



1 Einleitung

Naturumlaufverdampfer gehören zu den am häufigsten verwendeten Verdampfertypen in der stoffwandelnden Industrie [Scholl, 1998]. Neben dem vertikalen, außenliegenden Rohrbündelverdampfer gibt es eine Vielzahl an Bauformen, wie beispielsweise kompakte Plattenapparate oder horizontale Rohrbündel [Scholl, 2011; Rant, 1977; Arneth, 2001; Mersmann, 2005].

In dieser Arbeit wird der vertikale Rohrnaturumlaufverdampfer betrachtet, der in der chemischen Industrie der am häufigsten eingesetzte Verdampfer ist [Sloley, 1996]. Ihr bevorzugter Einsatz liegt in der Dampferzeugung im Sumpf von Rektifikationskolonnen. Weiterhin werden sie für ein- und mehrstufige Eindampfungen verwendet. Der charakteristische Selbstumlauf wird durch den Dichteunterschied zwischen der unterkühlten, einphasigen Flüssigkeit im Zulauf und dem zweiphasigen Flüssigkeits-Dampfgemisch im Verdampferrohr induziert. Hierdurch ist zum Betrieb des Verdampfers keine Umlaufpumpe erforderlich. Im Vergleich zu anderen Verdampferbauarten ergeben sich hieraus eine geringe Scherbeanspruchung des Produktes sowie niedrige Investitionen und Betriebskosten. Aufgrund des einfachen Aufbaus und der freien Materialwahl lässt sich der Apparat zudem gut reinigen.

Als nachteilig erweist sich die Kopplung von Fluidodynamik und Wärmeübertragung. Für den stabilen Betrieb von Naturumlaufverdampfern ist eine minimale treibende Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Produktseite erforderlich, um eine ausreichende Dampfblasenbildung zu erreichen [Scholl, 2011]. Weitere Beschränkungen des Betriebsbereiches ergeben sich für den produktseitigen Druck. Insbesondere bei einem Systemdruck von $p_{BA} < 0,2$ bar kann die starke Unterkühlung der Flüssigphase am Einlauf des Verdampferrohrs zu einem geringen Dampfanteil verbunden mit einem instabilen Umlaufverhalten führen. Weiterhin weisen Naturumlaufverdampfer eine relativ lange Verweilzeit des Mediums an der heißen Verdampferrohrwand auf, wodurch es bei thermisch sensiblen Medien zu einer Produktschädigung kommen kann. Füllstandsschwankungen im Zulauf sowie erhöhte Viskositäten sind für die Naturumlaufverdampfung ebenso nachteilig. Die Auslegung des Apparates ist durch die Wechselwirkung von Fluidodynamik und Wärmeübertragung aufwendig und mit Unsicherheiten belegt. Aufgrund dieser Unsicherheiten werden Naturumlaufverdampfer oft überdimensioniert oder bei grenzwertigen Betriebsbedingungen andere Verdampfertypen zum Erreichen der Verfahrensaufgabe verwendet. Diese Verdampfer weisen in Bezug auf Investitionen und Betriebskosten zum Teil erhebliche Nachteile gegenüber Naturumlaufverdampfern auf.

Zur Intensivierung des Wärmeübergangs werden in der Prozessindustrie strukturierte Oberflächen und Turbulenzpromotoren verwendet. Etabliert sind beispielsweise der Einsatz von Drahtgestrickeinbauten zur Schmierölkühlung in Luftkühlern [Ellerby, 2011] oder die Verwendung von Rippenrohren zur Verdampfung von Kältemitteln [Rollmann, 2011]. Der Einsatz von Einbauten und strukturierten Oberflächen bietet auch für Naturumlaufverdampfer



ein großes Potential. In Arbeiten von M. Reza, J. Nasr sowie G. T. Polly, I. Gibbard [Reza, 2006; Gibbard, 1998] wird der Einsatz von Turbulenzpromotoren in Naturumlaufverdampfern simuliert. Hierbei wurde der Einfluss der Einbauten auf den einphasigen Wärmeübergang und Druckverlust in der Aufheizzone berücksichtigt. Der Einfluss von wärmeübergangsverbessernden Einbauten im zweiphasigen Gebiet ist in den Modellen nicht enthalten. Experimentelle Ergebnisse zum Einsatz von Turbulenzpromotoren in Naturumlaufverdampfern sind in [Scholl, 2005] dargestellt.

Insgesamt ist der Einsatz von Turbulenzpromotoren in Naturumlaufverdampfern bislang unzureichend untersucht. Eine verlässliche Vorausberechnung der Naturumlaufverdampfung bei Nutzung von Einbauten oder strukturierten Verdampferrohrflächen ist nicht möglich. Die Gründe hierfür liegen in der komplexen Wechselwirkung von Fluidodynamik und Wärmeübergang sowie der geringen Anzahl an publizierten Messdaten.

In dieser Arbeit wird der Einfluss eines Drahtgestrick-Inserts sowie eines innenberippten Rohrs auf die Fluidodynamik und den Wärmeübergang bei der Naturumlaufverdampfung in einem dampfbeheizten Einrohr-Naturumlaufverdampfer untersucht und mit Referenzmessungen eines glatten Edelstahlrohrs verglichen. Auf Basis ein- und zweiphasiger Druckverlust- und Wärmeübergangsmessungen werden Korrelationen zur Berechnung der Aufheiz- und Verdampfungszone des Naturumlaufverdampfers vorgestellt. Mit Hilfe eines iterativen und segmentweise rechnenden Simulationsprogramms werden die semiempirischen Korrelationen für die Vorausberechnung der Naturumlaufverdampfung verwendet und mit Messdaten verglichen.

2 Grundlagen und Stand des Wissens

Der Selbstumlauf von Naturumlaufverdampfern stellt sich aufgrund von Dichteunterschieden zwischen einphasigem Zulauf und dem Flüssigkeits-Dampfgemisch im Verdampferrohr ein. Mit steigender Umlaufgeschwindigkeit erhöht sich der rohrseitige Wärmeübergang, wodurch eine größere Dampfmenge entsteht. Den Erhöhungen des Wärmeübergangs und des Umlaufstroms wirken ein- und zweiphasige Druckverluste im Zulauf, im Verdampferrohr und im Brüdenrohr entgegen. Aufgrund dieser Wechselwirkung zwischen Wärmeübergang und Fluidodynamik stellt sich für die jeweiligen Bedingungen ein entsprechender Umlaufstrom ein. Neben stofflichen Parametern (Dichte, Viskosität, Verdampfungsenthalpie und Wärmekapazität des Fluids) beeinflussen apparative Größen, wie die Geometrie des Zulaufes, das Verdampferrohr (Abmessungen, Material, Rauheit) und die Brüdenrohrgeometrie, das Betriebsverhalten des Naturumlaufverdampfers. Ebenso einen Einfluss haben betriebliche Größen wie der Betriebsdruck im Brüdenabscheider p_{BA} , die treibende Temperaturdifferenz ΔT und der scheinbare Flüssigkeitsstand h_s^* . Dieser ergibt sich aus dem Flüssigkeitsstand im Brüdenabscheider zum Eintritt des Verdampferrohrs h und der beheizten Länge des Verdampferrohrs L_{VR} nach Gl. (2.1), siehe Abb. 2.1.

$$h_s^* = \frac{h}{L_{VR}} \quad (2.1)$$

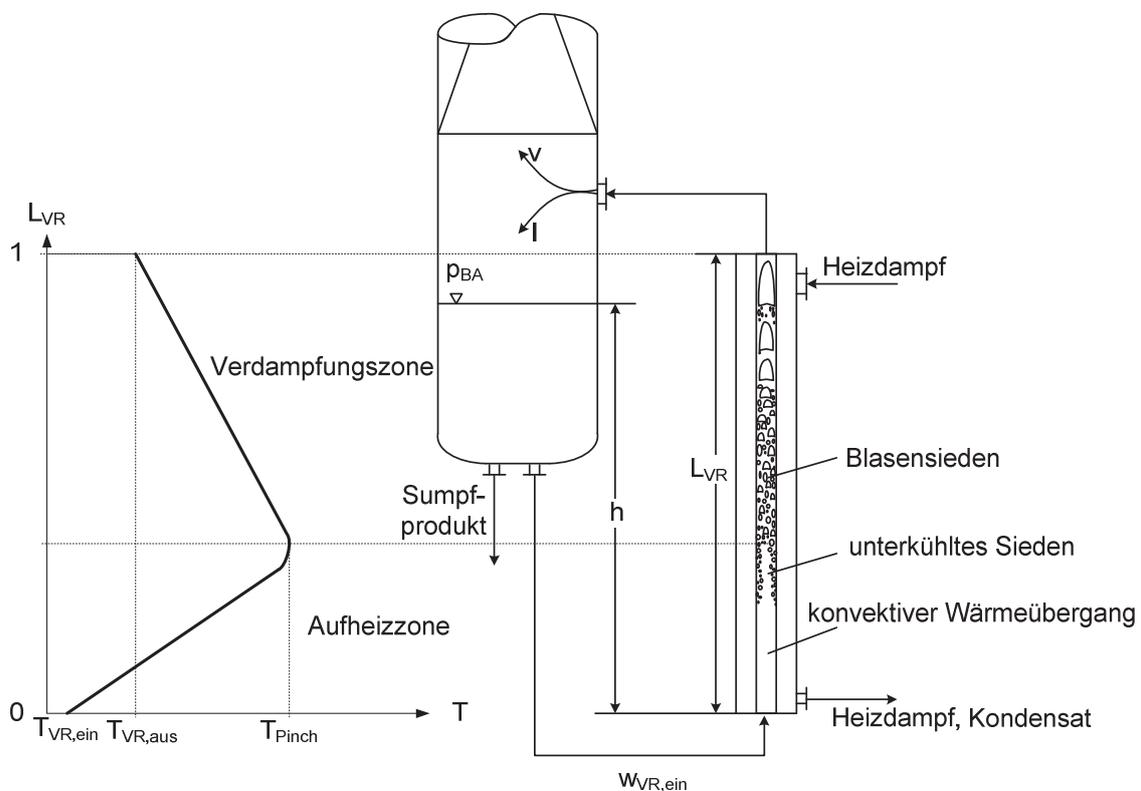


Abb. 2.1: Funktionsweise und Kernströmungstemperaturprofil (Reinstoff) eines Naturumlaufverdampfers



Die Mechanismen des Wärmeübergangs und Druckverlustes in Naturumlaufverdampfern verändern sich in axialer Richtung entlang des Verdampferrohrs. Im Zulauf des Verdampferrohrs strömt die Flüssigkeit aufgrund des hydrostatischen Drucks der Flüssigkeitssäule und ggf. der Wärmeverluste unterkühlt in das Verdampferrohr ein. In der Aufheizzone erwärmt sich die Flüssigkeit zunächst konvektiv an der Verdampferrohrwand. Neben einem hydrostatischen Druckabfall kommt es zu einphasigen Reibungsdruckverlusten. Durch den abnehmenden Druck und die Temperaturerhöhung der Flüssigkeit bilden sich an der Verdampferrohrwand erste Dampfblasen. Diese kollabieren bei Ablösung von der Wand, da die Siedetemperatur in der Kernströmung noch nicht erreicht ist. Dieser Zustand des unterkühlten Siedens geht mit Erreichen der Siedetemperatur in der Kernströmung in das Blasensieden über. Mit Beginn der Verdampfungszone bleiben die Dampfblasen der Strömung stabil und es erfolgt eine Zunahme des Dampfgehaltes. Aufgrund des Gleichgewichtes zwischen Flüssig- und Dampfphase ist die Temperatur in der Verdampfungszone vom lokalen Druck und der örtlichen Gemischzusammensetzung abhängig. Bei Reinstoffen und engsiedenden Gemischen folgt daraus eine Verringerung der Kernströmungstemperatur axial im Verdampferrohr aufgrund des abnehmenden Drucks, siehe Abb. 2.1. Bei weitsiedenden Gemischen kann durch die Anreicherung von Schwertsiedern ein deutlich geringerer Temperaturabfall oder sogar ein Anstieg der Temperatur in der Kernströmung erfolgen [Scholl, 2011]. Ist die Wandüberhitzung nicht ausreichend zur Bildung von Dampfblasen, kann in der Verdampfungszone anstelle des Blasensiedens konvektives Sieden vorliegen. Bei dieser Art des Wärmeübergangs wird die Wärme konvektiv von der Rohrwand an das Fluid übertragen. Die Verdampfung der Flüssigkeit findet in diesem Fall an der Phasengrenze zum Dampf statt.

In Abhängigkeit vom Dampfanteil im Verdampferrohr bilden sich in der Verdampfungszone unterschiedliche Strömungsformen aus. Für senkrechte Rohre ist die Strömungskarte nach Hewitt und Roberts [Hewitt, 1969] zur Beschreibung der Strömungszustände etabliert. Zu Beginn der Verdampfungszone strömt die Dampfphase in Form von in der flüssigen Phase verteilten Blasen, der sogenannten Blasenströmung, durch das Verdampferrohr. Mit zunehmendem Dampfgehalt koaleszieren diese Blasen und es bildet sich eine Pfropfenströmung. Hierbei nimmt die Dampfphase nahezu den vollständigen Querschnitt des Verdampferrohrs ein. Durch weitere Wärmezufuhr und die Entspannungsverdampfung aufgrund des abnehmenden Drucks bildet sich nach einem chaotischen Strömungszustand schließlich eine Ringstrahlenströmung bzw. eine Ringströmung aus. Naturumlaufverdampfer werden in der Regel im Bereich der Blasenströmung bis maximal zum Beginn der Filmströmung betrieben.

Das Flüssigkeits-Dampfgemisch durchströmt das Brüdenrohr des Verdampfers, wodurch neben einem hydrostatischen Druckabfall Reibungsdruckverluste auftreten. Mit abnehmendem Druck sinkt aufgrund des thermodynamischen Gleichgewichts die Siedetemperatur des Fluids, was zu einer Flashverdampfung und einer Erhöhung des Dampfanteils führt. Aufgrund von Querschnittserweiterungen und Umlenkungen im



Brüdenrohr treten zusätzliche Druckverluste auf, bis das zweiphasige Gemisch schließlich in den Brüdenabscheider strömt und sich in dampfförmige und flüssige Phase trennt. Durch das Ausdampfen von leichtsiedenden Stoffen kann die Temperatur des zweiphasigen Gemisches über der Fluidtemperatur im Brüdenabscheider liegen. Beim Vermischen mit der zuströmenden flüssigen Phase erfolgt in diesem Fall eine Nachverdampfung aus der Flüssigkeitsvorlage.

Die Zulaufgeometrie hat beim Betrieb von Naturumlaufverdampfern einen starken Einfluss auf das Betriebsverhalten. In den Zulauf zum Verdampfer wird häufig eine Drossel integriert oder die durchströmte Fläche im Vergleich zum Verdampferrohr bis auf die Hälfte reduziert [Seelinger, 2006; Fair, 1960]. Hierdurch kann im Einlaufbereich ein reduzierter Umlaufstrom eingestellt und pulsierendes Umlaufverhalten unterdrückt werden. Weiterhin ist durch den erhöhten Druckverlust im Verdampferrohrzulauf die Aufheizzone verkürzt und die Zone des Blasensiedens vergrößert.

Die Gestaltung des Brüdenrohrs beeinflusst das Betriebsverhalten von Naturumlaufverdampfern deutlich. Durch die starke Ausdehnung beim Phasenwechsel von flüssiger zur dampfförmigen Phase liegen im Vergleich zum einphasigen Eintritt des Verdampferrohrs am Austritt erheblich größere mittlere Strömungsgeschwindigkeiten vor. Um die Druckverluste am Austritt zu reduzieren sollte das Brüdenrohr mindestens die gleiche Querschnittsfläche aufweisen wie die Verdampferrohre. Ein Brüdenrohr mit zu geringem Querschnitt kann zu einem instabilen Betriebsverhalten mit Pulsation führen [Kister, 1990]. Dieses Verhalten stellt insbesondere beim Betrieb des Verdampfers im Vakuum aufgrund der geringeren Dampfdichte eine Gefahr dar, die zu einer Beschädigung von Einbauten führen kann. Bei einem zu großen Querschnitt des Brüdenrohrs kann es zu einem Ausdampfen des Leichtsieders im Verdampferrohr kommen, verbunden mit einer signifikanten Abnahme oder eines Zusammenbruchs des Umlaufstroms. In diesem Fall besteht die Gefahr einer thermischen Produktschädigung. Ist die treibende Temperaturdifferenz für ein Wiederanspringen des Umlaufs zu gering, kann durch kurzzeitiges Eindüsen von Gas die Dichte im Verdampfer- und Brüdenrohr reduziert werden. Hierdurch wird ein Umlaufstrom induziert und die Flüssigkeit im Verdampferrohr ausgetauscht, so dass der Naturumlauf wieder starten kann [Kister, 1990].

Die Kopplung von Fluidodynamik und Wärmeübergang erschwert die Vorausberechnung von Naturumlaufverdampfern. Da weder der Umlaufstrom noch die übertragene Wärmemenge zu Beginn einer Berechnung bekannt sind, ist ein iteratives Vorgehen erforderlich. Iterative Modelle zur Berechnung der Naturumlaufverdampfung wurden u.a. von Dialer [Dialer, 1983], Kaiser [Kaiser, 1988] und Arneth [Arneth, 1999] entwickelt. Diese Modelle starten mit Schätzwerten, wie der Länge der Aufheizzone oder den Wärmeübergangskoeffizienten. Der Wärmeübergang und die Fluidodynamik des Verdampfers werden segmentweise berechnet, bis eine ausreichende Konvergenz zwischen Schätzwerten und berechneten Werten erreicht ist. Aufgrund des relativ großen Aufwands zur Erstellung entsprechender Modelle werden in der Regel kommerziell verfügbare Programme zur Berechnung der Naturumlaufverdampfung



verwendet, beispielsweise Aspen Shell & Tube Exchanger von Aspen Tech [Aspen 2013], CC-THERM von Chemstations [Chemstations 2009], oder Xchanger Suite von Heat Transfer Research [Heat Transfer Research, 2013]. In diese Programme fließen neben den Berechnungskorrelationen experimentelle Daten ein. Trotz des relativ großen Aufwands ist bei der Vorausberechnung eines Naturumlaufverdampfers mit Abweichungen von etwa 20-25 % von den Messwerten zu rechnen [Groschang, 1999].

Im Folgenden werden die einzelnen Mechanismen des Wärmeübergangs und Druckverlustes dargestellt und Berechnungskorrelationen für das glatte Edelstahlrohr vorgestellt.

2.1 Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer

In Naturumlaufverdampfern treten axial im Verdampferrohr unterschiedliche Mechanismen des Wärmeübergangs auf, siehe Abb. 2.1. In Abhängigkeit von den Strömungsbedingungen und der rohrseitigen Wandtemperatur erfolgt zunächst konvektiver Wärmeübergang. Mit steigender Fluidtemperatur sinkt dabei die treibende Temperaturdifferenz zwischen Rohrwand und der Kernströmung, wodurch der lokale übertragene Wärmestrom in axialer Richtung des Verdampferrohrs zunächst abnimmt. Bei einer Beheizung mit kondensierendem Wasserdampf und für Naturumlaufverdampfer typischen Strömungsgeschwindigkeiten von $w_{VR, \text{ein}} \leq 0,6 \text{ m s}^{-1}$ liegt der Hauptanteil des Wärmedurchgangswiderstands in diesem Teil des Verdampfers auf der Produktseite. Tritt kein unterkühltes Sieden auf, liegt die geringste lokale Wärmestromdichte unmittelbar vor Erreichen des Siedezustandes in der Kernströmung vor. Mit sinkendem Druck und der Erwärmung der Strömung wird im Verdampferrohr schließlich der Siedezustand erreicht.

In der Verdampfungszone erhöht sich der rohrseitige Wärmeübergangskoeffizient gegenüber dem konvektiven Wärmeübergang deutlich. Die übertragenen Wärmeströme steigen in axialer Richtung stark an und der Anteil des produktseitigen Wärmeübergangswiderstands am Wärmedurchgangswiderstand verringert sich. Ebenso liegt auf der Heizseite ein dünnerer Kondensatfilm vor, wodurch der Wärmedurchgangskoeffizient am Austritt des Verdampferrohrs den höchsten Wert erreicht, solange rohrseitig der kritische Siedezustand nicht erreicht wird. Aufgrund dieses Verhaltens verändern sich in axialer Richtung vom Eintritt des Verdampferrohrs bis zum Austritt auf der Heiz- und Produktseite die lokalen Wandtemperaturen und Wärmeübergangskoeffizienten, und es ergeben sich lokal stark unterschiedliche Wärmestromdichten. Im Folgenden werden die Grundlagen zur Berechnung des Wärmeübergangs auf der Heiz- und Produktseite für ein senkrechtes Glattrohr vorgestellt.

2.1.1 Wärmeübertragung vom Heizedampf an die Rohrwand

In der Prozessindustrie erfolgt die Beheizung von Verdampfern in der Regel durch kondensierenden Wasserdampf. Die Vorteile liegen in einer gleichmäßigen Beheizung

entlang der Verdampferrohre, einem hohen Energiegehalt, einer guten Regelbarkeit und großen Wärmeübergangskoeffizienten. Die Mechanismen des Wärmeübergangs bei der Kondensation von Wasserdampf wurden maßgeblich von Nusselt [Nusselt, 1916] untersucht. Alle im Folgenden dargestellten Berechnungskorrelationen sind [Müller, 2006] entnommen.

Die Wärmeübertragung vom Heizdampf auf das produktseitige Fluid ist für den Rohrabschnitt eines Naturumlaufverdampfers in Abb. 2.2 dargestellt.

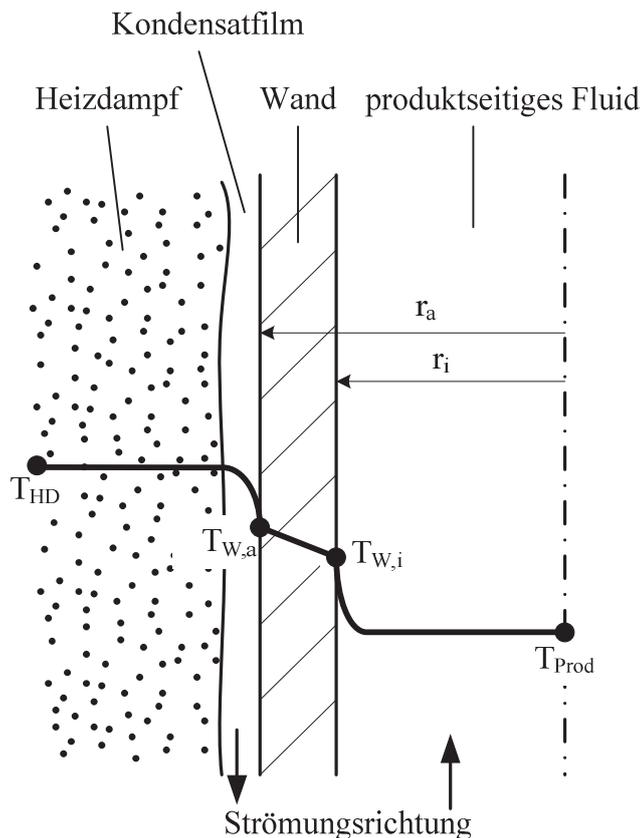


Abb. 2.2: Wärmeübertragung vom Heizdampf auf das produktseitige Fluid

Tritt Heizdampf in Kontakt mit einer Oberfläche, deren Temperatur unterhalb der Sättigungstemperatur des Dampfes liegt, so kondensiert dieser. Für nahezu alle technisch relevanten Oberflächen, wie auch bei den verwendeten Verdampferrohren, bildet sich ein Kondensatfilm. Dieser läuft am senkrechten Verdampferrohr ab, siehe Abb. 2.2. Bezogen auf den Umfang des Verdampferrohrs ergibt sich aus dem Kondensatmassenstrom \dot{M}_{Kond} eine Kenngröße des Kondensatfilms, die Berieselungsdichte:

$$\dot{\Gamma} = \frac{\dot{M}_{\text{Kond}}}{\pi \cdot d_a} \quad (2.2)$$

Die Reynolds-Zahl des Kondensatfilms Re_F berechnet sich zu



$$\text{Re}_F = \frac{\dot{\Gamma}}{\eta}. \quad (2.3)$$

Der Wärmeübergang an die Wand des Verdampferrohrs lässt sich in mehrere Schritte aufteilen. Zunächst erfolgt die Kondensation des Dampfes an der Phasengrenze des Kondensatfilms. In einem laminaren Film wird der Wärmestrom mittels Wärmeleitung an die Rohrwand übertragen. Liegt dagegen ein turbulenter Kondensatfilm vor, erfolgt neben der Wärmeleitung ein konvektiver Wärmetransport. Hierdurch ist der Wärmeübergang sowohl vom Kondensatmassenstrom als auch von der Wärmeleitfähigkeit des Films abhängig. Mit zunehmender Filmdicke vergrößert sich zunächst der Wärmewiderstand für den laminaren Wärmetransport. Gleichzeitig verringert sich der Wärmewiderstand im Film durch konvektiven Wärmetransport aufgrund von Quervermischungen und erhöhter Turbulenz mit zunehmender Reynolds-Zahl. Um dies zu berücksichtigen, werden laminare und turbulente Anteile der Wärmeübertragung überlagert. Der laminare Anteil der Nusselt-Zahl berechnet sich in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl des Kondensatfilms sowie der Dampf- und Flüssigkeitsdichte des Films zu

$$\text{Nu}_{F,l} = 0,925 \cdot \left(\frac{1 - \rho_{\text{vap}} / \rho_{\text{liq}}}{\text{Re}_{F,l}} \right)^{1/3}, \quad (2.4)$$

der turbulente zu

$$\text{Nu}_{F,t} = \frac{0,02 \cdot \text{Re}_F^{7/24} \cdot \text{Pr}_F^{1/3}}{1 + 20,52 \cdot \text{Re}_F^{-3/8} \cdot \text{Pr}_F^{-1/6}}. \quad (2.5)$$

Zur Berechnung der Nusselt-Zahlen ist die Gleichgewichtstemperatur des Dampfes für die Stoffdaten zu verwenden. Dies gilt auch für die Prandtl-Zahl des Kondensatfilms:

$$\text{Pr}_F = \frac{c_p \cdot \eta}{\lambda}. \quad (2.6)$$

Aus der Überlagerung von laminarer und turbulenter Nusselt-Zahl ergibt sich schließlich die Nusselt-Zahl des Films

$$\text{Nu}_F = \sqrt[1,2]{(f_{\text{well}} \cdot \text{Nu}_{F,l})^{1,2} + \text{Nu}_{F,t}^{1,2}} \cdot f_{\eta}. \quad (2.7)$$

Der Korrekturfaktor für die Welligkeit des Films f_{well} berücksichtigt die Verbesserung des Wärmeübergangs durch Wellen im Film, die den Wärmeübergang des laminaren Rieselfilms bereits bei Reynolds-Zahlen von $\text{Re}_F \geq 1$ beeinflussen. Für den Korrekturfaktor gilt

$$\begin{aligned} f_{\text{well}} &= 1, & \text{Re}_F < 1 \\ f_{\text{well}} &= \text{Re}_F^{0,04}, & \text{Re}_F \geq 1 \end{aligned} \quad (2.8)$$



Da die Temperatur des Rieselfilms an der Verdampferrohrwand geringer ist als an der Phasengrenze zum Dampf, ändern sich die Stoffwerte in Wärmestromrichtung. Dies wird für die Viskosität durch den Term

$$f_{\eta} = \left(\frac{\eta_F}{\eta_{F,W}} \right)^{1/4} \quad (2.9)$$

berücksichtigt. Der heizseitige Wärmeübergangskoeffizient des Films ergibt sich aus der Nusselt-Zahl zu

$$\alpha_F = \frac{Nu_F \cdot \lambda}{L_{\text{char}}} \quad (2.10)$$

mit der charakteristischen Länge L_{char} des Rieselfilms

$$L_{\text{char}} = \sqrt[3]{\frac{v_F^2}{g}} \quad (2.11)$$

Die heizseitige Temperatur des Verdampferrohrs ist aus der übertragenen Wärmestromdichte und der Gleichgewichtstemperatur der Dampfphase berechenbar.

$$T_{W,a} = T_{\text{vap}} - \frac{\dot{q}}{\alpha_F} \quad (2.12)$$

Durch Wärmeleitung wird der Wärmestrom durch die Wand des Verdampferrohrs geleitet. Die innere Rohrwandtemperatur ergibt sich aus

$$T_{W,i} = T_{W,a} - \frac{\dot{Q} \cdot \frac{1}{\lambda_{VR}} \cdot \ln\left(\frac{d_a}{d_i}\right)}{2 \cdot \pi \cdot L_{VR}} \quad (2.13)$$

Im Folgenden wird der einphasige Wärmeübergang von der heißen Rohrwand an das strömende Fluid beschrieben.

2.1.2 Wärmeübertragung von der Rohrwand an das einphasige Fluid

Die Wärmeübertragung von einer glatten, heißen Rohrwand an eine strömende Flüssigkeit wurde in der Vergangenheit ausführlich untersucht. Durch dimensionslose Kennzahlen lassen sich einphasige Wärmeübergangskoeffizienten mit guter Genauigkeit berechnen. Die im Folgenden dargestellten Gleichungen zur Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs sind [Gnielinski, 2006] entnommen. Dabei wird davon ausgegangen, dass für das jeweilige Segment des Verdampferrohrs eine konstante Wandtemperatur vorliegt.



Die einphasige Wärmeübertragung lässt sich für Rohrströmungen durch die Reynolds-Zahl mit dem inneren Durchmesser als charakteristischer Länge beschreiben.

$$\text{Re} = \frac{w \cdot d_i \cdot \rho}{\eta} \quad (2.14)$$

Bei einer hydrodynamisch ausgebildeten Laminarströmung ($\text{Re} \leq 2.300$) berechnet sich die Nusselt-Zahl eines Rohrsegmentes für den gesamten Bereich $0 < \text{Re} \cdot \text{Pr} \cdot d_i / L < \infty$ zu

$$\text{Nu}_m = \left[\text{Nu}_{m,1}^3 + 0,7^3 + (\text{Nu}_{m,2} - 0,7)^3 \right]^{1/3} \quad (2.15)$$

mit

$$\text{Nu}_{m,1} = 3,66 \quad (2.16)$$

und

$$\text{Nu}_{m,2} = 1,615 \cdot \left(\text{Re} \cdot \text{Pr} \cdot \frac{d_i}{L} \right)^{1/3}. \quad (2.17)$$

Zur Berechnung der Stoffdaten ist die mittlere Fluidtemperatur im Segment zu verwenden. Da die Flüssigkeit an der Rohrwand aufgrund der mantelseitigen Beheizung wärmer als die mittlere Fluidtemperatur ist, wird eine Wandkorrektur der Stoffdaten eingeführt.

$$\text{Nu} = \text{Nu}_m \cdot \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_{w,i}} \right)^{0,11} \quad (2.18)$$

Der rohrseitige Wärmeübergangskoeffizient des Segmentes berechnet sich aus der Nusselt-Zahl mit dem Innendurchmesser als charakteristische Länge zu

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \cdot \lambda}{d_i}. \quad (2.19)$$

Im Übergangsbereich ($2.300 < \text{Re} < 10.000$) treten sowohl laminare als auch turbulente Strömungsformen auf. Die laminaren Anteile der Nusselt-Zahl eines Rohrsegmentes mit konstanter Wandtemperatur errechnen sich aus

$$\text{Nu}_{m,1,2} = 1,615 \cdot (2300 \cdot \text{Pr} \cdot d_i / L)^{1/3}, \quad (2.20)$$

$$\text{Nu}_{m,1,3} = \left(\frac{2}{1 + 22 \cdot \text{Pr}} \right)^{1/6} \cdot (2300 \cdot \text{Pr} \cdot d_i / L)^{1/2}, \quad (2.21)$$

$$\text{Nu}_{m,1} = \left[49,371 + (\text{Nu}_{1,2} - 0,7)^3 + \text{Nu}_{1,3}^3 \right]^{1/3}. \quad (2.22)$$

Für den turbulenten Anteil der Nusselt-Zahl gilt