17	94,67	95,17	89	87,5	82,83
Wassergehalt der Platte (kg/kg)*	0,2726	-	-	-	-	0,005
Plattengeschwindigkeit (m/s)**	0,04667					

* nicht-kristallin gebunden

** im gesamten Trockner

Tabelle 1: Anfangs- bzw. Randbedingungen für die Simulation [1]. Die Strömungsgeschwindigkeiten der Zonen 2 und 3 sind gegenüber [1] um rund 35% reduziert, siehe Kapitel 4.

Voraussetzungen für die quasi ein-dimensionale Simulation

Übergangskoeffizienten: Wärme- und Stoffübergang werden über Koeffizienten beschrieben.

Massen- und Energieerhaltung: Wärme- und Stoffströme können nur zwischen Luft und Platte ausgetauscht und die Systemgrenzen nur in und entgegen der Simulationsrichtung durchdrungen werden. Strömungskomponenten in Querrichtung werden vernachlässigt

Weitere Annahmen

Des weiteren kann in der Anlage von einem **konstanten Druck** ausgegangen werden, wodurch die Auswertung der Impulsbilanz entfällt.

3 Modellierung

In diesem Kapitel wird auf den grundlegenden Ausführungen zur quasi ein-dimensionalen Modellierung in den Kapiteln 1 und 2 aufgebaut. Die Systemabgrenzung wird auf den Trockner angewendet und die für die Berechnung der Stoff- und Wärmeströme notwendigen Korrelationen beschrieben. Weiters werden die, aufgrund der Rollen, unterschiedlichen Strömungsverhältnisse an der Ober- und Unterseite der Platten berücksichtigt und das Gleichungssystem entsprechend ausformuliert.

Systemgrenzen im vorliegenden Trockner

Das Kontrollvolumen aus Abbildung 7 berücksichtigt die unterschiedlichen Wärme- und Stoffströme zwischen dem Trocknungsluftstrom und der Ober- bzw. Unterseite der Platten. Die Lage der Systemgrenzen im Trockner ist in Abbildung 6 dargestellt.

Entsprechend Abbildung 7 wird angenommen, dass es keinen Energie- und Stoffstrom zwischen den Plattenhälften gibt, jedoch ein gemeinsamer, querschnittsgemittelter Plattenzustand resultiert, der sich aus den Energie- und Stoffströmen beider Plattenseiten und der Trocknungsluft ergibt.

Das Kontrollvolumen nach Abbildung 7 gilt allgemein für alle Zonen, die Richtungen des Trocknungsluftstromes ändern lediglich das Vorzeichen der Energie- und Stoffströme der Luft durch das Kontrollvolumen.

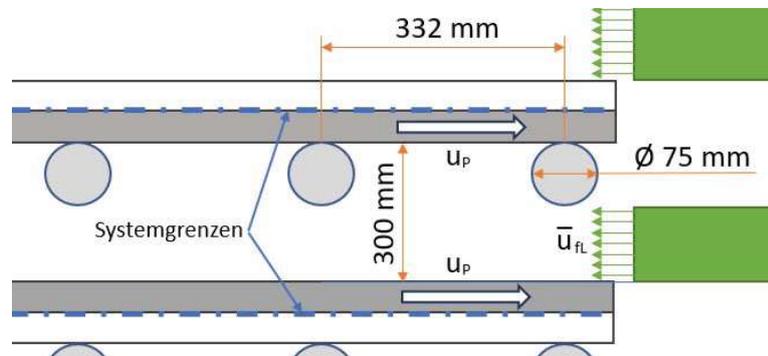


Abbildung 6: Systemgrenzen in Plattenmitte.

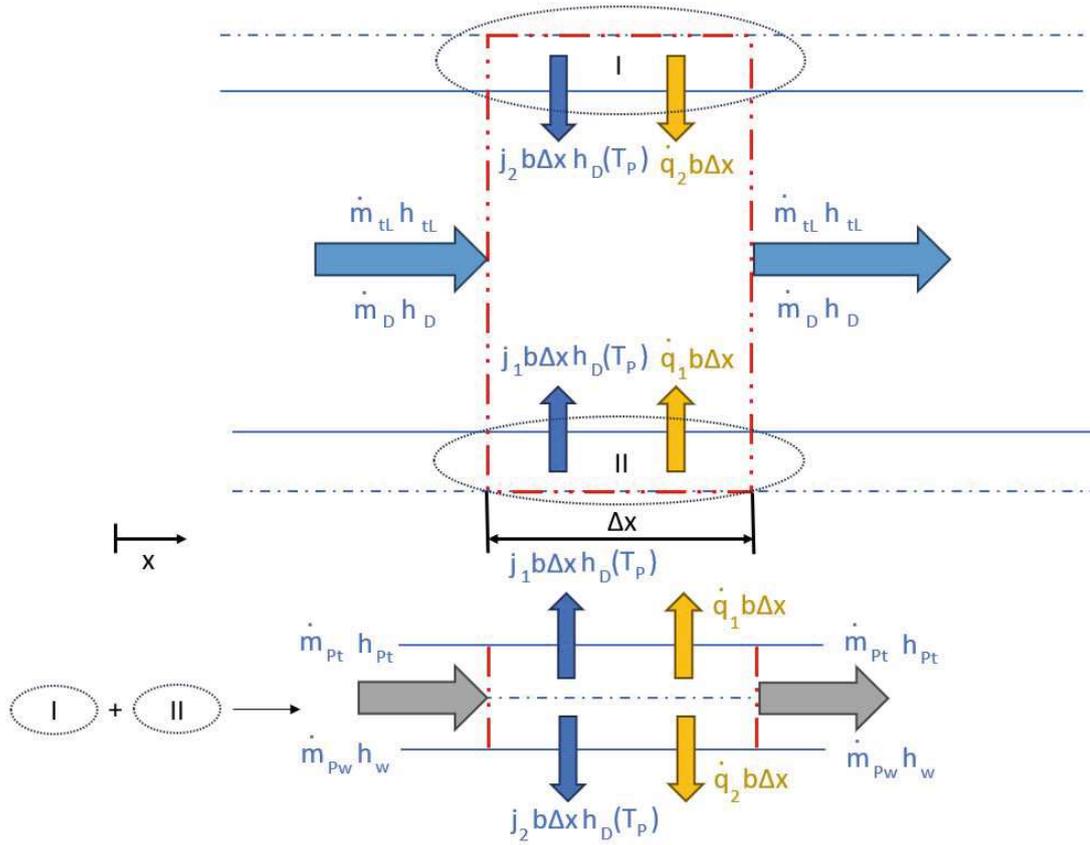


Abbildung 7: Für den Trockner repräsentative Einheitszelle. Die unterschiedlichen Wärme- und Stoffströme an der Unterseite (I) und der Oberseite (II) der Platten werden berücksichtigt.

3.1 Bestimmung der Transportgrößen

Zur quasi-eindimensionalen Simulation des Wärme- und Stoffaustausches zwischen Platten und Luftstrom werden Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten benötigt, die entsprechend der zugrundeliegenden Theorie der Strömung bestimmt werden können. Für die Gegebenheiten bei der Trocknung von Platten bieten sich zwei Theorien an, die Grenzschicht- und die Kanalströmungstheorie. Bei einer Strömung über Platten, die nicht oder in hinreichend weiter Entfernung zu den Platten geometrisch beschränkt ist, bildet sich an der Plattenoberfläche eine Grenzschicht aus, die sich in ihrer Charakteristik vom darüber liegenden Luftstrom hinsichtlich ihres Turbulenzcharakters und der resultierenden Reibung unterscheidet und den Wärme- und Stoffaustausch maßgeblich bestimmt. Im Falle eines Strömungskanals, der den Luftstrom quer zur Strömung insofern beschränkt, dass sich die Grenzschichten der begrenzenden Wände überlagern, bildet sich nach einer bestimmten Länge eine turbulente, reibungsbehaftete Strömung über den gesamten Kanalquerschnitt aus. Insbesondere wird der Wärme- und Stoffaustausch im Falle der Kanalströmung unabhängig vom zurückgelegten Weg, während er im Falle der Grenzschichtströmung wegbahängig ist.

Im folgenden wird die Bestimmung der Koeffizienten mittels Grenzschichttheorie und Kanalströmungstheorie beschrieben. Sofern nicht explizit angegeben, beziehen sich alle verwendeten Größen auf feuchte Luft, weshalb auf die Indizierung in den Bestimmungsgleichungen verzichtet wird.

3.1.1 Grenzschichttheorie

Im Falle der Ausbildung einer Grenzschicht an der ebenen Platte, die zu Beginn laminar und nach einem Übergangsbereich turbulent ist, wird der Wärmeübergangskoeffizient aus der Wärmeleitfähigkeit, der Nusseltzahl und der Längskoordinate der überströmten Platte berechnet.

Bis zu einer Reynoldszahl von ca. $Re_x = 5 \cdot 10^5$ besteht eine laminare Grenzschicht. Für feuchte Luft bei 240 °C, einer Feuchtkugeltemperatur von 75,6 °C und einer Strömungsgeschwindigkeit von 8,9 m/s ergibt sich daraus eine Lauflänge der Strömung über der Platte von $x = 2,39 \text{ m}$. Diese Werte beschreiben die Eingangsbedingungen in Zone 1. In Zone 2 (Temperatur 222,5 °C, Feuchtkugeltemperatur 70,5 °C und Strömungsgeschwindigkeit 6,86 m/s) ergibt sich $x = 2,88 \text{ m}$ und in Zone 3 (Temperatur 142 °C, Feuchtkugeltemperatur 70,5 °C und Strömungsgeschwindigkeit 4,88 m/s) $x = 2,95 \text{ m}$.

Abbildung 8 zeigt die Position der Sensoren in den Zonen.

Vergleicht man die Werte für die Länge der laminaren Strömung mit den Positionen der Sensoren nach der Einströmung der Trocknungsluft in der jeweiligen Zone lässt sich feststellen, dass sich die Sensoren bereits im Bereich der turbulenten Grenzschicht bzw. knapp davor befinden. Es kann im Fall der Grenzschichttheorie daher für den Wärmeübergangskoeffizient die Bestimmungsgleichung für voll ausgebildete Turbulenz verwendet werden. Der Stoffübergang wird durch die Verhältnisse der einseitigen Diffusion in der Luft der Platte dominiert und Diffusionsvorgänge durch die Grenzschicht der Luftströmung können aufgrund der Turbulenz vernachlässigt werden.

Der Wärmeübergangskoeffizient ergibt sich daher zu

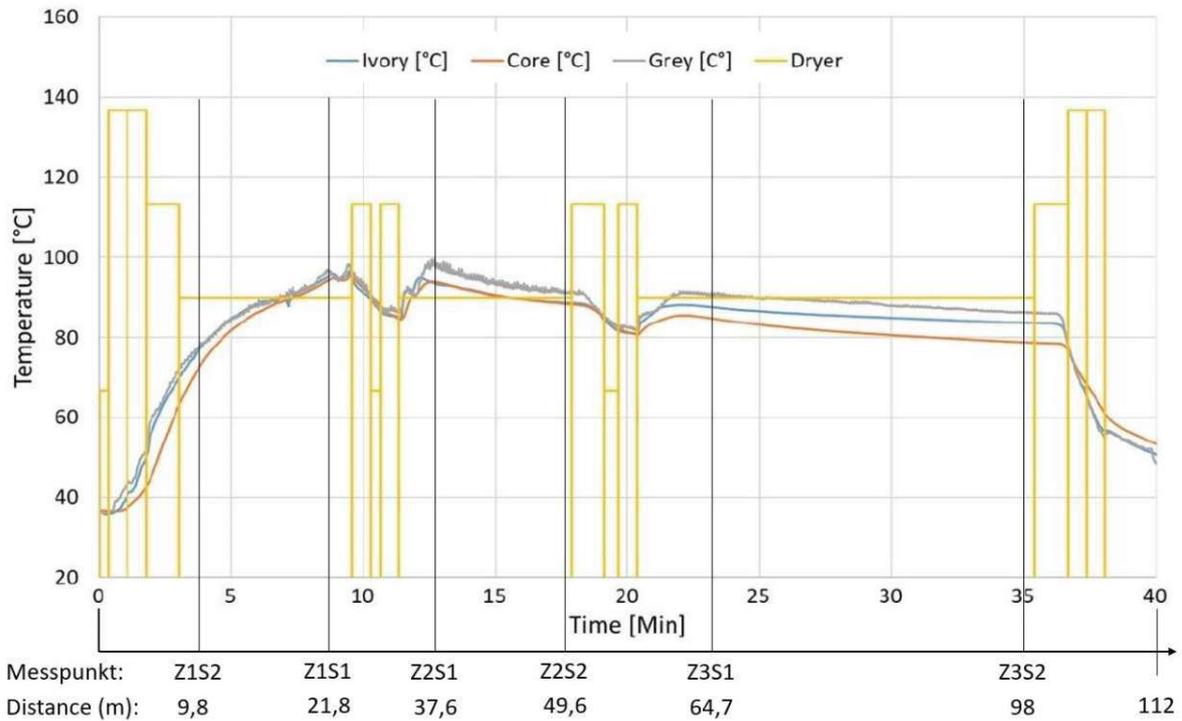


Abbildung 8: Gemessener Temperaturverlauf der Platten in Ebene 8 durch den gesamten Trockner sowie Positionen der Messpunkte. Grey - Temperatur auf der Oberseite der Platten, Core - Kerntemperatur und Ivory - Temperatur auf der den Rollen zugewandten Seite der Platten. Dryer markiert unterschiedliche Bereiche des Trockners.

$$\alpha = \frac{\lambda Nu_{turb}}{x}, \quad (9)$$

mit der turbulenten Nusseltzahl [10]

$$Nu_{turb} = \frac{0,037 Re_x^{0,8} Pr}{1 + 2,443 Re_x^{-0,1} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)}. \quad (10)$$

Die Reynoldszahl berechnet sich über die Längskoordinate der Strömung über die Platte als charakteristische Länge zu

$$Re_x = \frac{u x}{\nu}. \quad (11)$$

Die Prandtl-Zahl ist definiert als

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (12)$$

mit

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_p}. \quad (13)$$

Die Bestimmungsgleichung für den Diffusionskoeffizienten ergibt sich zu [11]

$$\frac{D}{\text{m}^2/\text{s}} = \frac{0,083}{3600} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,81} \left(\frac{p_0}{p} \right), \quad (14)$$

mit $T_0 = 273,15 \text{ K}$ und $p_0 = 1,01325 \text{ bar}$.

3.1.2 Kanalströmungstheorie

Die Kanalströmungstheorie geht von einem voll ausgebildeten Strömungsprofil aus, das durch den Durchmesser (in einem Rohr mit Kreisquerschnitt) bzw. den hydraulischen Durchmesser

$$D_H = 4 \frac{A}{U}$$

bestimmt wird, wobei A die Querschnittsfläche und U der benetzte Umfang ist.

Der Wärmeübergangskoeffizient ergibt sich aus

$$\alpha = \rho u c_p St, \quad (15)$$

mit der Stanton-Zahl entsprechend der Prandtl-Analogie ($Re \approx 10^5$) [10]

$$St = \frac{f}{8} \frac{1}{1 + 5 (Sc - 1) \sqrt{\frac{f}{8}}}, \quad (16)$$

der Dichte, Geschwindigkeit und spezifischen isobaren Wärmekapazität der feuchten Luft. Die Schmidtzahl berechnet sich aus [10]

$$Sc = \frac{\nu}{D}. \quad (17)$$

Der Darcy-Rohrreibungsbeiwert f kann über die Colebrook-Gleichung [8]

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{f}} + \frac{1}{3,71 \frac{d}{k}} \right) \quad (18)$$

berechnet werden.

Die Reynoldszahl wird mit dem hydraulischen Durchmesser als charakteristische Länge

$$Re = \frac{u D_H}{\nu} \quad (19)$$

berechnet.

3.1.3 Schlussfolgerung

Wenn sich eine Turbulenz aufgrund der fortlaufenden Überströmung der Platten einstellt, so ist die Grenzschichttheorie zutreffend. Da zu erwarten ist, dass die Trocknungsluft über die Strömungskanäle bereits mit voll ausgebildeter Turbulenz in die Trocknungszonen eingebracht wird, ist davon auszugehen, dass die Kanalströmungstheorie zur Simulation des Prozesses zutreffend ist. Es wird daher im Simulationsmodell die Kanalströmungstheorie implementiert und validiert.

3.1.4 Wärme- und Massenströme in der Simulation

Werden die Bilanzgleichungen (8) auf das Kontrollvolumen nach Abbildung 7 angewendet, zeigt sich, dass es sowohl auf der Ober- als auch auf der Unterseite der Platten einen Wärme- und Stoffübergang zum Luftstrom gibt. Die Wärmestromdichten werden, da angenommen werden kann, dass die gesamte Plattenfläche zum Wärmeübergang beitragen wird, additiv zusammengesetzt ($\dot{q} = \dot{q}_1 + \dot{q}_2$).

Die Stoffstromdichten werden grundsätzlich auch additiv zusammengesetzt ($j = j_1 + j_2$), jedoch beinhalten sie nach Gleichung (3) einen Widerstandsfaktor μ und ein ruhendes Luftvolumen Δy , deren Größe und Implementierung in diesem Kapitel näher beschrieben wird. Außerdem ist die für den Stoffstrom wirksame Fläche auf der Unterseite der Platten durch die Förderrollen reduziert. Die Implementierung des entsprechenden Flächenreduktionsfaktors wird ebenfalls in diesem Kapitel näher erörtert.

Widerstandsfaktor

Der Widerstandsfaktor setzt sich entsprechend Gleichung (4) multiplikativ aus einem Anteil der Plattenporosität (μ_F) und einem Wegfaktor (μ_1) zusammen. Die Porosität von Gipskartonplatten liegt in einem Bereich von 0,15 und 0,36 [5] und wird bestimmt durch die Menge des überschüssigen (nicht-kristallin gebundenen) Wassers [2]. Stellt man die Masse der nassen Gipskartonplatten vor dem Trockner mit der gewünschten trockenen Masse nach dem Trockner gegenüber, so kann man auf Basis des resultierenden Wasservolumenanteils eine Porosität

$$\xi = \frac{V_w}{V_P} \quad (20)$$

berechnen. Das Plattenvolumen errechnet sich aus Länge, Breite und Dicke der Platten zu $V_P = l_P b_P d_P = 0,03125 \text{ m}^3$. Das Wasservolumen ergibt sich aus der Wassermasse des nicht-kristallin gebundenen Wassers und der Wasserdichte. Mit der resultierenden Wassermasse vor dem Trockner von 8,458 kg und der Dichte von Wasser bei Raumtemperatur (997,05 kg/m³ bei 25°C [12]) ergibt sich somit ein Wasservolumen von rund $V_w = 0,0084825 \text{ m}^3$. Die Porosität der Platten resultiert daraus zu rund $\xi = 0,27$ bzw. 27 %.

Der Wegfaktor wird beispielsweise für Seesand mit einer mittleren Korngröße von 0,2 mm mit 1,7 und für Bimsbeton mit einer Korngröße von rund 4 mm mit 1,8 angegeben [2]. Da keine Angaben für Gipskarton vorliegen, wird im Simulationsmodell ein Wegfaktor von 1,8 angenommen.

Fasst man die Porosität und den Wegfaktor zusammen, ergibt sich ein Widerstandsfaktor von

$$\mu = \frac{1}{\xi} \mu_1 = 6,667$$

und der Kehrwert des Widerstandsfaktors resultiert zu 0,15.

Luftvolumen

Gipskartonplatten stellen poröse Medien dar, deren Porenvolumen zur Modellierung in äquivalente Kapillarröhrchen umgewandelt wird, sodass die Gesetzmäßigkeiten der einseitigen Diffusion in porösen Medien [2] angewendet werden können (siehe Abbildung 9). Die Platten werden außerdem vereinfacht als homogen angenommen.

Wie in Abbildung 9 dargestellt, steht als Fläche für den Stoffstrom entsprechend [2] nur die Oberfläche der Kapillarröhrchen zur Verfügung. Die Porosität kann im Simulationsmodell von 0 (kein Stoffstrom, da kein Wasser an der Oberfläche ist, das übergehen kann) bis 1 (geschlossene Wasseroberfläche) variiert werden. In den Kapillarröhrchen bildet sich bei Rückgang des Wasserspiegels aufgrund der Trocknung eine ruhende Grenzschicht aus feuchter Luft (Δy in Abbildung 9), in der einseitige Diffusion des Wasserdampfes auftritt, bevor das Wasser durch den Trocknungsluftstrom abgeführt werden kann. Die Dicke der Luftschicht wird im Simulationsmodell aus dem Verhältnis des aktuellen zum initialen (maximal möglichen) Wasseranteil nach Gleichung (7) berechnet und vereinfacht zu gleichen Teilen auf die Oberseite und Unterseite der Platten aufgeteilt.

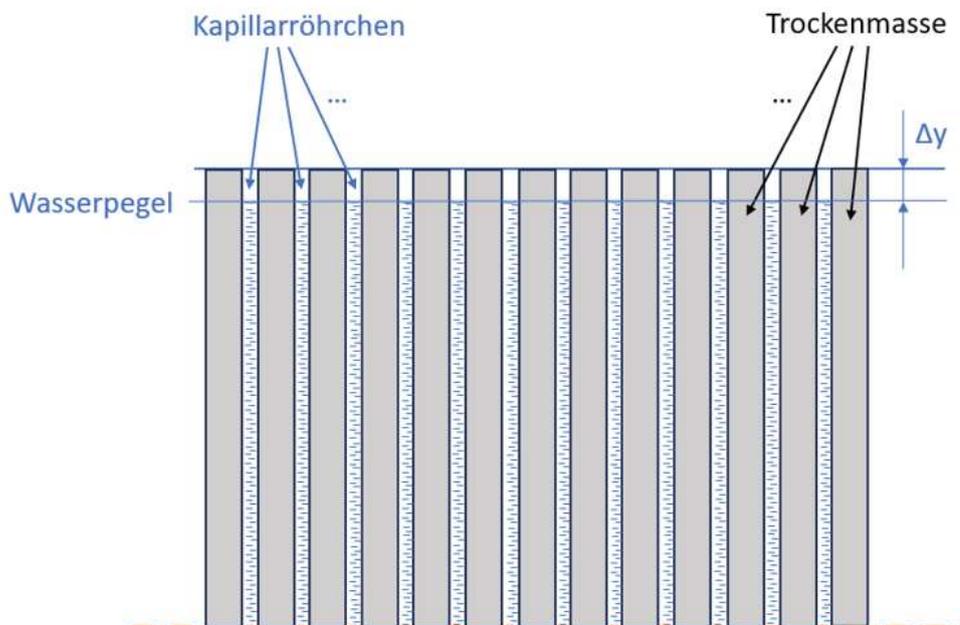


Abbildung 9: Modellbildung der Plattenporosität über Kapillarröhrchen.

Reduzierte Fläche durch die Rollen

Durch die Förderrollen an der Plattenunterseite ist anzunehmen, dass die turbulente Strömung der Trocknungsluft zu einer Wirbelbildung zwischen den Rollen führt [7], wie in Abbildung 10 schematisch skizziert ist.

Da bei dem Trocknungsprozess angenommen werden kann, dass der Wärme- und Stoffstrom in der Trocknungsluft von den Effekten der Konvektion dominiert wird und die diffusiven Anteile vernachlässigt werden können, schränkt sich die wirksame Fläche des Stoffstromes an der Unterseite der Platten einerseits durch die Rollen selbst und andererseits durch die konvektiv wirksame „Kontakt“-Fläche der Wirbel zur Platte ein. Diese Reduktion der wirksamen Fläche wird über einen Flächenreduktionsfaktor (γ_α) in der Bestimmungsgleichung für die Stoffstromdichte berücksichtigt.

Auf der Rollenseite ist anzunehmen, dass sich der Faktor, je nach Wirbelbildung, zwischen 0,30 und 0,77 bewegt. Hierbei entspricht 0,77 der um den Rollendurchmesser reduzierten Plattenfläche ($(332 \text{ mm} - 75 \text{ mm})/332 \text{ mm}$) und 0,30 stellt eine Annahme dar [7]. Wenn $\lambda/k = 332 \text{ mm}/75 \text{ mm} \approx 4$, wird die Wirbel-Kontaktfläche rund 0,4 mal dem freien Abstand der Rollen betragen, wodurch sich mit $0,4 (332 \text{ mm} - 75 \text{ mm}) = 102,8 \text{ mm}$ der Faktor $102,8 \text{ mm}/332 \text{ mm} \approx 0,3$ ergibt.

Die Bilanzgleichung des Stoffstromes auf der Plattenunterseite wird daher, aufgrund der Förderrollen, um den Flächenreduktionsfaktor γ_2 erweitert.

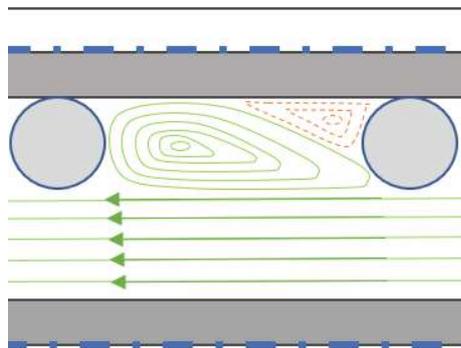


Abbildung 10: Wirbelbildung zwischen den Förderrollen.

Zusammenfassung der Gleichungen der Wärme- und Stoffstromdichten

Zusammengefasst ergeben sich für die Wärme- und Stoffstromdichten der Ober- (1) bzw. Unterseite (2) der Platten die schon in Gleichung (8) angeführten Bestimmungsgleichungen

$$\begin{aligned} \dot{q}_1 &= \alpha_1(T_P - T_{fL}), \\ \dot{q}_2 &= \alpha_2(T_P - T_{fL}), \\ j_1 &= \frac{1}{\mu} \frac{D p}{R_D T_P \Delta y_1} \ln \left(\frac{p - p_D}{p - p_{sat}(T_P)} \right), \\ j_2 &= \gamma_2 \frac{1}{\mu} \frac{D p}{R_D T_P \Delta y_2} \ln \left(\frac{p - p_D}{p - p_{sat}(T_P)} \right), \end{aligned}$$

mit

$$\alpha_1 = \rho u c_p St_1,$$

$$\alpha_2 = \rho u c_p St_2$$

und $\Delta y_1 = \Delta y_2 = \Delta y/2$.

3.2 Bestimmung der Stoffwerte

Neben der Lösung der Bilanzgleichungen (8) werden die Stoffwerte über Zustandsgleichungen bestimmt, die in diesem Kapitel erläutert werden.

3.2.1 Psychrometermessung

Zur Bestimmung der Startwerte des Wassergehalts im Trocknungsluftstrom aus den Sensordaten (Temperatur und Feuchtkugeltemperatur) wird die Theorie der Psychrometermessung verwendet.

In Abbildung 11a ist das Prinzip der Temperaturmessung im Luftstrom und in Abbildung 11b das dazugehörige äquivalente thermodynamische System dargestellt. Der Temperatursensor ist bei dieser Messung von einer Feuchtkugel umhüllt, die über eine in Wasser getränkte Watte verwirklicht wurde [1].

Dem System „Feuchtkugel“ wird ein Luftstrom mit einer bestimmten Temperatur und einem bestimmten Wassergehalt zugeführt. Die Temperatur wird hierbei mittels zweitem Thermometer (ohne umhüllende Feuchtkugel) gemessen. Die Luft nimmt Wasser auf und verlässt das System wieder im vollständig gesättigten Zustand mit der Temperatur, die über das in der Feuchtkugel liegende Thermometer gemessen wird. Aus der Massenbilanz ergibt sich hierbei, dass der Luftstrom der trockenen Luft $\dot{m}_{1,tL} = \dot{m}_{FK,tL} = \dot{m}_{tL}$ konstant ist.

Aus der Energiebilanz für einen isobaren Mischprozess, der hier vorliegt, resultiert, dass der eintretende Enthalpiestrom gleich dem austretenden sein muss ($\dot{H}_{ein} = \dot{H}_{aus}$). Der Enthalpiestrom errechnet sich mit

$$\dot{H} = \dot{m}_{tL} h_{tL}(\theta) + \dot{m}_D (\Delta h_{vap,FK} + h_D(\theta) - h_D(\theta_{FK})), \quad (22)$$

wobei $\Delta h_{vap,FK}$ die spezifische Verdampfungsenthalpie von Wasser bei der Feuchtkugeltemperatur ist.

Wird der Enthalpiestrom in die Energiebilanz eingesetzt, ergibt sich

$$\dot{m}_{tL} (h_{tL}(\theta) - h_{tL}(\theta_{FK})) + \dot{m}_D (\Delta h_{vap,FK} + h_D(\theta) - h_D(\theta_{FK})) = \dot{m}_{D,FK} \Delta h_{vap,FK} \quad (23)$$

und unter Berücksichtigung des Wassergehalts $X = m_D/m_{tL} = \dot{m}_D/\dot{m}_{tL}$ folgt

$$h_{tL}(\theta) - h_{tL}(\theta_{FK}) + X (h_D(\theta) - h_D(\theta_{FK})) = \Delta h_{vap,FK} (X_{FK} - X). \quad (24)$$

Unter der Voraussetzung einer idealen Gasmischung kann die Enthalpiedifferenz über die spezifische isobare Wärmekapazität bei der kleinsten Temperatur (Feuchtkugeltemperatur) und der Temperaturdifferenz

$$(c_{ptL} + X c_{pD})(\theta - \theta_{FK}) = \Delta h_{vap,FK} (X_{FK} - X) \quad (25)$$

angenähert werden.

Daraus lässt sich der gesuchte Wassergehalt

$$X = \frac{X_{FK} \Delta h_{vap,FK} - c_{ptL}(\theta - \theta_{FK})}{\Delta h_{vap,FK} + c_{pD}(\theta - \theta_{FK})} \quad (26)$$

berechnen. In dieser Gleichung sind die Temperaturen θ und θ_{FK} durch Messung bekannt.

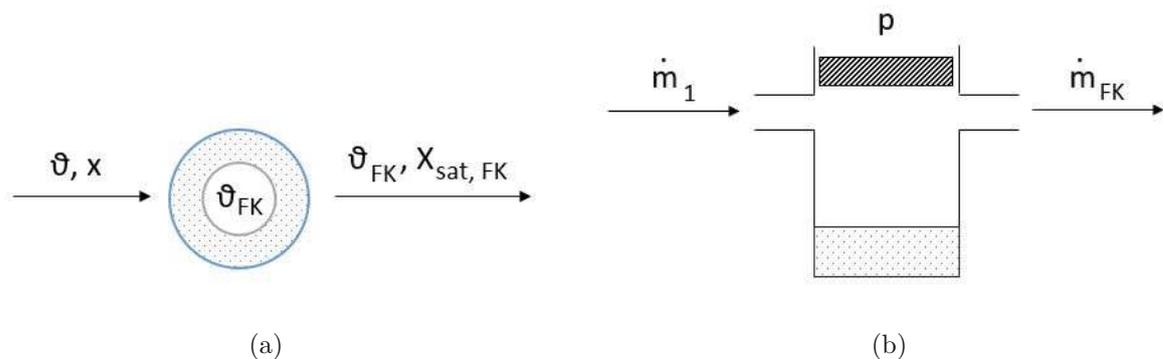


Abbildung 11: (a) Feuchtkugelthermometer im Luftstrom und (b) äquivalentes thermodynamisches System.

Die **Verdampfungsenthalpie von Wasser** bei der Feuchtkugeltemperatur wird durch eine Korrelation bestimmt [12],

$$\Delta h_{vap}(T) = R_D T_c \left(A \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{\frac{1}{3}} + B \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{\frac{2}{3}} + C \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) + D \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^2 + E \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^6 \right). \quad (27)$$

Die Werte für Wasser sind: $R_D = 461,523 \text{ J/kgK}$, $T_c = 647,10 \text{ K}$, $A = 6,85307$, $B = 7,43804$, $C = -2,937595$, $D = -3,282093$ und $E = 8,397378$.

Die **spezifische isobare Wärmekapazität des Wasserdampfes** kann über die spezifische isobare Wärmekapazität bei Idealgasbedingungen und dem Realgasanteil berechnet werden:

$$c_{pg}(T,p) = c_{pg}(T,0) + \int_0^p \left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T dp. \quad (28)$$

Der Realgasanteil kann über die Integrabilitätsbedingung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik nach

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p} \right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \quad (29)$$

umgeformt und mittels Virialgleichung

$$\frac{pv_m}{RT} = Z = 1 + \frac{B}{v_m} + \frac{C}{v_m^2} + \frac{D}{v_m^3} + \dots \quad (30)$$

bestimmt werden, wobei Z der Realgasfaktor ist.

Trockene Luft hat entsprechend [12] bei 1 bar und 50 °C einen Realgasfaktor von 0,9999 und ab 75 °C von 1,000, weshalb im vorliegenden Trocknungsprozess (Lufttemperaturen im Bereich von 90 °C bis 250 °C) von Idealgasbedingungen ausgegangen werden kann. Die Berechnung der spezifischen isobaren Wärmekapazität beschränkt sich dadurch auf den Idealgasanteil [12]:

$$c_{ptL} = R_{tL} \left(B + (C - B) \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^2 \times \left(1 - \frac{A}{A + T/K} \left(D + E \frac{T/K}{A + T/K} + F \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^2 + G \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^3 \right) \right) \right). \quad (31)$$

Die Koeffizienten für trockene Luft sind: $R_{tL} = 287,058 \text{ J/kgK}$, $A = 2548,9320$, $B = 3,5248$, $C = -3,4281$, $E = 49,8238$, $F = -120,3466$ und $G = 98,8658$ [12].

Im Fall des Wasserdampfes kann die Virialgleichung nach dem linearen Term abgebrochen und der 2. Virialkoeffizient mit [13]

$$\frac{B}{\text{cm}^3/\text{mol}} = K_1 + \frac{K_2}{(T/K)} + \frac{K_3}{(T/K)^2} + \frac{K_4}{(T/K)^3} \quad (32)$$

berechnet werden. Die Koeffizienten für die Polynomapproximation sind $K_1 = 1,5883 \cdot 10^2$, $K_2 = -3,0107 \cdot 10^5$, $K_3 = 1,8189 \cdot 10^8$ und $K_4 = -5,6932 \cdot 10^{10}$.

Die Virialgleichung (30) ergibt sich mit $v_m = vM$ zu

$$\frac{pvM}{RT} = 1 + \frac{B}{vM}, \quad (33)$$

woraus sich (nach Umformungen) das spezifische Volumen mit

$$v = \frac{RT}{2pM} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4pB}{RT}} \right) \quad (34)$$

berechnen lässt (beschränkt auf die positive Lösung). Zweimal nach der Temperatur abgeleitet, ergibt sich nach Umformung

$$-T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \frac{M}{R} = \frac{\frac{2p}{R^2 T^2} ((B - B'T)^2 - 2BB''T^2) - \frac{B''T^2}{RT}}{\left(1 + \frac{4pB}{RT}\right)^{\frac{3}{2}}} \quad (35)$$

und mit

$$\begin{aligned} B_1 &= B'T, \\ B_2 &= B''T^2, \\ c_1 &= \frac{2}{R^2 T^2} ((B - B_1)^2 - 2BB_2), \\ c_2 &= \frac{B_2}{RT}, \\ c_3 &= \frac{4B}{RT}, \end{aligned}$$

$$-T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \frac{M}{R} = \frac{c_1 p - c_2}{(1 + c_3 p)^{\frac{3}{2}}}. \quad (37)$$

Daraus ergibt sich die Integration über den Druck mit

$$\int_p -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \frac{M}{R} dp = \frac{2}{c_3} \frac{\frac{2c_1}{c_3} + c_2 + c_1 p}{(1 + c_3 p)^{\frac{1}{2}}} \quad (38)$$

und nach Einsetzen der Druckgrenzen (Integration von 0 bis p), nach Auflösen der Konstanten (c_1 , c_2 und c_3)

$$\int_0^p -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_p \frac{M}{R} dp = \frac{(B - B_1)^2 - 2BB_2}{RTB} \left(\frac{p}{\sqrt{1 + \frac{4Bp}{RT}}} + \frac{RT}{2B} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4Bp}{RT}}} - 1 \right) \right) + \frac{B_2}{2B} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{4Bp}{RT}}} - 1 \right). \quad (39)$$

Im Falle der feuchten Luft ist im Luftstrom für den Druck der Partialdruck des Wasserdampfes $p_D(T,X)$ und an der Plattenoberfläche der Sättigungsdampfdruck $p_{D,sat}(T_P)$ einzusetzen.

Die spezifische isobare Wärmekapazität des Wasserdampfes bei Idealgasbedingung kann mit [12]

$$c_{pD} = R_D \left(B + (C - B) \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^2 \left(1 - \frac{A}{A + T/K} \times \left(D + E \frac{T/K}{A + T/K} + F \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^2 + G \left(\frac{T/K}{A + T/K} \right)^3 \right) \right) \right) \quad (40)$$

berechnet werden. Die Koeffizienten für Wasserdampf sind $R_D = 461,523$ J/kgK, $A = 706,3032$, $B = 5,1703$, $C = -6,0865$, $D = -6,6011$, $E = 36,2723$, $F = -63,0965$ und $G = 46,2085$ [12].

Zuletzt ist zur Berechnung des Wassergehalts nach Gleichung (26) noch der Wassergehalt im Sättigungszustand

$$X_{FK} = \frac{M_{H_2O}}{M_{tL}} \frac{p_{sat}(T_{FK})}{p - p_{sat}(T_{FK})} \quad (41)$$

erforderlich.

3.2.2 Bestimmungsgleichungen für den Luftstrom

Aus der Enthalpie $(\dot{m}h)_{fL}$ und dem Massenstrom \dot{m}_{fL} wird die spezifische Enthalpie

$$h_{fL} = \frac{(\dot{m}h)_{fL}}{\dot{m}_{fL}} \quad (42)$$

der feuchten Luft berechnet.

Die spezifische Enthalpie der feuchten Luft, in Abhängigkeit von den partiellen spezifischen Enthalpien der trockenen Luft und des Wasserdampfes, wird mit dem Wassergehalt $X = m_D/m_{tL} = \dot{m}_D/\dot{m}_{tL}$ über

$$h_{fL} = \frac{1}{1+X}h_{tL} + \frac{X}{1+X}h_D \quad (43)$$

berechnet, wobei die partiellen spezifischen Enthalpien $h_i = h_i(T, c_{p_i})$ ($i = tL$ bzw. D) von den jeweiligen spezifischen isobaren Wärmekapazitäten und der Temperatur abhängen. Die spezifischen isobaren Wärmekapazitäten hängen ihrerseits wiederum von der Temperatur (und vom Druck) ab, weshalb die Berechnung der Temperatur aus der Enthalpie der feuchten Luft nur implizit möglich ist.

Wie in Kapitel 2 beschrieben, kann die spezifische isobare Wärmekapazität der trockenen Luft im vorliegenden Trocknungsprozess mit der Gleichung für ideale Gase nach Gleichung (31) berechnet werden.

Die Enthalpie der trockenen Luft ergibt sich daher aus der Idealgasgleichung

$$\Delta h_{tL} = c_{p_{tL}}(T)(T - T_0)$$

zu

$$h_{tL}(T) = h_{tL}(T_0) + c_{p_{tL}}(T)(T - T_0) . \quad (44)$$

Die Enthalpie des Wasserdampfes berechnet sich mit der Verdampfungsenthalpie bei $T_0 = 273,15 \text{ K}$ (0°C) von $\Delta h_{vap,D}(0^\circ\text{C}, 0,006112 \text{ bar}) = 2500900 \text{ J/kgK}$ [12] aus

$$h_D(T,p) = \Delta h_{vap,D}(T_0, p_{sat}(T_0)) + c_{p_D}(T,p)(T - T_0) + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T (p - p_{sat}(T_0)) , \quad (45)$$

wobei hier für den Druck der Partialdruck des Wasserdampfes einzusetzen ist, der sich aus dem Wassergehalt [12] (mit $R_i = R/M_i$)

$$X = \frac{m_D}{m_{tL}} = \frac{R_{tL}}{R_D} \frac{p_D}{p - p_D} = \frac{M_D}{M_{tL}} \frac{p_D}{p - p_D}$$

zu

$$p_D = p \frac{M_{tL}X}{M_D + XM_{tL}} \quad (46)$$

berechnen lässt.

Der druckabhängige Anteil der Enthalpie kann über die Integrierbarkeitsbedingung des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik nach

$$\left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \quad (47)$$

berechnet werden. Die erste Ableitung des spezifischen Volumens nach der Temperatur bei konstantem Druck ergibt sich nach Umformung zu

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{RT}{2pM} + \frac{RT}{2pM \sqrt{1 + \frac{4pB}{RT}}} + \frac{B + B'T}{M \sqrt{1 + \frac{4pB}{RT}}}. \quad (48)$$

Der Massenstrom der trockenen Luft ist über die jeweilige Zone konstant, wodurch der Massenstrom an Wasserdampf

$$\dot{m}_D = \dot{m}_{fL} - \dot{m}_{tL} \quad (49)$$

aus dem Massenstrom der feuchten Luft und daraus der Wassergehalt

$$X = \frac{\dot{m}_D}{\dot{m}_{tL}} \quad (50)$$

direkt berechnet werden kann.

Nachdem die spezifische Enthalpie der feuchten Luft aus Gleichung (42) bekannt ist, ergibt sich aus Gleichung (43) die implizite Bestimmungsgleichung für die Temperatur

$$h_{fL} = \frac{1}{1+X} h_{tL}(T) + \frac{X}{1+X} h_D(T, p_D(p, X)). \quad (51)$$

Mit bekannter Lufttemperatur kann die Dichte der feuchten Luft [12]

$$\rho_{fL}(T, X) = \frac{p}{R_{tL} T} \frac{1+X}{1 + \frac{R_D}{R_{tL}} X} \quad (52)$$

und daraus die Strömungsgeschwindigkeit

$$u_{fL} = \frac{\dot{m}_{fL}}{\rho_{fL} A_{fL}} \quad (53)$$

berechnet werden.

Eine nur von der Temperatur abhängige Näherung für die dynamische Viskosität der trockenen Luft bzw. des Wasserdampfes lautet [12]

$$\frac{\eta}{\text{Pa s}} = A + B \left(\frac{T}{K} \right) + C \left(\frac{T}{K} \right)^2 + D \left(\frac{T}{K} \right)^3 + E \left(\frac{T}{K} \right)^4. \quad (54)$$

Die Koeffizienten für trockene Luft sind $A = 1,702 \cdot 10^{-7}$, $B = 7,9965 \cdot 10^{-8}$, $C = -7,2183 \cdot 10^{-11}$, $D = 4,96 \cdot 10^{-14}$ und $E = -1,388 \cdot 10^{-17}$ bzw. für Wasserdampf $A = 6,4966 \cdot 10^{-6}$, $B = -1,5102 \cdot 10^{-8}$, $C = 1,15935 \cdot 10^{-10}$, $D = -1,008 \cdot 10^{-13}$ und $E = 3,1 \cdot 10^{-17}$ [12].

Für die Berechnung der dynamischen Viskosität von feuchter Luft wurden vier verschiedene Korrelationen implementiert und schließlich diejenige verwendet, die am besten mit den aus der NIST Datenbank [14] erhaltenen Werten übereinstimmte.

Erstens kann die Viskosität im Bereich von 100 °C bis 200 °C durch eine Polynomapproximation in Abhängigkeit vom Molanteil des Wasserdampfes berechnet werden [15],

$$\frac{\eta_{fL}}{\text{Pa s}} = \left(\left(A_1 + A_2 \frac{T}{K} \right) + \left(B_1 + B_2 \frac{T}{K} \right) x_D + \left(C_1 + C_2 \frac{T}{K} \right) x_D^2 \right) 10^{-6}, \quad (55)$$

wobei x_D den molaren Anteil des Wasserdampfes,

$$x_D = \frac{n_D}{n_{tL} + n_D} = \frac{1}{\frac{M_D}{x M_{tL}} + 1} \quad (56)$$

bezeichnet. Obige Gleichung wurde ursprünglich für den Temperaturbereich von 100 °C bis 150 °C entwickelt. Die Koeffizienten sind $A_1= 6,0453459$, $A_2= 0,042489943$, $B_1= -6,8323022$, $B_2= 0,0059284286$, $C_1= -0,67799257$ und $C_2 = -0,011338714$ [15].

Zweitens kann die dynamische Viskosität der Luft durch Interpolation zwischen den Viskositäten von trockener Luft und reinem Wasserdampf geschätzt werden [15],

$$\eta_{fL} = \frac{\eta_{tL}(p - p_D)\sqrt{M_{tL}} + \eta_D p_D \sqrt{M_D}}{(p - p_D)\sqrt{M_{tL}} + p_D \sqrt{M_D}}. \quad (57)$$

Eine dritte, aufwändigere Methode für die Mischung eines unpolaren (trockene Luft) und eines polaren (Wasserdampf) Gases ist gegeben durch [16]

$$\eta_{fL} = \frac{x_{tL}\sqrt{\eta_{tL}}}{\frac{x_{tL}}{\sqrt{\eta_{tL}}} + \frac{S A_{tLD}}{\sqrt{\eta_D}} x_D} + \frac{x_D\sqrt{\eta_D}}{\frac{x_D}{\sqrt{\eta_D}} + \frac{S A_{DtL}}{\sqrt{\eta_{tL}}} x_{tL}}, \quad (58)$$

mit den molaren Anteilen von Wasserdampf (x_D) bzw. trockener Luft ($x_{tL} = 1 - x_D$) und den Koeffizienten

$$S_{ij} = S_{ji} = S \cong \frac{1 + (T_i^* T_j^*)^{\frac{1}{2}} + \frac{\delta_i \delta_j}{4}}{(1 + T_i^* + \frac{\delta_i^2}{4})^{\frac{1}{2}} (1 + T_j^* + \frac{\delta_j^2}{4})^{\frac{1}{2}}}, \quad (59a)$$

$$m_{ij} = m_{ji} = m = \left(\frac{4 M_i M_j}{(M_i + M_j)^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (59b)$$

$$A_{ij} = m \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\frac{M_i}{M_j} - \left(\frac{M_i}{M_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\eta_j}{\eta_i} \right)^{\frac{1}{2}}}{2 \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right) + \frac{1 + \left(\frac{M_i}{M_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\eta_j}{\eta_i} \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + S m}} S m \right) \quad (59c)$$

und

$$\phi_{ij} = S A_{ij} \left(\frac{\eta_i}{\eta_j} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (59d)$$

(mit $i = tL$ bzw. D und $j = tL$ bzw. D). Darin enthalten sind die Koeffizienten für die Polarität (δ_i und δ_j) und die reduzierten Temperaturen

$$T_{i,j}^* = \frac{T}{\frac{\epsilon_{i,j}}{k_B}}$$

mit der Lennard-Jones Energie ϵ und der Boltzmann-Konstante ($k_B = 1,38066 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$). Da Luft unpolar ist, ergibt sich die Polarität zu $\delta_{tL} = 0$. Die Polarität des Wassers kann mit [16]

$$\delta_D \cong 210^3 \frac{\mu_D^2}{v_{bD} T_{bD}} \quad (60)$$

berechnet werden. $\mu_D \cong 1,85$ debye [17] ist das Dipolmoment, $T_{bD} = 373,15 \text{ K}$ die Siedetemperatur und $v_{bD} = 0,0010432 \text{ m}^3/\text{kg}$ [14] $\cdot 18,015275 \text{ kg}/\text{kmol}$ [12] $\cdot 10^3 = 18,7935 \text{ cm}^3/\text{mol}$ das spezifische molare Volumen von Wasser bei 1 bar. Die Polarität des Wasserdampfes ergibt sich daraus zu 0,976.

Der Lennard-Jones-Energie-Parameter von trockener Luft lässt sich mit [16]

$$\frac{\epsilon_{tL}}{k_B} = 1,15 T_{b_{tL}} \quad (61)$$

berechnen. Für Wasserdampf ist aufgrund der Polarität die erweiterte Gleichung [16]

$$\frac{\epsilon_D}{k_B} = 1,15(1 + 0,85 \delta_D^2) T_{bD} \quad (62)$$

zu verwenden.

Viertens kann die dynamische Viskosität der feuchten Luft mit [18]

$$\eta_{fL} = (x_{tL} \eta_{tL} + x_D \eta_D) \left(1 + \frac{x_p - x_p^2}{a} \right) \quad (63)$$

berechnet werden, wobei a für feuchte Luft 2,75 beträgt (für einen Temperaturbereich von 20 °C bis 150 °C) und x_p der molare Anteil der polaren Komponente, im vorliegenden Fall also Wasser, ist.

Betrachtet man die Korrelation der Bestimmungsgleichungen mit Messdaten (siehe Kapitel 3.2.4), so ist zu erkennen, dass Gleichung (55) den geringsten Fehler aufweist, weshalb diese Gleichung zur Simulation des Trocknungsprozesses verwendet wird. Aus der dynamischen Viskosität folgt mit der Dichte die kinematische Viskosität $\nu = \eta/\rho$.

Die Wärmeleitfähigkeit der trockenen Luft bzw. des Wasserdampfes lässt sich mit [12]

$$\frac{\lambda}{\text{W/m K}} = A + B \left(\frac{T}{K} \right) + C \left(\frac{T}{K} \right)^2 + D \left(\frac{T}{K} \right)^3 + E \left(\frac{T}{K} \right)^4 \quad (64)$$

berechnen. Die Koeffizienten für trockene Luft sind $A = -0,908 \cdot 10^{-3}$, $B = 0,11161 \cdot 10^{-3}$, $C = -0,084333 \cdot 10^{-6}$, $D = 0,05694 \cdot 10^{-9}$ und $E = -0,015631 \cdot 10^{-12}$ bzw. für Wasserdampf $A = 13,918 \cdot 10^{-3}$, $B = -0,04699 \cdot 10^{-3}$, $C = 0,258066 \cdot 10^{-6}$, $D = -0,183149 \cdot 10^{-9}$ und $E = 0,055092 \cdot 10^{-12}$ [12].

Die Wärmeleitfähigkeit der feuchten Luft kann mit [15]

$$\lambda_{fL} = \lambda_{tL} \left(1 - \frac{p_D}{p} \right) + \lambda_D \frac{p_D}{p} \quad (65)$$

berechnet werden, wobei für den Temperaturbereich von 100 °C bis 200 °C eine Berechnung mit

$$\lambda_{fL} = \frac{\lambda_{tL}}{1 + A_{tL.D} \frac{x_D}{1-x_D}} + \frac{\lambda_D}{1 + A_{D.tL} \frac{1-x_D}{x_D}} \quad (66)$$

(mit $x_D = p_D/p$) empfohlen wird. Die Koeffizienten $A_{i,j}$ ergeben sich aus

$$A_{i,j} = \frac{\gamma_{emp}}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-0,5} \left(1 + \left(\frac{\eta_i M_j}{\eta_j M_i} \right)^{0,5} \left(\frac{M_i}{M_j} \right)^{0,25} \right)^2,$$

wobei hier die dynamischen Viskositäten (η_i) von trockener Luft und Wasserdampf benötigt werden und ein empirischer Koeffizient γ_{emp} , der für Mischungen aus unpolaren und polaren Gasen (wie bei feuchter Luft) 0,85 sein sollte [15], zur besseren Korrelation der Bestimmungsgleichung zu den Messdaten jedoch $\gamma_{emp} = 0,80$ vorgeschlagen wird [15].

Betrachtet man die Korrelation der Bestimmungsgleichungen mit Messdaten (siehe Kapitel 3.2.4), so ist zu erkennen, dass Gleichung (66) den geringsten Fehler aufweist, weshalb diese Gleichung zur Simulation des Trocknungsprozesses verwendet wird.

3.2.3 Bestimmungsgleichungen für die Platten

Zur Beschreibung des Energietransports durch Stoffaustausch zwischen den Platten und der Trocknungsluft wird die spezifische Enthalpie des Wasserdampfes an der Plattenoberfläche (bzw. mit den getroffenen Vereinfachungen bei der Plattentemperatur) benötigt, die man durch Auswertung von Gleichung (45) beim Sättigungsdampfdruck erhält. Der Sättigungsdampfdruck kann mittels Antoine-Gleichung [19]

$$\frac{p_{sat}}{\text{bar}} = 10^{A - \frac{B}{T/K + C}} \quad (67)$$

bereichsweise berechnet werden. Die Koeffizienten für Wasserdampf sind Tabelle 2 zu entnehmen.

Der Massenstrom der Platten berechnet sich (mit $A_P = b d_P$) aus der Plattendichte mit

$$\dot{m}_P = \rho_P v_P A_P, \quad (68)$$

wobei sich die Plattendichte aus der Dichte der trockenen Platte und des beinhalteten Wassers

$$\rho_P = \rho_{P_{tr}} + \rho_{P_w} \quad (69)$$

additiv zusammensetzt.

Aus dem Enthalpiestrom und dem Massenstrom lässt sich die spezifische Enthalpie

$$h_P = \frac{(\dot{m}h)_P}{\dot{m}_P} \quad (70)$$

berechnen. Über die Gleichung zur Berechnung der spezifischen Enthalpie der Platte mit den spezifischen Wärmekapazitäten der trockenen Platte ($c_{P_{tr}}$) und des Wasseranteils (c_{P_w})

$$h_P = c_{P_{tr}}(T - T_0) + c_{P_w}(T - T_0)$$

kann nach Umformung die Plattentemperatur

$$T_P = T_0 + \frac{h_P}{c_{P_{tr}} + c_{P_w}} \quad (71)$$

berechnet werden.

Die spezifische isobare Wärmekapazität des Wassers bei einem Druck von 1,0207 bar liegt beim Temperaturbereich der Platten ($60 \text{ °C} < \theta_P < 100 \text{ °C}$) zwischen 4,1850 kJ/kgK und 4,2157 kJ/kgK [14]. Der Mittelwert von 4,2004 kJ/kgK weist somit einen Fehler von maximal 0,4 % auf, weshalb in der Simulation auf eine genaue Berechnung mittels [12]

$$c_{p_w} = R_w \left(\frac{A}{1 - \frac{T}{T_c}} + B + C \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) + D \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^2 + E \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^3 + F \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^4 \right) \quad (72)$$

mit der kritischen Temperatur von 647,523 K und der spezifischen Gaskonstante von 461,523 J/kg K und den Koeffizienten A = 0,2399, B = 12,8647, C = -33,6392, D = 104,7686, E = -155,4709 und F = 92,3726 [12] verzichtet wird.

T (K)	A	B	C
273 – 304	5,40221	1838,675	-31,737
304 – 334	5,20389	1733,926	-39,485
334 – 363	5,0768	1659,793	-45,854
363 – 379	5,08354	1663,125	-45,622
379 – 573	3,55959	643,748	-198,043

Tabelle 2: Koeffizienten der Antoine-Gleichung für Wasserdampf, Gl. (67) [19].

3.2.4 Korrelationsprüfung

In diesem Kapitel werden die zuvor angeführten Korrelationen mit Messergebnissen oder Daten des NIST [14] verglichen. In Fällen, in denen mehrere Korrelationen für eine Größe vorliegen, wird dieser Vergleich verwendet, um zu entscheiden, welche Bestimmungsgleichung zur Anwendung kommt.

Spezifische isobare Wärmekapazität des Wasserdampfes

Im vorliegenden Trocknungsprozess liegen die Temperaturen des Luftstromes zwischen 100 °C und 250 °C und der Wassergehalt in der Luft zwischen 0,23 und 0,37. Die Korrelation der berechneten spezifischen isobaren Wärmekapazität des Wasserdampfes mit der Virialgleichung zu den Messdaten des NIST [14] ist in Abbildung 12 für den Simulationsbereich dargestellt.

Wie man in Abbildung 12 erkennen kann, beläuft sich der Fehler im Simulationsbereich auf maximal 1,5 %.

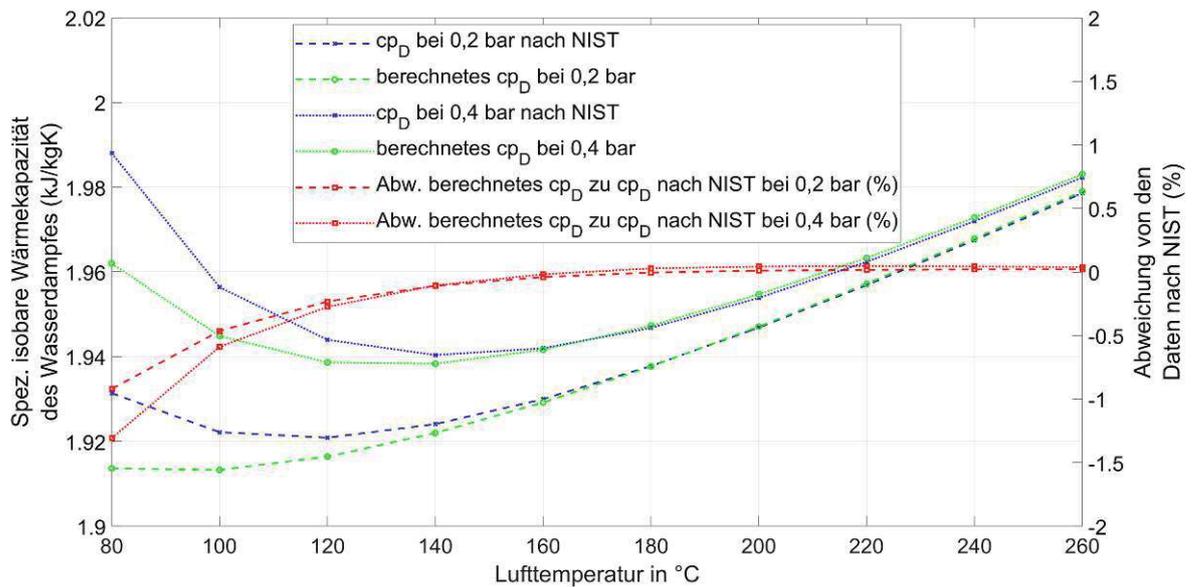


Abbildung 12: Vergleich der berechneten spezifischen isobaren Wärmekapazität des Wasserdampfes nach Gl. (28) (in Kombination mit den Gln. (29), (39) und (40)) mit den Daten des NIST [14].

Spezifische Enthalpie des Wasserdampfes

In der Simulation wird im Luftstrom die Enthalpie des Wasserdampfes in einem Temperaturbereich von rund 100 °C bis 250 °C bei Partialdrücken von rund 0,27 bar bis 0,38 bar benötigt. Die Korrelation der berechneten spezifischen Enthalpie des Wasserdampfes mit den Messdaten des NIST [14] ist in Abbildung 13 für den Simulationsbereich dargestellt.

Wie man in Abbildung 13 erkennen kann, beläuft sich der Fehler im Simulationsbereich auf maximal 0,7 %.

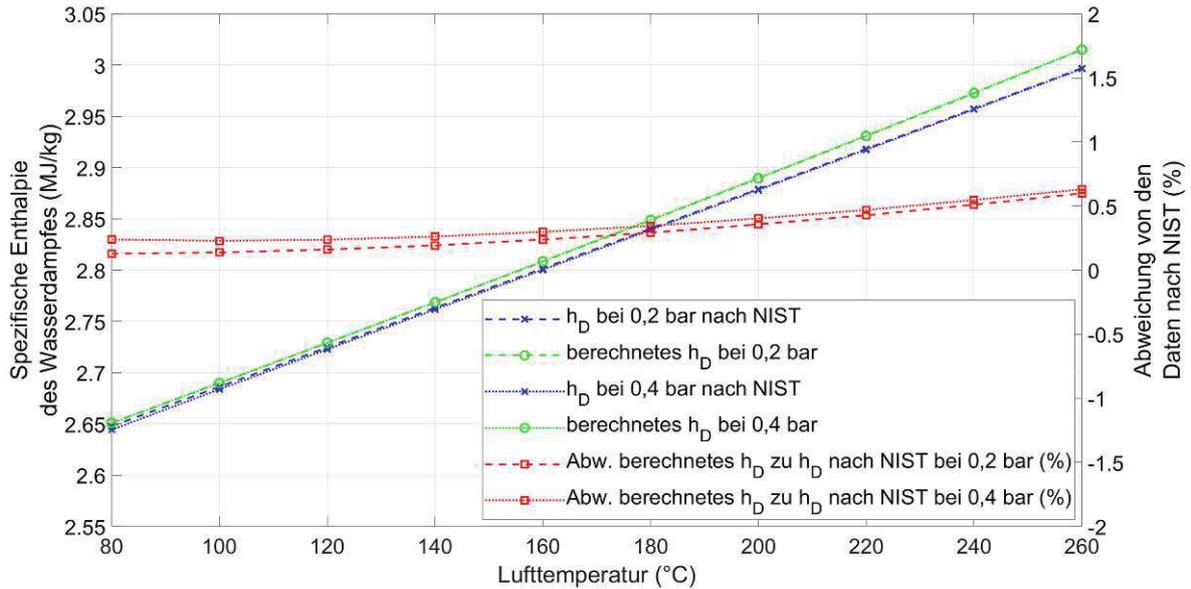


Abbildung 13: Vergleich der berechneten spezifischen Enthalpie des Wasserdampfes nach Gl. (45) (in Kombination mit Gln. (34), (47) und (48)) mit den Daten des NIST [14].

An der Plattenoberfläche wird weiters die spezifische Enthalpie des Wasserdampfes beim Sättigungsdampfdruck benötigt. Die Temperaturen liegen im Simulationsbereich zwischen rund 60 °C und 100 °C (siehe Abbildung 8). Der resultierende Sättigungsdampfdruck errechnet sich aus der Antoine-Gleichung (67) zu 0,1993 bar bis 1,0133 bar. Betrachtet man die Korrelation mit den Daten des NIST [14] (siehe Abbildung 14), so ergibt sich ein maximaler Fehler von rund 0,7 %.

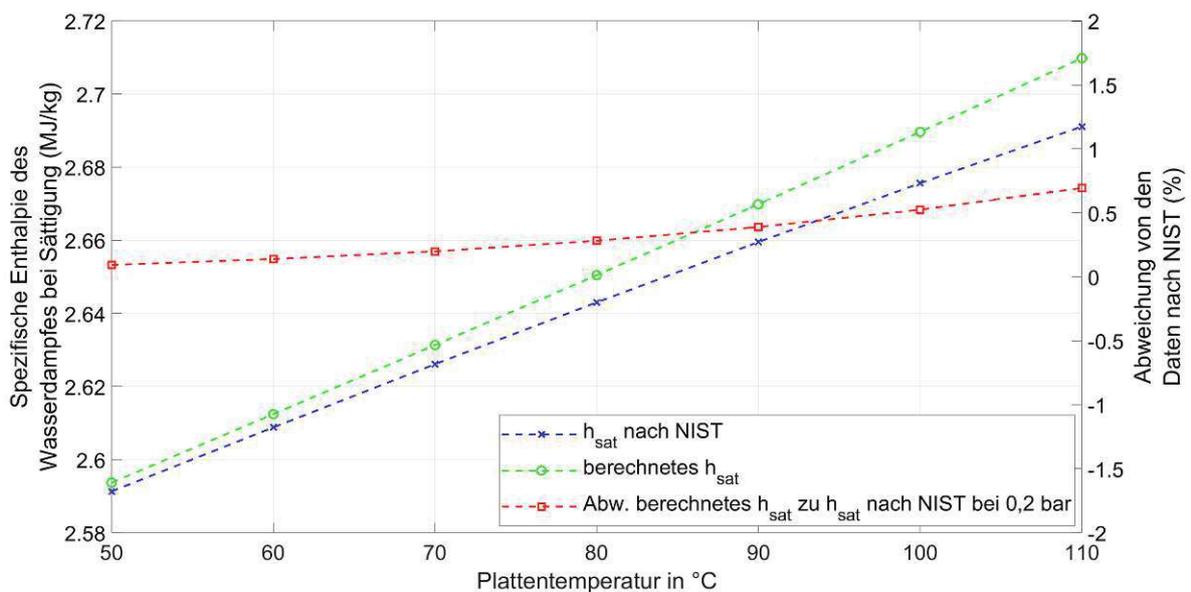


Abbildung 14: Vergleich der berechneten spezifischen Enthalpie des Wasserdampfes bei Sättigung mit den Daten des NIST [14].

Dynamische Viskosität der feuchten Luft

Die Korrelation der unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der dynamischen Viskosität der feuchten Luft mit Messdaten [15] ist in Abbildung 15 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Polynomapproximation [15] am besten korreliert. Auch im Bereich unter 100 °C, der in Abbildung 15 nach Gleichung (57) (grüne Kurven) berechnet ist, korreliert Gleichung (55) besser als die anderen. Die Korrelation mit den Messwerten kann aufgrund mangelnder Datenlage nur in einem Temperaturbereich von 80°C bis 150°C [15] bewertet werden.

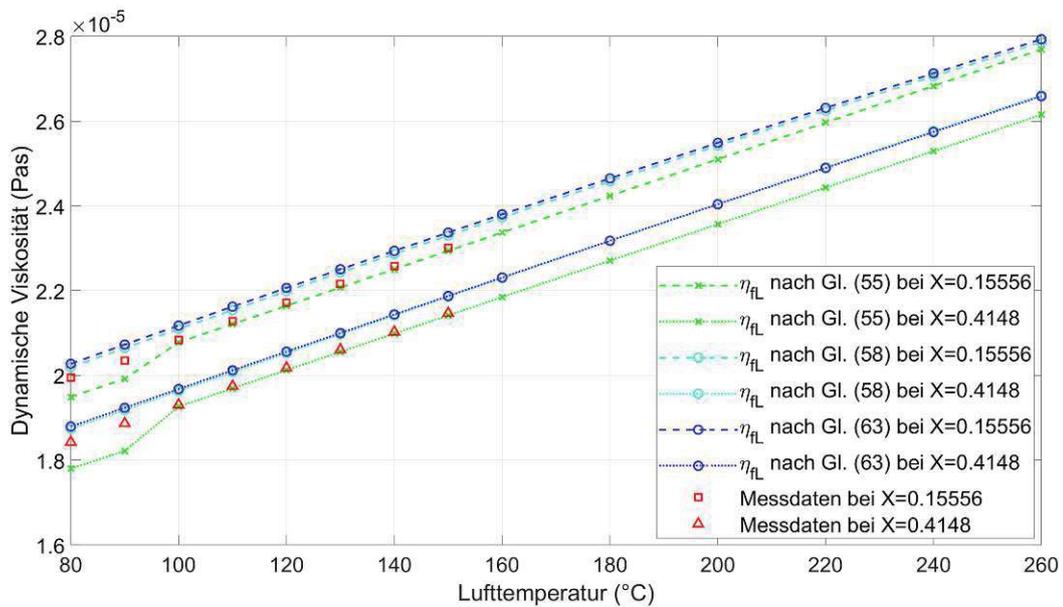


Abbildung 15: Vergleich der berechneten dynamischen Viskosität der feuchten Luft mit Messdaten [15].

4 Validierung des Simulationsmodells

In diesem Kapitel werden die berechneten Kurven der Temperaturen und Feuchtegehalte der Luftströmung und Platten mit den vorliegenden Messdaten verglichen und diskutiert. Grundlage sind einerseits die Messdaten aus der zugrundeliegenden Diplomarbeit [1] und andererseits die Temperaturmesskurve nach Abbildung 8.

Messdaten

Wertet man die vorhandenen Messdaten [1] aus, so ist festzustellen, dass die Luftzufuhr über die Trocknerbreite und auf der Zinken- und Loserseite hinsichtlich Lufttemperatur und Feuchtegehalt teilweise inhomogen verteilt ist (z.B. durch Inhomogenitäten im angelieferten Luftstrom). Auf der Abluftseite zeigt sich hingegen ein weitestgehend homogener Verlauf der Temperatur und Luftfeuchte über die Trocknerbreite, wobei auch hier Unterschiede zwischen der Zinken- und der Loserseite erkennbar sind.

Abbildung 16 zeigt die Eingangs- und Ausgangsluftströme (am Beispiel der Ebene 8) der verschiedenen Zonen entsprechend der Messdaten [1]. Wie man in Abbildung 16a und 16c erkennen kann, ist die Temperatur an den Seiten durch den zusätzlichen Luftstrom zur Kantenkühlung deutlich kühler als in der Mitte des Trockners. Ebenfalls ist in Abbildung 16a ein Unterschied in der Wasserbeladung zwischen zinken- und loserseitiger Messung (an unterschiedlichen Tagen gemessen) zu erkennen. In Abbildung 16c und 16d ist auffällig, dass sich die Wasserbeladung des Luftstromes auf der Loserseite kaum ändert, also scheinbar kein Wasser aus den Platten entzogen wird, hingegen auf der Zinkenseite eine Trocknung zu erkennen ist.

Die Tatsache, dass es in den Zonen 1 und 2 bis etwa zur Hälfte einen kühlen seitlichen Luftstrom gibt, der sich danach mit dem Hauptluftstrom vermischen kann, so wie auch die Unterschiede zwischen der Zinken- und Loserseite, erschwert die Vergleichbarkeit der Ergebnisse der Simulation mit den Messwerten, wie später näher erläutert wird.

Der Trocknungsprozess wurde in der Vergangenheit auch über Temperaturmessungen in den Platten untersucht. Hierfür wurden Temperatursensoren in die Randbereiche und den Kern der Platte eingebaut und die Daten über den gesamten Trocknungsprozess aufgezeichnet. Abbildung 8 zeigt die resultierende Messkurve. „Grey“ beschreibt hierbei die Sichtseite (Oberseite im Trockner), „Ivory“ die gegenüberliegende Seite und „Core“ den Kern der Platten. Die „Dryer“-Kurven beschreiben qualitativ die unterschiedlichen Bereiche des Trockners, sind jedoch nicht quantitativ zu verstehen.

Da die Messdaten der Trocknungsluft relativ unstetig sind und sich die Messungen von Loser- und Zinkenseite teilweise voneinander unterscheiden, wird der Vergleich der berechneten Daten mit gemittelten Messwerten der Plattenmitte und Trocknermitte durchgeführt. Außerdem wird jeweils nur eine Seite (Zinken- oder Loserseite) ausgewertet, weil die Messwerte zwischen Zinken- und Loserseite (speziell der Wassergehalt in der Luft - siehe Abbildung 16) teilweise stark voneinander abweichen.

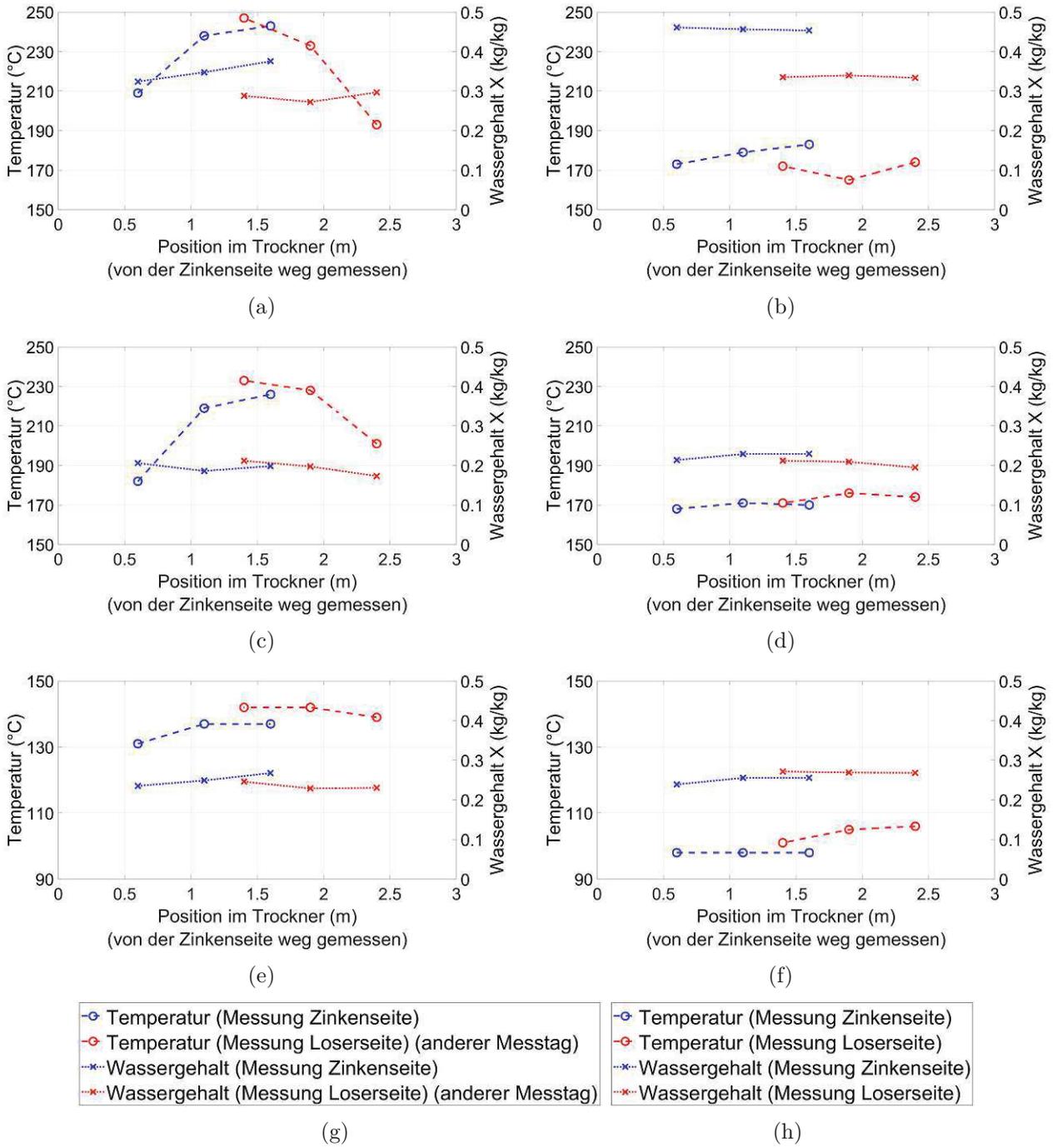


Abbildung 16: Messdaten für den Luftstrom in Ebene 8 des Trockners [1].

Zone 1, (a) Eingangswerte (b) Ausgangswerte.

Zone 2, (c) Eingangswerte (d) Ausgangswerte.

Zone 3, (e) Eingangswerte (f) Ausgangswerte.

(g) Legende für Abbildung (a),

(h) Legende für die Abbildungen (b) bis (f)

4.1 Parameter

Die Kanalströmungstheorie benötigt, wie in den vorigen Kapiteln erörtert, als Eingangsparameter die Porosität und den Wegfaktor der Platten [2], den Flächenreduktionsfaktor und die Rauigkeiten der Oberflächen für die Anwendung der Colebrook-Gleichung (18). Zur Rauigkeit bei einseitigen Rollen in einem quadratischen Kanal gibt es in der Literatur keine Anhaltspunkte, weshalb angenommen wird, dass die Rauigkeit im Bereich zwischen 0 (glatte Oberfläche) und 0,075 m (entspricht dem Rollendurchmesser) liegt. Tabelle 3 zeigt die verwendeten Faktoren für die Validierung des Simulationsmodells. Zusätzlich werden für die Geschwindigkeiten bzw. als Anfangs- und Randbedingungen die Werte nach Tabelle 1 verwendet.

Parameter	Wert	Bemerkung
Porosität [5]	0,27	Annahme: homogene Plattenporosität
Wegfaktor [2]	1,8	Annahme
Flächenreduktionsfaktor	0,33	Plattenunterseite (Rollbereich)
Rauigkeit 1	0,0	Plattenoberseite (Glatt)
Rauigkeit 2	0,01	Plattenunterseite (Rollbereich)

Tabelle 3: Verwendete Faktoren für die Simulation mittels Kanalströmungstheorie.

4.2 Zone 1

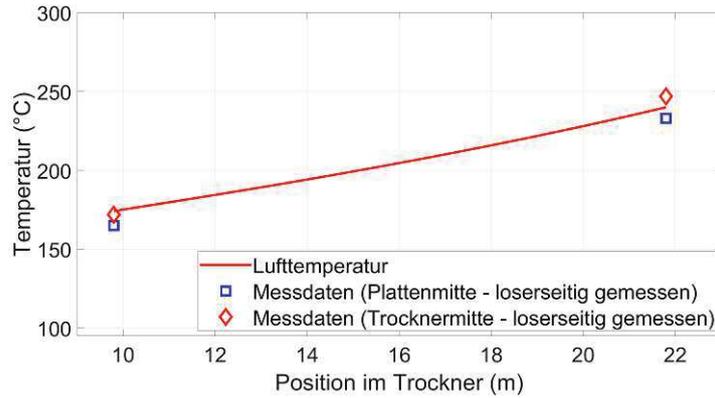
Zur Auswertung der Zone 1 wurden zwei unterschiedliche Simulationsrichtungen implementiert und ausgewertet. Einerseits wird in Luftströmungsrichtung und andererseits in Plattenaufrichtung (entgegen der Luftströmungsrichtung) simuliert und die Ergebnisse verglichen. Die Messdaten zum Vergleich der Zone 1 werden aus den Daten der Loserseite (siehe Abbildung 16) entnommen (Z1L1 aus Ebene 8 in Tabelle A4 in Ref. [1] und Z1L2 aus Ebene 8 in Tabelle B3 in Ref. [1]).

Temperaturen

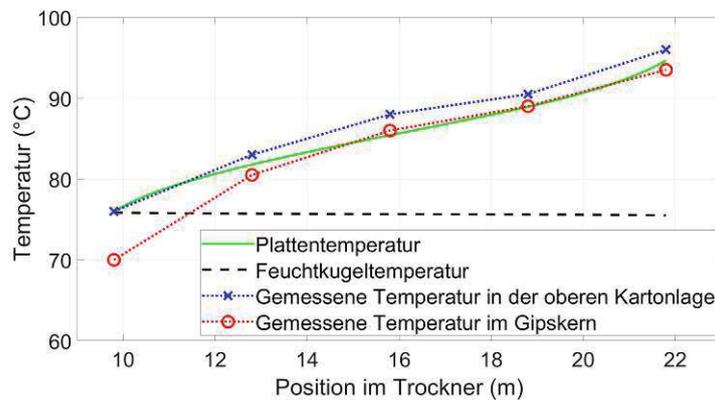
In den Abbildungen 17a und 17b sind die Temperaturkurven und Messdaten der Zone 1 entsprechend des Simulationsmodells mit den Faktoren nach Tabelle 3 dargestellt. Wie in Abbildung 17a zu erkennen ist, weicht die Zieltemperatur (°C) der Trocknungsluft an der Position Z1S2 nach Abbildung 8 um rund 3,4 % vom Mittelwert der Messdaten nach oben ab.

Vergleicht man den Verlauf der berechneten Plattentemperatur aus Abbildung 17b, so ist zu erkennen, dass sie qualitativ und quantitativ annähernd übereinstimmt. Die Zieltemperatur der Platten (°C) weicht bei Position Z1S2 nach Abbildung 8 um rund 2,5 % vom Mittelwert (Mittelwert aus den Temperaturen der oberen (Grey) und unteren (Ivory) Randbereiche der Platten und der Kerntemperatur (Core)) der Messdaten nach oben ab und entspricht rund der Feuchtkugeltemperatur.

In den Abbildungen 18a und 18b ist das Simulationsergebnis der Temperaturen bei Simulation in Plattenaufrichtung dargestellt.



(a)



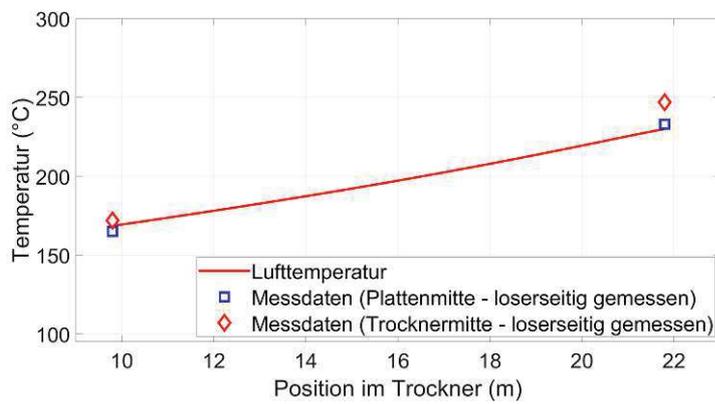
(b)

Abbildung 17: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 1. (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur. Simulation in Strömungsrichtung von Z1S1 nach Z1S2, siehe Abbildung 8.

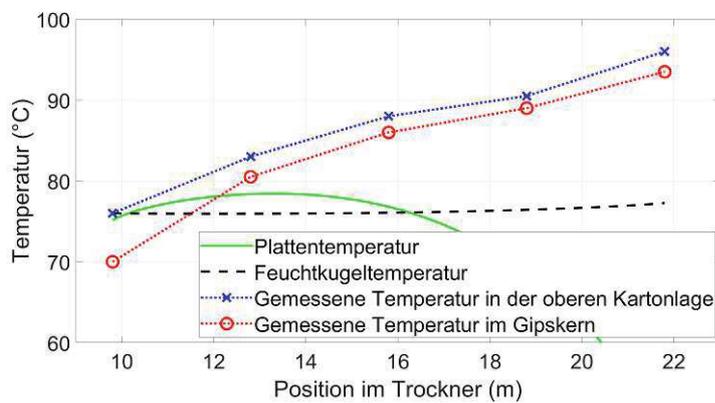
Wie in Abbildung 18a zu erkennen ist, weicht die Zieltemperatur ($^{\circ}\text{C}$) der Trocknungsluft (Position Z1S1 nach Abbildung 8) um rund 4 % vom Mittelwert der Messwerte nach unten ab. Der Verlauf der Plattentemperatur nach Abbildung 18b weicht sowohl qualitativ als auch quantitativ deutlich vom gemessenen Temperaturverlauf ab.

Um zu verifizieren, dass die Simulation korrekt funktioniert und das Ergebnis plausibel ist, werden die Temperaturkurven mit den unterschiedlichen Simulationsrichtungen gemeinsam betrachtet und die Endwerte der Simulation in Strömungsrichtung als Startwerte für die Simulation in Plattenaufrichtung verwendet. Das Ergebnis der Temperaturkurven der Platten ist in Abbildung 19 dargestellt.

In Abbildung 19 ist zu erkennen, dass die unterschiedlichen Simulationsrichtungen keinen Einfluss auf das Ergebnis haben. Um die Zieltemperatur der Platten am Eingang in Zone 1 zu ändern, müsste die Starttemperatur der Platten an der Lufteinströmung verändert werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 20 dargestellt und zeigt, dass in der Simulation mit den gewählten Annahmen und Faktoren eine Plattentemperatur am Eingang in Zone 1, entsprechend der Messdaten, eine deutlich niedrigere Plattentemperatur am Ende der Zone 1 zur Folge hat, was wiederum das Ergebnis der Simulation in Plattenaufrichtung nach Abbildung 18 bestätigt.



(a)



(b)

Abbildung 18: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 1. (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur. Simulation in Plattenaufrichtung von Z1S2 nach Z1S1, siehe Abbildung 8.

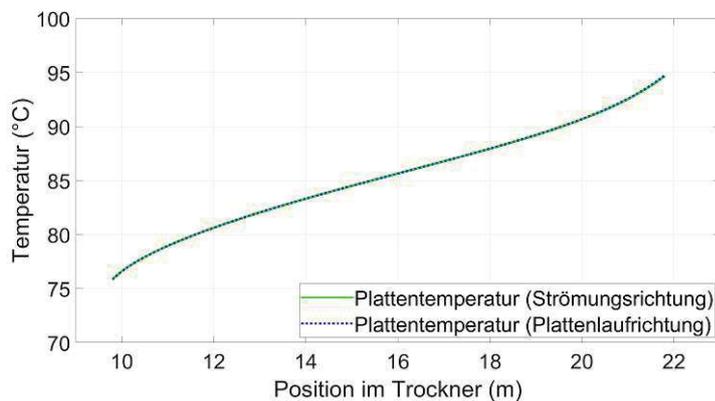


Abbildung 19: Berechnete Plattentemperatur in Zone 1 - Gegenüberstellung der Simulationsrichtungen

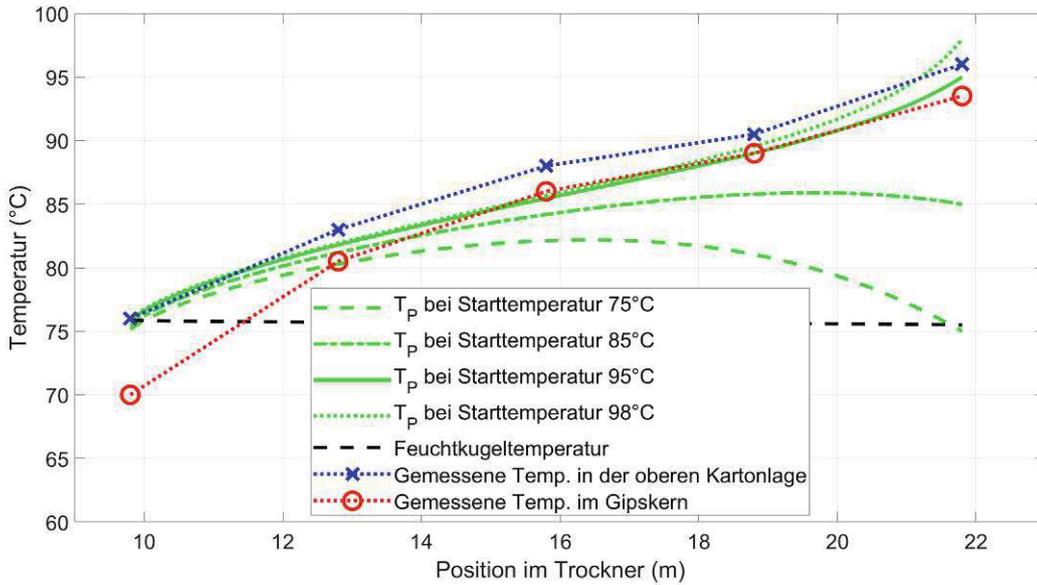


Abbildung 20: Variation der Anfangsbedingung der Plattentemperatur bei Simulation in Strömungsrichtung. Sehr unterschiedliche Starttemperaturen der Platte (bei 21,8 m) führen zu nahezu gleichen Endtemperaturen.

Feuchtegehalte

Da keine Messdaten zum Verlauf des Feuchtegehaltes der Platten über den Trocknungsprozess vorliegen, beschränkt sich die Validierung der Daten auf die qualitative Beurteilung der Kurven. Wie in Abbildung 21 zu sehen ist, nimmt die Plattendichte in Plattenlaufrichtung ab, was bedeutet, dass Wasser aus den Platten entzogen und dem Trocknungsluftstrom zugeführt wird, was dem Trocknungsprozess qualitativ entspricht.

Neben der Plattendichte kann der Wassergehalt des Trocknungsluftstromes mit den Messdaten [1] gegenübergestellt werden, was mit den Faktoren nach Tabelle 3 in Abbildung 22 zu sehen ist.

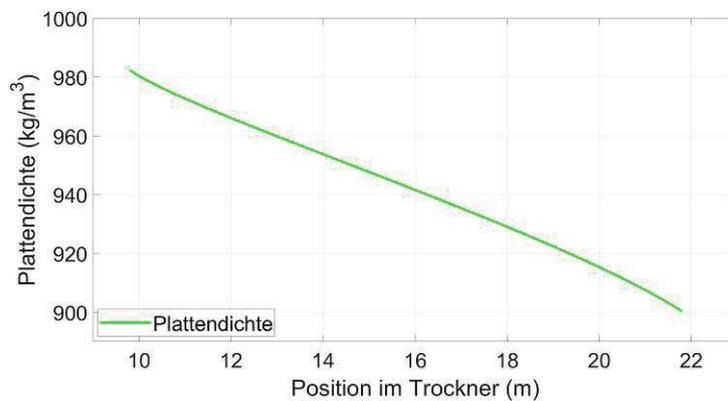


Abbildung 21: Berechnete Plattendichte in Zone 1 bei Simulation in Strömungsrichtung.

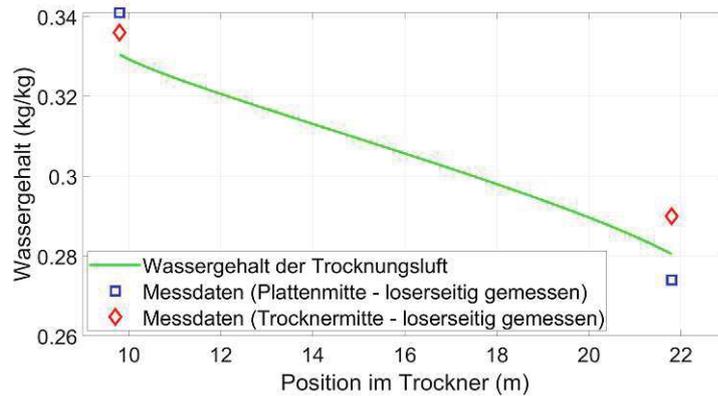


Abbildung 22: Vergleich der Berechnung des Wassergehalts des Trocknungsluftstroms mit Messdaten in Zone 1 bei Simulation in Strömungsrichtung.

In Abbildung 22 ist zu erkennen, dass der Zielwassergehalt der Luft (mit den Faktoren nach Tabelle 3) um rund 2,5 % vom Mittelwert der Messdaten nach unten abweicht. Weiters ist ein signifikanter Unterschied in der Wasseraufnahme der Trocknungsluft zwischen der Plattenmitte (blaue Markierungen) und der Trocknermitte (rote Markierungen) zu erkennen. Einerseits kann dieser Effekt durch unterschiedliche Trocknungsleistung in der Platten- bzw. Trocknermitte entstehen, andererseits durch Ausgleich des Wassergehalts in der Trocknungsluft quer zur Strömungs- und Simulationsrichtung.

Fasst man die Ergebnisse der Temperatur und Feuchtegehalte der Zone 1 zusammen, so lässt sich feststellen, dass mit der Kanalströmungstheorie und den gewählten Faktoren nach Tabelle 3 die Zone 1 simuliert werden kann.

Strömungsgeschwindigkeit

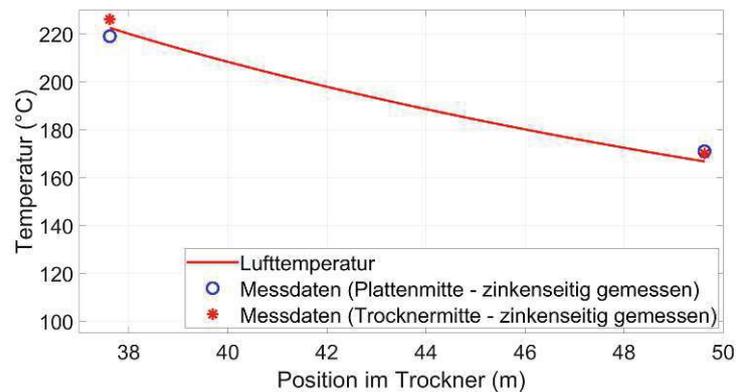
Betrachtet man die Messdaten der Strömungsgeschwindigkeit in Zone 1 [1], so ist zu erkennen, dass die Massenbilanz des trockenen Anteils der Luft leider nur unzureichend erfüllt ist. Der Massenstrom variiert zwischen den Messpunkten in einer Linie (beispielsweise Ebene 8, Plattenmitte, zinkenseitig) um rund + 67 %/-55 %. Mittelt man die Messdaten in den Trocknerebenen über die Trocknerbreite, so nimmt der Massenstrom der trockenen Luft um bis zu 6,7 % ab, bzw. bis zu 28 % zu. In Ebene 8, die zur Validierung der Simulationsergebnisse gewählt wurde, nimmt der Massenstrom der trockenen Luft auf Basis der Messdaten in der Plattenmitte um rund 7,1 % ab, in der Trocknermitte um rund 67 % zu. Der Mittelwert aus Platten- und Trocknermitte nimmt um rund 25,6 % zu.

4.3 Zone 2

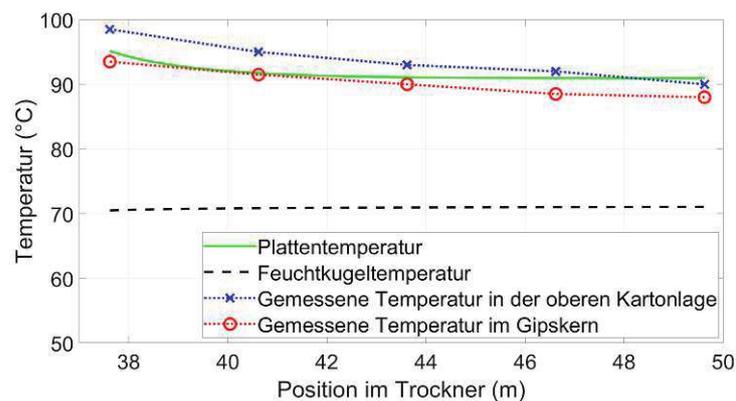
In Zone 2 wurde aufgrund der einfacheren Gegebenheiten (Strömungsrichtung des Trocknungsluftstromes mit der Plattenlaufrichtung ident) nur in Strömungsrichtung simuliert. Die Messwerte in Tabelle 1 zum Vergleich der Zone 2 werden aus den Daten der Zinkenseite (siehe Abbildung 16) entnommen (aus Anhang A in Ref. [1]).

Temperaturen

Wie in den Abbildungen 23a und 23b zu sehen ist, korrelieren die Temperaturkurven vom Trocknungsluftstrom und der Platte sehr gut mit den Messdaten [1] (siehe Abbildung 8). Die Temperatur in °C der Trocknungsluft weicht an der Sensorposition Z2S2 nach Abbildung 8 zum Mittelwert der Messwerte um rund 2,2 % nach unten ab.



(a)



(b)

Abbildung 23: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 2. (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur.

Wie man an der Plattentemperatur in Abbildung 23b erkennt, entspricht der Verlauf qualitativ und quantitativ weitestgehend den ermittelten Messkurven nach Abbildung 8.

Feuchtegehalte

Wie in Zone 1 beschränkt sich auch in Zone 2, aufgrund fehlender Messdaten, die Bewertung des Feuchtegehalts der Platten auf die qualitative Beurteilung. Wie in Abbildung 24 ersichtlich, nimmt die Plattendichte entsprechend des zu erwartenden Trocknungsprozesses über die Zone kontinuierlich ab. Der Verlauf des Wassergehalts der Trocknungsluft ist in Abbildung 25 dargestellt und wie eindeutig erkennbar ist, entzieht der Trocknungsluftstrom, wie zu erwarten, über den Verlauf Wasser aus den Platten. Quantitativ weicht der errechnete Wassergehalt der

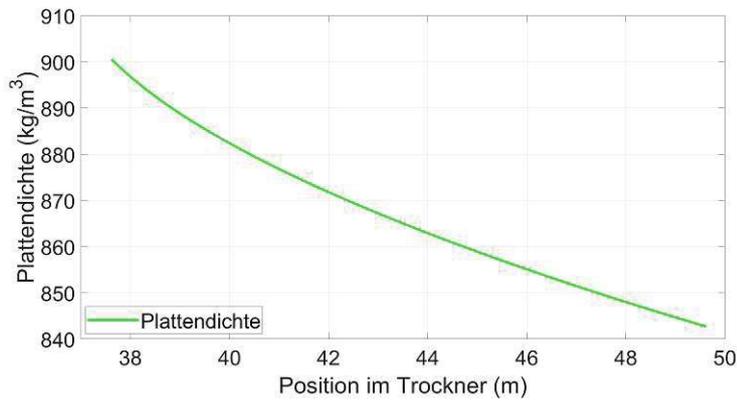


Abbildung 24: Berechnete Plattendichte in Zone 2.

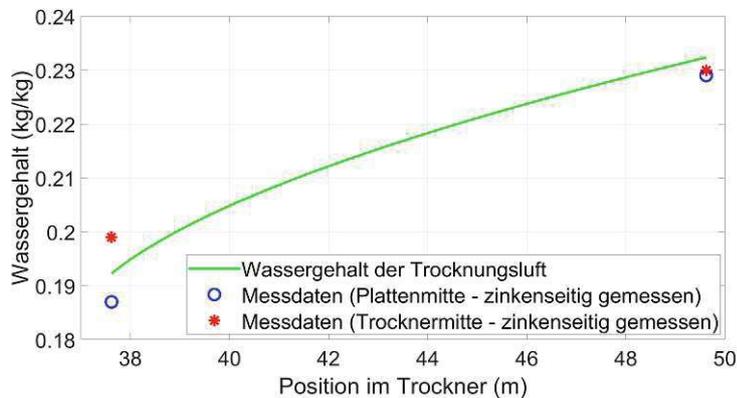


Abbildung 25: Vergleich der Berechnung des Wassergehalts des Trocknungsluftstroms mit Messdaten in Zone 2.

Trocknungsluft an der Sensorposition Z2S2 nach Abbildung 8 um rund 1,1 % vom Mittelwert der Messdaten [1] ab.

Fasst man die Ergebnisse der Temperatur und Feuchtegehalte der Zone 2 zusammen, so lässt sich feststellen, dass mit der Kanalströmungstheorie und den gewählten Faktoren nach Tabelle 3 die Zone 2 simuliert werden kann.

Strömungsgeschwindigkeit

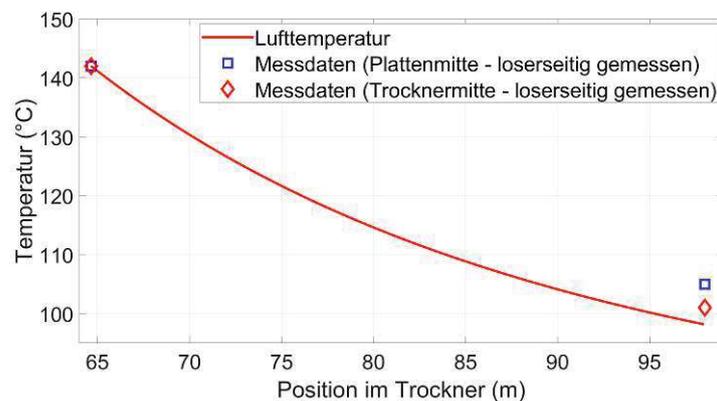
Betrachtet man die Messdaten der Strömungsgeschwindigkeit in Zone 2 [1], so ist auch hier zu erkennen, dass die Massenbilanz des trockenen Anteils der Luft leider nur unzureichend erfüllt ist. Der Massenstrom variiert zwischen den Messpunkten in einer Linie (beispielsweise Ebene 8, Plattenmitte, zinkseitig) um rund +/- 50 %. Mittelt man die Messdaten in den Trocknerebenen über die Trocknerbreite, so nimmt der Massenstrom der trockenen Luft um rund 1 % bis 16,5 % zu. In Ebene 8, die zur Validierung der Simulationsergebnisse gewählt wurde, nimmt der Massenstrom der trockenen Luft auf Basis der Messdaten in der Plattenmitte um rund 17,4 %, in der Trocknermitte um rund 27,6 % zu. Der Mittelwert aus Platten- und Trocknermitte nimmt um rund 22,6 % zu.

4.4 Zone 3

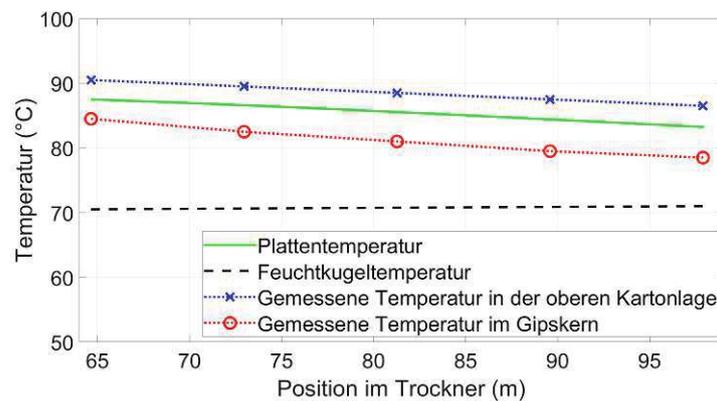
In Zone 3 wird, wie bereits in Zone 2, nur in Strömungsrichtung simuliert. Die Messwerte in Tabelle 1 zum Vergleich der Zone 3 werden aus den Daten der Loserseite (siehe Abbildung 16) genommen (aus Anhang A in Ref. [1]).

Temperaturen

Wie in den Abbildungen 26a und 26b ersichtlich, korrelieren die Temperaturkurven vom Trocknungsluftstrom qualitativ und quantitativ gut mit den Messdaten [1] (siehe Abbildung 8). Die Temperatur in °C der Trocknungsluft weicht an der Sensorposition Z3S2 nach Abbildung 8 zum Mittelwert der Messwerte um rund 4,7 % nach unten ab. Wie an der Plattentemperatur in Abbildung 26b ersichtlich, entspricht der Verlauf qualitativ und quantitativ sehr gut den ermittelten Messkurven nach Abbildung 8. Die Abweichung der errechneten Temperatur zum Mittelwert der Messdaten bei Sensorposition Z3S2 nach Abbildung 8 beträgt rund 4,5 % nach unten.



(a)



(b)

Abbildung 26: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 3. (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur.

Feuchtegehalte

Wie bei Zone 1 und 2 beschränkt sich auch in Zone 3, aufgrund fehlender Messdaten, die Bewertung des Feuchtegehalts der Platten auf die qualitative Beurteilung. Wie in Abbildung 27 ersichtlich, nimmt die Plattendichte entsprechend des zu erwartenden Trocknungsprozesses über die Zone kontinuierlich ab.

Der Verlauf des Wassergehalts der Trocknungsluft ist in Abbildung 28 dargestellt und wie eindeutig erkennbar ist, entzieht der Trocknungsluftstrom, wie zu erwarten, über den Verlauf Wasser aus den Platten. Quantitativ weicht der errechnete Wassergehalt der Trocknungsluft an der Position Z3S2 nach Abbildung 8 um rund 0,9 % vom Mittelwert der Messdaten [1] nach oben ab.

Fasst man die Ergebnisse der Temperatur und Feuchtegehalte der Zone 3 zusammen, so lässt sich feststellen, dass mit der Kanalströmungstheorie und den gewählten Faktoren nach Tabelle 3 die Zone 3 ebenfalls simuliert werden kann.

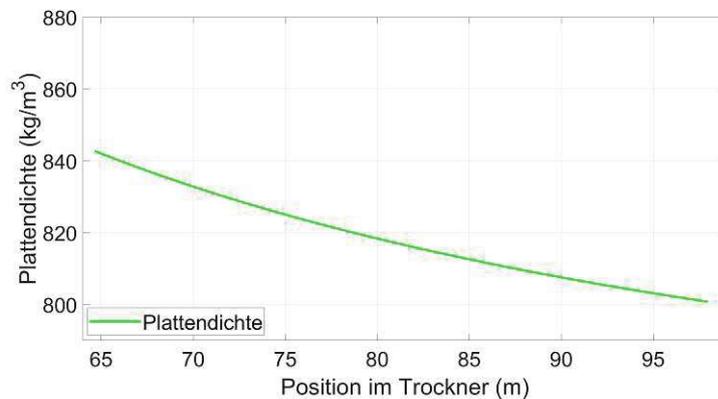


Abbildung 27: Berechnete Plattendichte in Zone 3.

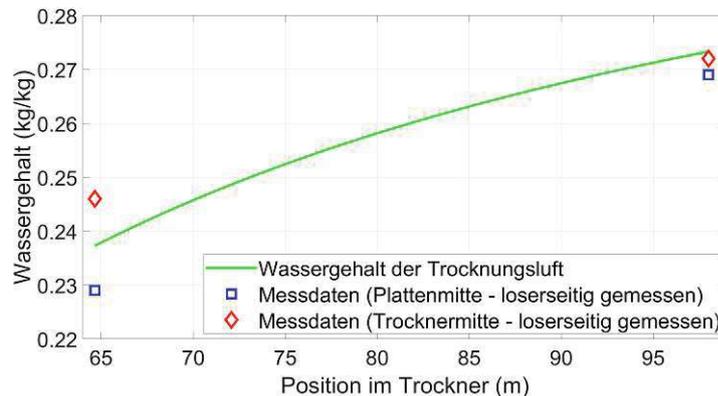


Abbildung 28: Vergleich der Berechnung des Wassergehalts des Trocknungsluftstroms mit Messdaten in Zone 3.

Strömungsgeschwindigkeit

Betrachtet man die Messdaten der Strömungsgeschwindigkeit in Zone 3 [1], so ist auch hier zu erkennen, dass die Massenbilanz des trockenen Anteils der Luft leider nur unzureichend erfüllt ist. Der Massenstrom variiert zwischen den Messpunkten in einer Linie (beispielsweise Ebene 8, Plattenmitte, zinkseitig) um rund - 179,5 %/+ 77,5 %. Mittelt man die Messdaten in den Trocknerebenen über die Trocknerbreite, so nimmt der Massenstrom der trockenen Luft um rund 1 % bis 30 % zu. In Ebene 8, die zur Validierung der Simulationsergebnisse gewählt wurde, nimmt der Massenstrom der trockenen Luft auf Basis der Messdaten in der Plattenmitte um rund 20,1 %, in der Trocknermitte um rund 2 %. Der Mittelwert aus Platten- und Trocknermitte nimmt um rund 10,7 % zu.

4.5 Variation der Faktoren und Bestimmungsgleichungen

In Tabelle 3 sind die Faktoren angegeben, mit denen die Simulation durchgeführt wird. Die Werte für Porosität, Wegfaktor, Flächenreduktionsfaktor und Rauigkeit wurden initial für die Simulation aus dem Bereich der Möglichkeiten gewählt bzw. hergeleitet. Da es sich weitestgehend jedoch um Annahmen handelt, soll in diesem Kapitel die Sensitivität des Simulationsmodells, am Beispiel der Zone 2, auf Veränderung der einzelnen Faktoren analysiert und diskutiert werden. Beispielsweise hat die reduzierte wirksame Fläche auf der Plattenunterseite mit 30 % bis 77 % einen sehr großen Bereich an möglichen Werten, beeinflusst das Simulationsergebnis jedoch nicht signifikant, wogegen die Rauigkeit das Ergebnis sowohl quantitativ, als auch qualitativ stark beeinflussen kann. Ziel ist es, dem Anwender des Programms Anhaltspunkte zu geben, welche Parameter für eine möglichst realitätsnahe Simulation genau bestimmt werden sollten, um Fehlinterpretationen der Ergebnisse zu vermeiden.

Variation des Widerstandsfaktors

Zu Beginn wird der Einfluss des Widerstandsfaktors, der sich aus der Porosität und dem Wegfaktor zusammensetzt [2], untersucht. In den Abbildungen 29 bis 31 sind neben dem gewählten Kehrwert des Widerstandsfaktors ($1/\mu$ in Gleichung (3)) von 0,15 noch die Extrema 0 (kein Stoffaustausch) und 0,55 (geschlossener Wasserspiegel, $\xi = 1$) ausgewertet.

Wie in den Abbildungen 29 und 30 ersichtlich, bewirkt eine Erhöhung der Porosität einen stärkeren Temperaturabfall der Platten- und Lufttemperatur, was aufgrund des erhöhten Energiebedarfs der Verdampfung (siehe Abbildung 31) plausibel ist. In Abbildung 31 ist der konstante Wassergehalt der Luft bei Porosität 0 und der maximal mögliche Stoffaustausch bei theoretisch geschlossener Wasseroberfläche (bei den Faktoren nach Tabelle 3 und lediglich variiertes Porosität) erkennbar.

Aus den Untersuchungen zur Variation des Widerstandsfaktors zeigt sich, dass die Ergebnisse nicht linear vom Widerstandsfaktor und somit von der Porosität bzw. dem Wegfaktor abhängen.

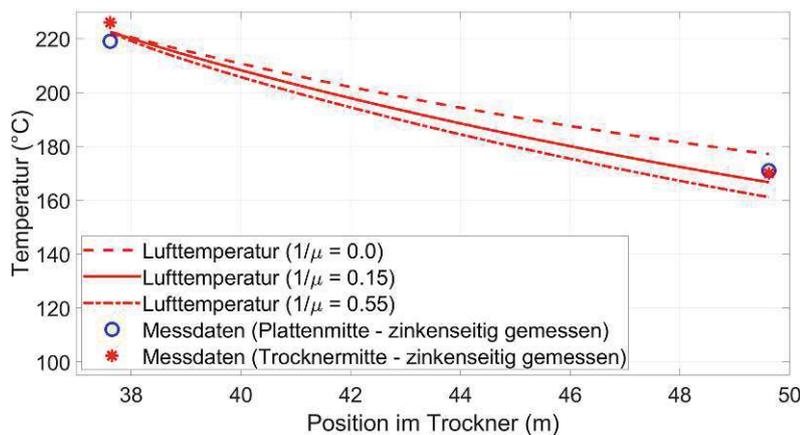


Abbildung 29: Auswirkung der Variation des Widerstandsfaktors auf die berechnete Lufttemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

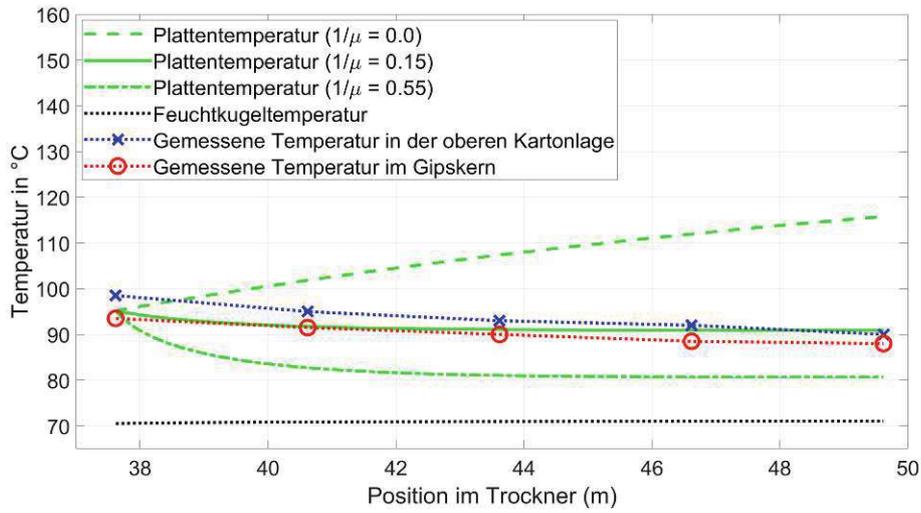


Abbildung 30: Auswirkung der Variation des Widerstandsfaktors auf die berechnete Plattentemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

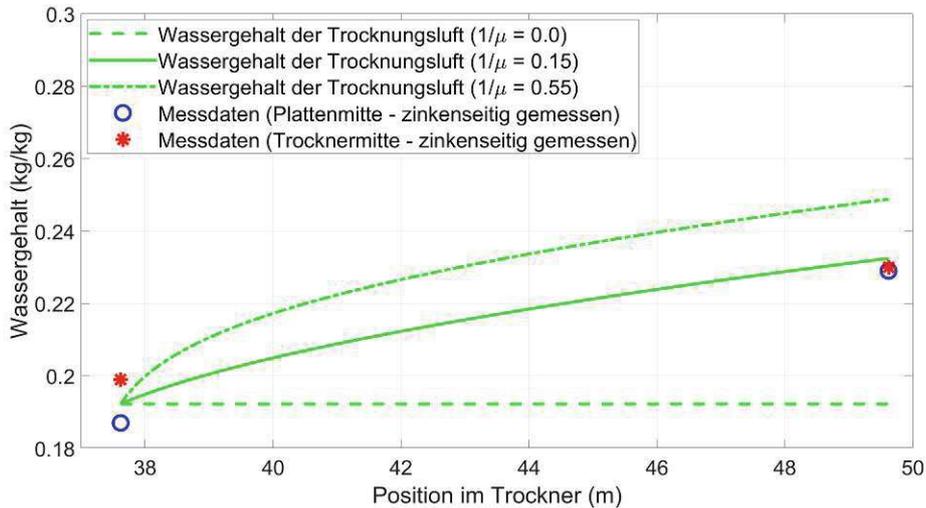
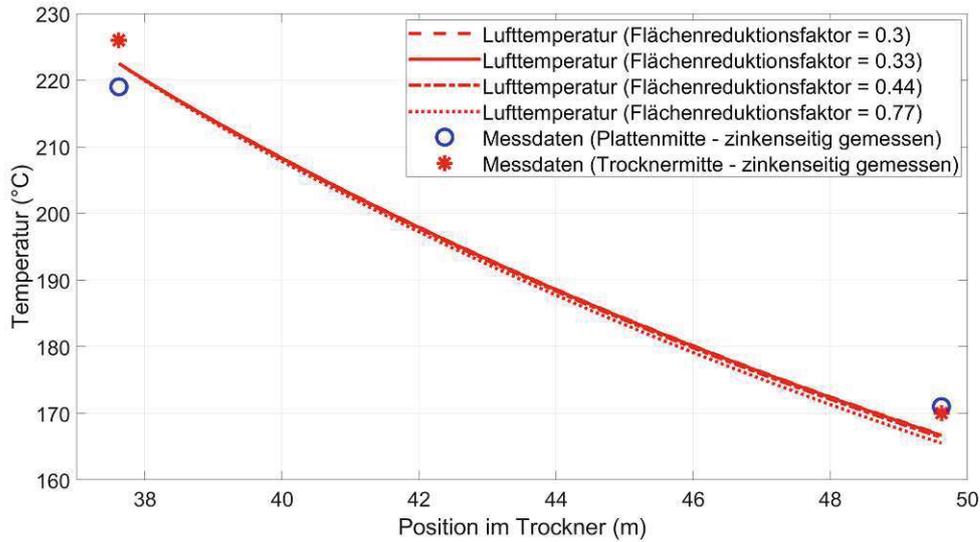


Abbildung 31: Auswirkung der Variation des berechneten Wassergehalts des Trocknungsluftstroms in Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

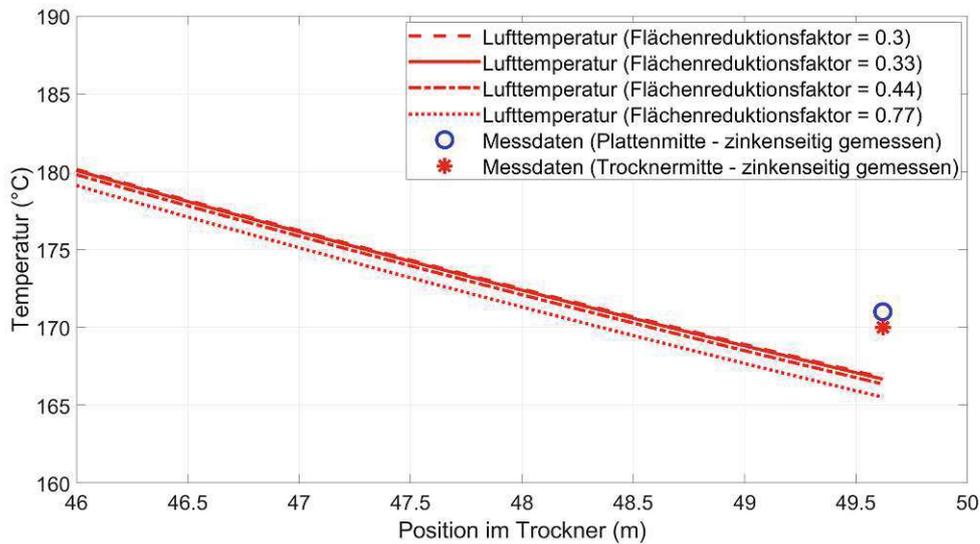
Variation des Flächenreduktionsfaktors

Nach dem Widerstandsfaktor bzw. der Porosität wird nun der Flächenreduktionsfaktor variiert. Neben dem gewählten Wert von 0,33 werden noch die Werte 0,3 (ermitteltes Minimum), 0,77 (ermitteltes Maximum) und 0,44 (33 % höher als der gewählte Wert) untersucht.

Wie in den Abbildungen 32 und 33 ersichtlich, ändert sich die Lufttemperatur in °C bei Sensorposition Z2S2 selbst bei Erhöhung des Faktors auf 0,77 nur um rund 0,7 % und die Plattentemperatur in °C um rund 2,5 %.



(a)



(b)

Abbildung 32: Auswirkung der Variation des Flächenreduktionsfaktors auf die berechnete Lufttemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen. (a) gesamte Zone 2 und (b) Detail der letzten 4 m in Zone 2.

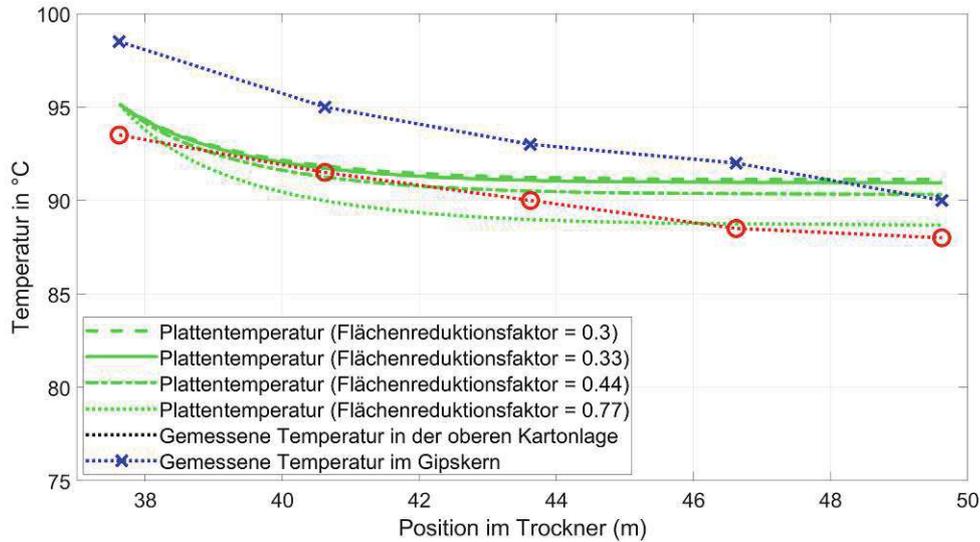


Abbildung 33: Auswirkung der Variation des Flächenreduktionsfaktors auf die berechnete Plattentemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

In Abbildung 34 ist die Auswirkung der Variation des Flächenreduktionsfaktors auf den Stoffstrom dargestellt. Die Erhöhung des Faktors um 33 % führt zu rund 0,4 % erhöhtem Wassergehalt in der Luft bei Sensorposition Z2S2. Selbst beim Extremum von 0,77 ist der Unterschied des Wassergehaltes der Trocknungsluft rund 1,6 %.

Es kann daher festgestellt werden, dass der Unterschied der wirksamen Fläche der Plattenunterseite einen untergeordneten Einfluss auf das Simulationsergebnis hat.

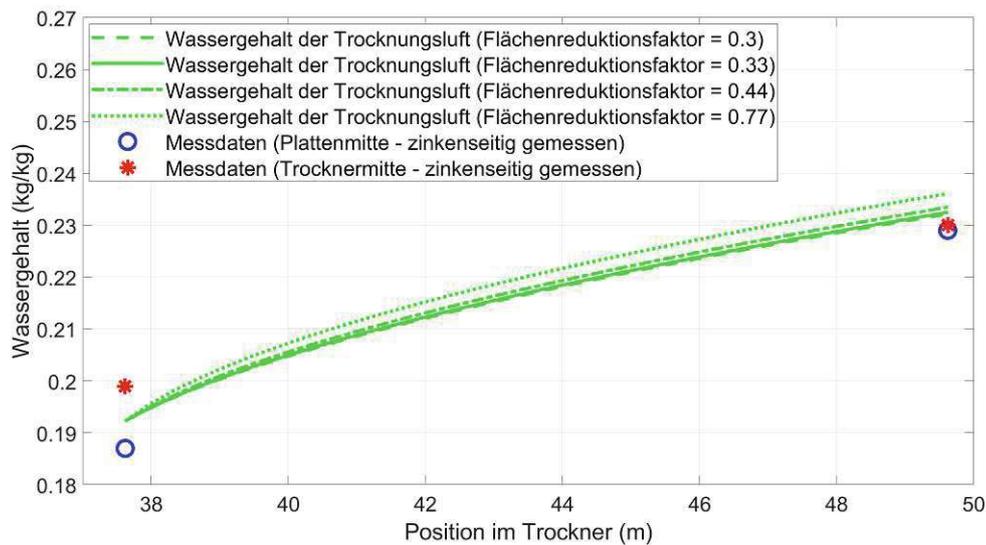


Abbildung 34: Auswirkung der Variation des Flächenreduktionsfaktors auf den berechneten Wassergehalt des Trocknungsluftstroms in Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

Variation der Rauigkeit

Im Falle der Rauigkeit für die Anwendung der Colebrook-Gleichung (18) werden zwei unterschiedliche Fälle untersucht. Zum einen wird die Rauigkeit der freien Plattenfläche auf 0,0 belassen und die Rauigkeit der Rollenseite variiert. Zum anderen wird untersucht, wie sich das Ergebnis ändert, wenn beidseitig derselbe Rauigkeitswert verwendet wird.

In den Abbildungen 35 bis 37 sind neben dem gewählten k_2 -Wert, die Ergebnisse der k_2 -Werte von 0 (glatte Oberfläche), 0,075 (Rauigkeit entspricht dem Rollendurchmesser) und 0,0133 (33 % mehr als der gewählte Wert) dargestellt.

Wie aus den Abbildungen 35 und 36 erkennbar, ist der Unterschied in der Plattentemperatur bei Position Z2S2 in °C bei Erhöhung des k_2 -Wertes um 33 % rund 0,8 %, der Unterschied in der Lufttemperatur beträgt rund 2 %. Setzt man den k_2 -Wert auf 0, so ändert sich die Plattentemperatur um rund 5,4 % und die Lufttemperatur um rund 12,4 %. Bei $k_2 = 0,075$ sind die Veränderungen rund 5,7 % bei der Plattentemperatur und rund 21,7 % bei der Lufttemperatur.

Auffällig ist bei $k_2 = 0,075$ der Kurvenverlauf der Plattentemperatur, der anfangs entgegengesetzt der anderen Kurven ansteigt, im weiteren Verlauf ein Maximum erreicht und danach wieder absinkt. Das bedeutet, dass bei einem hohen Rauigkeitsfaktor an der Plattenunterseite die Trocknungsluft anfangs aufgrund der hohen Turbulenz mehr Wärmeenergie an die Platten abgibt, als für die Verdampfung notwendig ist. Der Rest führt zu einer Erwärmung der Platte, bis die Luft eine geringere Energieabgabe aufgrund der gesunkenen Temperatur hat und so die restliche Verdampfungsenergie aus der Platte entzogen werden muss, wodurch die Plattentemperatur sinkt.

In Abbildung 37 ist der Einfluss der Rauigkeit auf den Stoffstrom ersichtlich und es zeigt sich, dass bei einem k_2 -Wert von 0,075 der Unterschied zum Ergebnis mit dem gewählten Wert beim

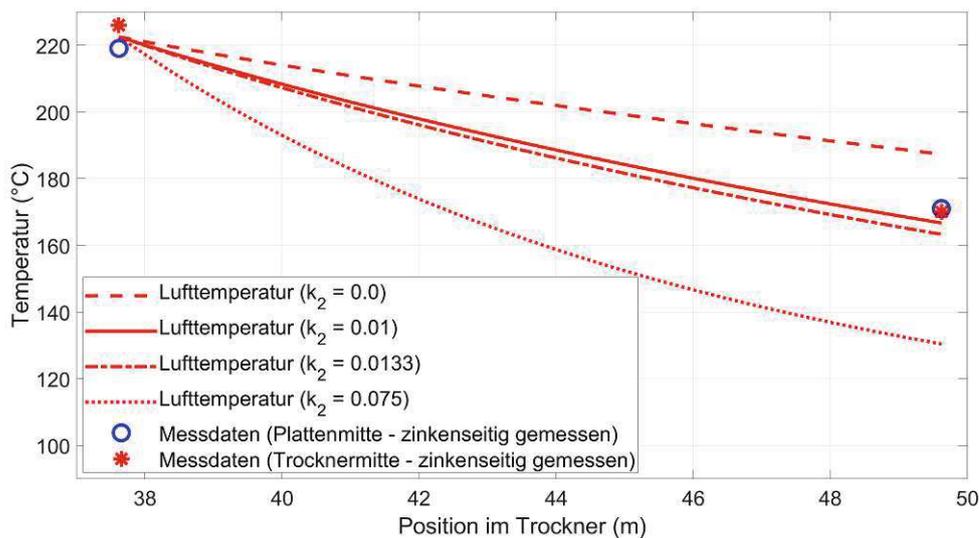


Abbildung 35: Auswirkung der Variation des Rauigkeitswertes k_2 auf die berechnete Lufttemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

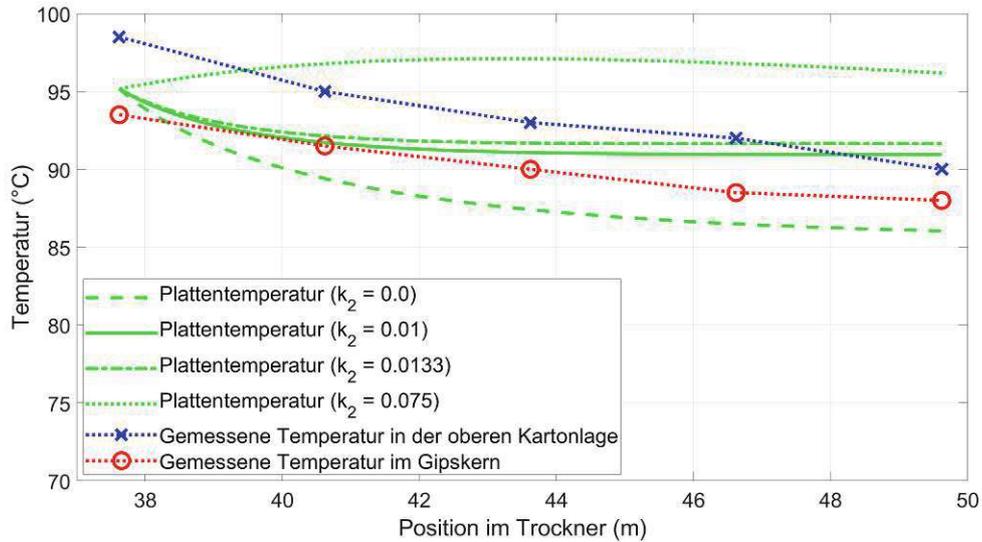


Abbildung 36: Auswirkung der Variation des Rauigkeitswertes k_2 auf die berechnete Plattentemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

Wassergehalt des Luftstromes rund 7,4 % beträgt. Es wird also entsprechend mehr Wasser aus den Platten entzogen.

Außerdem ist in Abbildung 37 die Plausibilität der Ergebnisse zu erkennen. Entsprechend der höheren Turbulenz bei $k_2 = 0,075$ wird mehr Wärmestrom aus der Trocknungsluft entzogen, wodurch die Lufttemperatur stärker sinkt und die Plattentemperatur höher ist als bei geringerer Turbulenz, woraus folgt, dass der Luftstrom mehr Wasser aufnimmt, wogegen der Stoffstrom bei glatter Oberfläche ($k_2 = 0,0$) verringert ist.

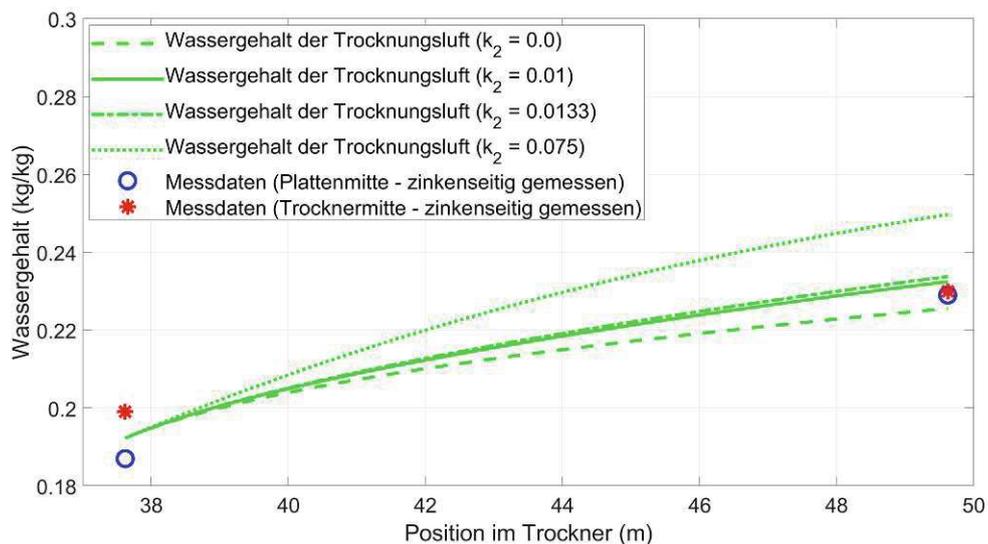


Abbildung 37: Auswirkung der Variation des Rauigkeitswertes k_2 auf den berechneten Wassergehalt des Trocknungsluftstroms in Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

Als Zweites wird noch die Auswirkung der „glatte“ Plattenoberfläche insofern untersucht, als ihr Rauigkeitswert mit der Rollenseite gleich gesetzt wird, um zu prüfen, welche Theorie der Turbulenzbestimmung im Kanal bei einer glatten Seite und einer makroskopischen Rauigkeit auf der zweiten Seite eher zutreffend ist. Neben den gewählten Werten werden die Fälle $k_1 = k_2 = 0,01$, $k_1 = k_2 = 0,040$ (Rauigkeit entspricht rund dem halben Rollendurchmesser) und $k_1 = k_2 = 0,075$ (Rauigkeit entspricht dem Rollendurchmesser) untersucht.

Wie in den Abbildungen 38 und 39 ersichtlich, ist bereits bei Gleichsetzung der Rauigkeitswerte auf den ursprünglich gewählten Wert für die Rollenseite ($k_1 = k_2 = 0,01$) das Ergebnis der Lufttemperatur in °C um rund 9,3 % und der Plattentemperatur in °C um rund 3,1 % verändert.

Der Wassergehalt der Luft ändert sich bei Gleichsetzung der Rauigkeitswerte auf den ursprünglich gewählten Wert für die Rollenseite ($k_1 = k_2 = 0,01$) um rund 4,5% (siehe Abbildung 40).

Eine Erhöhung der Rauigkeitswerte auf den halben oder den ganzen Rollendurchmesser führt, wie in den Abbildungen 38 bis 40 dargestellt, zu noch viel größeren Abweichungen der Ergebnisse von den Messwerten. Im Fall des ganzen Rollendurchmessers erreicht die Plattentemperatur nach rund 1,5 m eine Temperatur, bei der der Sättigungsdampfdruck des Wassers in der Platte höher wird als der Umgebungsdruck im Trockner, wodurch der Logarithmus in der Bestimmungsgleichung (siehe Gleichung (3)) für die Stoffstromdichte nicht mehr berechnet werden kann und die Simulation abbricht.

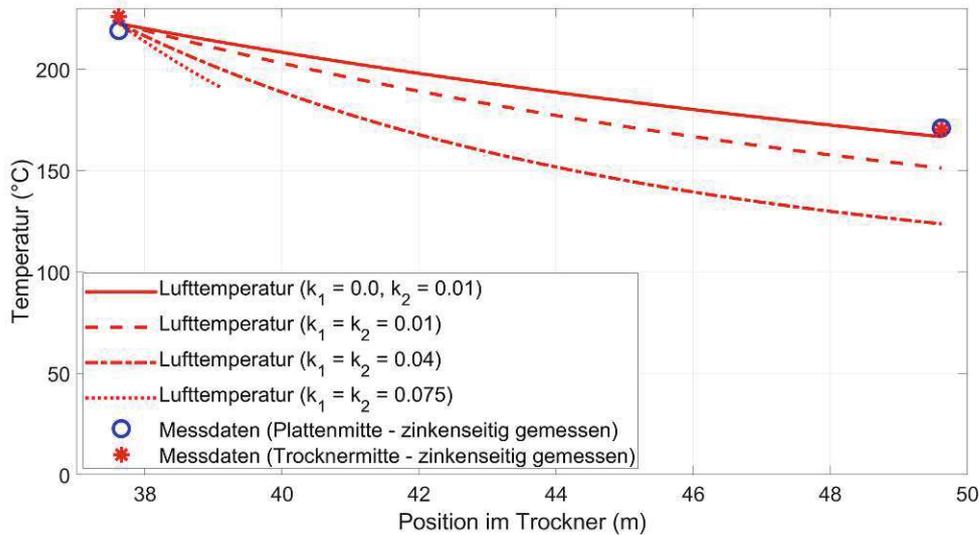


Abbildung 38: Auswirkung der Variation der Rauigkeitswerte k_1 und k_2 auf die berechnete Lufttemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

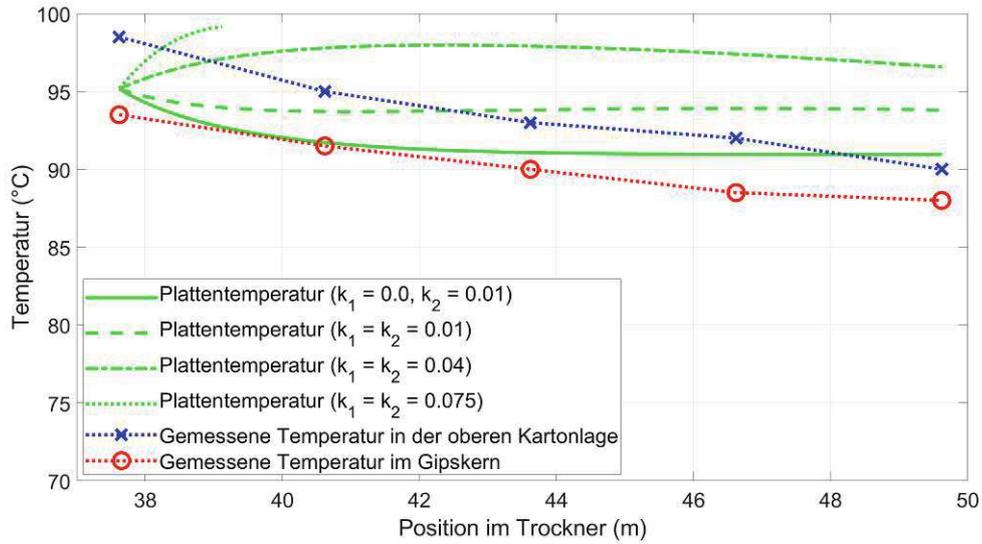


Abbildung 39: Auswirkung der Variation der Rauigkeitswerte k_1 und k_2 auf die berechnete Plattentemperatur der Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

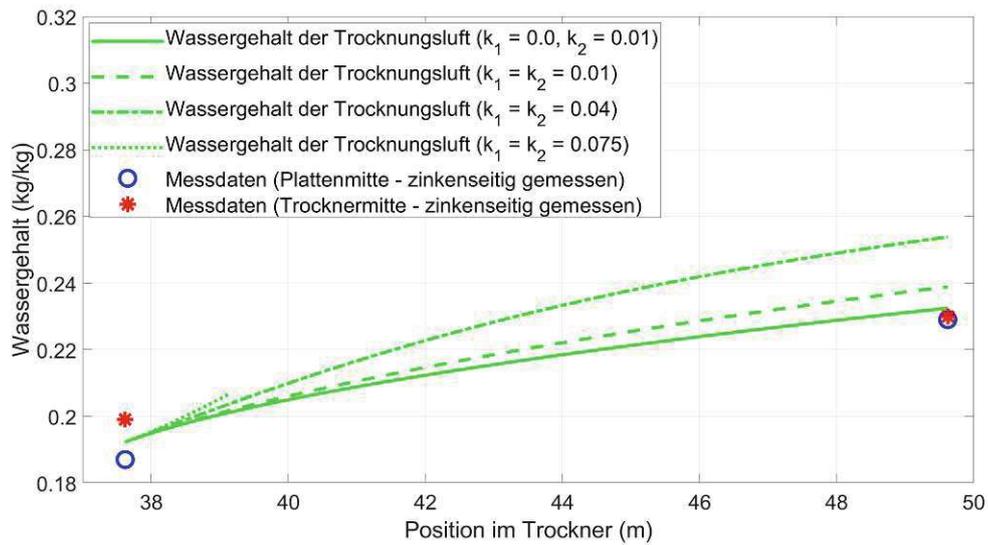


Abbildung 40: Auswirkung der Variation der Rauigkeitswerte k_1 und k_2 auf den berechneten Wassergehalt des Trocknungsluftstroms in Zone 2 und Vergleich mit Messungen.

5 Ergebnisse der Simulation

Nach der Validierung der Simulationsergebnisse werden in diesem Kapitel die Ergebnisse zusammengefasst und diskutiert, sowie die Auswirkung möglicher Prozessveränderungen hinsichtlich Trocknungsergebnis und Energieaufwand analysiert.

5.1 Zusammenfassung und Interpretation der Ergebnisse

In Abbildung 41 sind die Ergebnisse der Temperaturen, Geschwindigkeiten und Wassergehalte mit den Simulationsfaktoren nach Tabelle 3 zusammengefasst dargestellt. Der Vergleich der Ergebnisse mit den Messdaten nach Tabelle 1 ist in Abbildung 42 über den Trocknerverlauf angegeben. Die Anordnung der Messpunkte entspricht der Reihenfolge im Trockner in Plattenaufrichtung und Abbildung 8.

Betrachtet man die Abbildungen 41 bzw. 42 und die Ausführungen in Kapitel 4, lässt sich feststellen, dass sich mit der Kanalströmungstheorie der Trocknungsprozess über alle Zonen simulieren lässt, obgleich womöglich, bei Vorhandensein ausführlicherer Messdaten, die gewählten Faktoren aus Tabelle 3 angepasst werden müssten. Die Temperaturen der Platten können in allen Zonen mit einer Genauigkeit von kleiner als $2,5\text{ °C}$ bzw. $2,7\%$ berechnet werden. Die Charakteristika der Verläufe der Temperaturen und Wassergehalte entsprechen zudem den Erwartungen aufgrund der Messdaten.

Bei Vergleich der Auswertung mit den Temperaturmessdaten nach Abbildung 8 und Betrachtung der Simulationsergebnisse der Plattendichte im Speziellen ist festzustellen, dass die Si-

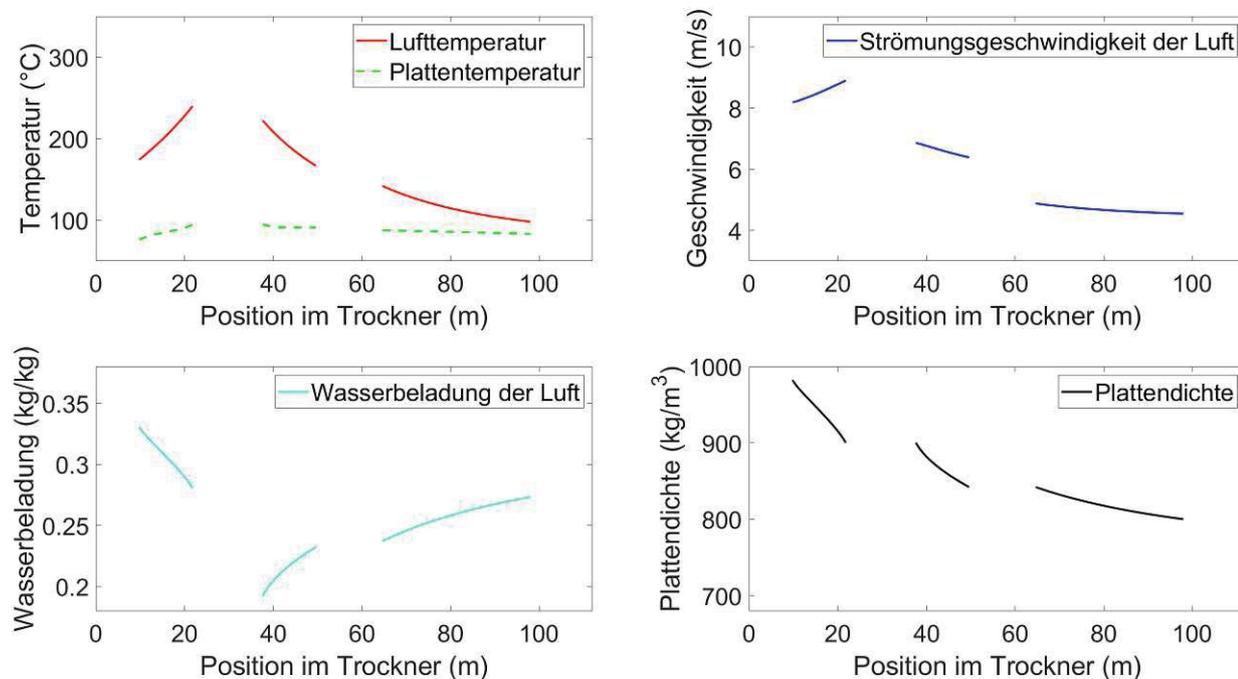
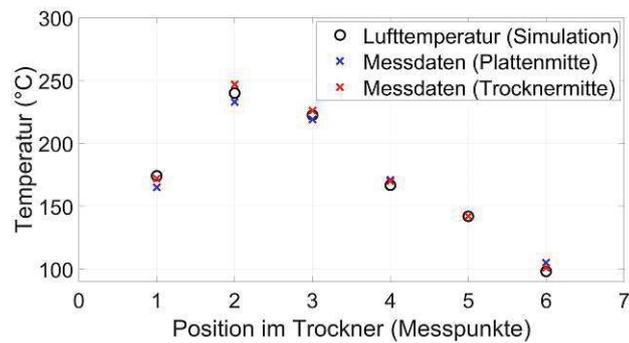
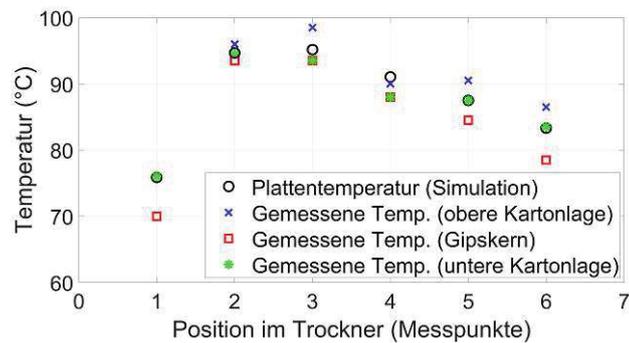


Abbildung 41: Zusammengefasste Simulationsergebnisse.

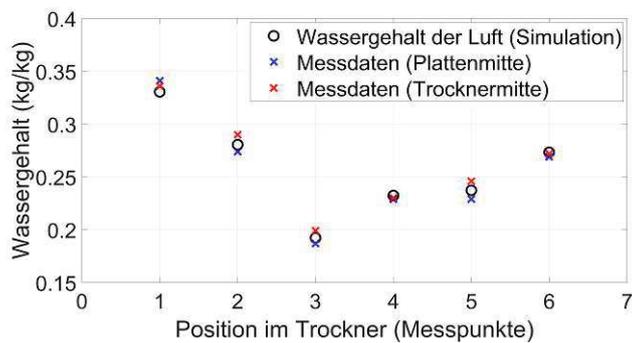
mulation, die auf die Bereiche zwischen den Messpunkten beschränkt ist, die Trocknung der Platten unterschätzt. Hierzu sei jedoch erwähnt, dass in den Bereichen von der Lufteinströmung bis zum nächsten Messpunkt und vom Messpunkt am Ende der Simulation bis zur Absaugung der Trocknungsluft ebenfalls Wasser von den Platten in die Trocknungsluft übergehen wird, was im Modell jedoch aufgrund der Systemgrenzen nicht mitberücksichtigt wird. Zudem wird auch in der Vorheizzone, in der die Platten quer zur Laufrichtung beströmt werden und wo keine Messdaten vom Luftstrom vorliegen, eine gewisse Trocknung vonstatten gehen. Somit ist davon auszugehen, dass in der Simulation die Startwerte der Plattendichte in den Zonen allesamt zu hoch angenommen werden. In Summe ist anzunehmen, dass die Simulationsergebnisse durchaus mit dem Endergebnis der Trocknung korrelieren können.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 42: Vergleich der Berechnungen für (a) Lufttemperatur, (b) Plattentemperatur und (c) Wassergehalt der Luft mit den Messdaten [1]. Die Messpositionen sind entsprechend des Trocknerverlaufs gewählt.

5.2 Änderung der Prozessparameter

In diesem Kapitel wird einerseits beschrieben, welche Auswirkung die Veränderung von Geschwindigkeit und Temperatur der Trocknungsluft auf das Trocknungsergebnis haben und an einem Beispiel visualisiert und diskutiert, wie die Temperatur und die Geschwindigkeit des Trocknungsluftstroms (bei gleicher Anfangsdichte der Platten) verändert werden können, um die Trocknung nicht zu verändern, aber andere Energieaufwände zu erzielen.

Der Trocknungsprozess kann hauptsächlich über die Strömungsgeschwindigkeit und Temperatur der Luft gesteuert werden. Ganz allgemein lässt sich feststellen, dass eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit zu einer stärkeren Trocknung und damit verbunden auch einer höheren Plattentemperatur führt. Ebenso führt eine Erhöhung der Temperatur des Luftstroms zu einer besseren Trocknung und damit verbunden einer höheren Plattentemperatur.

Abbildung 43 zeigt die Übersichtsgrafik mit veränderten Trocknungslufteigenschaften in allen Zonen. In diesem Beispiel ist in Zone 1 und 2 die Temperatur des Trocknungsluftstroms verringert und die Strömungsgeschwindigkeit erhöht, in Zone 3 die Temperatur des Trocknungsluftstroms erhöht und die Strömungsgeschwindigkeit verringert. Die Veränderungen sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Wie am Verlauf der Plattendichte ersichtlich, ändert sich die Trocknung der Platten mit diesen Veränderungen nicht.

Bei der Ermittlung der Werte in Tabelle 4 ist berücksichtigt, dass sich der Wassergehalt der Trocknungsluft durch den Verbrennungsprozess im Gasbrenner aufgrund der unterschiedlichen Heizleistung ebenfalls ändert. Vernachlässigt wird, dass der Luftstrom, der in den Gasbrenner eintritt, nicht aus 90 °C warmer, trockener Luft besteht, sondern aus einer Mischung dieser mit einem Teil des Abluftstroms der jeweiligen Zone. Vereinfacht wird daher angenommen, dass sich die Wasserbeladung der Trocknungsluft direkt proportional mit dem Temperaturunterschied zwischen dem Luftstrom vor und nach dem Gasbrenner ändert

$$X_{Z1S1var} = \frac{T_{1var} - T_U}{T_1 - T_U} X_{Z1S1},$$

mit T_1 als ursprüngliche und T_{1var} als neue (variierte) Lufttemperatur an der Einströmung in die Trocknungszone. T_U stellt die Temperatur vor dem Gasbrenner (363,15 K bzw. 90 °C) dar. Die Enthalpiedifferenz ergibt sich aus dem Enthalpiestrom vor dem Gasbrenner, wo trockene

	Bezeichnung des Messpunktes					
	Z1S1	$\Delta(\%)$	Z2S1	$\Delta(\%)$	Z3S1	$\Delta(\%)$
Lufttemperatur (°C)	220	-8,3	200	-10,1	168,5	+18,7
Feuchtkugeltemperatur (°C)	73,26	-	67,47	-	76,47	-
Strömungsgeschw. (m/s)	9,589	+7,9	8,166	+19,5	4,011	-18,0
Änderung Energiebedarf*	-	+1,17	-	+8,41	-	+0,98

* Energiebedarf des Gasbrenners (Gebläse vernachlässigt)

Tabelle 4: Variationen der Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit der Trocknungsluftströme - veränderte Werte und prozentualer Unterschied zu den ursprünglichen Werten nach Tabelle 1

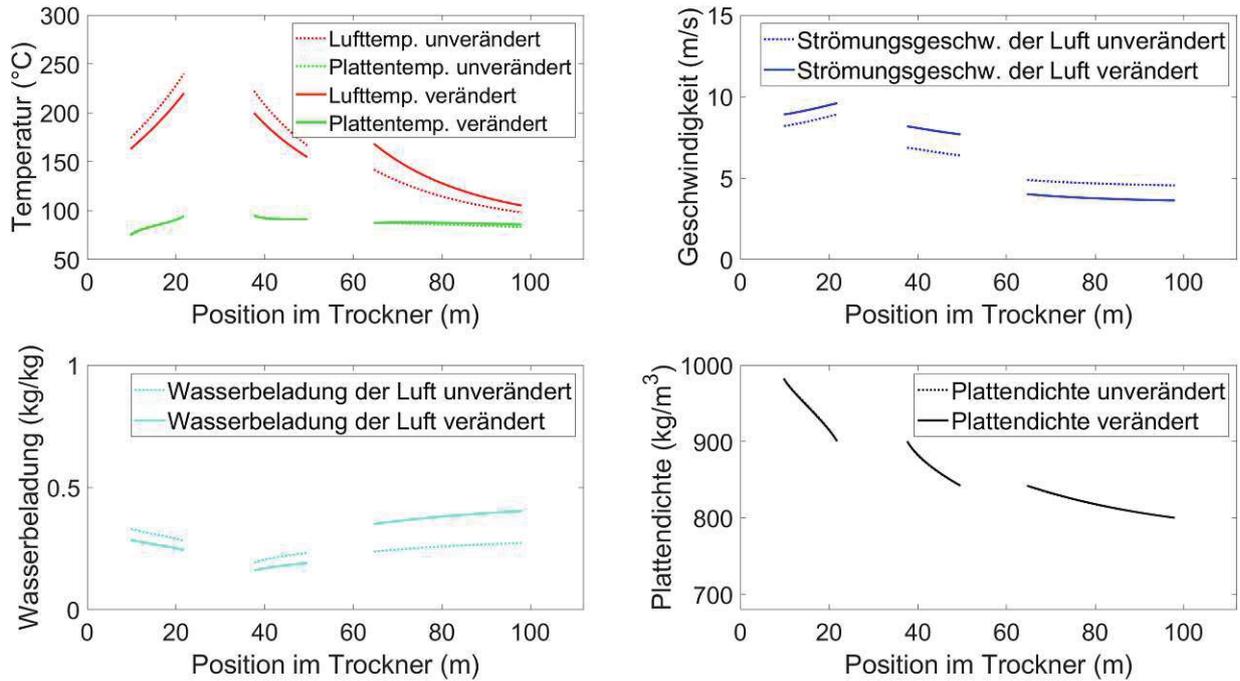


Abbildung 43: Zusammenfassende Simulationsergebnisse mit der Kanalströmungstheorie und alternativem Trocknungsluftstrom in Zone 2 und 3.

Luft angenommen wird,

$$\dot{H}_U = c_{pL}(T_U) T_U \dot{m}_{tL}$$

und dem Enthalpiestrom nach dem Gasbrenner

$$\dot{H} = c_p(T, X) T \dot{m},$$

der dem Zustand der Einströmung in die jeweilige Zone entspricht.

An den Ergebnissen in Tabelle 4 ist erkennbar, dass sowohl in Zone 1 und 2, wo die Temperatur des Trocknungsluftstroms gesenkt und die Geschwindigkeit erhöht wird, als auch in Zone 3, wo die Temperatur erhöht und die Geschwindigkeit gesenkt wird, mehr Energieeintrag notwendig ist, um die Trocknungsluft auf den Zustand zu bringen, der notwendig ist, um einen gleichwertigen Trocknungseffekt zu erzielen. Dies kann damit begründet werden, dass der notwendige Energieeintrag von der Temperatur und dem Massenstrom der Luft abhängt und es beispielsweise notwendig ist, den Massenstrom deutlich zu erhöhen, um bei einer niedrigeren Trocknungsluft denselben Trocknungseffekt zu erzielen. Bezieht man noch die Änderung im Energiebedarf der Gebläse mit ein, wird in Zone 1 und 2 zusätzlich Energie benötigt, um den höheren Massenstrom zu erzielen, wodurch der Gesamtenergieaufwand nochmals steigt, wogegen in Zone 3 durch einen verringerten Massenstrom die Möglichkeit besteht, dass der gleiche oder gar ein geringerer Energieaufwand resultiert.

Zur Analyse der Änderung des Energieaufwands zur Erhitzung des Trocknungsluftstroms,

werden die Energieverläufe hinsichtlich ihrer Änderung über die Temperatur des Trocknungsluftstroms, bei äquivalentem Wassergehalt und Strömungsgeschwindigkeit für identes Trocknungsergebnis, in den Abbildungen 44 bis 46 dargestellt und diskutiert.

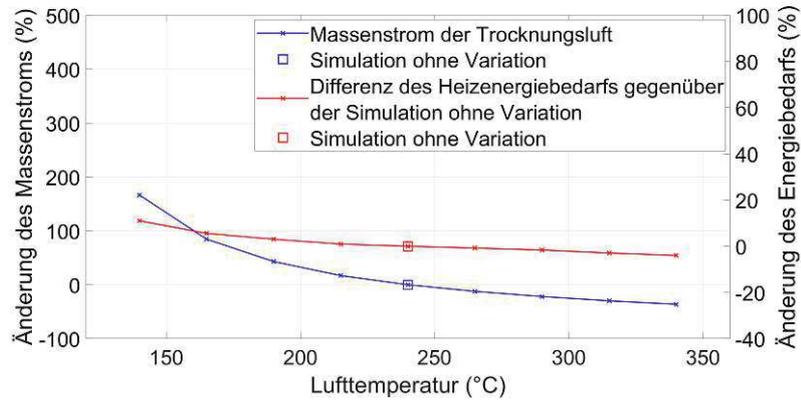


Abbildung 44: Änderung des Massenstroms der Trocknungsluft an der Zoneneinströmung und resultierender Unterschied im Energiebedarf zur Erhitzung des Luftstromes im Gasbrenner in Zone 1.

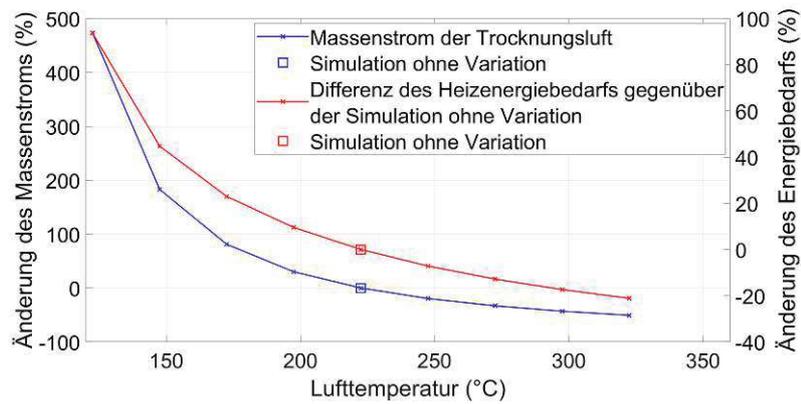


Abbildung 45: Änderung des Massenstroms der Trocknungsluft an der Zoneneinströmung und resultierender Unterschied im Energiebedarf zur Erhitzung des Luftstromes im Gasbrenner in Zone 2.

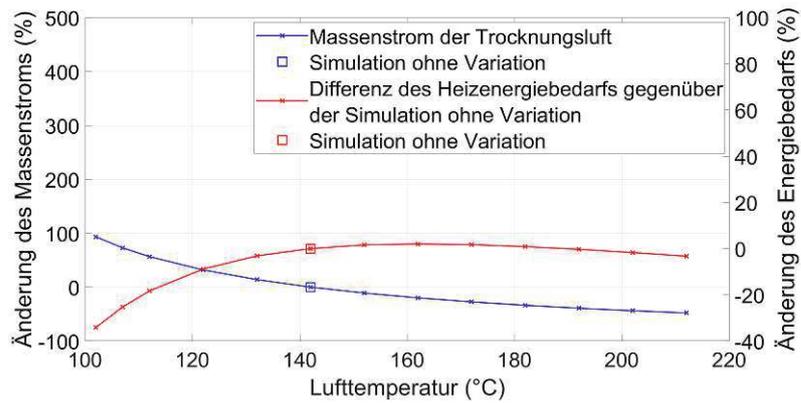


Abbildung 46: Änderung des Massenstroms der Trocknungsluft an der Zoneneinströmung und resultierender Unterschied im Energiebedarf zur Erhitzung des Luftstromes im Gasbrenner in Zone 3.

In Abbildung 44 ist das Ergebnis für Zone 1 dargestellt. Aus den Kurven ist erkennbar, dass bei höherer Temperatur des Luftstroms aufgrund der Tatsache, dass der Luftmassenstrom verhältnismäßig stärker verringert werden kann, um dasselbe Trocknungsergebnis zu erzielen, der Energieaufwand zur Erhitzung des Luftmassenstroms etwas geringer ist, als bei den Bedingungen nach Tabelle 1. Bei Verringerung der Temperatur muss hingegen der Luftmassenstrom so stark erhöht werden, dass hier der Energieaufwand für die Erhitzung steigt, obwohl die Temperatur des Luftmassenstroms geringer ist.

Noch ausgeprägter ist dieser Effekt in Zone 2 (in Abbildung 45 ersichtlich) wo der Luftmassenstrom für das entsprechende Trocknungsergebnis mit niedrigerer Temperatur um ein Vielfaches erhöht werden muss und bei höherer Temperatur stärker verringert werden kann als unter den Bedingungen in Zone 1.

In Abbildung 46 zeigen die Ergebnisse der Untersuchungen für Zone 3 ein anderes Ergebnis. Bei Verringerung der Temperatur des Trocknungsluftstroms muss zwar der Massenstrom ebenfalls erhöht werden, bei dem niedrigen Temperaturniveau jedoch in geringerer Ausprägung als in den Zonen 1 und 2, wodurch der Energieaufwand zur Erwärmung des Luftstroms geringer wird. Bei Erhöhung der Lufttemperatur zeichnet sich durch die entsprechende Verringerung des Massenstroms anfangs eine leichte Zu- und bei höheren Temperaturen eine Abnahme des Energieaufwands zur Erwärmung ab.

Bezieht man hier qualitativ die Gebläse zur Erzeugung des Luftmassenstroms mit ein, so wird in Zone 1 und 2 bei Verringerung der Temperatur der Energieaufwand, aufgrund der signifikanten Erhöhung des Massenstroms, noch zusätzlich steigen und in Zone 3 wird die Verringerung des Energieaufwands geringer oder der Energieaufwand wird ebenfalls gesamt höher.

Bei Erhöhung der Lufttemperatur kommt zu den Verringerungen des Energieaufwands noch die zusätzliche Verringerung der Energie zur Erzeugung des Luftmassenstroms hinzu. Dies wird hier zu einer weiteren Verringerung des Gesamtenergieaufwands führen, oder in Zone 3 den Bereich, in dem der Energieaufwand leicht erhöht ist, abschwächen bzw. den Gesamtenergieaufwand verringern.

Um die Ergebnisse quantitativ im Detail zu bewerten, müsste der Verbrennungsprozess im

Gasbrenner und die Mischung der Abluft aus den jeweiligen Zonen mit dem vorgeheizten Zuluftstrom aus dem Wärmetauscher mit berücksichtigt werden.

6 Schlussfolgerungen

Simulationsmodell

Aufgrund der Kantenkühlung in der ersten Hälfte der Zonen 1 und 2 ist anzunehmen, dass es zumindest ab der zweiten Hälfte der Zonen 1 und 2 auch quer zur Strömungsrichtung einen Wärme- und Stoffaustausch in der Trocknungsluft geben wird, die in der quasi ein-dimensionalen Simulation nicht abgebildet werden können.

Variation der Parameter im Trocknungsprozess

Durch Erhöhung der Temperatur oder Strömungsgeschwindigkeit der Trocknungsluft kann die Trocknungsrate erhöht bzw. umgekehrt verringert werden. Wie an der Änderung der Prozessparameter der Zonen 1, 2 und 3 in Kapitel 5.2 zu sehen ist, kann mit Erhöhung der Temperaturen bei gleichzeitiger Verringerung der Geschwindigkeiten des Trocknungsluftstroms (oder umgekehrt) ein gleichwertiges Trocknungsergebnis erzielt werden. Eine Energiebetrachtung der Lufterhitzung und -trocknung zeigt, dass dadurch Energie eingespart oder mehr Energieaufwand erzeugt werden kann. Interessant ist die Erkenntnis, dass auch bei höherer Lufttemperatur aufgrund des verringerten Luftmassenstroms eine Verringerung des Energieaufwands erzielt werden kann. Das Risiko der Verbrennung der Kantenbereiche der Platten könnte womöglich durch Verringerung der Lufttemperatur und Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit verringert und eine bessere Homogenität der Trocknung über die Plattenbreite erzielt werden, weil unter Umständen die Kantenkühlung entfallen kann.

Trocknungsbereiche

Vergleicht man die beschriebenen Bereiche des Trocknungsprozesses [2–4] mit dem Temperaturverlauf nach Abbildung 8, so stellt sich in Zone 1 eine weitestgehend lineare Dichteänderung der Platte dar (siehe Abbildung 47), was aufgrund der konstanten Plattengeschwindigkeit für eine konstante Trocknungsrate (dm_D/dt) spricht, wobei die Platten nicht konstant auf der Feuchtkugeltemperatur bleiben, sondern die Temperatur im Laufe der Zone zunimmt. Bei den Zonen 2 und 3 ist davon auszugehen, dass sich diese gänzlich nach der „Constant drying rate period“ befinden, da die Änderung der Dichteverläufe der Platten im Laufe der Zonen abnimmt. Die Aufheizphase dürfte sich im vorliegenden Trockner mit der Aufheizzone (vor Zone 1) decken.

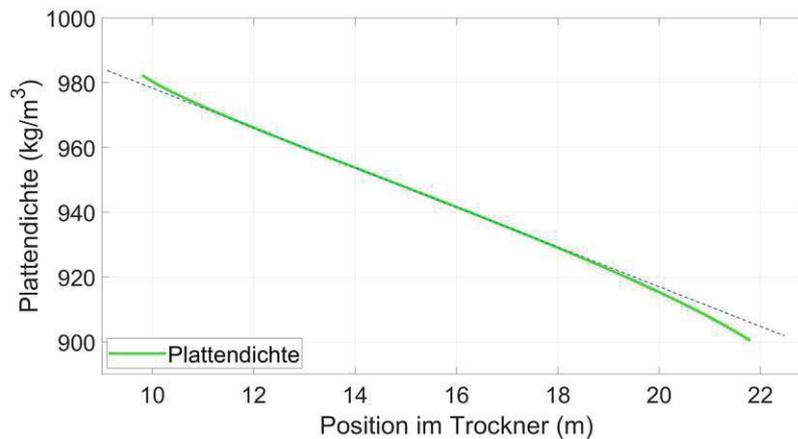


Abbildung 47: Trocknungsrate in Zone 1 - lineare Steigung.

Messdaten und Annahmen

Wie in den Abbildungen 16e und 16f zu erkennen ist, ändert sich in Zone 3 auf der Zinkenseite der Wassergehalt der Luft in Ebene 8 entlang der Messstrecke zwischen den Sensoren in den Bereichen „Kantenkühlung“ und „Plattenmitte“ nicht signifikant. Im Bereich „Trocknermitte“, zinkenseitig gemessen, sinkt der Wassergehalt in der Luft leicht ab (was eine Kondensation des Wassers an der Plattenoberfläche bedeuten würde) und loserseitig gemessen steigt der Wassergehalt in allen Positionen an.

Betrachtet man die Abbildungen 16a und 16b, so zeigt sich, dass der Wassergehalt in der zu- und abgeführten Luft, zinken- und loserseitig gemessen, signifikant voneinander abweicht. Zone 2 erscheint in den Messdaten (Abbildungen 16c und 16d) weitestgehend homogen über die Trocknerbreite. Betrachtet man die restlichen Messdaten [1], so ergibt sich ein ähnliches Bild wie in der beschriebenen Ebene 8. Außerdem zeigt sich, dass die Geschwindigkeitsmessdaten [3] die Massenbilanz des Anteils der trockenen Luft unzureichend erfüllen, wodurch Unsicherheiten in der Validierung des Simulationsmodells entstehen.

Anwendungen und Einschränkungen des Simulationsmodells

Das Simulationsmodell beinhaltet Bestimmungsgleichungen zur Theorie der turbulenten Strömung feuchter Luft in einem Kanal und zum Stofftransport in porösen Medien, durch einseitige Diffusion im Inneren der Platte und ermöglicht damit qualitative Aussagen zum Prozess der Plattentrocknung und zur Auswirkung von Veränderungen der Parameter. So kann beispielsweise die Auswirkung der Veränderung von Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit auf Energieaufwände qualitativ abgeschätzt werden.

Da keine Wärme- und Stoffströme quer zur Strömungsrichtung berücksichtigt werden, können Effekte, die zu Veränderungen im Volumenstrom der Trocknungsluft (siehe Ausführungen zu Messdaten und Annahmen) führen, nicht simuliert werden. Zur besseren Validierung der Modellierung sollten die getroffenen Annahmen (Wandrauigkeit, Widerstandsfaktor, Flächenreduktion, u.ä.) mit spezifischeren und umfangreicheren Messreihen untermauert oder angepasst werden.

Literatur

- [1] P. Schuberth. *Analyse eines Gipskartonplattentrockners*. Diplomarbeit, TU Wien. 2021.
- [2] O. Krischer und W. Kast. *Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. 3. Aufl. Bd. 1. Springer, 1978.
- [3] H. Paschert. *Makroskopische Betrachtung von Trocknungsvorgängen an porösen Medien*. Springer, 2023.
- [4] S. J. Kowalski und A. Pawlowski. “Modeling of Kinetics in Stationary and Intermittent Drying”. In: *Drying Technology* 28:8 (2010), S. 1023–1031.
- [5] C. N. Ang und Y. C. Wang. “Effect of moisture transfer on specific heat of gypsum plasterboard at high temperatures”. In: *Construction and Building Materials* 23 (2008), S. 675–686.
- [6] L. Pel, K. A. Landman und E. F. Kaasschieter. “Analytic solution for the non-linear drying problem”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), S. 3173–3180.
- [7] S. Leonardi u. a. “Heat transfer in a turbulent channel flow with square bars or circular rods on one wall”. In: *Journal of Fluid Mechanics* 776 (2015), S. 512–530.
- [8] L. F. Moody. “Friction factors for pipe flow”. In: *Transactions of the American Society of Mechanical Engineers* 66 (1944), S. 671–684.
- [9] Y. Jin und H. Herwig. “From single obstacles to wall roughness: some fundamental investigations based on DNS results for turbulent channel flow”. In: *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 64 (2012), S. 1337–1351.
- [10] H. D. Baehr und K. Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. 9. Aufl. Springer, 2016.
- [11] R. Popper, P. Niemz und G. Eberle. “Untersuchungen zu Diffusionsvorgängen in mehrschichtigen Massivholzplatten”. In: *Holz als Roh- und Werkstoff* 62 (2004), S. 253–260.
- [12] P. Stephan. *VDI-Wärmeatlas*. 11. Aufl. Springer, 2013.
- [13] J. H. Dymond u. a. *Inorganic Compounds, Second Virial Coefficients: Datasheet from Landolt-Börnstein - Group IV Physical Chemistry · Volume 21A: “Virial Coefficients of Pure Gases” in SpringerMaterials* (https://doi.org/10.1007/10693952_3). Hrsg. von M. Frenkel und K. N. Marsh. Zugriff: 2024-03-02. URL: https://materials.springer.com/lb/docs/sm_lbs_978-3-540-70732-5_3.
- [14] *NIST Chemistry Webbook*. <https://webbook.nist.gov/chemistry/>. Zugriff: 2024-03-16.
- [15] A. Melling. “Interpolation Correlations for Fluid Properties of Humid Air in the Temperature Range 100°C to 200°C”. In: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 26:4 (1997), S. 1111–1123.
- [16] R. S. Brokaw. “Predicting Transport Properties of Dilute Gases”. In: *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 8:2 (1969), S. 240–253.
- [17] Shepard A. Clough u. a. “Dipole moment of water from Stark measurements of H₂O, HDO, and D₂O”. In: *The Journal of Chemical Physics* 59 (1973), S. 2254–2259.
- [18] E. L. Studnikov. “The Viscosity of Moist Air”. In: *Journal of Engineering Physics* 19 (1970), S. 1036–1037.

- [19] *NIST Chemistry Webbook - Antoine equation parameters of water*. <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C7732185&Mask=4&Type=ANTOINE&Plot=on>. Zugriff: 2024-03-17.

Corrigendum

J. STRODL

Korrektur Abbildung 4

In Abbildung 4 ist das Konzentrationsgefälle in der Platte linear, wodurch sich eine logarithmische Verteilung der Stoffstromdichte ergibt. Des weiteren ist in der Darstellung der Konzentrationen in der Platte nicht die Plattentemperatur, sondern die Plattenkonzentration dargestellt. Abbildung C.1 zeigt die korrigierte Abbildung 4.

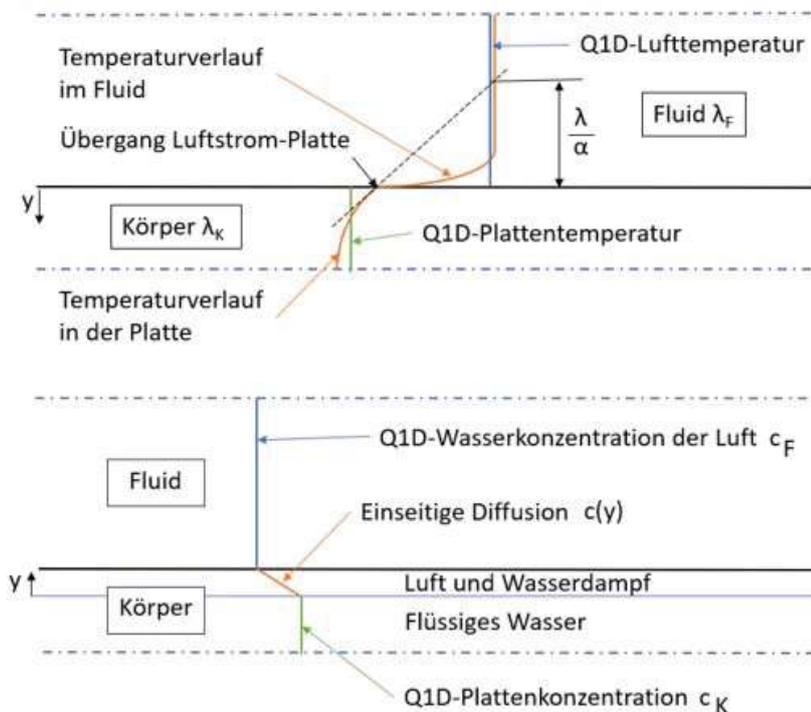


Abbildung C.1: Tatsächlicher und genäherter Temperaturverlauf (oben) und Konzentrationsverlauf (unten) in Luftstrom und Platte. Der tatsächliche Temperaturverlauf, die orange Linie, wird durch die jeweils querschnittsgemittelten Werte, blau und grün, genähert. Der Konzentrationsverlauf wird ebenfalls durch eine stückweise konstante Funktion, blau und grün, beschrieben und der Übergang aufgrund der einseitigen Diffusion, orange Linie, im Stoffstrom berücksichtigt.

Ergänzungen zu Gleichung (69)

Die Plattendichte wird nach Gleichung (69) additiv aus dem Anteil der trockenen Platte und dem beinhalteten Wasser zusammengesetzt. Ergänzend wird festgehalten, dass dies nur gültig ist, wenn die Dichten aus den entsprechenden Massenanteilen, bezogen auf dasselbe Plattenvolumen,

$$\rho_{P_w} = \frac{m_w}{V_P}$$

und

$$\rho_{P_{tr}} = \frac{m_{P_{tr}}}{V_P},$$

bestimmt werden. Die Dichte der trockenen Platte wird mit $\rho_{P_{tr}} = 715 \text{ kg/m}^3$ angenommen.

Korrektur von Gleichung (71)

In Gleichung (71) sind die Anteile der trockenen Platte und des Wassers nicht berücksichtigt. Die Gleichung zur Berechnung der spezifischen Enthalpie der Platte mit den spezifischen Wärmekapazitäten der trockenen Platte ($c_{P_{tr}}$) und des Wasseranteils (c_{P_w}) lautet korrigiert

$$h_P = h_{P_0} + x_{tr} c_{P_{tr}}(T_P - T_0) + (1 - x_{tr}) c_{P_w}(T_P - T_0),$$

mit

$$x_{tr} = \frac{\dot{m}_{tr}}{\dot{m}_{tr} + \dot{m}_w}.$$

Daraus kann nach Umformung, mit $h_{P_0} = 0 \text{ J/kg}$ bei $T_0 = 273,15 \text{ K}$, die Plattentemperatur

$$T_P = T_0 + \frac{h_P}{x_{tr} c_{P_{tr}} + (1 - x_{tr}) c_{P_w}} \quad (\text{C.1})$$

berechnet werden. Die spezifische Wärmekapazität von Gipskartonplatten wird mit $c_{P_{tr}} = 0,96 \text{ kJ/(kg K)}$ angenommen.

Durch die Korrektur von Gleichung (71) ändert sich das Simulationsergebnis signifikant. Die spezifische Wärmekapazität der Platte reduziert sich von rund $5,160 \text{ kJ/(kg K)}$ auf Werte zwischen $0,960 \text{ kJ/(kg K)}$ (kein Wasseranteil in der Platte) und $1,841 \text{ kJ/(kg K)}$ (maximaler Wasseranteil zu Beginn des Trocknungsprozesses). Dadurch wird die Auswirkung der Enthalpieänderung auf die Änderung der Plattentemperatur verstärkt. In Abbildung C.2 sind die Temperaturkurven entsprechend Abbildung 17, nach Korrektur von Gleichung (71) auf Gleichung (C.1) in Zone 1 dargestellt.

Anpassung der Rauigkeit auf der Plattenunterseite k_2

Die Rauigkeit auf der Plattenunterseite wurde ursprünglich mit $0,01 \text{ m}$, innerhalb eines Bereiches von 0 m (glatte Oberfläche) bis $0,075 \text{ m}$ (entspricht dem Rollendurchmesser), gewählt und ein Ergebnis der Simulation erzielt, das eine geringe Abweichung zu den Messdaten aufwies. Für Gleichung (C.1) benötigt man eine andere Rauigkeit, um wieder Simulationsergebnisse zu erhalten, die möglichst wenig von den Messdaten abweichen. Es wird daher eine neue Rauigkeit

an der Plattenunterseite von $k_2 = 0,025$ m vorgeschlagen, die einem Drittel des Rollendurchmessers entspricht. Die entsprechenden Simulationsergebnisse sind in den Abbildungen C.4b, C.4d und C.4f dargestellt.

Resultierende Ergebnisse der Simulation

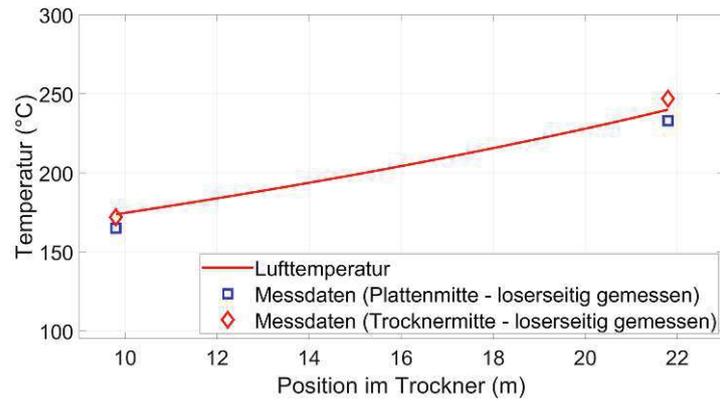
In Abbildung C.2 ist die Auswirkung der Korrektur von Gleichung (71), ohne Änderung der Rauigkeit an der Plattenunterseite, für die Luft- und Plattentemperatur in Zone 1 nach Abbildung 17 dargestellt. Die Temperaturkurven nach zusätzlicher Anpassung der Rauigkeit an der Plattenunterseite auf $k_2 = 0,025$ sind in Abbildung C.3 dargestellt.

Die Auswirkung der Korrektur von Gleichung (71) mit Wahl des neuen Rauigkeitswertes an der Plattenunterseite auf die Ergebnisse für Lufttemperatur, Plattentemperatur und Wassergehalt der Luft in allen drei Zonen, ist in Abbildung C.4 dargestellt. Die Abbildungen C.4a, C.4c und C.4e stellen die ursprünglichen Ergebnisse mit Berechnung der Plattentemperatur nach Gleichung (71) und $k_2 = 0,01$ dar. In den Abbildungen C.4b, C.4d und C.4f sind die Ergebnisse mit Berechnung der Plattentemperatur nach Gleichung (C.1) und entsprechender Anpassung der Rauigkeit der Plattenunterseite auf $k_2 = 0,025$ dargestellt.

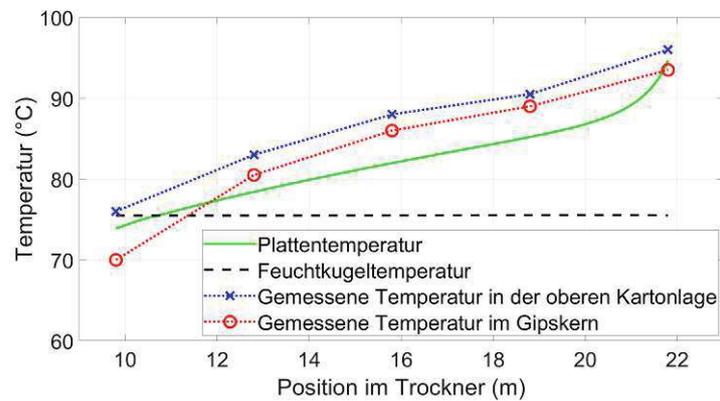
In Tabelle C.1 sind die Abweichungen der Simulationsergebnisse von den Messdaten nach Tabelle 1 bzw. den aus den Messdaten der Lufttemperatur und Feuchtkugeltemperatur berechneten Wassergehalten der Luft absolut und prozentuell an den entsprechenden Messpunkten gelistet.

Abweichung	Bezeichnung des Messpunktes					
	Z1S2		Z2S2		Z3S2	
	abs.	%	abs.	%	abs.	%
Lufttemperatur (°C)	-10,3	-6,1	-16,7	-9,8	-9,7	-9,4
Plattentemperatur (°C)	-0,37	-0,5	3,6	4,0	1,1	1,4
Wassergehalt der Luft (-)	-0,009	-2,7	0,005	2,3	0,005	1,9

Tabelle C.1: Abweichung der Simulationsergebnisse mit Berechnung der Plattentemperatur nach Gleichung (C.1) und Rauigkeit auf der Plattenunterseite $k_2 = 0,025$ (absolut (abs.) und prozentuell (%)) von den Messdaten nach Tabelle 1. Die Referenzdaten des Wassergehalts der Luft sind nach Gleichung (26) aus den Messdaten der Lufttemperatur und der Feuchtkugeltemperatur aus Tabelle 1 berechnet und die Abweichung der Simulationsergebnisse des Wassergehalts der Luft darauf bezogen.

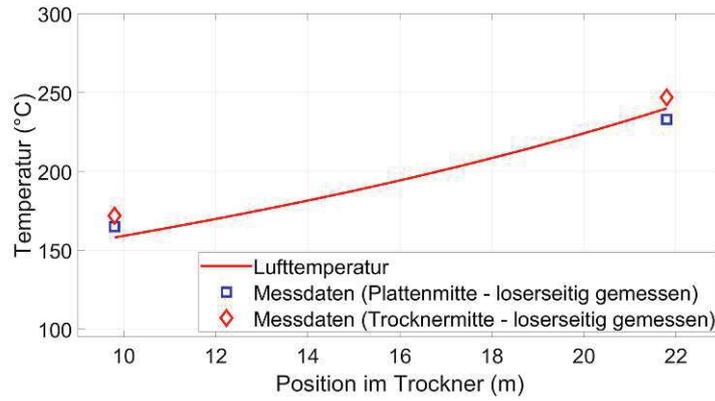


(a)

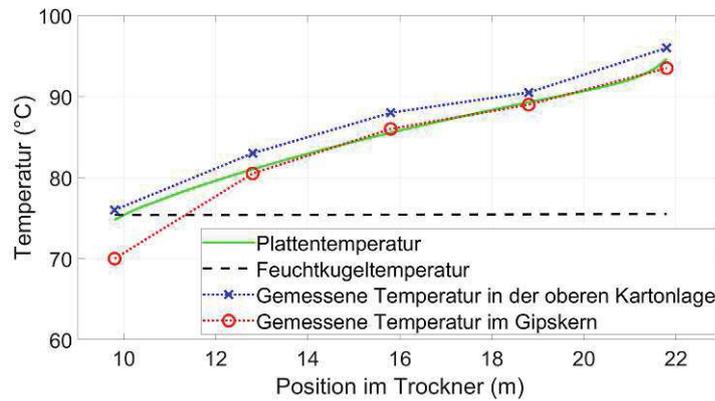


(b)

Abbildung C.2: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 1, nach Korrektur von Gleichung (71) auf Gleichung (C.1). (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur. Simulation in Strömungsrichtung von Z1S1 nach Z1S2, siehe Abbildung 8.



(a)



(b)

Abbildung C.3: Vergleich von berechneten Temperaturen mit Messdaten in Zone 1, nach Korrektur von Gleichung (71) auf Gleichung (C.1) und Änderung der Rauigkeit an der Plattenunterseite auf $k_2 = 0,025$. (a) Luft- und (b) Platten- und Feuchtkugeltemperatur. Simulation in Strömungsrichtung von Z1S1 nach Z1S2, siehe Abbildung 8.

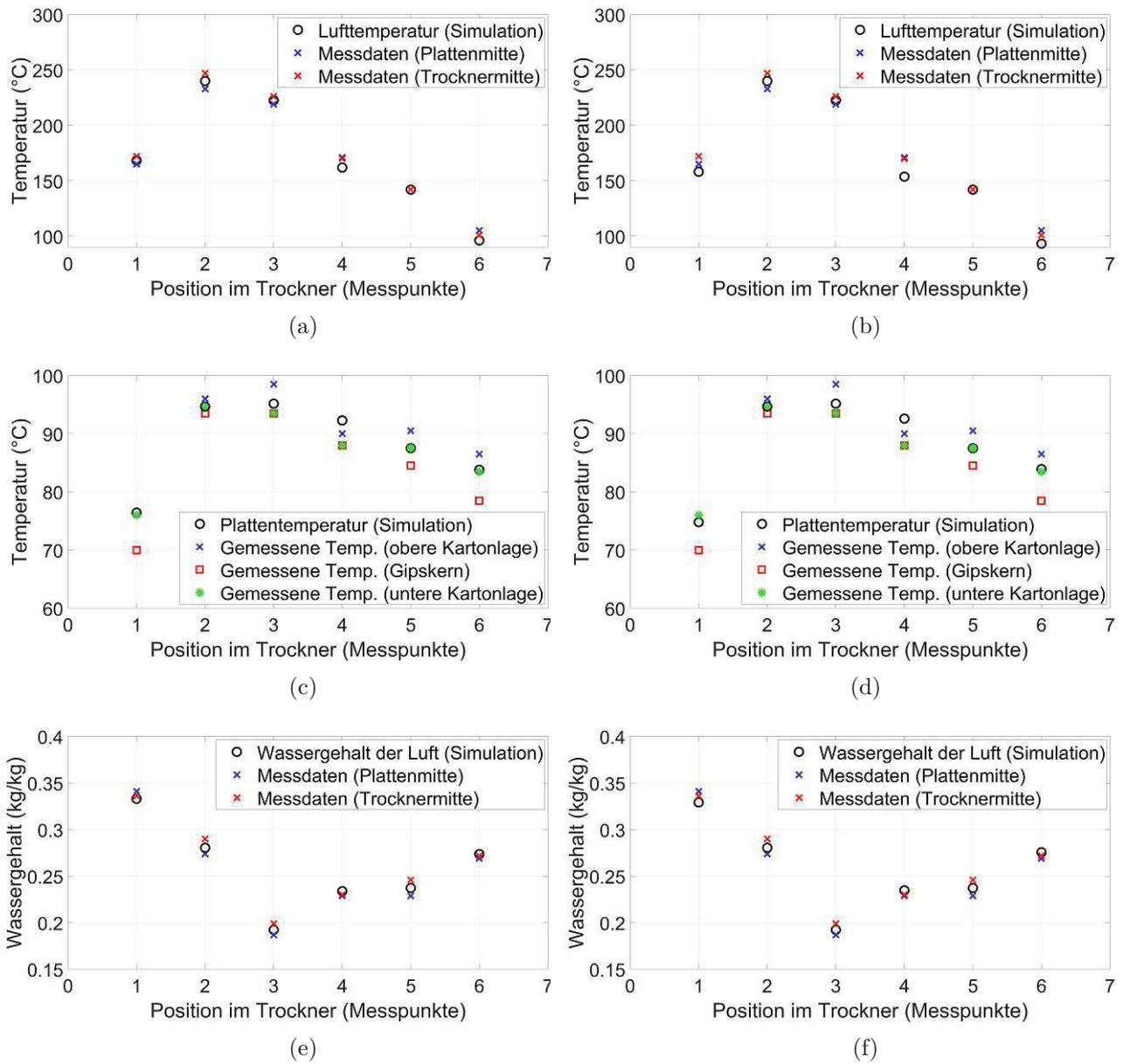


Abbildung C.4: Vergleich der Berechnungen für Lufttemperatur, Plattentemperatur und Wassergehalt der Luft mit den Messdaten [1]. Die Messpositionen sind entsprechend des Trocknerverlaufs gewählt. (a), (c) und (e) zeigen die ursprünglichen Ergebnisse nach Abbildung 42, mit Berechnung der Plattentemperatur nach Gleichung (71) und $k_2 = 0,01$. (b), (d) und (f) sind die Ergebnisse der Berechnung der Plattentemperatur nach Gleichung (C.1) und Anpassung der Rauigkeit der Plattenunterseite auf $k_2 = 0.025$.