

# 1 Einleitung

Die Anwesenheit von grenzflächenaktiven Substanzen wie Tensiden ist in thermischen Trennapparaten in der Regel unerwünscht. In Kolonnen oder Wärmeübertragern können Tenside in Bereichen mit einer intensiven Vermischung von Gas- und Flüssigphase eine störende Schaumbildung fördern und dadurch den Betrieb der Anlage beeinträchtigen (Leuner et al., 2020, Staud et al., 2023). In der chemischen Industrie sind unter anderem Verfahren zur Rauchgasreinigung, insbesondere die Aminwäsche zur Abscheidung von Kohlenstoffdioxid aus Rauchgasen, von unerwünschter Schaumbildung betroffen. Durch den Eintrag von Verunreinigungen oder als Folge der Degradation der Waschlösung können sich grenzflächenaktive Substanzen im Prozess anreichern. Bei Überschreiten einer kritischen Konzentration führt dies zur Schaumbildung und in der Folge zu erhöhten Druckverlusten, verminderten Durchsätzen und im ungünstigsten Fall zum Anlagenstillstand.

Diesen aus dem industriellen Betrieb von thermischen Trennapparaten bekannten negativen Effekten steht der gezielte Einsatz von Tensiden zur Verbesserung des Wärmeübergangs gegenüber. So belegen experimentelle Untersuchungen an Wärmerohren, dass die Präsenz von Tensidmolekülen die zweiphasige Wärmeübertragung deutlich steigern kann (Gandomkar et al., 2020, Raju, Krishnan, 2020). Darüber hinaus liegen erste Untersuchungen zum Einfluss von Tensiden auf den Betrieb eines Fallfilmverdampfers vor, welche zeigen, dass das Strömungsverhalten des Fallfilms durch die Anwesenheit von Tensid stabilisiert werden kann (Waack et al., 2022).

Naturumlaufverdampfer werden in der chemischen Industrie aufgrund der hohen erreichbaren Wärmeübertragungsraten sowie der niedrigen Investitionen und Betriebskosten häufig als eigenständige Trennstufe oder zur Brüdenherzeugung für eine nachgeschaltete Trenneinheit eingesetzt. Aufgrund des weit verbreiteten industriellen Einsatzes ist die unerwünschte Schaumbildung durch oberflächenaktive Substanzen auch in Naturumlaufverdampfern eine bekannte Herausforderung (Chen et al., 2006, Leuner et al., 2020). Im Gegensatz zu den bekannten Auswirkungen von Tensiden auf die Betriebscharakteristik einer Trennkolonne (Thiele et al., 2003), ist der Einfluss auf das Betriebsverhalten eines Naturumlaufverdampfers bisher kaum untersucht worden. Es ist jedoch davon auszugehen, dass Tenside aufgrund ihrer grenzflächenaktiven Eigenschaften sowohl die Mechanismen der ein- und zweiphasigen Wärmeübertragung als auch den ein- und zweiphasigen Druckverlust und damit die Naturumlaufverdampfung auf verschiedenen, miteinander gekoppelten Ebenen beeinflussen. Zu jedem dieser Themengebiete existieren unabhängig voneinander eine Vielzahl an experimentellen und theoretischen Studien. So ist beispielsweise die Steigerung der zweiphasigen Wärmeübertragung durch die Anwesenheit von Tensidmolekülen ein weit verbreiteter Forschungsgegenstand (Acharya, Pise, 2017). Gleiches gilt für die Untersuchung des Einflusses von Tensiden auf Ein- und Zweiphasenströmungen. Es ist allgemein anerkannt, dass die Anwesenheit von Tensiden die Aufstiegsgeschwindigkeit von Gasblasen in einer Flüssigkeit durch die Erhöhung des Reibungsdruckverlustes deutlich reduziert (Nalajala et al., 2014). Gleichzeitig können Tenside integral betrachtet den Druckverlust in vertikalen Zweiphasenströmungen verringern (Gao, Xu, 2018). Wie die verschiedenen Wirkmechanismen der Tenside das integrale Betriebsverhalten eines Naturumlaufverdampfers verändern, kann aus diesen grundlegenden Studien allerdings nicht

abgeleitet werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll daher die Beeinflussung der Naturumlaufverdampfung durch die Anwesenheit von Tensid im Miniplant-Maßstab experimentell untersucht werden. Die übergeordnete Zielsetzung besteht darin, die Auswirkungen von Tensiden, im Speziellen von sekundären Alkylsulfonaten, auf den Anlagenbetrieb zu quantifizieren.

Dazu wird in einem Top-Down-Ansatz das integrale Betriebsverhalten und der Einfluss des Tensids durch den produktseitigen Wärmeübergangskoeffizienten und die einphasige Umlaufgeschwindigkeit beschrieben. Darauf aufbauend sollen die zugrundeliegenden Mechanismen durch die Aufteilung des Verdampferrohrs in die einphasige Aufheizzone und die zweiphasige Verdampfungszone detaillierter betrachtet werden. Weiterhin wird das Auftreten von Strömungsinstabilitäten und deren Zusammenhang mit der Anwesenheit von Tensid diskutiert.

Die Entstehung von verdampfungsinduzierten Schäumen während der Naturumlaufverdampfung basiert auf der Dampfblasenbildung im Verdampferrohr. Die Ausbildung der Schaumstrukturen findet allerdings erst im Brüdenabscheider durch die Trennung von Dampf- und Flüssigphase statt und beeinflusst die Mechanismen der Wärmeübertragung daher nur indirekt. Aus diesem Grund wird die Schaumentstehung im Rahmen dieser Arbeit nicht im Detail untersucht, sondern lediglich im Zusammenhang mit der Festlegung des zu untersuchenden Betriebsbereichs betrachtet.

# 2 Stand des Wissens

## 2.1 Grundlagen der Naturumlaufverdampfung

Aufgrund der hohen Wärmeübertragungsraten sowie geringer Investitionen und Betriebskosten sind Naturumlaufverdampfer in der chemischen Industrie weit verbreitet (Kister, 2003, Leuner et al., 2020). Der Umlaufstrom zwischen dem Wärmeübertrager und der nachgeschalteten Phasentrenneinheit wird durch die Dichtedifferenz zwischen dem Zweiphasengemisch im Wärmeübertrager und der einphasigen Zulaufströmung induziert. Dies ermöglicht einen pumpenlosen Betrieb und dadurch die Prozessierung schersensitiver Stoffsysteme. Außerdem führen kleine Dampfmassenströme und hohe Strömungsgeschwindigkeiten zu einer verringerten Belagbildung, sodass auch zur Belagbildung neigende Stoffsysteme verdampft werden können. Diesen Vorteilen steht die starke Kopplung von Wärmeübertragung und Fluidodynamik während der Naturumlaufverdampfung gegenüber, welche die Verwendung von iterativen Berechnungsansätzen erforderlich macht und die Unsicherheiten bei der Auslegung der Apparate erhöht (Arneth, 1999, Lu, 2022). Zusätzlich führen die im Vergleich zur Zwangsumlaufverdampfung verstärkten Rückkopplungsmechanismen zwischen Wärmeübertragung und Fluidodynamik zu einer erhöhten Störanfälligkeit des Naturumlaufverdampfers gegenüber Strömungsinstabilitäten (Dialer, 1983).

Eingesetzt werden Naturumlaufverdampfer entweder als eigenständige Trenneinheit oder als Wärmeübertragungseinheit zur Brüdenerzeugung für nachgeschaltete Rektifikations-, oder Desorptionskolonnen (vgl. Abbildung 1) (Alane, Heggs, 2011).

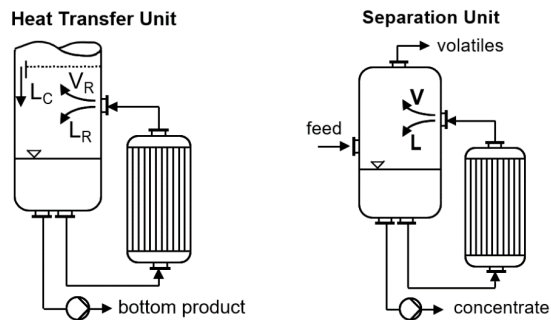


Abbildung 1: Naturumlaufverdampfer zur Erfüllung unterschiedlicher Verfahrensaufgaben. Links: Wärmeübertragungseinheit zur Brüdenerzeugung, rechts: eigenständige Trenneinheit, aus (Scholl, Brahim, 2005)

In Abhängigkeit der Verfahrensaufgabe muss ein Naturumlaufverdampfer unterschiedliche Spezifikationen erfüllen. Als einstufige Eindampfeinheit ist die Zielgröße des Prozesses die Reinheit und Ausbeute des abzutrennenden Stoffes, während als Sumpfverdampfer für Trennkolonnen die übertragene Wärmestromdichte beziehungsweise die Gasbelastung, quantifiziert durch den Gasbelastungsfaktor  $F_g$ , eine entscheidende Kenngröße des Betriebs darstellt (Scholl, Brahim, 2005). Je nach Anforderungsprofil können

die Verdampferrohre des Wärmeübertragers horizontal oder vertikal, sowohl als Einzelrohr als auch als Rohrbündel ausgeführt werden. Die Rohrlänge variiert üblicherweise zwischen 1 m und 4 m mit Rohrdurchmessern von 16 mm bis 38 mm. Bei zur Belagbildung neigenden Prozessmedien oder Prozessmedien mit erhöhter Viskosität werden die Durchmesser vergrößert. In Abhängigkeit davon, welches Medium stärker zur Belagbildung neigt, können die Betriebsmedien im Inneren oder außerhalb der Rohre geführt werden. Als heizseitige Betriebsmittel werden üblicherweise Wasserdampf oder Wärmeträgerflüssigkeiten eingesetzt.

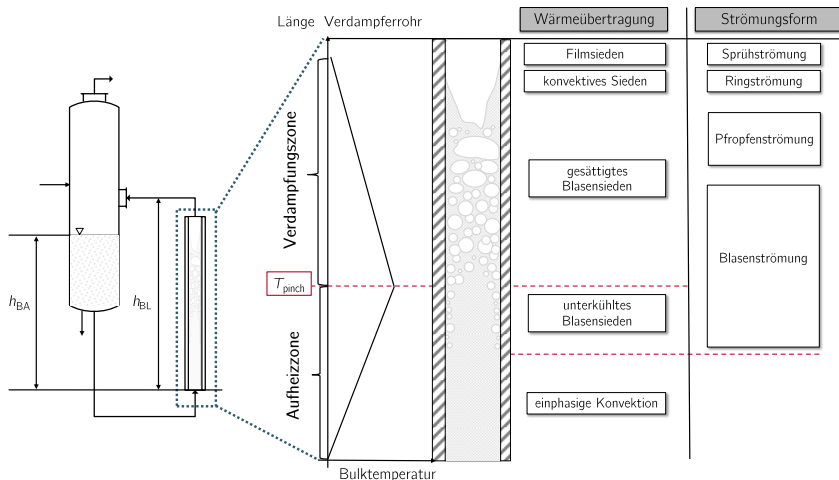


Abbildung 2: Temperaturverlauf, Wärmeübertragungsregime und Strömungsformen in einem vertikalen Naturumlaufverdampfer

Das allgemeine Funktionsprinzip der Naturumlaufverdampfung ist in Abbildung 2 dargestellt. Am Zulauf des Verdampferrohrs strömt das Stoffgemisch aufgrund von Wärmeverlusten und dem wirkenden hydrostatischen Druck der Flüssigkeitssäule unterkühlt in das Verdampferrohr. Die Wärmeübertragung erfolgt im ersten Abschnitt des Rohrs durch einphasige Konvektion. Wird die Wärmestromdichte und damit die Temperatur in der thermischen Grenzschicht bis auf einen kritischen Wert  $\dot{q}_{\text{ONB}}$  erhöht (vgl. Gleichung(9)), bilden sich erste Dampfblasen an der Wärmeübertragungsfläche. In der Zone des unterkühlten Siedens kondensieren die Dampfblasen, sobald sie sich von der Wärmeübertragungsfläche ablösen. Über die Höhe des Verdampferrohrs nimmt die Temperatur der Kernflüssigkeit zu, bis die lokale Siedetemperatur beziehungsweise der Sättigungsdampfdruck  $p_s$  erreicht wird. Das Ende der einphasigen Aufheizzone (AZ) ist erreicht und die Verdampfungszone (VZ) beginnt. Der Übergang zwischen der Aufheiz- und Verdampfungszone wird durch den Pinchpunkt, der über die minimale Temperaturdifferenz zwischen Heiz- und Produktseite definiert ist, beschrieben. In Abhängigkeit der Betriebsbedingungen kann es in der Verdampfungszone bei einer Wandtemperatur leicht oberhalb der lokalen Siedetemperatur zum konvektiven Sieden kommen (Arneth, 1999, Hammerschmidt, 2013). Die Temperaturdifferenz zwischen der Wand und der Siedetemperatur ist nicht ausreichend, um die Bildung von Dampfblasen

zu induzieren. Der Wärmetransport erfolgt weiterhin durch freie Konvektion und die Verdampfung findet an freien dampf-flüssig Grenzflächen weiter oben im Verdampferrohr statt. Bei höheren Wandtemperaturen sind die Dampfkeimstellen auf der Wärmeübertragungsfläche aktiv und die Dampfblasenbildung setzt ein. Die sich bildenden Dampfblasen strömen schwerkraftgetrieben das Verdampferrohr empor und reißen dabei die Flüssigphase mit. Der Wärmetransport erfolgt durch gesättigtes Blasensieden und die partielle Verdampfung des Stoffsystems führt aufgrund der Dichtedifferenz zwischen der Dampf- und der Flüssigphase zu einer treibenden hydrostatischen Druckdifferenz zwischen Brüdenabscheider und dem Zulauf des Verdampferrohrs, welche den Naturumlauf weiter antreibt. Aufgrund der Reduzierung des hydrostatischen Druckes sowie dem Auftreten von Reibungsdruckverlusten über das Verdampferrohr nimmt die Siedetemperatur in der Verdampfungszone entsprechend der Dampfdruckkurve des Stoffsystems ab. Der stetige Druckabfall über die Höhe des Verdampferrohrs führt zusätzlich dazu, dass ein Teil der Flüssigkeit durch Entspannungsverdampfung in den dampfförmigen Zustand übergeht. Nach Verlassen des Verdampferrohrs strömt das Zweiphasengemisch über die Brüdenleitung in den Brüdenabscheider, wo die Trennung von Dampf- und Flüssigphase erfolgt.

Durch Erhöhung der Wärmestromdichte nehmen in Abhängigkeit des vorherrschenden Druckes die Anzahl und das Volumen der Dampfblasen mit zunehmender Verdampferhöhe stärker zu. Aufgrund des vergrößerten Volumens der Dampfblasen vereinigen sich diese und es entstehen Dampfpfropfen, die einen Großteil des Strömungsquerschnittes belegen. Die Strömungsform geht von der Blasen- zur Pfropfenströmung über. Durch den Phasenwechsel wird das spezifische Volumen schlagartig vergrößert, was zu einer Beschleunigung des darüber liegenden Zweiphasengemisches führt. Da die Reibung in den wandnahen Schichten am größten ist, strömen die Dampfpfropfen in die Mitte des Verdampferrohrs und drängen die Flüssigkeit an die Verdampferwand. Durch weitere Steigerung der Verdampfungsrate lagern sich die einzelnen Dampfpfropfen zu einem zusammenhängenden Dampfkern zusammen und die Dicke des wandnahen Flüssigkeitsfilms wird reduziert. Mit abnehmender Dicke sinkt auch der Wärmewiderstand des Flüssigkeitsfilms und die dadurch reduzierte Differenz zwischen Flüssigkeitstemperatur und lokaler Siedetemperatur verhindert die Bildung von Dampfblasen. Anstatt dessen erfolgt die Verdampfung an der freien Phasengrenzfläche zwischen Flüssigkeitsfilm und Dampfkern. Dieser Strömungsbereich wird als Ringströmung bezeichnet. Kommt es zur weiteren Verdampfung der Flüssigkeit an der Wärmeübertragungsfläche, wird diese nicht mehr vollständig benetzt und der Wärmetransport erfolgt über einphasige Zwangskonvektion zwischen der Wand und der Dampfphase. Wird die Wand vollumfänglich von einer Dampfschicht bedeckt, ist der Bereich des Filmsiedens erreicht. Der Wärmeübertragungskoeffizient sinkt ab und es kann zur starken Überhitzung der Wärmeübertragungsfläche und damit zur Schädigung des Wärmeübertragers kommen (Bierling, 2019, Dialer, 1983, Kamil, 1992).

### 2.1.1 Wärmeübertragung im Naturumlaufverdampfer

Naturumlaufverdampfer werden üblicherweise bis zum Bereich des gesättigten Blasensiedens beziehungsweise der Pfropfenströmung betrieben (Arneth, 1999). In diesem Kapitel werden daher die Grundlagen der Wärmeübertragung sowohl für die

einphasige Konvektion als auch für das Strömungssieden vorgestellt. Da der Begriff des Strömungssieden in der Literatur unterschiedlich definiert wird, sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass in der vorliegenden Arbeit die Definition nach (Kind, Wetzel, 2019a) verwendet wird. Diese besagt, dass der Begriff „Strömungssieden“ alle Wärmeübergangsmechanismen und Strömungsformen umfasst, welche beim Wärmetransport mittels siedenden und strömenden Flüssigkeits-Dampf-Gemischen auftreten können.

### Einphasige Konvektion

Der Wärmetransport bei einphasiger Konvektion erfolgt sowohl durch Wärmeleitung im Fluid als auch durch den von der Strömung induzierten Transport von kinetischer Energie und Enthalpie (Polzin, 2020). Wenn ein Fluid über eine Wand mit einer erhöhten Temperatur strömt, führt die Haftbedingung an der Wand dazu, dass die Geschwindigkeit des Fluids an der Wand den Wert  $0 \text{ m s}^{-1}$  annimmt und die Temperatur durch Wärmeleitung erhöht wird. Direkt an der Wand lässt sich der Wärmetransport daher durch das Fourier'sche Gesetz nach Gleichung (1) beschreiben (Alameri, Alkaabi, 2020).

$$\dot{q} = -\lambda_f \left( \frac{dT}{dy} \right)_w \quad (1)$$

Hierbei entspricht  $\dot{q}$  der Wärmestromdichte, welche sich aus dem Produkt der thermischen Leitfähigkeit des Fluids  $\lambda_f$  und dem Temperaturgradienten zwischen der Wandoberfläche und der Flüssigkeitsschicht ergibt. Der Abstand von der Wand wird hierbei durch  $y$  gekennzeichnet.

Mit steigender Entfernung von der Wand nimmt die Strömungsgeschwindigkeit stetig zu, bis die maximale Geschwindigkeit erreicht wird (vgl. Abbildung 3). Die Höhe, bei der die Strömung 99 % der maximalen Strömungsgeschwindigkeit erreicht, kennzeichnet die Höhe beziehungsweise Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht  $\delta_h$  (Weber, 2008).

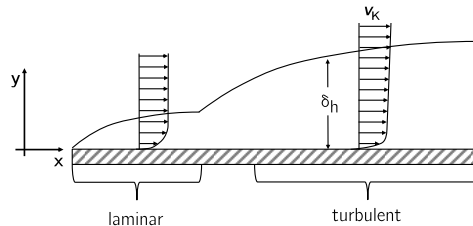


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Geschwindigkeitsprofils in der hydrodynamischen Grenzschicht bei laminarer und turbulenter Strömung

Innerhalb der Grenzschicht unterscheidet sich die Geschwindigkeit also um mehr als 1 % von der Maximalgeschwindigkeit. Das Geschwindigkeitsprofil und damit die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht wird stark durch die Strömungsform beeinflusst. Während bei laminaren Strömungen der Geschwindigkeitsgradient in  $y$ -Richtung größer und folglich die Grenzschichtdicke kleiner ist, führt der Übergang zur turbulenten Strömung zu Fluktuationen in den Geschwindigkeitskomponenten der einzelnen Fluidteilchen. Dadurch werden die Reibung und der Wärmetransport zwischen den

einzelnen Teilchen und gleichzeitig die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht erhöht (Weber, 2008). Bei turbulenter Strömung bildet sich in Wandnähe zusätzlich die laminare oder viskose Unterschicht aus, deren Ausdehnung in  $y$ -Richtung deutlich geringer ist als die Dicke der hydrodynamischen Grenzschicht.

Ähnlich wie die Geschwindigkeit verändert sich auch die Temperatur der Flüssigkeit mit wachsendem Abstand von der Wand. Bei einer im Vergleich zur Flüssigkeit überhitzten Wand sinkt die Fluidtemperatur  $T_f$  in  $y$ -Richtung bis bei  $T_K$  die Temperatur der Kernströmung erreicht wird (vgl. Abbildung 4).

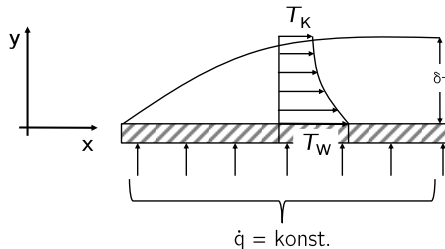


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Temperaturprofils in der thermischen Grenzschicht bei erzwungener Konvektion

Die Dicke der thermischen Grenzschicht  $\delta_T$  wird definiert als der Abstand  $y$ , für den folgende Beziehung gilt:

$$\frac{T_f - T_W}{T_K - T_W} = 0,99 \quad (2)$$

Demnach ist die Differenz zwischen der Fluidtemperatur  $T_f$  an der Stelle  $y$  und der Wandtemperatur  $T_W$  gleich 99 % der Temperaturdifferenz zwischen Kerntemperatur  $T_K$  und Wandtemperatur (Alameri, Alkaabi, 2020). Innerhalb der thermischen Grenzschicht erfolgt der Wärmetransport über Konvektion und kann mittels Gleichung (3) beschrieben werden. Die übertragene Wärmestromdichte  $\dot{q}$  ergibt sich aus dem Produkt des lokalen, konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  und der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit.

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_W - T_f) \quad (3)$$

Durch Gleichsetzen von Gleichung (1) und (3) und Auflösen nach  $\alpha$  ergibt sich der konvektive Wärmeübergangskoeffizient innerhalb einer idealen thermischen Grenzschicht als Funktion des Temperaturgradienten an der Wand  $\left(\frac{dT}{dy}\right)_W$ , der Wärmeleitfähigkeit des Fluids  $\lambda_f$  und der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit:

$$\alpha = -\lambda_f \frac{\left(\frac{dT}{dy}\right)_W}{(T_W - T_f)} \quad (4)$$

Gleichung (4) zeigt, dass der lokale konvektive Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Temperaturgradient an der Wand und daher mit sinkender Dicke der thermischen Grenzschicht ansteigt. Eine dünne thermische Grenzschicht erhöht folglich

den Wärmetransport zwischen Wand und Kernflüssigkeit (Polzin, 2020). Die Dicke der thermischen Grenzschicht wird unter anderem von der Strömungsform beeinflusst. So führt eine Erhöhung der Turbulenz aufgrund des erhöhten Wärmetransports innerhalb der Grenzschicht zu einer Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten. Dadurch ist der Temperaturabfall an der Wand geringer und die thermische Grenzschicht wird vergrößert (Maurus, 2002).

Neben der Beeinflussung des konvektiven Wärmeübergangs hat die Dicke der thermischen Grenzschicht auch einen Einfluss auf die Blasenbildung beim Strömungssieden. Damit Dampfblasen entstehen können, muss die Temperatur der sie umgebenden Flüssigkeit um einen definierten Betrag überhitzt vorliegen. Ob die Temperatur der die Blase umgebenden Flüssigkeit diese Bedingungen erfüllt, hängt von dem Temperaturgradienten innerhalb der Grenzschicht ab.

### *Strömungssieden*

Die Wärmeübergangsmechanismen während des Strömungssiedens werden durch den thermodynamischen Zustand der Zweiphasenströmung beeinflusst. Liegt die Kerntemperatur der Flüssigkeit unterhalb und die Wandtemperatur ausreichend hoch oberhalb der lokalen Siedetemperatur, erfolgt die Wärmeübertragung über das unterkühlte Blasensieden. Aufgrund der Rekondensation der Dampfblasen in der Kernströmung wird die Wärmeübertragung beim unterkühlten Blasensieden im Vergleich zur einphasigen Konvektion stark erhöht. Die Entstehung der Dampfblasen sorgt zum einen für eine verstärkte Turbulenz in den wandnahen Schichten und zum anderen zu einer schnelleren Erwärmung der Kernflüssigkeit durch die freiwerdende Kondensationswärme (Dialer, 1983, Kirschbaum, 1961). Für eine detailliertere Beschreibung der grundlegenden Mechanismen der Blasenentstehung sowie des Einflusses von Tensidmolekülen auf diese, wird auf Kapitel 2.2.4 verwiesen. Erreicht die Kerntemperatur die lokale Siedetemperatur des Stoffsystems, sind die entstehenden Dampfblasen auch außerhalb der thermischen Grenzschicht thermodynamisch stabil und das gesättigte Blasensieden setzt ein. Der thermodynamische Dampfgehalt steigt an, die Nettodampfbildung beginnt und der Wärmeübergang wird von der Entstehung der Dampfblasen dominiert, die in Form von Blasenschwärmen aufsteigen (Kind, Wetzel, 2019a). Die während des Strömungssiedens übertragene, integrale Gesamtwärmestromdichte  $\dot{q}_{\text{ges}}$  kann in zwei Anteile aufgeteilt werden: den Anteil des konvektiven Wärmetransports  $\dot{q}_K$  sowie den Anteil des blasenbildenden Wärmetransports  $\dot{q}_B$ . Für das unterkühlte Sieden gilt nach (Kind, Wetzel, 2019c):

$$\dot{q}_{\text{ges}} = \dot{q}_K + \dot{q}_B \quad (5)$$

Hierbei steht  $\dot{q}_K$  für die Wärmestromdichte, die dem Wärmeübergangsmechanismus der einphasigen Konvektion beziehungsweise dem konvektiven Sieden zugeordnet wird. In der Literatur werden beide Begriffe zur Beschreibung dieses Mechanismus des Wärmeübergangs verwendet. Da beim konvektiven Strömungssieden keine Dampfblasen entstehen und die Verdampfung an der freien Phasengrenze erfolgt, kann unter Berücksichtigung des Dampfmassenanteils der Wärmeübergangskoeffizient basierend auf den Gesetzmäßigkeiten der einphasigen Konvektion bestimmt werden (Kind, Saito, 2019).

Für die Berechnung von  $\dot{q}_B$  wird der Wärmeübergangskoeffizient des Blasensiedens unter dem Einfluss einer aufgeprägten Strömung benötigt. Die Wärmeübertragung beim Blasensieden wird wesentlich durch die Aktivierung von Keimstellen, dem Wachstum sowie dem Abreißen und Aufsteigen der Dampfblasen bestimmt. Jeder dieser Prozesse wird durch die Überhitzung der die Blase umgebenden Flüssigkeit und damit durch die Dicke der thermischen Grenzschicht beeinflusst. Durch Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit wird der Temperaturgradient in der thermischen Grenzschicht erhöht, die Dicke der Grenzschicht nimmt ab und die Blasenentstehung wird gehemmt. Darüber, wie stark der Wärmeübergangskoeffizient des Blasensiedens durch das Aufprägen einer Strömung beeinflusst wird, herrscht in der Literatur Uneinigkeit. So zeigen beispielsweise (Kind, Saito, 2019) durch den Vergleich experimenteller Messdaten aus zehn unterschiedlichen Studien, dass der Strömungseinfluss vernachlässigbar klein ist. Allerdings wird nicht näher erläutert, mit welcher Berechnungsformel der Wärmeübergangskoeffizient des Blasensiedens bestimmt wurde und wie die Abgrenzung zwischen konvektivem und blasenbildendem Wärmetransport erfolgt. Im Gegensatz dazu können (Chen et al., 2018) experimentell belegen, dass im Übergangsbereich zwischen voll ausgebildetem Blasensieden und partiellem Blasensieden die Strömungsgeschwindigkeit einen reduzierenden Einfluss auf den integralen Wärmeübergangskoeffizienten haben kann. Obwohl die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit den konvektiven Anteil der Wärmeübertragung vergrößert, wird angenommen, dass der negative Einfluss auf die Dampfblasenbildung überwiegt und somit die integrale Wärmestromdichte verringert wird.

Der nachteilige Einfluss der Strömungsgeschwindigkeit auf den blasenbildenden Wärmetransport wurde erstmalig von (Chen, 1966) für den Bereich des gesättigten Blasensiedens mittels Gleichung (6) beschrieben.

$$\alpha_{\text{ges}} = F \cdot \alpha_K + S \cdot \alpha_{BS} \quad (6)$$

Im Gegensatz zu den aktuell gängigen Begrifflichkeiten, bezeichnete (Chen, 1966) die vorherrschenden Wärmeübertragungsmechanismen als Makrokonvektion ( $\alpha_K$ ), zur Beschreibung der Effekte der einphasigen Wärmeübertragung sowie als Mikrokonvektion ( $\alpha_{BS}$ ), um den Beitrag der Blasenbildung zur Wärmeübertragung zu kennzeichnen. Die dimensionslosen Funktionen  $F$  und  $S$  stellen dabei Parameter dar, die durch Anpassung der Modellgleichung an die experimentellen Daten gewonnen wurden. Der Vorfaktor  $F$  ist ein Strömungsparameter, der die Erhöhung des konvektiven Wärmetransports in Wandnähe durch die Bildung von Dampfblasen und die dadurch induzierten Mikroturbulenzen darstellt. Bei Dampfmassenanteilen kleiner als 0,1 kann für  $F$  ein Wert von 1 angenommen werden (Steiner et al., 2005). Die Beeinflussung des Blasensiedens durch das Aufprägen einer Strömung wird mittels des Unterdrückungsfaktors  $S$  beschrieben, welcher Werte von 0 (unendlich große Strömungsgeschwindigkeit) bis 1 (keine Strömung) annehmen kann. Zur Bestimmung von  $S$  existieren unterschiedliche Ansätze. Bei Kenntnis der Reynolds-Zahl kann Gleichung (7) nach (Butterworth, 1979) zur Berechnung von  $S$  herangezogen werden.

$$S = \frac{1}{1 + 2,53 \cdot 10^{-6} (\text{Re} \cdot F^{1,25})^{1,17}} \quad (7)$$

Diesem Ansatz (Chen, 1966) gegenüber steht die Korrelationsgleichung nach (Kind, Saito, 2019), die auf der Annahme beruht, dass die Strömungsgeschwindigkeit den Wärmeübergangskoeffizienten beim Blasensieden  $\alpha_{BS}$  nicht maßgeblich beeinflusst. In Analogie zu Gleichung (5) werden in dieser Berechnungsgleichung die Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_K$  und  $\alpha_{BS}$  wie folgt gemittelt:

$$\alpha_{ges} = \sqrt[3]{(\alpha_K)^3 + (\alpha_{BS})^3} \quad (8)$$

Für die Berechnung von  $\alpha_{BS}$  können unterschiedliche Korrelationsgleichungen verwendet werden, wie beispielsweise der Ansatz nach (Rohsenow, 1971) oder (Forster, Zuber, 1955). Für die Anwendung von Gleichung (8) spezifizieren (Kind, Saito, 2019), dass  $\alpha_{BS}$  nur zum integralen Wärmeübergangskoeffizienten beiträgt, wenn eine kritische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{ONB}$  vorliegt. Die Berechnung von  $\dot{q}_{ONB}$  basiert auf den Grundlagen der Blasenbildung. Die Voraussetzung für das Wachstum einer Dampfblase ist, dass eine kritische Temperaturdifferenz zwischen der dampf-flüssig Grenzfläche aufrechterhalten werden kann. Die zugehörige kritische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{ONB}$  ergibt sich nach Gleichung (9).

$$\dot{q}_{ONB} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_s \cdot \alpha_f}{r_{krit} \cdot \rho_d \cdot \Delta h_v} \quad (9)$$

Hierbei stehen  $\sigma$ ,  $\rho_d$ ,  $\Delta h_v$  und  $\alpha_f$  für die Oberflächenspannung, die Dampfdichte, die Verdampfungsenthalpie sowie den lokalen einphasigen Wärmeübergangskoeffizienten. Der kritische Radius  $r_{krit}$  hängt von der Oberflächenbeschaffenheit der Wärmeübertragungsfläche ab und kann mit  $0,3 \cdot 10^{-6}$  m abgeschätzt werden (Kind, Wetzel, 2019a).

Welcher der beiden Wärmeübertragungsmechanismen während des blasenbildenden Strömungssiedens dominiert, wird unter anderem von dem Betriebsdruck, der Strömungsgeschwindigkeit, dem Dampfmassenanteil sowie der Differenz zwischen der Oberflächentemperatur der Wärmeübertragungsfläche und der Siedetemperatur der Flüssigkeit  $\Delta T_s$  beeinflusst. Zur Identifizierung des vorherrschenden Mechanismus kann die Abhängigkeit des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten von  $\Delta T_s$  herangezogen werden. Während  $\alpha_K$  nicht durch  $\Delta T_s$  beeinflusst wird, steigt  $\alpha_{BS}$  mit steigender Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit aufgrund der erhöhten Anzahl an aktiven Keimstellen deutlich an (Kind, Wetzel, 2019a).

### 2.1.2 Kenn- und Betriebsgrößen der Naturumlaufverdampfung

Der Betriebsbereich eines Naturumlaufverdampfers ist aufgrund der starken Wechselwirkung zwischen Fluidodynamik und Wärmeübertragung durch die treibende Temperaturdifferenz, den Füllstand sowie den Betriebsdruck begrenzt. Am unteren Ende des Betriebsbereichs wird der Betrieb des Verdampfers durch den Zusammenbruch des Umlaufstroms limitiert. Der Umlaufmassenstrom wiederum resultiert aus der Differenz zwischen dem hydrostatischen Druck der Flüssigkeitssäule im Brüdenabscheider und dem hydrostatischen Druck des Zweiphasengemischs im Verdampferrohr. Durch die partielle Verdampfung der Flüssigkeit im Verdampferrohr wird die mittlere Dichte des Zweiphasengemischs reduziert, der hydrostatische Druck sinkt und die entstehende Druckdifferenz  $\Delta p_{Trib}$  bewirkt das Aufwärtsströmen des Zweiphasengemischs und treibt