

Methoden

Julian Hofmann*, Anton Ponomarev, Veit Hagenmeyer und Lutz Gröll

Transportmodelle für Flüssigkeitsfilme

Transport models for liquid films

<https://doi.org/10.1515/auto-2020-0016>

Empfangen 2. Februar 2020; angenommen 2. Juni 2020

Zusammenfassung: Der Beitrag behandelt Modelle für Flüssigkeitsfilme in Rohrleitungen. Da sich das Ein-/Ausgangsverhalten von Flüssigkeitsfilmen nur in grober Näherung mit klassischen Transportmodellen beschreiben lässt, werden zwei neue Modelle entwickelt. Letztere basieren auf Liquidelementen und sind auf andere Transportprozesse, bspw. im Verkehrsfluss, übertragbar. Zusammen mit den jeweiligen Modellannahmen führen fundamentale Bilanzgleichungen auf quasilineare partielle Differentialgleichungen erster Ordnung, die mittels des Charakteristikenverfahrens in retardierte Ein-/Ausgangsgleichungen überführt werden. Diese Darstellung ist für den Reglerentwurf und die Simulation vorteilhaft. Der praktische Hintergrund des Beitrags ist der Fallfilmverdampferprozess. Daher werden die beiden Modelle hinsichtlich des beobachteten Ein-/Ausgangsverhaltens von Fallfilmverdampfern verglichen.

Schlagwörter: Transportmodell, Flüssigkeitsfilm, Ein-/Ausgangsverhalten, partielle Differentialgleichung, Fallfilmverdampfer

Abstract: The paper deals with models for liquid films in tubes. Since classical transport models are less accurate when describing liquid films, we develop two novel models. They are based on liquid elements and can be transferred to other transport processes, e. g., in traffic flow. Together with the corresponding model assumptions, fundamental balance equations lead to first-order

***Korrespondenzautor:** Julian Hofmann, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Automation und angewandte Informatik (IAI), KIT-Campus Nord, Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany, E-Mail: julian.hofmann@kit.edu, ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-3210-4368>

Anton Ponomarev, Saint Petersburg State University, Department of Mechanics of Controlled Motion, 7/9 Universitetskaya nab., 199034 St. Petersburg, Russia, E-Mail: a.ponomarev@spbu.ru

Veit Hagenmeyer, Lutz Gröll, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Institut für Automation und angewandte Informatik (IAI), KIT-Campus Nord, Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany, E-Mails: veit.hagenmeyer@kit.edu, lutz.groell@kit.edu

quasilinear partial differential equations which, via the method of characteristics, are transformed into retarded input-output equations. This representation is advantageous for controller design and for simulation. The practical background of the paper is the falling film evaporator process. Therefore, the two novel models are compared w. r. t. the observed input-output behavior of falling film evaporators.

Keywords: transport model, liquid film, input-output behaviour, partial differential equation, falling film evaporator

1 Einleitung

Die Modellierung von Transportprozessen führt in Anwendungen der Biologie [18], der Chemie [10], der Geologie [14] oder der Ingenieurwissenschaften [6] auf verteilt-parametrische Modelle in Form partieller Differentialgleichungen (Partial Differential Equations, kurz PDEs). Dessen ungeachtet modelliert der Ingenieur Transportprozesse häufig durch ein Totzeitglied, da hierfür ausgereifte Identifikations- und Reglerentwurfsverfahren existieren [32]. Das setzt aber eine zeitlich konstante Totzeit und die Gültigkeit des First-In-First-Out-(FIFO)-Prinzips voraus. Gelten diese Annahmen nicht, etwa bei zeitveränderlicher Totzeit oder bei Überholvorgängen, ist die Modellierung mittels PDE vorteilhaft. Zusätzlich sind bei der PDE-basierten Modellierung Ergänzungen um Quell-/Senkterme zur Berücksichtigung der Verdampfung [27, 31, 40] oder von Wärmeverlusten [3] direkt möglich. Um dennoch eine dem Totzeitglied ähnliche und für Simulation und Reglerentwurf einfachere Darstellung zu gewinnen, ist es von Interesse, entsprechende retardierte Gleichungen herzuleiten. Im Fall von hyperbolischen PDEs bietet die Methode der Charakteristiken [33] einen einfachen Zugang, um aus einer PDE eine retardierte Ein-/Ausgangs-(E/A)-Beziehung und eine zugehörige gewöhnliche Differentialgleichung (Ordinary Differential Equation, kurz ODE) zur Bestimmung der Totzeit herzuleiten [20, 41].

Im vorliegenden Beitrag steht, ähnlich wie in [41], der konstruktive Zugang im Mittelpunkt, wobei der Fokus in

[20] auf systemtheoretischen Aspekten liegt. Eng verwandt mit den Modellen dieses Beitrags sind Verkehrsflussmodelle diskretisierter Transportsysteme [9], die ebenfalls für den Reglerentwurf genutzt werden können [7]. Eine Übersicht zu Transportprozessen und -modellen in der Verfahrenstechnik gibt van Genuchten [39], wobei der Transport durch Rohrleitungen von besonderem Interesse ist [16, 17, 38]. Während der Transport in vollständig gefüllten Rohrleitungen durch Totzeitglieder mit zeitvariabler Totzeit modelliert wird [5, 12, 34, 43], erfolgt die Transportmodellierung von Flüssigkeitsfilmen häufig durch Approximation mittels konstanter Totzeit [24, 27, 31, 36, 40]. Allerdings hängt die Totzeit bei Flüssigkeitsfilmen von zeitveränderlichen Größen wie den Liquideigenschaften und dem Massenstrom ab [8], weshalb die Modellierung mit konstanter Totzeit lediglich eine grobe Näherung darstellt. Des Weiteren treten insbesondere bei gravitationsgetriebenen Flüssigkeitsfilmen Oberflächenwellen auf [4, 15]. Letztere bestehen aus einem großen Wellenbuckel und kleineren Kapillarwellen davor [2, 4]. Neben diesen Phänomenen sind zahlreiche weitere Effekte – wie Turbulenz, Druckgradienten, Fouling oder der Marangoni-Effekt – möglich, die das dynamische Flussverhalten beeinflussen können [19]. Noch schwieriger wird die Modellierung, wenn verdampfende Flüssigkeitsfilme betrachtet werden. Zu deren Simulation existieren CFD-Simulationsergebnisse für die Kopplung von Flüssigkeits- und Gasphase [13, 21]. Derartige Simulationen eröffnen zwar wegen des hohen Detaillierungsgrades eine bessere Visualisierung, die aber nur dann das reale Verhalten gut widerspiegelt, wenn die vielen Annahmen und die unbekannt Parameter richtig gewählt sind. Zudem erschwert die hohe Komplexität dieser Modelle ihre Nutzbarkeit für den Reglerentwurf. Deshalb werden im vorliegenden Beitrag Modelle entworfen, die mit mittleren Geschwindigkeiten arbeiten, wodurch eine Reihe der beschriebenen Phänomene darin aggregiert werden kann. Für die Wahl der mittleren Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Liquideigenschaften bietet sich bspw. deren indirekte Ermittlung über empirische Korrelationen für die Filmstärke an [1, 22, 23, 25].

Im E/A-Verhalten eines Flüssigkeitsfilm bzgl. des Massenstroms sind sowohl die zeitvariable Totzeit als auch das Überschwingen des Ausgangsmassenstroms auf Grund des großen Wellenbuckels ersichtlich [2, 4, 34]. Daher sind Modelle erforderlich, welche diese Phänomene abbilden können. Um die Modelle zusätzlich für den Reglerentwurf zu nutzen, ist eine einfache retardierte E/A-Darstellung nützlich. Ausgehend von diesen Anforderungen werden zwei neue Transportmodelle für Flüssigkeitsfilme entwickelt. Des Weiteren lassen sich die Ergebnisse des Beitrags

auch auf andere Transportprozesse übertragen, was durch Analogiebildungen motiviert wird.

Um andere Transportprozesse mit dem hier beschriebenen Zugang behandeln zu können, müssen diese einer der beiden nachfolgenden Klassen zugehören, sich in diese transformieren oder durch diese approximieren lassen. Die angesprochenen Klassen umfassen die quasilinearen PDEs erster Ordnung

$$\frac{\partial w(t, x)}{\partial t} + c(t, x, w) \frac{\partial w(t, x)}{\partial x} = p(t, x, w),$$

$$x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

$$\text{AB: } w(t_0, x) = w_0(x),$$

$$\text{RB: } w(t, 0) = u(t),$$

und den Typ

$$\frac{\partial w(t, x, c)}{\partial t} + c \frac{\partial w(t, x, c)}{\partial x} = p(t, x, c, w),$$

$$x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

$$\text{AB: } w(t_0, x, c) = w_0(x, c),$$

$$\text{RB: } w(t, 0, c) = u(t, c),$$

in welchem die Transportgeschwindigkeit c als zusätzliche unabhängige Variable auftritt.

Der vorliegende Beitrag ist wie folgt gegliedert. In Abschnitt 2 wird der Fallfilmverdampfer (FFV)-Prozess näher erläutert und er liefert die technische Motivation für diesen Beitrag. Des Weiteren werden Modelle der Verteilerplatte und der mittleren Filmgeschwindigkeit am FFV-Rohreingang beschrieben, da beide die Art der zulässigen Eingangssignale der Transportmodelle beeinflussen. In Abschnitt 3 werden klassische Transportmodelle mit zeitvariabler Geschwindigkeit sowohl für den Flüssigkeitsfilm als auch für das vollständig gefüllte Rohr diskutiert. Zwei neue Transportmodelle für Flüssigkeitsfilme werden anschließend in Abschnitt 4 eingeführt. Abschnitt 5 zeigt die Simulationsergebnisse der in Abschnitt 4 diskutierten Modelle und Abschnitt 6 fasst die Ergebnisse zusammen.

2 Der Fallfilmverdampferprozess

Fallfilmverdampfer sind industrielle Wärmetauscher, um ein flüssiges, temperaturempfindliches Produkt, z. B. Milch, Orangensaft oder Bioethanol zu konzentrieren. Der Durchsatz dieser häufig in der Lebensmittelindustrie eingesetzten Anlagen kann bis zu 150 t/h betragen [38].

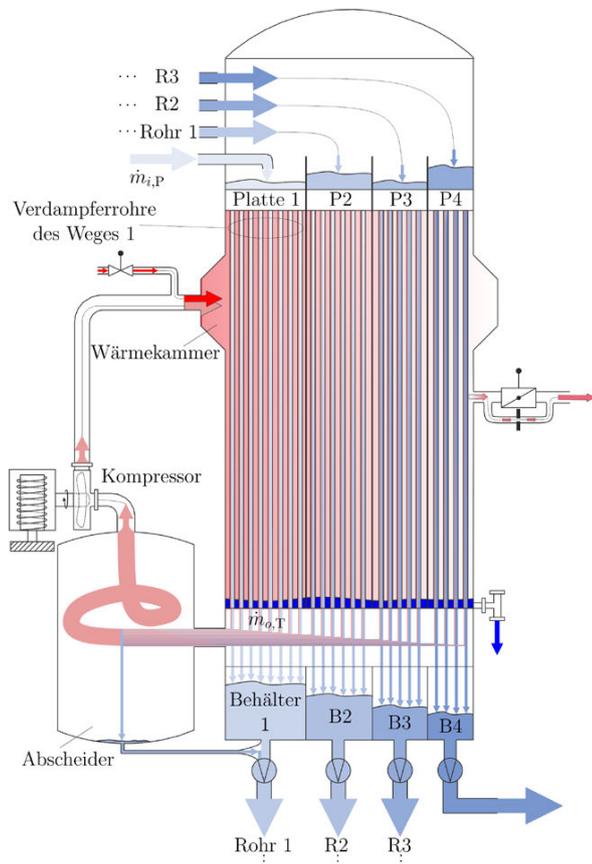


Abb. 1: Skizze eines vier-wegigen Fallfilmverdampfers.

2.1 Beschreibung des Prozesses

Abbildung 1 zeigt die schematische Darstellung eines FFV, dessen Aufgabe es ist, eine Konzentrationserhöhung im Liquid durch Verdampfen von Wasser zu erzielen. Die Verdampfung findet in den Verdampferrohren, an denen der Film fließt, statt. Das verdampfte Wasser – der sog. Brüden – wird über einen Kompressor angesaugt und im Temperaturniveau angehoben. Beim Kondensieren an der Außenseite der Verdampferrohre wird dann die zur Verdampfung benötigte Energie frei. Durch Verwenden des im Prozess generierten Brüdens arbeiten FFV trotz hoher thermischer Leistung sehr energieeffizient. Des Weiteren trägt eine bauliche Ausführung als Mehrwegeverdampfer zur besseren Energieeffizienz bei. In jedem Verdampferweg erhöht sich dabei die Konzentration, wobei der zu erreichende Verdampfungsgrad technisch durch Viskositätsvorgaben begrenzt ist, da es sonst zu unerwünschtem Fouling [11], d. h. verschlechterter Wärmeübertragung durch Ablagerungen an den Rohrwänden, kommt. Die Verdampfung selbst erfolgt bei Unterdruck, wodurch bei eiweißhaltigen Produkten eine Gerinnung vermieden und zugleich dank niedrigerer Temperaturen Energie gespart wird. Um

Tab. 1: Symbole.

Symbol	Bezeichnung
A	Querschnittsfläche (m^2)
c	Geschwindigkeit (m s^{-1})
d	Rohrinnendurchmesser (m)
g	Schwerebeschleunigung (m s^{-2})
h	Füllstand (m)
\dot{m}	Massenstrom (kg s^{-1})
n	Anzahl Verdampferrohre (–)
Re	Reynoldszahl (–)
s	Filmdicke (m)
η	dynamische Viskosität ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
ρ	Dichte (kg m^{-3})

Tab. 2: Indizes.

Index	Beschreibung
H	Holes = Löcher
i	input = Eingangs-
o	output = Ausgangs-
P	Plate = Verteilerplatte
R	Ring = Kreisring
T	Tubes = Verdampferrohre
(\cdot)	mittlere

sicherzustellen, dass die Flüssigkeit nicht frei in die Rohre fällt, sondern sich als dünner Film anlegt, ist den Verdampferrohren eine Verteilerplatte vorgeschaltet.

Der vorliegende Beitrag setzt am Modell eines Verdampferweges, bestehend aus Verteilerplatte und Verdampferrohren, an. Dazu wird im Abschnitt 2.2 zunächst das Modell der Verteilerplatte erarbeitet. Anschließend wird in Abschnitt 2.3 ein Zusammenhang für die mittlere Filmgeschwindigkeit am Eingang der Verdampferrohre bestimmt. Die in den beiden folgenden Abschnitten verwendete Nomenklatur ist in den Tabellen 1 und 2 erklärt.

2.2 Verteilerplatte

Die Verteilerplatte ist in Abb. 2 dargestellt und besteht aus einem Behälter, an dessen Boden sich Löcher befinden, so dass die zu konzentrierende Flüssigkeit auf die Verdampferrohre verteilt wird. Da die Löcher versetzt zum Rohrinne sind, wird Filmbildung ermöglicht.

Mit dem Bernoulli-Gesetz für stationäre Strömungen gilt das Torricelli-Theorem [35]

$$\dot{m}_{o,P}(t) = \rho A_H \sqrt{2gh_P(t)}. \quad (3)$$

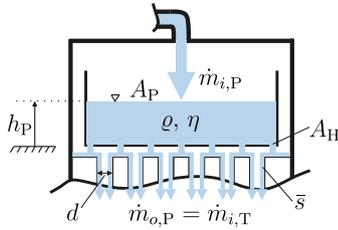


Abb. 2: Skizze der Verteilerplatte.

Zudem lautet die Massenbilanz für die Verteilerplatte

$$\frac{d}{dt} h_p(t) = \frac{1}{\rho A_P} (\dot{m}_{i,P}(t) - \dot{m}_{o,P}(t)). \quad (4)$$

Durch Auflösen von (3) nach $h_p(t)$, Berechnung der zeitlichen Ableitung und Einsetzen in (4) wird

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \dot{m}_{o,P}(t) &= \frac{g \rho A_H^2}{\dot{m}_{o,P}(t) A_P} (\dot{m}_{i,P}(t) - \dot{m}_{o,P}(t)), \\ \dot{m}_{o,P}(0) &= \dot{m}_{i,P}(0) \end{aligned} \quad (5)$$

für das EA-Verhalten bzgl. des Massenstroms erhalten. Somit kann die Verteilerplatte im Kleinsignalverhalten als ein PT_1 -Glied mit arbeitspunktabhängiger Zeitkonstante interpretiert werden. Der Ausgangsmassenstrom aus der Verteilerplatte entspricht dem Eingangsmassenstrom in die Verdampferrohre, d. h. $\dot{m}_{o,P} = \dot{m}_{i,T}$.

2.3 Mittlere Filmgeschwindigkeit am Rohreingang

Die mittlere Geschwindigkeit des Films am Eingang der Verdampferrohre wird in den Randbedingungen der PDEs in den Abschnitten 3.1 und 4 benötigt.

Mit $A_R = \pi n(d - \bar{s})\bar{s}$ führt $\dot{m}_{i,T} = \rho \bar{c}_i A_R$ auf

$$\bar{c}_i = \frac{\dot{m}_{i,T}}{\rho \pi n(d - \bar{s})\bar{s}}. \quad (6)$$

Zur Bestimmung von \bar{s} existieren zahlreiche Korrelationen [1, 22, 23]. In diesem Beitrag wird die von Nusselt [25] für laminare Strömungen entwickelte Korrelation

$$\bar{s} = \left(\frac{3\eta^2}{g\rho^2} Re \right)^{1/3}, \quad Re = \frac{\dot{m}_{i,T}}{\pi n d n} \quad (7)$$

genutzt. Da sich der Eingangsmassenstrom $\dot{m}_{i,T}$ mit der Zeit ändern kann, sind in (6) die Größen $\bar{c}_i(t)$, $\bar{s}(t)$ und $\dot{m}_{i,T}(t)$ zu verwenden.

3 Klassische Transportmodelle

Beim Transport von homogenen Liquiden kommt überwiegend das Pfropfenmodell für konstante und für zeitvariable Geschwindigkeit zum Einsatz. Wird von der Homogenität der Liquide abgewichen, so ist die Diffusion, z. B. Eddy-Diffusion bei Wirbelmischungen von Liquiden, zu beachten [37]. Das Verhältnis von advektiven zu diffusiven Flüssen (Péclet-Zahl) auf einer charakteristischen Länge ℓ entscheidet über die Vernachlässigbarkeit der Diffusion, sollte diese nicht durch Experimente oder Erfahrungen gerechtfertigt sein. Zunächst spielt die Diffusion keine Rolle, währenddessen sie in einer vom zweiten Ableitungsterm abweichenden Form in Abschnitt 4.2 Berücksichtigung findet.

Da das Pfropfenmodell mit konstanter Geschwindigkeit ein Sonderfall des Pfropfenmodells mit zeitvariabler Geschwindigkeit ist, wird lediglich auf letzteres eingegangen. Des Weiteren wird neben dem Flüssigkeitsfilm auch das vollständig gefüllte Rohr diskutiert, welches den Grenzübergang zu dicken Flüssigkeitsfilmen darstellt und in zahlreichen Anwendungen zum Einsatz kommt [5, 12, 43].

Fortan werden stets eindimensionale Strömungen mit der Hauptflussrichtung x und die damit einhergehende längenbezogene Dichte ξ in kg/m bei Flüssigkeitsfilmen als Transportgröße betrachtet. Zudem wird sich auf die reine Transportmodellierung beschränkt und dadurch auf zusätzliche Quell-/Senkterme verzichtet.

Während es für das E/A-Verhalten der Pfropfenströmung mit konstanter Geschwindigkeit keine Rolle spielt, ob ein Flüssigkeitsfilm betrachtet wird oder das Rohr vollständig gefüllt ist, muss dies bei zeitvariabler Geschwindigkeit unterschieden werden. Das ist Gegenstand der beiden folgenden Abschnitte, in denen die Annahmen

1. zeitvariable Eintrittsgeschwindigkeit $\bar{c}_i(t)$,
2. Bewegung aller Pfropfen mit dieser Geschwindigkeit

gelten.

3.1 Zeitvariable Pfropfenströmung für Flüssigkeitsfilm

Eng verwandt mit dem Modell eines Förderbands mit zeitvariabler Geschwindigkeit [28] ist die in Abb. 3 dargestellte zeitvariable Pfropfenströmung des Flüssigkeitsfilms. In-

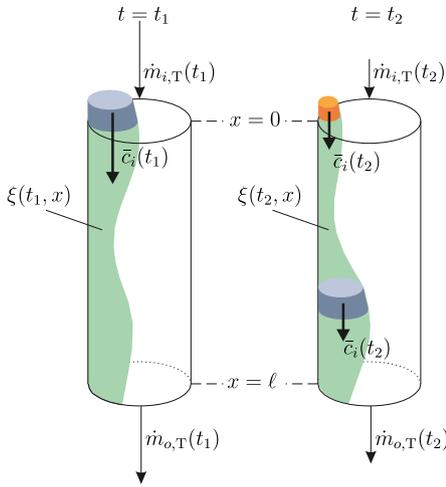


Abb. 3: Skizze der zeitvariablen Pfropfenströmung bei Flüssigkeitsfilm.

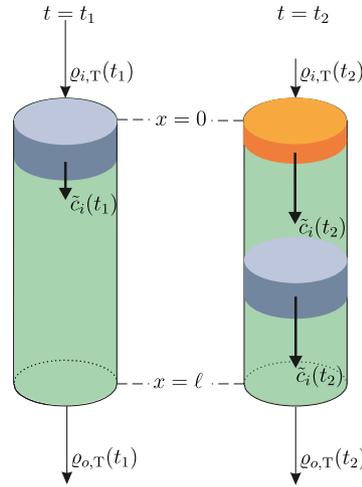


Abb. 4: Skizze der zeitvariablen Pfropfenströmung bei vollständig gefülltem Rohr.

folge der Annahmen ergibt sich die PDE

$$\frac{\partial \xi(t, x)}{\partial t} + \bar{c}_i(t) \frac{\partial \xi(t, x)}{\partial x} = 0, \quad x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

AB: $\xi(t_0, x) = \xi_0(x)$,

RB: $\xi(t, 0) = \frac{\dot{m}_{i,T}(t)}{\bar{c}_i(t)}$,

Ausg.: $\dot{m}_{o,T}(t) = \bar{c}_i(t)\xi(t, \ell)$.

Die mittlere Eintrittsgeschwindigkeit \bar{c}_i kann gemäß Abschnitt 2.3 gewählt werden. Analog zu [41] liefert das Charakteristikenverfahren die E/A-Gleichung

$$\dot{m}_{o,T}(t) = \begin{cases} \bar{c}_i(t)\xi_0\left(\ell - \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta\right), & \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta \leq \ell \\ \frac{\bar{c}_i(t)\dot{m}_{i,T}(t - \tau(t))}{\bar{c}_i(t - \tau(t))}, & \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta > \ell \end{cases} \quad (9)$$

und die implizite Integralbeziehung

$$\int_{t-\tau(t)}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta = \ell. \quad (10)$$

Gleichung (10) kann auch direkt aus der Kontinuitätsgleichung abgeleitet werden, wobei Bresch-Pietri [5] die Kausalität von (10) nachweist. Die zeitliche Ableitung von (10) führt zu einer ODE mit zustandsabhängiger Eingangstotzeit

$$\frac{d}{dt} \tau(t) = 1 - \frac{\bar{c}_i(t)}{\bar{c}_i(t - \tau(t))}, \quad (11)$$

$$\tau(t_f) = t_f - t_0$$

zur Bestimmung der Totzeit, wobei t_f aus

$$\int_{t_0}^{t_f} \bar{c}_i(\theta) d\theta = \ell \quad (12)$$

folgt und (11) für alle $t \geq t_f$ gilt.

Die entsprechenden Zusammenhänge für die Pfropfenströmung mit zeitlich konstanter Geschwindigkeit ergeben sich, indem in (8), im unteren Fall von (9) und in (10) $\{\bar{c}_i(t), \bar{c}_i(t - \tau(t)), \bar{c}_i(\theta)\} := \bar{c} = \text{const.}$ sowie $\tau(t) := \tau = \text{const.}$ gesetzt werden.

3.2 Zeitvariable Pfropfenströmung für vollständig gefülltes Rohr

Bei vollständig gefülltem Rohr, s. Abb. 4, wird entweder die Dichte oder die Konzentration des Liquids als transportierte Größe betrachtet [39]. Das hat zur Folge, dass sich sowohl die Berechnung der mittleren Eintrittsgeschwindigkeit als auch die Randbedingungen und Ausgangsgleichungen strukturell unterscheiden. So wird der Dichtetransport inkompressibler Liquide durch

$$\frac{\partial \varrho(t, x)}{\partial t} + \bar{c}_i(t) \frac{\partial \varrho(t, x)}{\partial x} = 0, \quad x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

AB: $\varrho(t_0, x) = \varrho_0(x)$,

RB: $\varrho(t, 0) = \varrho_{i,T}(t)$,

Ausg.: $\varrho_{o,T}(t) = \varrho(t, \ell)$ (13)

modelliert. Die mittlere Eintrittsgeschwindigkeit \bar{c}_i wird aus

$$\dot{m}_{i,T} = \frac{\varrho_{i,T} \bar{c}_i \pi d^2}{4}$$

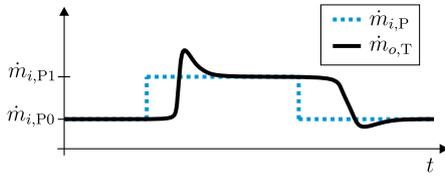


Abb. 5: Qualitatives E/A-Verhalten: Antwort des Ausgangsmassenstroms $\dot{m}_{o,T}$ aus den Verdampferrohren auf einen Auf-/Abwärtsprung des Eingangsmassenstroms $\dot{m}_{i,P}$ in die Verteilerplatte.

per Umformung bestimmt. Für eine Regelung kann die mittlere Eintrittsgeschwindigkeit aber auch direkt aus Messwerten vorgeschalteter Pumpen bestimmt werden, die den Transport in vollständig gefüllten Rohren bewirken. Lösen der PDE (13) führt auf

$$\varrho_{o,T}(t) = \begin{cases} \varrho_0 \left(\ell - \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta \right), & \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta \leq \ell \\ \varrho_{i,T}(t - \tau(t)), & \int_{t_0}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta > \ell \end{cases} \quad (14)$$

und

$$\int_{t-\tau(t)}^t \bar{c}_i(\theta) d\theta = \ell. \quad (15)$$

Die Berechnung von $\tau(t)$ erfolgt analog zu (11) und (12) in Abschnitt 3.1. In Matlab/Simulink sind (14) und (15) im Variable Transport Delay-Block [44] implementiert.

4 Neue Transportmodelle

In Abb. 5 ist das qualitative E/A-Verhalten bzgl. des Massenstroms über einen Verdampferweg gezeigt, das aus Experimenten aggregiert wurde. Dabei wird bei Aufwärtssprung im Eingang eine zeitverzögerte Antwort des Ausgangs mit deutlichem Überschwingen beobachtet. Bei Abwärtssprung im Eingang tritt ebenfalls eine zeitverzögerte Antwort auf. Je nach dynamischer Viskosität und Dichte kann es hier zusätzlich zu einem leichten Unterschwingen kommen.

Allerdings spiegelt der untere Teil von Formel (9)

$$\dot{m}_{o,T}(t) = \frac{\bar{c}_i(t) \dot{m}_{i,T}(t - \tau(t))}{\bar{c}_i(t - \tau(t))}$$

das Verhalten aus Abb. 5 nicht adäquat wider. So besagt nämlich die Produktbildung im Zähler, dass ein Sprung der Eintrittsgeschwindigkeit direkt (totzeitfrei) wegen der Verstärkerwirkung von \bar{c}_i eine sprungförmige Änderung

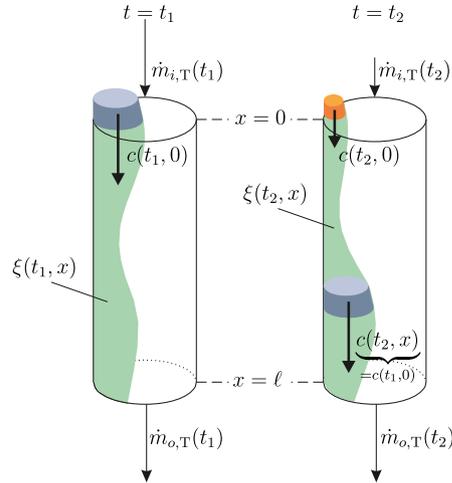


Abb. 6: Skizze der zeit- und ortsvariablen Pfropfenströmung.

am Ausgang bewirkt, währenddessen Abb. 5 aber keine direkte – sondern totzeitverzögerte – Antwort zeigt. Daher bedarf es neuer Modelle, die einerseits zeitvariables Totzeitverhalten und andererseits ein Überschwingen der Aufwärtssprungantwort aufweisen.

4.1 Zeit- und ortsvariable Pfropfenströmung

In Abb. 6 ist die zeit- und ortsvariable Pfropfenströmung skizziert, wobei folgende Annahmen getroffen werden:

1. zeitvariable Eintrittsgeschwindigkeit $\bar{c}_i(t)$, die als stetig differenzierbar angenommen wird,
2. Pfropfen haben verschiedene Geschwindigkeiten, aber ein einzelner Pfropfen behält seine Eintrittsgeschwindigkeit bei,
3. kein Ein- und Überholen von Pfropfen.

Für den Leser mögen Annahmen 2 und 3 intuitiv widersprüchlich wirken. Um diesen scheinbaren Widerspruch aufzulösen, wird ein einfaches Gedankenexperiment durchgeführt. Dazu stelle man sich Autos (Pfropfen) in einem einspurigen Tunnel (Liquidfilm im Rohr) vor. Nachdem Auto 1 mit der Geschwindigkeit c_1 in den Tunnel gefahren ist, folgt Auto 2 mit der höheren Geschwindigkeit c_2 . Beim Eintritt des Autos 2 hat Auto 1 die Distanz $\Delta x = c_1 \Delta t$ zurückgelegt. Unter der Bedingung

$$\frac{\ell - \Delta x}{c_1} < \frac{\ell}{c_2}$$

findet kein Einholen statt. Einsetzen von $\Delta x = c_1 \Delta t$ und Umstellen führt auf

$$\frac{c_2 - c_1}{\Delta t} < \frac{c_1 c_2}{\ell}$$

und nach Grenzwertbildung zur Restriktion

$$\dot{c}(t) < \frac{c^2(t)}{\ell},$$

vgl. auch (28).

Wegen der Annahme 2 muss neben der Massenbilanz auch die Impulsbilanz ausgewertet werden. Außerdem erfordert die Ortsabhängigkeit in der Massenbilanz die Anwendung der Produktregel auf den Term $c(t, x)\xi(t, x)$, s. (16a). Die Impulsbilanz vereinfacht sich infolge eindimensionaler Strömung und dem Ausschluss von Interaktion der Pfropfen zu (16b). Zusammengefasst ergibt sich

$$\frac{\partial \xi(t, x)}{\partial t} + c(t, x) \frac{\partial \xi(t, x)}{\partial x} + \xi(t, x) \frac{\partial c(t, x)}{\partial x} = 0, \quad (16a)$$

$$x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

$$\text{AB: } \xi(t_0, x) = \xi_0(x),$$

$$\text{RB: } \xi(t, 0) = \frac{\dot{m}_{i,T}(t)}{c(t, 0)},$$

$$\frac{\partial c(t, x)}{\partial t} + c(t, x) \frac{\partial c(t, x)}{\partial x} = 0, \quad (16b)$$

$$\text{AB: } c(t_0, x) = c_0(x),$$

$$\text{RB: } c(t, 0) = \bar{c}_i(t),$$

$$\text{Ausg.: } \dot{m}_{o,T}(t) = \xi(t, \ell)c(t, \ell).$$

Offensichtlich entspricht (16b) der reibungsfreien Burgers-Gleichung [29, 33]. Die Lösung dieser Gleichung kann Singularitäten, sog. Schockwellen, entwickeln. Letztere können auftreten, wenn sich Charakteristiken schneiden (notwendige Bedingung) und sind daher als nicht eindeutige Lösungen zu verstehen. Durch Hinzunahme eines hinreichend großen Diffusionsterms $D \frac{\partial^2 c(t, x)}{\partial x^2}$ lassen sich Schockwellen a priori vermeiden. Um aber die mit der Hinzunahme des Diffusionsterms einhergehenden Nachteile, wie

- (a) Steigerung des Simulationsaufwands,
- (b) zusätzlicher Identifikationsaufwand für D und
- (c) Nichtanwendbarkeit des Charakteristikenverfahrens infolge einer dann parabolischen Geschwindigkeits-PDE

zu umgehen, verzichten die Autoren auf den Diffusionsterm. Zusätzlich wird das Auftreten von Schockwellen im vorliegenden Modell durch die später diskutierten Geschwindigkeitsrestriktionen ausgeschlossen.

Die direkte Anwendung des Charakteristikenverfahrens auf (16a) ist aufgrund des Terms $\xi \frac{\partial c}{\partial x}$ nicht möglich. Allerdings gelingt durch Einführen einer neuen Variablen $\zeta(t, x) := \frac{\partial c(t, x)}{\partial x}$ eine Überführung der beiden PDEs in (16) in

das nachfolgende System dreier PDEs, das einer Auswertung zugänglich ist:

$$\frac{\partial \xi(t, x)}{\partial t} + c(t, x) \frac{\partial \xi(t, x)}{\partial x} = -\xi(t, x)\zeta(t, x), \quad (17a)$$

$$x \in [0, \ell], t \geq t_0,$$

$$\text{AB: } \xi(t_0, x) = \xi_0(x),$$

$$\text{RB: } \xi(t, 0) = \frac{\dot{m}_{i,T}(t)}{c(t, 0)},$$

$$\frac{\partial c(t, x)}{\partial t} + c(t, x) \frac{\partial c(t, x)}{\partial x} = 0, \quad (17b)$$

$$\text{AB: } c(t_0, x) = c_0(x),$$

$$\text{RB: } c(t, 0) = \bar{c}_i(t),$$

$$\frac{\partial \zeta(t, x)}{\partial t} + c(t, x) \frac{\partial \zeta(t, x)}{\partial x} = -\zeta^2(t, x), \quad (17c)$$

$$\text{AB: } \zeta(t_0, x) = \frac{dc_0(x)}{dx},$$

$$\text{RB: } \zeta(t, 0) = -\frac{\dot{\bar{c}}_i(t)}{\bar{c}_i(t)} \quad \text{mit} \quad \dot{\bar{c}}_i := \frac{d}{dt} \bar{c}_i(t),$$

$$\text{Ausg.: } \dot{m}_{o,T}(t) = \xi(t, \ell)c(t, \ell).$$

Die PDE (17c) wird durch Ableiten von (16b) nach x erhalten.

Anstelle von umfangreichen Rechnungen, die in Anhang A ausgeführt sind, werden an dieser Stelle die E/A-Beziehung

$$\dot{m}_{o,T}(t) = \begin{cases} \frac{c_0(\phi(t))\xi_0(\phi(t))}{1 + \frac{dc_0(x)}{dx} \Big|_{\phi(t)}(t-t_0)}, & t_0 \leq t \leq t_0 + \frac{\ell}{c_0(0)} \\ \frac{\bar{c}_i(t-\tau(t))\dot{m}_{i,T}(t-\tau(t))}{\bar{c}_i(t-\tau(t))-\dot{\bar{c}}_i(t-\tau(t))\tau(t)}, & \text{sonst} \end{cases} \quad (18)$$

mit der Abbildung $\phi : [t_0, t_0 + \frac{\ell}{c_0(0)}] \rightarrow [0, \ell]$ implizit definiert durch

$$\phi(t) = \ell - c_0(\phi(t))(t - t_0) \quad (19)$$

und die implizite Gleichung

$$\tau(t) = \frac{\ell}{\bar{c}_i(t - \tau(t))} \quad (20)$$

zur Ermittlung der Totzeit kompakt angegeben. Dabei bestimmt $\phi(t)$ den Ort des Pfropfens aus dem Anfangsprofil $c_0(x)$, welcher den Ausgang zur Zeit t erreicht. Mit anderen Worten: Der Pfropfen, der an der Stelle $x = \phi(t)$ zur Zeit t_0 mit Geschwindigkeit $c_0(\phi(t))$ startet, legt die Distanz $\ell - \phi(t)$ im Zeitintervall $[t_0, t]$ zurück.

Die Auswertung von (20) ist bei der Simulation problematisch, da sie in jedem Zeitschritt das Lösen einer impliziten Gleichung erfordert und somit die Rechenzeit erheblich erhöht. Aus diesem Grund wird (20) als zeitvariables

Ruhelagenproblem

$$\frac{d}{dt}(\tau(t)\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \ell) = -\gamma(\tau(t)\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \ell) \quad (21)$$

mit $\gamma > 0$ umgeschrieben. Die Variable γ stellt hierbei ein exponentielles Abklingen des Gleichungsfehlers sicher. Durch Ausführen der Differentiation in (21) ergibt sich eine ODE mit zustandsabhängiger Eingangstotzeit

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\tau(t)\dot{\bar{c}}_i(t - \tau(t)) + \gamma(\tau(t)\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \ell)}{\tau(t)\dot{\bar{c}}_i(t - \tau(t)) - \bar{c}_i(t - \tau(t))}, \quad (22)$$

$$\tau(t_f) = t_f - t_0,$$

wobei

$$t_f = t_0 + \frac{\ell}{\bar{c}_i(t_0)}, \quad (23)$$

was aus (20) folgt. Damit gilt (22) für alle $t \geq t_f$. Zur Realisierung der Ableitung $\dot{\bar{c}}_i$ sollte bei Verwendung von Messsignalen ein Filter, z. B. ein Zustandsvariablenfilter [42], entworfen werden.

In den PDE-Modellen (16) und (17) ist die Annahme 3 nicht explizit abgebildet. Also stellt sich die Frage, welche Bedingungen an das Anfangsprofil $c_0(x)$ und an die Eintrittsgeschwindigkeit $\bar{c}_i(t)$ zu stellen sind, um die Annahme 3 zu erfüllen. Daher werden nun funktionale Geschwindigkeitsrestriktionen anhand dreier notwendiger Bedingungen mathematisch präzise gefasst:

1. Aus der Forderung eines stetigen Geschwindigkeitsverlaufs für dieses Modell ergibt sich für das Anfangsprofil $c_0(x)$ die Randstetigkeitsforderung

$$c_0(0) = \bar{c}_i(t_0). \quad (24)$$

2. Die Forderung nach einem positiven Ausgangsmassenstrom erzwingt im oberen Fall von (18) einen positiven Nenner

$$1 + \frac{dc_0(x)}{dx} \Big|_{\phi(t)}(t - t_0) > 0, \quad \forall t \geq t_0 \quad (25)$$

und führt mit (19) auf

$$\frac{dc_0(x)}{dx} > \frac{c_0(x)}{x - \ell}, \quad \forall x \in [0, \ell]. \quad (26)$$

Das heißt, dass größere Geschwindigkeitsänderungen im Anfangsprofil an der Stelle $x = \ell^- = \lim_{x \rightarrow \ell, x < \ell} x$ zulässig sind als an der Stelle $x = 0$. Anschaulich bedeutet dies, dass ein kurzer Weg bis zum Austritt ein Einholen trotz größerer Geschwindigkeitsänderungen im Anfangsprofil nicht zulässt.

3. Die Forderung nach einem positiven Ausgangsmassenstrom erzwingt im unteren Fall von (18) einen positiven Nenner

$$\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \dot{\bar{c}}_i(t - \tau(t))\tau(t) > 0, \quad \forall t \geq t_0. \quad (27)$$

Durch Einsetzen von (20) in (27) wird eine Zwangsbedingung zwischen Eintrittsgeschwindigkeit und deren Änderungsrate

$$\dot{\bar{c}}_i(t) < \frac{\bar{c}_i^2(t)}{\ell}, \quad \forall t \geq t_0 \quad (28)$$

erhalten.

Die Dämpfung der Geschwindigkeit durch die Verteilerplatte ist für das Einhalten der Geschwindigkeitsrestriktionen 1 bis 3 hilfreich. Gleichwohl ist zu prüfen, ob durch zu große Aufwärtssprünge des Eingangsmassenstroms die Bedingung 3 nicht doch verletzt wird. Für den praktisch untersuchten FFV-Prozess mit Milch als Liquid liegen die prozessbedingten Aufwärtssprünge nur bei etwa 50 % der vom Modell tolerierten maximal zulässigen Sprunghöhe; Abwärtssprünge schränken ohnehin die Bedingung 3 nicht ein. Sollten die Bedingungen in anderen Prozesskonfigurationen mit anderen Liquiden dennoch verletzt sein, erfordert dies ein Modell, das Überholen zulässt und ohne die genannten Restriktionen auskommt. Ein solches Modell wird im folgenden Abschnitt eingeführt.

Abschließend sei angemerkt, dass Cascetta in [6] den unteren Fall der Formel (18) sowie (20) für allgemeine Transportsysteme unter dem Begriff *Dynamic Network Loading Model* einführt, allerdings ohne Bezug auf den PDE-Zusammenhang und die Implementierungsthematik. Auch die Geschwindigkeitsrestriktionen bleiben unerwähnt.

4.2 Zeit- und ortsvariable Partikelströmung mit Überholen

Damit ein Überholen von Partikeln abgebildet werden kann, muss das in der Strömungslehre gängige und bisher betrachtete Modell einer Pfropfenströmung aufgegeben werden. Per Definition füllen Pfropfen nämlich den kompletten Strömungsquerschnitt (Filmquerschnitt oder Rohrquerschnitt) aus. Bei der im Folgenden betrachteten Partikelströmung wird sich die Partikelbewegung entlang fester Spuren ohne gegenseitige Interaktion vorgestellt, s. Abb. 7. Eine analoge Modellvorstellung sind Autos auf einer breiten Autobahn.

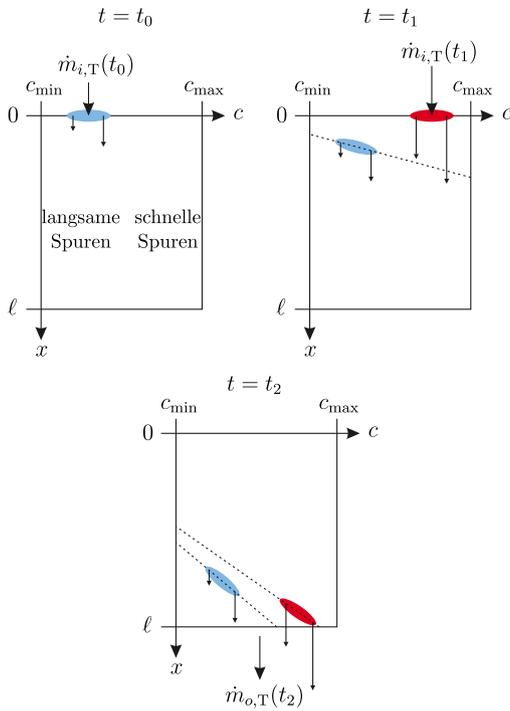


Abb. 7: Skizze der Charakteristiken in der c, x -Ebene der zeit- und ortsvariablen Partikelströmung mit Überholen. Die blauen und roten Ellipsen sind als Mengen gleichzeitig eingetretener Partikel zu verstehen.

Es werden folgende Annahmen getroffen:

1. Verteilungsdichte f der Eintrittsgeschwindigkeiten,
2. Partikel haben verschiedene Geschwindigkeiten, aber ein einzelnes Partikel behält seine Eintrittsgeschwindigkeit bei,
3. Partikel können sich überholen.

Um Annahme 3 zu realisieren, wird die Geschwindigkeit c eines Partikels als zusätzliche unabhängige Variable eingeführt. Zudem wird für die Partikel im Eintrittsmoment eine Verteilungsdichte f der Geschwindigkeiten angenommen. Damit liefert die Massenbilanz für ein Partikel

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial \xi(t, x, c)}{\partial t} + c \frac{\partial \xi(t, x, c)}{\partial x} = 0, \\
 & x \in [0, \ell], t \geq t_0, c \in [c_{\min}, c_{\max}], \\
 & \text{AB: } \xi(t_0, x, c) = \xi_0(x, c), \\
 & \text{RB: } \xi(t, 0, c) = \dot{m}_{i,T}(t) f(c; \bar{c}_i(t)), \\
 & \text{Ausg.: } \dot{m}_{o,T}(t) := \int_{c_{\min}}^{c_{\max}} \xi(t, \ell, c) dc.
 \end{aligned} \tag{29}$$

Die Verteilungsdichte $f(c; \bar{c}_i(t))$ der Geschwindigkeiten bewirkt, dass gleichzeitig eintretende Partikel den Ausgang

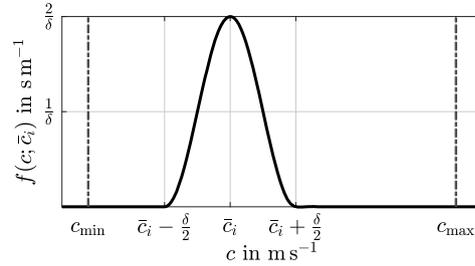


Abb. 8: Verteilungsdichte (30) mit (6) für \bar{c}_i .

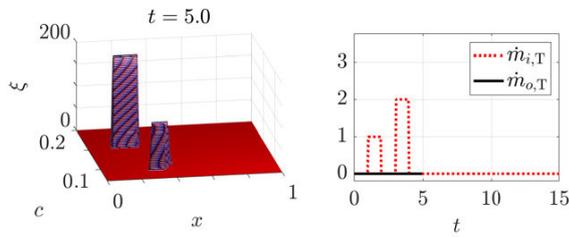
etwas früher bzw. später erreichen. Dadurch wird das Überholen möglich und gleichzeitig eine Art künstliche Diffusion im Modell erzeugt. Die Verteilungsdichte sollte bevorzugt stetig gewählt werden und keine Dirac-Impulse enthalten, wie sie z. B. bei einer Gauß-Verteilung auftreten, wenn diese via Sättigung auf den zulässigen Geschwindigkeitsbereich reduziert wird. Stattdessen ist es besser, auf gestutzte Verteilungsdichten auszuweichen oder von vornherein Approximationen zu verwenden, die auf endlichem Träger definiert sind. Eine derartige Approximation ist

$$f(c; \bar{c}_i(t)) = \begin{cases} \frac{1}{\delta} \left(1 + \cos \frac{2\pi(c - \bar{c}_i(t))}{\delta} \right), & |c - \bar{c}_i(t)| \leq \frac{\delta}{2} \\ 0, & \text{sonst,} \end{cases} \tag{30}$$

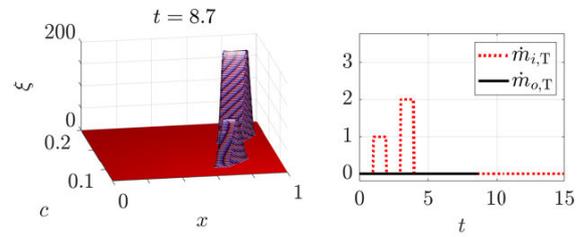
die in Abb. 8 dargestellt ist und in den empirischen Untersuchungen Anwendung fand. Aus praktischer Sicht ist eine symmetrisch unimodale Verteilungsdichte zweckmäßig, da wegen zahlreicher physikalischer Effekte und des „zentralen Grenzwertsatzes der Statistik“ gauß-ähnliche Dichten zu präferieren sind.

Ein weiterer, physikalisch motivierter Ansatz zur Wahl der Verteilungsdichte besteht darin, die Geschwindigkeitsfunktion zu betrachten, welche durch Lösung der stationären, örtlich zweidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen für Fallfilm erhalten wird [26]. Im Fall laminarer Strömungen ist die Geschwindigkeitsfunktion über dem Radius parabolisch und – aufgrund der Haftbedingung – Null an der Rohrwand. Da aber eine Geschwindigkeit von Null mit einer unendlichen Totzeit verknüpft ist, entstehen analytische und numerische Probleme. Deshalb sollte $c_{\min} > 0$ gewählt werden. Falls eine modifizierte Geschwindigkeitsfunktion, die derjenigen in [26] ähnelt, aber Gleiten an der Rohrwand ($c_{\min} > 0$) erlaubt, gefunden werden kann, ist eine Berechnung der Verteilungsdichte basierend auf dieser Geschwindigkeitsfunktion möglich.

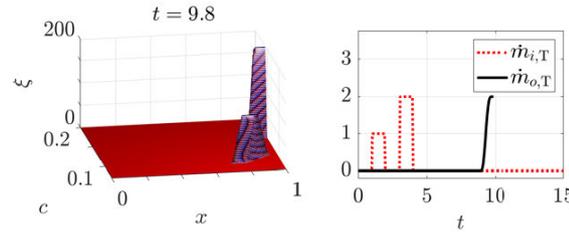
Mit der abkürzenden Schreibweise $\tilde{f}_c(t) := f(c; \bar{c}_i(t))$ ergibt sich entsprechend der Herleitung in Anhang B die



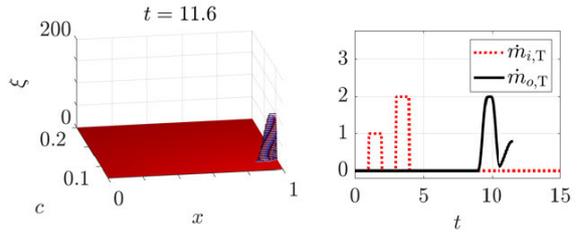
(a) Großer Massenstrom-Impuls folgt kleinem



(b) Großer Massenstrom-Impuls überholt kleinen



(c) Gipfel des großen Massenstrom-Impulses erreicht Ausgang



(d) Gipfel des kleinen Massenstrom-Impulses erreicht Ausgang

Abb. 9: Generelles Modellverhalten der zeit- und ortsvariablen Partikelströmung mit Überholen bei laufender Simulationszeit.

E/A-Gleichung

$$\begin{aligned} \dot{m}_{o,T}(t) = & \int_{c_{\min}}^{c_*(t)} \xi_0(\ell - c(t - t_0), c) dc \\ & + \int_{c_*(t)}^{c_{\max}} \dot{m}_{i,T}\left(t - \frac{\ell}{c}\right) \tilde{f}_c\left(t - \frac{\ell}{c}\right) dc, \end{aligned} \quad (31)$$

wobei

$$c_*(t) = \begin{cases} c_{\min}, & \frac{\ell}{t-t_0} < c_{\min} \\ c_{\max}, & \frac{\ell}{t-t_0} > c_{\max} \\ \frac{\ell}{t-t_0}, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (32)$$

Der entscheidende Vorteil des in diesem Abschnitt abgeleiteten Modells gegenüber dem Modell in Abschnitt 4.1 besteht darin, dass keine funktionalen Restriktionen an die Eintrittsgeschwindigkeit zu stellen sind. Allerdings liefert das hier betrachtete Modell – anders als bei Pfropfenströmungen – keine Gleichung für die Totzeit. Anstelle der Totzeit lässt sich aber eine mittlere Verweilzeit

$$\bar{\tau}(t) := \int_{c_{\min}}^{c_{\max}} \left(\frac{\xi(t, \ell, c)}{\dot{m}_{o,T}(t)} \cdot \frac{\ell}{c} \right) dc$$

definieren, die bspw. bei energetischen Betrachtungen hilfreich ist.

Um das generelle Verhalten der zeit- und ortsvariablen Partikelströmung mit Überholen zu veranschaulichen, wird in Abb. 9 ein Beispiel gezeigt. Dabei folgt auf einen kleinen Impuls des Eingangsmassenstroms ein gro-

Tab. 3: Parameter und Konstanten für die Simulation in Abb. 9.

Symbol	Wert
c_{\max}	0.2
c_{\min}	0.07
ℓ	1
δ	0.02

ßer, gemäß

$$\dot{m}_{i,T}(t) = \begin{cases} 1, & 1 \leq t \leq 2 \\ 2, & 3 \leq t \leq 4 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}$$

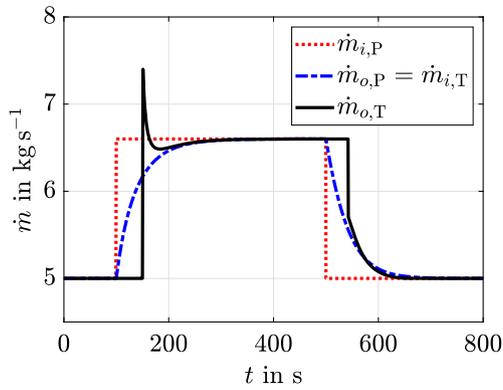
und

$$\bar{c}_i(t) = 0.04 + 0.06 \dot{m}_{i,T}(t)$$

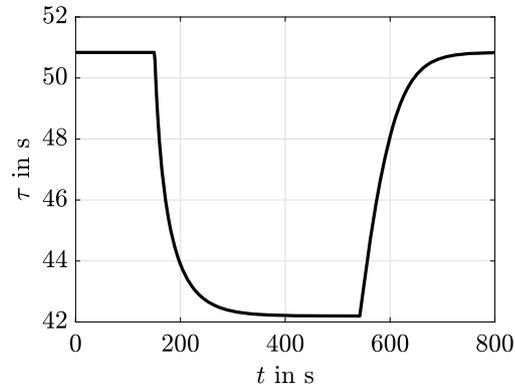
sowie den verwendeten dimensionslosen Parametern in Tab. 3. Da ein größerer Eingangsmassenstrom eine höhere Eintrittsgeschwindigkeit bedingt, überholt der große Impuls den kleinen.

5 Simulativer Modellvergleich

In diesem Abschnitt werden die Simulationsergebnisse zu den neuen Modellen aus Abschnitt 4 gezeigt und hinsichtlich des qualitativen E/A-Verhaltens in Abb. 5 bewertet. Um die Simulationsexperimente möglichst realistisch zu gestalten, werden Auf- und Abwärtssprünge des Eingangsmassenstroms auf die Verteilerplatte zwischen $\dot{m}_{i,P0}$ und



(a) E/A-Verhalten



(b) Totzeit

Abb. 10: Simulationen zur zeit- und ortsvariablen Pfropfenströmung bei Auf- und Abwärtssprung des Massenstroms in die Platte.**Tab. 4:** Parameter und Konstanten für den simulativen Modellvergleich.

Symbol	Wert	Einheit
A_H	0.005	m^2
A_P	2.14	m^2
c_{\max}	0.52	$m s^{-1}$
c_{\min}	0.24	$m s^{-1}$
d	0.05	m
g	9.81	$m s^{-2}$
ℓ	17.7	m
n	131	–
$\dot{m}_{i,P0}$	5	$kg s^{-1}$
$\dot{m}_{i,P1}$	6.6	$kg s^{-1}$
γ	10	s^{-1}
δ	0.1	$m s^{-1}$
η	0.004	$kg m^{-1} s^{-1}$
ϱ	1135	$kg m^{-3}$

$\dot{m}_{i,P1}$ durchgeführt. Das sind Situationen, die beim Anfahren des Fallfilmverdampfers oder beim Arbeitspunktwechsel auftreten [34].

Die in der vorliegenden Simulationsstudie verwendeten Parameter und Konstanten in Tab. 4 beziehen sich auf den ersten Weg eines vier-wegigen Fallfilmverdampfers, s. Abb. 1, zur Konzentration von Milch mit 35 % Trockenmassenanteil bei 57.5°C. Zur Berechnung von ϱ und η werden die Korrelationen aus [34] verwendet. Die vollständige Simulationskonfiguration setzt sich folgendermaßen zusammen:

1. E/A-Dynamik der Verteilerplatte (5),
2. Mittlere Filmgeschwindigkeit am Eingang der Verdampferrohre (6) mit (7) für die mittlere Filmdicke,
3. E/A-Dynamik der Verdampferrohre:
 - Zeit- und ortsvariable Pfropfenströmung: (18) für den Massenstrom und (22) für die Totzeit,

- Zeit- und ortsvariable Partikelströmung mit Überholen: (31) für den Massenstrom und (30) für die Verteilungsdichte.

Anstelle der hier implementierten retardierten E/A-Gleichungen der Verdampferrohre kann ein Anwender auch direkt auf den angegebenen PDEs arbeiten, sofern er einen geeigneten Solver hat. Für Simulink-Anwendungen empfiehlt sich der Solver aus [30].

Das Simulationsergebnis für die zeit- und ortsvariable Pfropfenströmung ist in Abb.10 für eine konstante Anfangsfunktion gezeigt. Das erhaltene E/A-Verhalten in Abb.10(a) stimmt gut mit dem abzubildenden qualitativen E/A-Verhalten überein. Da über den kompletten Simulationszeitraum die Geschwindigkeitsrestriktionen (24), (26) und (28) erfüllt sind, reicht die Dämpfung der Verteilerplatte für dieses Liquid aus, um Überholvorgänge von Pfropfen auszuschließen. Das PT_1 -ähnliche Totzeitverhalten in Abb.10(b) erklärt sich aus dem näherungsweisen PT_1 -Verhalten der Verteilerplattendynamik bzgl. der Geschwindigkeit gemäß (5) und (6) sowie dem Geschwindigkeit-Totzeit-Zusammenhang (22).

Das Simulationsergebnis für die zeit- und ortsvariable Partikelströmung mit Überholen ist in Abb. 11 für eine konstante Anfangsfunktion dargestellt. Um eine Vorstellung zu entwickeln, wie der Zeit-Ort-Geschwindigkeit-Verlauf der längenbezogenen Dichte aussieht, zeigt Abb.12 Ausschnitte einer Animation. Ebenso wie das neue Pfropfenmodell spiegelt das Partikelmodell mit Überholen das qualitative Verhalten gut wider. Verglichen mit Abb.10(a) ist das Überschwingen in Abb.11 weniger stark ausgeprägt und besitzt weichere Übergänge, die durch die mit der Verteilungsdichte f einhergehenden Diffusion zu erklären sind.

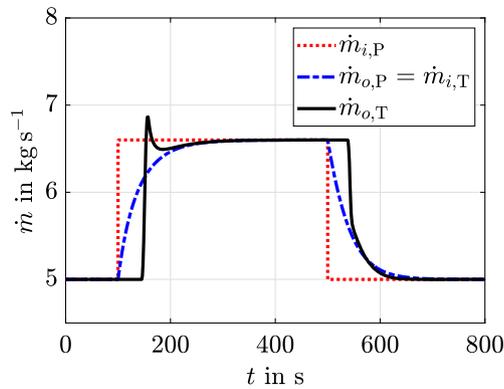


Abb. 11: EA-Verhalten der zeit- und ortsvariablen Partikelströmung mit Überholen.

Welches der beiden Modelle das reale Verhalten besser widerspiegelt, kann nur anhand von Experimenten abschließend beurteilt werden und ist nicht Gegenstand dieses Beitrags.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Der vorliegende Beitrag diskutiert Transportmodelle für Flüssigkeitsfilme durch Rohrleitungen, wobei der Schwer-

punkt auf den Zusammenhängen zwischen den PDE-Modellen und den retardierten E/A-Modellen liegt. Als besonders vorteilhaft für das Ableiten der Zusammenhänge erweist sich dabei der Umstand, dass die PDEs einem Lösen per Charakteristikenverfahren zugänglich sind. Das Hauptergebnis des Beitrags ist der Nachweis, dass zwei neu erstellte Transportmodelle

- zeit- und ortsvariable Pfropfenströmung,
- zeit- und ortsvariable Partikelströmung mit Überholen

geeignet sind, ein in Experimenten beobachtetes E/A-Verhalten qualitativ widerzuspiegeln. Ein klassisches Transportmodell mit zeitvariabler Geschwindigkeit von Pfropfen erweist sich für den Flüssigkeitsfilm als ungeeignet. Ungeachtet dessen findet das Modell mit zeitvariabler Geschwindigkeit für den Dichte-/Konzentrationstransport im vollständig gefüllten Rohr eine breite Anwendung in der Verfahrenstechnik.

Bemerkenswert am Modell der Partikelströmung mit Überholen ist das Auftreten eines Diffusionseffekts trotz des Nichtvorhandenseins eines zweiten Ortsableitungsterms in der PDE. Das erklärt sich durch die am Modelleingang angenommene Verteilungsdichte der Geschwindigkeiten, die sich zeitlich ändert.

Aus Sicht des Simulationsaufwands sind die beiden neuen Modelle gleichwertig, allerdings aufwendiger als

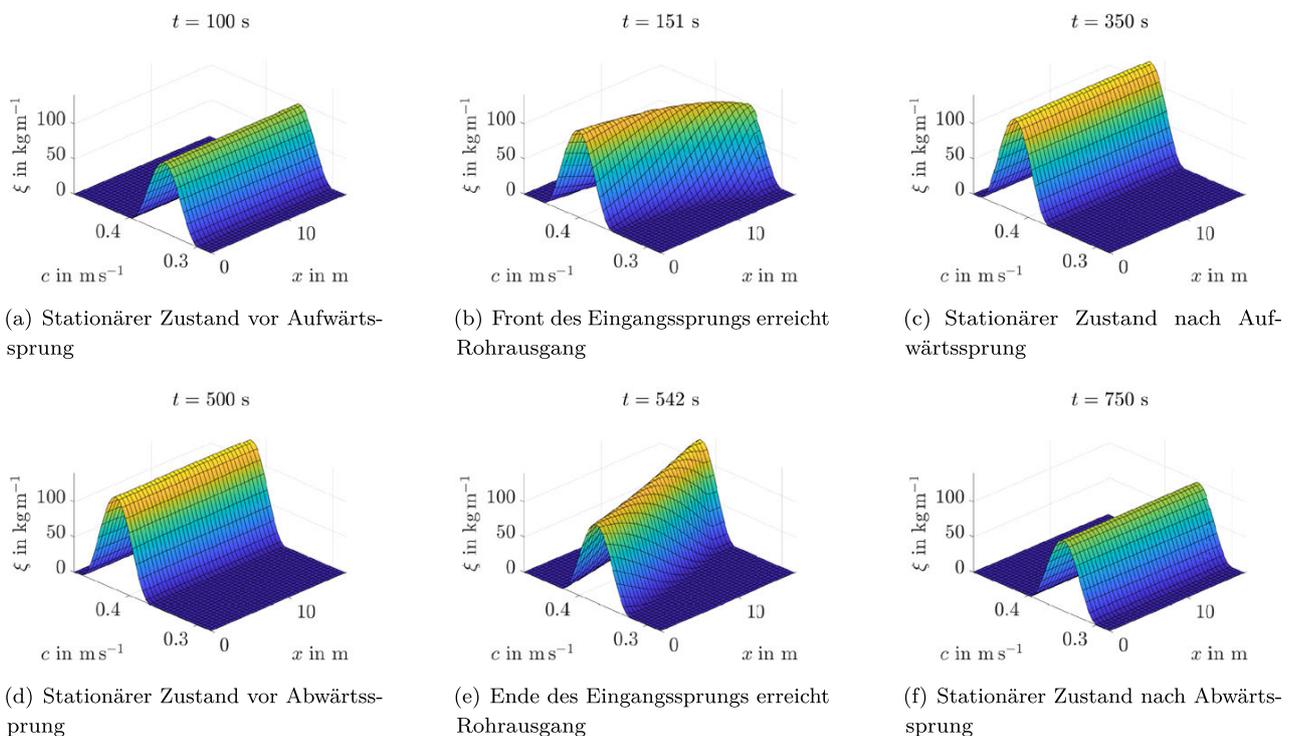


Abb. 12: Längenbezogene Dichte der zeit- und ortsvariablen Partikelströmung mit Überholen bei laufender Simulationszeit.

die klassischen Modelle. Die Entscheidung für eines der beiden Modelle sollte, wenn möglich, in ähnlich gelagerten Anwendungen durch Validierungsexperimente getroffen werden.

Da die Transportmodelle häufig in große Anlagensimulationen integriert sind, können über die Regelungstechnik hinausgehende Aufgaben – wie Prozessauslegung oder Operatorschulung – gelöst werden.

Für den Reglerentwurf sind weitere Vereinfachungen und Modifikationen der eingeführten Modelle vorzunehmen. Dies ist ebenso Gegenstand zukünftiger Beiträge wie auch der Reglerentwurf selbst.

Danksagung: Die Autoren danken der GEA Wiegand GmbH für Informationen zum Fallfilmverdampferprozess.

Finanzierung: Die Autoren danken dem Impuls- und Vernetzungsfonds der Helmholtz Gemeinschaft für die Unterstützung des Projekts „Energy Systems Integration“ (ZT-0002).

Anhang A

Nachfolgend wird der Zusammenhang zwischen der PDE und den retardierten Gleichungen mittels des Charakteristikenverfahrens für das Transportmodell aus Abschnitt 4.1 hergeleitet. Dazu wird die Variable s eingeführt, sodass

$$(\cdot)(s) = (\cdot)(t(s), x(s))$$

gilt, wobei (\cdot) eine beliebige abhängige Variable (ξ , c oder ζ) bezeichnet. Für die Ableitung folgt

$$\frac{d(\cdot)}{ds} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} \frac{dt}{ds} + \frac{\partial(\cdot)}{\partial x} \frac{dx}{ds}.$$

Nach Koeffizientenvergleich mit (17) wird das charakteristische System

$$\frac{dt}{ds} = 1, \quad t(0) = t_1, \quad (33a)$$

$$\frac{dx}{ds} = c, \quad x(0) = x_1, \quad (33b)$$

$$\frac{d\xi}{ds} = -\xi\zeta, \quad \xi(0) = \xi_1, \quad (33c)$$

$$\frac{dc}{ds} = 0, \quad c(0) = c_1, \quad (33d)$$

$$\frac{d\zeta}{ds} = -\zeta^2, \quad \zeta(0) = \zeta_1 \quad (33e)$$

erhalten, welches die Lösung

$$t(s) = t_1 + s, \quad (34a)$$

$$x(s) = x_1 + \int_0^s c(\bar{s}) d\bar{s}, \quad (34b)$$

$$c(s) = c_1, \quad (34c)$$

$$\xi(s) = \frac{\xi_1}{1 + \zeta_1 s}, \quad (34d)$$

$$\zeta(s) = \frac{\zeta_1}{1 + \zeta_1 s} \quad (34e)$$

besitzt. Mit der Annahme, dass Pfropfen zur Zeit $t_1 = t - \tau$ an der Stelle $x_1 = 0$ eintreten, sind die ABen von (33a) und (33b) festgelegt. Die weiteren ABen von (33) ergeben sich mit den RBen in (17) zu

$$\begin{aligned} c_1 &= \bar{c}_i(t - \tau), \\ \xi_1 &= \frac{\dot{m}_{i,T}(t - \tau)}{\bar{c}_i(t - \tau)}, \\ \zeta_1 &= -\frac{\dot{\bar{c}}_i(t - \tau)}{\bar{c}_i(t - \tau)}. \end{aligned}$$

Die zur Zeit $t_1 = t - \tau$ an der Stelle $x_1 = 0$ eingetretenen Pfropfen verlassen die Rohrleitung zur Zeit $t(s) = t$ an der Stelle $x(s) = \ell$. Es folgt aus (34a), dass $\tau = s$ und aus (34b), dass

$$\tau(t) = \frac{\ell}{\bar{c}_i(t - \tau(t))},$$

was eine implizite Gleichung zur Bestimmung der Totzeit darstellt. Des Weiteren ist

$$\begin{aligned} c(t, \ell) &= \bar{c}_i(t - \tau(t)), \\ \xi(t, \ell) &= \frac{\dot{m}_{i,T}(t - \tau(t))}{\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \dot{\bar{c}}_i(t - \tau(t))\tau(t)}. \end{aligned} \quad (35)$$

Um die Anfangsfunktion zu bestimmen, werden die ABen $t(0) = t_0$ und $x(0) = x_1$ in (33) betrachtet. Entsprechend der ABen in (17) folgt dann

$$t(s) = t_0 + s, \quad (36a)$$

$$x(s) = x_1 + \int_0^s c(\bar{s}) d\bar{s}, \quad (36b)$$

$$c(s) = c_0(x_1), \quad (36c)$$

$$\xi(s) = \frac{\xi_0(x_1)}{1 + \left. \frac{dc_0(x)}{dx} \right|_{x_1} s}, \quad (36d)$$

$$\zeta(s) = \frac{\left. \frac{dc_0(x)}{dx} \right|_{x_1}}{1 + \left. \frac{dc_0(x)}{dx} \right|_{x_1} s} \quad (36e)$$

als Lösung von (33). Am Ausgangsrand gilt bekanntlich $t(s) = t$ und $x(s) = \ell$, sodass $t = t_0 + s$ aus (36a) und

$x_1 = \ell - c_0(x_1)(t - t_0)$ aus (36b) folgt. Damit ergibt sich für diesen Fall

$$\begin{aligned} c(t, \ell) &= c_0(\phi(t)), \\ \xi(t, \ell) &= \frac{\xi_0(\phi(t))}{1 + \frac{dc_0(x)}{dx} \Big|_{\phi(t)} (t - t_0)}, \end{aligned} \quad (37)$$

wobei $\phi(t)$ mittels der impliziten Gleichung

$$\phi(t) = \ell - c_0(\phi(t))(t - t_0)$$

ermittelt wird. Durch Kombination von (35) und (37) wird unter Nutzung der Ausgangsgleichung von (17)

$$\dot{m}_{o,T}(t) = \begin{cases} \frac{c_0(\phi(t))\xi_0(\phi(t))}{1 + \frac{dc_0(x)}{dx} \Big|_{\phi(t)} (t - t_0)}, & t_0 \leq t \leq t_0 + \frac{\ell}{c_0(0)} \\ \frac{\bar{c}_i(t - \tau(t))\dot{m}_{i,T}(t - \tau(t))}{\bar{c}_i(t - \tau(t)) - \dot{\bar{c}}_i(t - \tau(t))\tau(t)}, & \text{sonst} \end{cases}$$

für die retardierte E/A-Beziehung des Massenstroms erhalten.

Anhang B

Ebenso wird für das in Abschnitt 4.2 diskutierte Transportmodell der Zusammenhang zwischen der PDE und der E/A-Beziehung gezeigt. Zwecks kompakter Darstellung wird auch hier die Abkürzung $\tilde{f}_c(t) := f(c; \bar{c}_i(t))$ für die Verteilungsdichte genutzt. Zur Anwendung des Charakteristikenverfahrens wird die Variable s eingeführt, sodass $\xi(s) = \xi(t(s), x(s), c(s))$ und

$$\frac{d\xi}{ds} = \frac{\partial \xi}{\partial t} \frac{dt}{ds} + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial \xi}{\partial c} \frac{dc}{ds}. \quad (38)$$

Durch Koeffizientenvergleich der PDE (29) mit (38) ergibt sich das charakteristische System zu

$$\frac{dt}{ds} = 1, \quad t(0) = t_1, \quad (39a)$$

$$\frac{dx}{ds} = c, \quad x(0) = x_1, \quad (39b)$$

$$\frac{dc}{ds} = 0, \quad c(0) = c_1, \quad (39c)$$

$$\frac{d\xi}{ds} = 0, \quad \xi(0) = \xi_1. \quad (39d)$$

Die Wahl der ABen von (39) ergeben sich aus der Annahme, dass ein Partikel zur Zeit $t_1 = t - \tau$ an der Stelle $x_1 = 0$ mit der Geschwindigkeit $c_1 = c$ eintritt, sodass $\xi_1 = \xi(t - \tau, 0, c)$. Dies liefert

$$t(s) = t - \tau + s, \quad (40a)$$

$$x(s) = cs, \quad (40b)$$

$$c(s) = c, \quad (40c)$$

$$\xi(s) = \xi(t - \tau, 0, c) \quad (40d)$$

für die Lösung des charakteristischen Systems (39). Am Ausgangsrand gilt $t(s) = t$, $x(s) = \ell$ und $c(s) = c$. Mit (40) wird $s = \tau = \ell/c$ und damit

$$\xi(t, \ell, c) = \dot{m}_{i,T} \left(t - \frac{\ell}{c} \right) \tilde{f}_c \left(t - \frac{\ell}{c} \right) \quad (41)$$

erhalten. Zur Ermittlung der Anfangsfunktion werden die ABen $t(0) = t_0$, $x(0) = x_1$, $c(0) = c$, sodass $\xi(0) = \xi_0(x_1, c)$, in (39) betrachtet, was zur Lösung

$$t(s) = t_0 + s, \quad (42a)$$

$$x(s) = cs + x_1, \quad (42b)$$

$$c(s) = c, \quad (42c)$$

$$\xi(s) = \xi_0(x_1, c) \quad (42d)$$

führt. Am Ausgangsrand gilt weiterhin $t(s) = t$, $x(s) = \ell$ und $c(s) = c$. Mit (42) erzeugt dies $t = t_0 + s$, $x_1 = \ell - c(t - t_0)$ und deshalb

$$\xi(t, \ell, c) = \xi_0(\ell - c(t - t_0), c). \quad (43)$$

Durch Kombination von (41) und (43) folgt

$$\xi(t, \ell, c) = \begin{cases} \xi_0(\ell - c(t - t_0), c), & c \leq \frac{\ell}{t - t_0} \\ \dot{m}_{i,T} \left(t - \frac{\ell}{c} \right) \tilde{f}_c \left(t - \frac{\ell}{c} \right), & \text{sonst.} \end{cases} \quad (44)$$

Mit der Ausgangsgleichung aus (29) ergibt sich der Ausgangsmassenstrom zu

$$\begin{aligned} \dot{m}_{o,T}(t) &= \int_{c_{\min}}^{c_*(t)} \xi_0(\ell - c(t - t_0), c) dc \\ &+ \int_{c_*(t)}^{c_{\max}} \dot{m}_{i,T} \left(t - \frac{\ell}{c} \right) \tilde{f}_c \left(t - \frac{\ell}{c} \right) dc, \end{aligned}$$

wobei

$$c_*(t) = \begin{cases} c_{\min}, & \frac{\ell}{t - t_0} < c_{\min} \\ c_{\max}, & \frac{\ell}{t - t_0} > c_{\max} \\ \frac{\ell}{t - t_0}, & \text{sonst.} \end{cases}$$

Literatur

1. A. Åkesjö. *Hydrodynamics and Heat Transfer in Vertical Falling Films with Smooth and Modified Heat-transfer Surfaces: An Experimental and Numerical Investigation*. Department of Chemistry and Chemical Engineering, Chalmers University of Technology, 2018.

2. C. Albert, H. Marschall and D. Bothe. Direct numerical simulation of interfacial mass transfer into falling films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 69: 343–357, 2014.
3. S. Bachler, J. Huber and F. Woittennek. Zur thermischen Modellierung inkompressibler Rohrströmungen. *at-Automatisierungstechnik*, 65 (8): 530–545, 2017.
4. P. Bandi, S. Groß, Y. Heng, W. Marquardt, A. Mhamdi, M. Modigell, A. Reusken and L. Zhang. Mass transport in wavy falling films: Reduced modeling and experiment. *AIChE Journal*, 64(6): 2265–2276, 2018. DOI:10.1002/aic.16065.
5. D. Bresch-Pietri and N. Petit. Implicit integral equations for modeling systems with a transport delay. In *Recent Results on Time-Delay Systems*, pages 3–21. Springer, 2016.
6. E. Cascetta. *Transportation systems engineering: Theory and methods*, volume 49. Springer Science & Business Media, 2013.
7. M. Čičić and K. H. Johansson. Traffic regulation via individually controlled automated vehicles: A cell transmission model approach. In *2018 21st International Conference on Intelligent Transportation Systems (ITSC)*, pages 766–771. IEEE, 2018.
8. R. Craster and O. Matar. Dynamics and stability of thin liquid films. *Reviews of modern physics*, 81 (3): 1131, 2009.
9. C. F. Daganzo. The cell transmission model: A dynamic representation of highway traffic consistent with the hydrodynamic theory. *Transportation Research Part B: Methodological*, 28 (4): 269–287, 1994.
10. W. M. Deen. *Analysis of transport phenomena*, volume 2. Oxford university press, New York, 1998.
11. C. O. Díaz-Ovalle, G. González-Alatorre and J. F. J. Alvarado. Analysis of the dynamic response of falling-film evaporators considering fouling. *Food and Bioprocess Processing*, 104: 124–136, 2017.
12. L. Dobos, J. Jäschke, J. Abonyi and S. Skogestad. Dynamic model and control of heat exchanger networks for district heating. *Hungarian Journal of Industry and Chemistry*, 37 (1), 2009.
13. A. Donaldson and A. Thimmaiah. Process modelling and optimization of design parameters in a falling film plate and frame evaporator. In *Proceedings of the 2016 COMSOL Conference, in Bangalore*, pages 1–9, 2016.
14. T. V. Gerya and D. A. Yuen. Characteristics-based marker-in-cell method with conservative finite-differences schemes for modeling geological flows with strongly variable transport properties. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 140 (4): 293–318, 2003.
15. B. Gjevik. Occurrence of finite-amplitude surface waves on falling liquid films. *The Physics of fluids*, 13 (8): 1918–1925, 1970.
16. D. R. Heldman. *Food process engineering*. Springer Science & Business Media, 2012.
17. G. F. Hewitt, G. L. Shires and T. R. Bott. *Process heat transfer*, volume 113. CRC press, Boca Raton, 1994.
18. T. Hillen and K. P. Hadeler. Hyperbolic systems and transport equations in mathematical biology. In *Analysis and numerics for conservation laws*, pages 257–279. Springer, 2005.
19. S. Kalliadasis and U. Thiele. *Thin films of soft matter*, volume 490. Springer, 2007.
20. I. Karafyllis and M. Krstic. On the relation of delay equations to first-order hyperbolic partial differential equations. *ESAIM: Control, Optimisation and Calculus of Variations*, 20 (3): 894–923, 2014.
21. C. R. Kharangate, H. Lee and I. Mudawar. Computational modeling of turbulent evaporating falling films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 81: 52–62, 2015.
22. Y. Y. Lukach, L. B. Radchenko and Y. M. Tananayiko. Determination of the average thickness of a film of water during gravitation of flow along the exterior surface of vertical polymeric pipes. *Int. Chem. Eng.*, 12: 517–519, 1972.
23. H. Martin, V. Gnielinski, D. Mewes, D. Steiner, K. Stephan, K. Schaber, D. Vortmeyer and S. Kabelac. VDI Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang. *Verein Deutscher Ingenieure*, 2002.
24. B. F. Medhat, M. A. Fanaei and H. Zohreie. Mathematical modelling and dynamic simulation of multi-effect falling-film evaporator for milk powder production. *Mathematical and Computer Modelling of Dynamical Systems*, 21 (4): 336–358, 2015.
25. W. Nusselt. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfs. *VDI Z*, 60: 542–546, 1916.
26. A. Padmanaban. *Film thickness measurements in falling annular films*. PhD thesis, Citeseer, 2006.
27. S. Paramalingam. *Modelling, optimisation and control of a falling-film evaporator*. PhD thesis, Massey University, 2004.
28. O. M. Pihnastyi and V. D. Khodusov. Optimal control problem for a conveyor-type production line. *Cybernetics and Systems Analysis*, 54 (5): 744–753, 2018.
29. A. D. Polyaniin and V. F. Zaitsev. *Handbook of nonlinear partial differential equations*. Chapman and Hall/CRC, 2016.
30. A. Ponomarev, J. Hofmann and L. Gröll. Characteristics-based Simulink implementation of first-order quasilinear partial differential equations. *preprint arXiv:1907.13419*, 2019.
31. P. Quaak, M. P. C. M. van Wijck and J. J. van Haren. Comparison of process identification and physical modelling for falling-film evaporators. *Food Control*, 5 (2): 73–82, 1994.
32. J. P. Richard. Time-delay systems: An overview of some recent advances and open problems. *Automatica*, 39 (10): 1667–1694, 2003.
33. S. A. Sarra. The method of characteristics with applications to conservation laws. *Journal of Online mathematics and its Applications*, 3: 1–16, 2003.
34. C. Schwaer, J. Hofmann, M. Mühlporf, A. Frank and L. Gröll. Modular simulation model for falling film evaporators with novel approach to manage dominant time-varying transport delays. *Computers & Chemical Engineering*, 132: 106604, 2020.
35. H. Semat and R. Katz. *Physics, Chapter 9: Hydrodynamics (Fluids in Motion)*. Robert Katz Publications, volume 143, 1958.
36. Z. Stefanov and K. A. Hoo. A distributed-parameter model of black liquor falling film evaporators. Part I. Modeling of a single plate. *Industrial & engineering chemistry research*, 42 (9): 1925–1937, 2003.
37. H. J. V. Tyrrell and K. R. Harris. *Diffusion in liquids: A theoretical and experimental study*. Butterworth-Heinemann, 2013.
38. GEA Wiegand GmbH. Evaporation Technology. https://www.gea.com/en/binaries/evaporation-falling-film-forced-circulation-vapor-recompression-gea_tcm11-34893.pdf, 2016.
39. M. T. Van Genuchten. *Analytical solutions of the one-dimensional convective-dispersive solute transport equation*. Number 1661. US Department of Agriculture,

- Agricultural Research Service, 1982.
40. J. A. Winchester and C. Marsh. Dynamics and control of falling film evaporators with mechanical vapour recompression. *Chemical Engineering Research and Design*, 77 (5): 357–371, 1999.
 41. E. Witrant and S. I. Niculescu. Modeling and control of large convective flows with time-delays. *Journal of MESA*, 1 (2): 191–205, 2010.
 42. A. Wolfram and M. Vogt. Zeitdiskrete Filteralgorithmen zur Erzeugung zeitlicher Ableitungen. *at-Automatisierungstechnik Methoden und Anwendungen der Steuerungs-, Regelungs- und Informationstechnik*, 50 (7/2002): 346, 2002.
 43. K. Zenger and A. J. Niemi. Modelling and control of a class of time-varying continuous flow processes. *Journal of Process Control*, 19 (9): 1511–1518, 2009.
 44. F. Zhang and M. Yeddanapudi. Modeling and simulation of time-varying delays. In *Proceedings of the 2012 Symposium on Theory of Modeling and Simulation-DEVS Integrative M&S Symposium*, page 34. Society for Computer Simulation International, 2012.

Autoreninformationen



Julian Hofmann
 Karlsruher Institut für Technologie (KIT),
 Institut für Automation und angewandte
 Informatik (IAI), KIT-Campus Nord,
 Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344
 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany
julian.hofmann@kit.edu

M. Sc. Julian Hofmann ist wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Automation und angewandte Informatik (IAI) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Hauptarbeitsgebiete: Modellierung verfahrenstechnischer Anlagen, Regelungstechnik.



Anton Ponomarev
 Saint Petersburg State University,
 Department of Mechanics of Controlled
 Motion, 7/9 Universitetskaya nab., 199034
 St. Petersburg, Russia
a.ponomarev@spbu.ru

Dr. Anton Ponomarev ist Associate Professor am Department of Mechanics of Controlled Motion der Staatlichen Universität Sankt Petersburg (SPbU). Hauptarbeitsgebiete: Regelung von Totzeitsystemen, modellprädiktive Regelung, Multiagentensysteme.



Veit Hagemeyer
 Karlsruher Institut für Technologie (KIT),
 Institut für Automation und angewandte
 Informatik (IAI), KIT-Campus Nord,
 Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344
 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany
veit.hagemeyer@kit.edu

Prof. Dr. Veit Hagemeyer ist Institutsleiter am Institut für Automation und angewandte Informatik (IAI) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Hauptarbeitsgebiete: Automatisierungstechnik, Regelungstechnik, Mechatronik, Energieinformatik.



Lutz Gröll
 Karlsruher Institut für Technologie (KIT),
 Institut für Automation und angewandte
 Informatik (IAI), KIT-Campus Nord,
 Hermann-von-Helmholtz-Platz 1, 76344
 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany
lutz.groell@kit.edu

apl. Prof. Dr.-Ing. Lutz Gröll ist Gruppenleiter am Institut für Automation und angewandte Informatik (IAI) des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Hauptarbeitsgebiete: Modellierung verfahrenstechnischer Anlagen, Identifikation, Systemtheorie, Regelungstechnik