

Simulation der Strahlreinigung: Diffusionsmodell für quellbare Verschmutzungen

M. Joppa¹, H. Köhler², S. Kricke², J.-P. Majschak², J. Fröhlich¹, F. Rüdiger¹

¹Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Dresden

²Institut für Naturstofftechnik, Technische Universität Dresden

Kurzfassung

Ein im Hinblick auf geringen Berechnungsaufwand entwickeltes, physikalisch-numerisches Simulationsmodell für Reinigungsvorgänge durch diffusives Auflösen oder kohäsives Trennen kleiner Verschmutzungsteilchen wird vorgestellt und validiert. Die Strömungsberechnung auf Grundlage der Reynolds-gemittelten Navier Stokes Gleichungen (RANS) und die Berechnung des Verschmutzungstransports mittels eines instationären RANS-Ansatzes erfolgen entkoppelt. Das Verschmutzungsverhalten ist als transiente Dirichlet-Randbedingung modelliert, deren Parameter aus Laborexperimenten in einer ebenen Kanalströmung bestimmt werden. Die Validierung erfolgt für die Konfiguration eines senkrecht auftreffenden, kohärenten Flüssigkeitsstrahls für den Düsendurchmesser 1,69 mm und Drücke in der Düse zwischen 1,5 und 5 bar, d.h. Reynolds-Zahlen zwischen 17700 und 55600. Gemessen an der im Vergleich zu den Parametrierungsexperimenten um mehrere Größenordnungen höheren Wandschubspannung, der Einfachheit des Modells und der Komplexität des Testfalls wird eine sehr gute Übereinstimmung der simulierten Reinigungszeiten mit den Messwerten erreicht. Die angestrebte Skalierbarkeit sowie die Übertragbarkeit des Modells auf andere Strömungskonfigurationen sind somit gegeben.

1 Einleitung

Die Lebensmittel- und Pharmaindustrie steht vor den steigenden Herausforderungen einer wirtschaftlichen und hygienischen Produktion. Um diesen zu begegnen, sind die Entwicklung leistungs- und reinigungsfähiger Maschinen sowie der Einsatz ressourcenschonender Reinigungssysteme dringend erforderlich. Zur Erfüllung der hygienischen Anforderungen werden in der Lebensmittelindustrie häufig automatisierte Cleaning-in-Place-Systeme (CIP) eingesetzt. Bei der Tank- und Behälterreinigung kommen bei hartnäckigen Verschmutzungen vor allem Zielstrahlreiniger zum Einsatz, wobei ein Vollstrahl auf die verschmutzte Behälterwand trifft. Aktuell werden diese Systeme während der Konstruktionsphase empirisch ausgelegt und bei der Montage iterativ nach Kriterien wie Sprühschatten und Reinigungswirkung an die Bedingungen der speziellen Reinigungsaufgabe angepasst. Dies verursacht einen enormen zeitlichen und finanziellen Aufwand.

Ein großes Einsparpotenzial lässt sich dagegen durch eine Reinigungsvorhersage nutzen. Durch diese können Aussagen zum optimalen Reinigungssystem und zur Auslegung der Betriebsparameter bereits vor der maschinentechnischen Umsetzung und Erprobung getroffen werden.

Bisher bekannte Berechnungsmodelle für die Strahlreinigung basieren, wie in [1], [2] und [3], vorrangig auf empirisch gefundenen Zusammenhängen zwischen den einstellbaren Betriebsparametern und dem Reinigungsergebnis. Weiterhin bekannt sind physikalisch begründete analytische Abtragmodelle, mit deren Hilfe Abtragsvorgänge speziell für eine Strahlströmung beschrieben werden, z.B. in [4] und [5]. Derartige Modelle sind zwar kaum rechenintensiv, haben aber vor allem den Nachteil, dass sie aufgrund der getroffenen konfigurationsspezifischen Annahmen nur schwer oder gar nicht auf andere Konfigurationen und zu reinigende Bauteile übertragbar sind. Diesen Nachteil kann die Reinigungsvorhersage mithilfe der numerischen Strömungssimulation beheben. Bisher spielt sie jedoch weder in der Forschung noch in der industriellen Anwendung eine große Rolle. Zu begründen ist dies mit den Herausforderungen bei der Entwicklung einer praxisrelevanten Reinigungssimulation, d.h. vor allem der physikalischen Komplexität des Strahlreinigungsprozesses, den vielfältigen Reinigungsmechanismen unterschiedlicher Verschmutzungen sowie der Einhaltung praktikabler Rechenzeiten auf industrierelevanter Computerhardware. Ein physikalisch-numerisches Simulationsmodell zur Vorhersage des Strahlreinigungsprozesses, welches sich diesen Herausforderungen stellt, wurde kürzlich von den Autoren entwickelt.

Um dem komplexen Problem der industriellen Reinigung zu begegnen, orientiert sich das Modell an der Vorstellung verschiedener Reinigungsmechanismen aus [6] und [7]. Die relevanten Reinigungsmechanismen werden in diffusives Auflösen, kohäsives Trennen, viskoses Verschieben und adhäsives Abtrennen eingeteilt und sind in Abbildung 1 schematisch dargestellt. Von den Autoren wird der Ansatz verfolgt, jedem Reinigungsmechanismus ein spezifisches Modell für den Abtrag zugrunde zu legen.

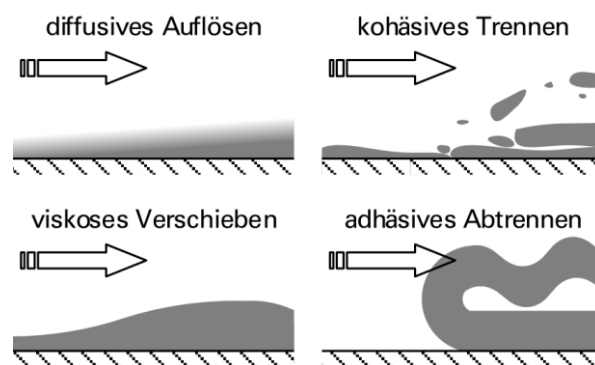


Abbildung 1: Schematischer Überblick der Reinigungsmechanismen

Joppa et al. [8] entwickelten ein Abtragmodell für die Fälle des diffusiven Auflöses und des kohäsiven Trennens kleiner Schmutzteilechen sowie eine entsprechende Prozedur zur Parametrierung mithilfe von Laborversuchen in einer ebenen Kanalströmung. Die Qualität dieser Parametergewinnung wurde in [9] signifikant verbessert. Beide Veröffentlichungen beruhen auf der Untersuchung einer stärkebasierten Modellverschmutzung, die auch in der vorliegenden Arbeit Anwendung findet. Hier übertragen die Autoren das in der Kanalströmung parametrisierte Abtragmodell auf die Gegebenheiten der Strahlreinigung. In [10] haben sie bereits eingehend die Herangehensweise bei der vereinfachten Strömungssimulation für einen kohärenten Freistrahл beschrieben, welcher auf eine unverschmutzte, horizontale Fläche trifft. Dieser Testfall wird hier aufgegriffen, um das Leistungsvermögen des Simulationsansatzes aufzuzeigen. Eine steigende Funktionalität lässt sich zukünftig durch gezielte Modellerweiterungen erreichen.

2 Charakterisierung des Testfalls

Betrachtet wird ein stationärer, senkrechter und kohärenter Flüssigkeitsstrahl, welcher auf eine horizontale, verschmutzte Oberfläche trifft. Bei der Reinigungsflüssigkeit handelt es sich um entionisiertes Wasser. Die Konfiguration ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt.

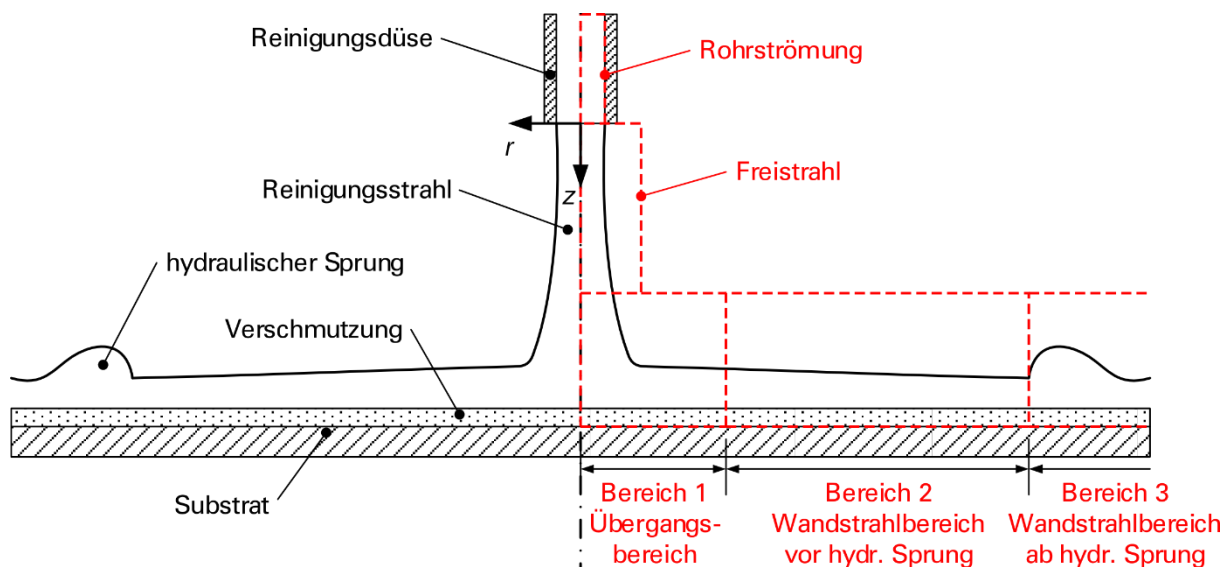


Abbildung 2: Schematische Darstellung der untersuchten Konfiguration

Das Reinigungsfluid verlässt die Reinigungsdüse als Freistrahл und trifft auf das verschmutzte Substrat. Dabei wird die Strömung umgelenkt und es schließt sich ein Wandstrahlbereich an, der vor allem durch seine geringe Filmdicke charakterisiert ist. Im Übergangsbereich relaminarisiert die im Freistrahл turbulente Strömung [11]. Im Bereich des

Wandstrahls ist jedoch ein erneuter Übergang zur turbulenten Strömung möglich. Mit zunehmendem Abstand vom Staupunkt, welcher sich auf der Schmutzoberfläche direkt mittig unter der Düse befindet, wächst die Grenzschicht an. Somit nimmt der Einfluss der Reibungskräfte zu, welche die Strömung verzögern. Laut [11] erreicht die Grenzschicht die Filmoberfläche bei

$$\frac{r_0}{D} = 0,1773 Re^{1/3} . \quad (1)$$

Darin sind D der Düsendurchmesser und Re die Reynoldszahl, gebildet mit dem Düsendurchmesser und der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Gestützt auf Erfahrungen bei der Strahlreinigungssimulation wird dieser Punkt im Folgenden als Startpunkt beginnender Transition betrachtet, obwohl die Literatur, z.B. in [11] und [12], deutlich größere Abstände für den laminar-turbulenten Umschlag angibt. Abbildung 3 verdeutlicht, dass infolge des Umschlags eine initial nahezu rotationssymmetrische Form von Oberflächenwellen in kleinere, chaotischere Strukturen übergeht, siehe dazu [13], [14] und [15]. Die Verzögerung der Strömung resultiert schließlich im Übergang vom schießenden Regime in das strömende Regime durch einen hydraulischen Sprung. In der Folge steigt die Filmdicke bei gleichzeitiger, deutlicher Geschwindigkeitsabnahme stark an. Dadurch sinkt die Reinigungswirkung drastisch, weshalb dieser Bereich in vielen Fällen, so auch hier, vernachlässigt wird [5].

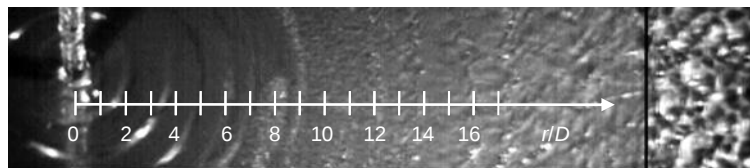


Abbildung 3: Typische Strukturen an der Oberfläche des Wandstrahls; Betriebspunkt $D = 3,3$ mm, $p_D = 0,5$ bar, $L = 100$ mm, $Re = 35600$. Der hydraulische Sprung ist mit einer schwarzen Volllinie markiert.

3 Numerisches Setup

Als Grundlage zur Simulation der Strahlreinigung dient hier ein Simulationsmodell, welches die Autoren in [8] und [9] bereits sehr erfolgreich zur Berechnung des Abtrags in einer Kanalströmung genutzt haben. Das Modell beinhaltet den neuartigen und sehr vorteilhaften Ansatz, das Verhalten der Verschmutzung als transiente Dirichlet-Randbedingung für den Volumenanteil der Verschmutzung auf der Geometrie der unverschmutzten, glatten Wand, φ_W , zu beschreiben. Dieses Vorgehen basiert auf zwei wichtigen Annahmen. Erstens muss der Einfluss der Schmutzschichtdicke auf die Strömung vernachlässigbar sein und zweitens muss die Schicht während des gesamten Reinigungsvorgangs hydraulisch glatt bleiben.

Wenn außerdem angenommen wird, dass die Stoffparameter des strömenden Fluids nicht vom transportierten Schmutz beeinflusst werden, entkoppeln die Gleichungen zur Berechnung der Strömung und des Abtrags. Infolgedessen ist eine zweistufige Berechnungsprozedur nutzbar, welche die benötigte Rechenzeit erheblich senkt.

Zuerst erfolgt die Berechnung des Strömungsfelds für eine unverschmutzte Oberfläche durch Lösung der Reynolds-gemittelten Navier Stokes Gleichungen (RANS) unter Nutzung des Wirbelviskositätsansatzes. Dadurch, dass die Strömung im zeitlichen Mittel rotations-symmetrisch ist, kann der Berechnungsaufwand nochmals reduziert werden. Die Darstellung der freien Oberfläche erfolgt durch einen Volume-of-Fluid Ansatz mit „Interface Compression“ und „Continuum Force Modell“ für die Oberflächenspannung [16]. Die Simulation erfolgte mit den Dichten $\rho_W = 998 \text{ kg/m}^3$ (Wasser) und $\rho_L = 1,2 \text{ kg/m}^3$ (Luft), den kinematischen Viskositäten $\nu_W = 0,935 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (Wasser) und $\nu_L = 15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ (Luft) sowie der Oberflächenspannung $\sigma = 0,0728 \text{ N/m}$.

Zur Modellierung der Turbulenz kommt das SST-Modell aus [17] zum Einsatz. Dieses Turbulenzmodell zeichnet sich durch Robustheit, vergleichsweise geringen Rechenaufwand und breite Einsatzmöglichkeiten in unterschiedlichen Konfigurationen aus. Der transitionelle Charakter der Strömung ist damit allerdings nicht darstellbar. Um den Umschlag laminar-turbulent im Wandstrahlbereich bei der Koordinate r_0 dennoch zu berücksichtigen, wird das Rechengebiet, welches in Abbildung 4 schematisch dargestellt ist, zur Strömungsberechnung in zwei Bereiche unterteilt. Im stromauf liegenden Bereich wird das Turbulenzmodell deaktiviert, um eine laminare Berechnung der Strömung zu erzwingen, was dem für wenig gestörte Wandstrahlen bei geringen Abständen L der Düse zur Wand validierten Vorgehen in [10] entspricht. Im stromab liegenden Bereich ist das Turbulenzmodell hingegen aktiv. Am Übergang zwischen den beiden Bereichen werden der Strömung im Wandstrahlbereich zudem turbulente Schwankungen mittels der kinetischen Energie der Turbulenz, k , durch Anwendung der Gleichung

$$k = 1,5(Tu \cdot |\underline{u}|)^2 \quad (2)$$

überlagert. Darin bezeichnet $|\underline{u}|$ den Betrag des Geschwindigkeitsvektors und Tu steht für den Turbulenzgrad. Dieser wird zu $Tu = 0,02$ gesetzt. Für die charakteristische Frequenz der dissipierenden Wirbel, ω , wird eine homogene Neumann-Randbedingung genutzt. Die Felder der sonstigen Strömungsgrößen weisen einen stetigen Übergang auf.

Die weiteren Randbedingungen sind in Abbildung 4 angegeben. Dabei ist darauf hinzuweisen, dass am Einlassrand eine konstante Geschwindigkeit vorgegeben wird. Dies lässt sich dadurch rechtfertigen, dass sich das Geschwindigkeitsprofil für große Düsenabstände bei der Annäherung an das Substrat aufgrund von Reibung innerhalb des

Strahls und einer vernachlässigbaren Verzögerungswirkung der umgebenden Luft vergleichmäßigt [18].

Die relative, d.h. auf die Größe des Düsendurchmessers D bezogene, Verteilung und Größe der Rechenzellen sind in allen durchgeführten Rechnungen ähnlich. Wachsende Zellgrößen in wand- und freistrahloberflächennormaler Richtung sowie ein lokaler Verfeinerungsbereich in Wandnähe sichern eine ausreichende Gitterauflösung in Bereichen hoher Gradienten im Strömungsfeld bei einer Zellenanzahl von $N \approx 90000$. Für den maximalen dimensionslosen Wandabstand Δy_w^+ gilt $\Delta y_{w,\max}^+ \leq 1$. Sein Mittelwert ist $\Delta y_w^+ \approx 0,5$.

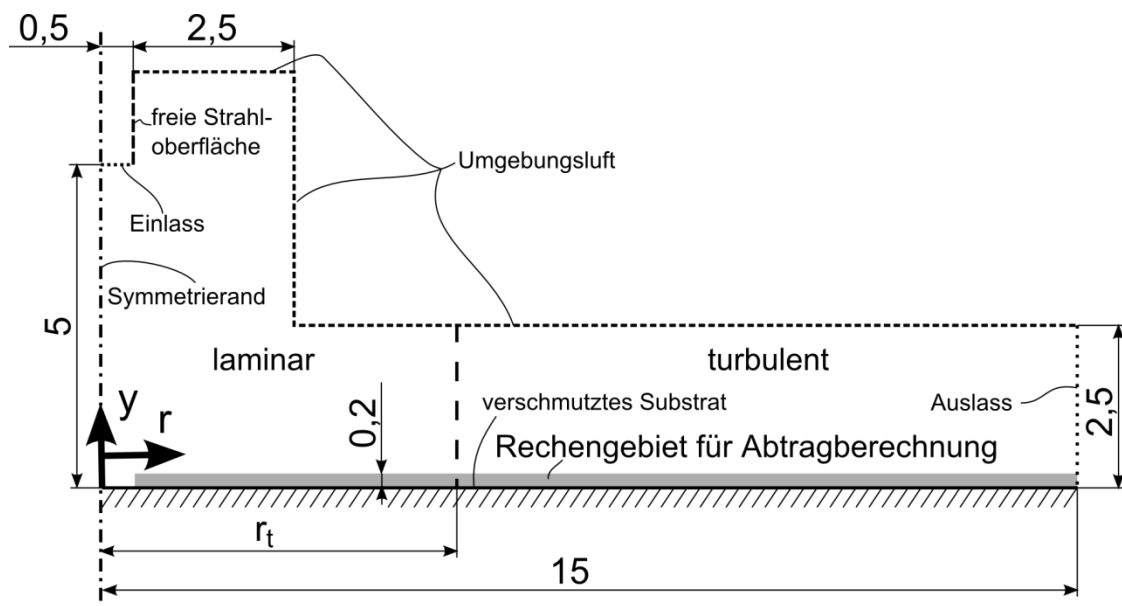


Abbildung 4: Schema des Rechengebiets mit Koordinatensystem, Hauptabmessungen als Vielfache des Durchmessers D und Randbedingungen für die Strömungsberechnung: $\cdot - \cdot -$ Symmetriebedingung, $\cdots \cdots$ Einlass mit konstanter Geschwindigkeit, $-----$ reibungsfreie Wand, $- - - -$ Einlass/Auslass mit vorgegebenem Druck, $\cdots \cdots \cdots$ Auslass mit homogener Neumann-Bedingung, $—$ Wand mit Haftbedingung

Mit dem berechneten Strömungsfeld wird anschließend der Massetransport berechnet. Die Transportgleichung für den Volumenanteil der Verschmutzung, φ , ist im Sinne eines instationären RANS-Ansatzes (URANS) umgesetzt, weil die Randbedingung für φ eine Instationarität impliziert. Wie bereits in [8] und [9] wird auch hier der molekulare Diffusionskoeffizient auf $D_{\text{mol}} = 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$ erhöht, um einerseits das diffusive Verhalten beim Abtrag korrekt abzubilden, und andererseits die hohen Gitteranforderungen beim Umgang mit sehr kleinen Diffusionskoeffizienten überhaupt erfüllen zu können. Der durch die turbulente Strömung erhöhte Austausch in der Strömung wird durch eine um einen zusätzlichen turbulenten Anteil, D_t , gesteigerte Diffusionskonstante berücksichtigt. Dieser ist

mittels $D_t = \nu_t / Sc_t$ aus der turbulenten Viskosität, ν_t , zu berechnen, wobei die turbulente Schmidtzahl, Sc_t , als Konstante vorgegeben wird.

Das Rechengebiet zur Abtragberechnung ist wegen des Rechenaufwands möglichst klein gehalten und umfasst lediglich den Wandstrahl und dessen Nahfeld (vgl. Abbildung 4). Zusätzlich wird der direkt unter der Düse liegende Staubereich aufgrund der Komplexität der dort auftretenden Reinigungsvorgänge von der Berechnung ausgeschlossen und in der Simulation stattdessen als initial unverschmutzt betrachtet. Folglich wird auf dem stromauf liegenden Einströmrand ein Volumenanteil von $\varphi_{\text{ein}} = 0$ vorgegeben. Am oberen sowie auf dem Ausströmrand gelten homogene Neumann-Bedingungen. Auf dem verschmutzten Substrat gilt die in [8] und [9] beschriebene, von den Ausführungen in [19] abgeleitete, instationäre Dirichlet Randbedingung. Sie lautet

$$\varphi_W = \begin{cases} 0, & t < t_r \\ \alpha_d \varphi_{\max} e^{C_{sw}(t-t_r)} / (\psi + e^{C_{sw}(t-t_r)}), & t \geq t_r \end{cases} \quad (3)$$

wobei t_r die Reptationszeit und C_{sw} , $\varphi_{\max} = 0,74$ und ψ weitere Modellparameter darstellen. Die Variable α_d bewirkt den Übergang in eine Abtragphase am Ende der Reinigung in der die Reinigungsrate asymptotisch abklingt. Sie beginnt mit dem Unterschreiten einer kritischen Masse an verbliebener Verschmutzung pro Fläche, $m''_{s,d}$. Infolge der Neigung zu numerischer Instabilität wurde für α_d eine zu den vorherigen Veröffentlichungen abweichende Definition verwendet. Der vormals sehr scharfe Übergang eines nahezu konstanten in einen stark abfallenden Volumenanteil nahe der Wand wird jetzt durch ein Überblenden der beiden Bereiche in einer Zone um $m''_{s,d}$, definiert durch den Parameter α_b , gemildert. Die Bestimmungsgleichung für α_d lautet nun

$$\alpha_d = c + (1 - c) \frac{m''_s(t)}{(1 + \alpha_b)m''_{s,d}}, \quad (4)$$

wobei

$$c = \min \left(1, \max \left(0, \frac{m''_s(t) - (1 - \alpha_b)m''_{s,d}}{2\alpha_b m''_{s,d}} \right) \right) \quad (5)$$

den Übergang steuert und $\alpha_b = 0,1$ gewählt wurde. Einen schematischen Zeiterlauf des Volumenanteils auf der verschmutzten Wand enthält Abbildung 5. Die Abtragrate ist schließlich mittels des Fickschen Gesetzes, d.h.

$$\dot{m}''_s = -R (d\varphi/dy)_w \quad (6)$$

zu berechnen, worin R ein verschmutzungsabhängiger Abtragkoeffizient ist. Basierend auf der Kenntnis der Abtragrate, $\dot{m}''_s$, erfolgt in jedem Zeitschritt die entsprechende Reduktion der auf dem Substrat vorhandenen Verschmutzungsmasse $m''_s(t)$.

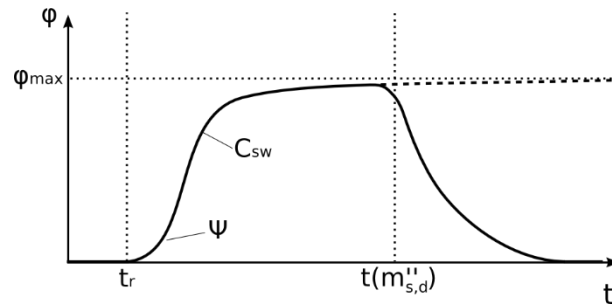


Abbildung 5: Schematischer, von der Dirichlet-Randbedingung vorgegebener Zeitverlauf des Volumenanteils der Verschmutzung

Die Programmbibliothek OpenFOAM wird zur Lösung sämtlicher genannter Gleichungen mittels einer Finite Volumen Methode zweiter Ordnung genutzt. Zur Lösung der RANS Gleichungen dient der PISO Algorithmus, welcher in OpenFOAM um äußere Iterationen und Unterrelaxation erweitert wurde. Die Zeitdiskretisierung erfolgt mit einem impliziten Verfahren erster Ordnung.

4 Versuchsaufbau und -durchführung

4.1 Parametrierung des Verschmutzungsverhaltens

Grundlage der Parametrierung des Verschmutzungsverhaltens ist die Annahme, dass sich das Reinigungsverhalten der Verschmutzung an einzelnen radialen Positionen im Strömungsfeld mit Laborversuchen nachstellen lässt, die eine der Position entsprechende, konstante Beanspruchung durch eine parallele Überströmung aufweisen. In besonderem Maße ist dies für den Wandstrahlbereich zu erwarten, der eine nahezu wandparallele Strömung aufweist. Zu diesem Zweck verwenden die Autoren einen experimentellen Aufbau, mit dem Reinigungsversuche in einer ebenen, vollausgebildeten Kanalströmung mit geregelter Durchfluss durchgeführt werden. Dieser Aufbau und seine Funktionsweise wurden bereits eingehend in [8] beschrieben.

In einem geschlossenen Kreislauf fließt entionisiertes Wasser durch eine transparente Kanal-Messkammer mit einer Querschnittsfläche von $A = (78 \times 5) \text{ mm}^2$, deren Boden und Decke ein verschmutztes Testblech bzw. eine transparente Kunststoffscheibe bilden. Mithilfe eines Reglers, bestehend aus Volumenstromsensor, Computer und Servomotor wurden mittlere Strömungsgeschwindigkeiten von $u_b = 1 \text{ m/s}$, 2 m/s und 3 m/s , mit zugehörigen Reynoldszahlen, gebildet mit der mittleren Geschwindigkeit im Kanal und dem hydraulischen Durchmesser, von $Re = 10000$, 20000 und 30000 eingestellt und der Abtrag beobachtet.

Für die Reinigungsversuche wurde die auch in [8] und [9] verwendete, stärkebasierte Modellverschmutzung genutzt. Zu deren Herstellung werden vorverkleisterte Wachsmaisstärke

($c = 150 \text{ g/l}$, C*Gel-Instant 12410, Cargill Deutschland GmbH) und fluoreszierende Zinksulfidkristalle ($c = 4 \text{ g/l}$) mithilfe eines Dissolver-Rührers in entionisiertem Wasser vermischt. Diese Suspension wird auf Probenbleche (1.4301, Walzqualität 2B, $R_z \leq 1 \mu\text{m}$) der Größe $A = (150 \times 80) \text{ mm}^2$ gesprüht und anschließend bei einer Temperatur von $23 \text{ }^\circ\text{C}$ und 50 Prozent relativer Luftfeuchte für zwanzig Stunden getrocknet. Die Bestimmung des aufgetragenen Flächenverschmutzungsgewichts $m''_{s,0}$ erfolgt mittels einer Differenzwägung der Edelstahlsubstrate vor dem Verschmutzen und nach der Trocknung der aufgespritzten Stärkesuspension.

Zur Beobachtung des Abtrags während der Reinigungsversuche nimmt eine monochromatische Kamera Grauwert-Bilder der durch UVA-Lampen angeregten Verschmutzung auf. Der Grauwert, I_{raw} , stellt dabei ein Maß für die vorhandene Schmutzmenge dar. Nach [20] ist der Zusammenhang zwischen Schmutzmenge und Grauwert für trockene Schmutzschichten linear. Bei der Benetzung der hier verwendeten Modellverschmutzung mit Reinigungsflüssigkeit kommt es jedoch durch Quellvorgänge zur Helligkeitszunahme und damit zu einer Zunahme des Grauwerts im zeitlichen Verlauf. Zur Differenzierung von Quellungs- und Reinigungsvorgängen wurde von den Autoren in [9] ein Ansatz zur Korrektur des Quellungseinflusses für den Fall der ebenen Kanalströmung beschrieben. Konkret wird, basierend auf der Verlaufsmessung des Grauwertes einer benetzten, unbeanspruchten Schmutzschicht, die quellungsbedingte Grauwertzunahme durch Anwendung der Formel

$$I_{\text{cor}}(t) = \frac{I_{\text{raw}}(t)}{\frac{p t}{q + t} + 1} \quad (7)$$

mit den Parametern

$$p = 1,1807 e^{0,0327 \frac{m''_{s,0}}{\text{g/m}^2}} \quad (8)$$

und

$$q = 13,5 \text{ s } e^{0,317 \frac{m''_{s,0}}{\text{g/m}^2}} \quad (9)$$

mathematisch kompensiert.

Aus den ermittelten Grauwertkurven lassen sich anschließend mittels geeigneter Regression der Messwerte durch die Modellgleichung (3) die unbekannten Parameter der Randbedingung bestimmen. Die dafür nötigen Schritte sind ausführlich in [8] erläutert. Im Ergebnis finden sich $C_{\text{sw}} = 0,67 \text{ s}^{-1}$, $m''_{s,d} = 5,8 \text{ g/m}^2$ und $\psi = 4,422$. Die Größe von t_r wird sehr stark von den Anfahrbedingungen der Kanalströmung beeinflusst, weshalb in der Strahlströmung, deren Anfahrzeit vernachlässigbar ist, von $t_r = 0 \text{ s}$ ausgegangen wird.

Bemerkenswert ist, dass diese Parameter Konstanten sind, die vermutlich lediglich vom Verschmutzungstyp abhängen. Zusätzlich lässt sich im Experiment die maximale Reinigungsrate, $\dot{m}_{s,\max}''$, bestimmen, welche auf dem durch Gleichung (3) beschriebenen und in Abbildung 5 dargestellten Plateau erreicht wird. Diese ist verständlicherweise eine Funktion der Reynolds-Zahl und hängt zusätzlich vom initialen Flächenverschmutzungsgewicht ab. Die Regressionsfunktion lautet

$$\frac{\dot{m}_{s,\max}''}{g/(m^2 s)} = 0,258 - 0,00274 \left(\frac{\dot{m}_{s,0}''}{g/m^2} - 52,4 \right) + 0,001(Re_\tau - 313). \quad (10)$$

Darin wird die Reynolds-Zahl mittels $Re_\tau = \sqrt{\tau_W/\rho} \cdot \delta/\nu$, d.h. mit der Wandschubspannung τ_W und der halben Kanalhöhe δ , berechnet. Zur Bestimmung des letzten unbekannten Parameters, R , aus Gleichung (6) wird, wie in [8] beschrieben, der Transport des Volumenanteils der Verschmutzung, φ , in einer turbulenten ebenen Kanalströmung mit den oben beschriebenen Modellgleichungen für die im Experiment vorhandenen Strömungsbedingungen, d.h. Reynolds-Zahlen, simuliert. Als Randbedingung auf der verschmutzten Wand gilt $\varphi_W = \varphi_{W,\max} = 0,74$, wodurch die Reinigung im Plateaubereich nachgebildet wird. Somit lässt sich R mittels Gleichung (6) aus der mittleren, wandnormalen Ableitung des Volumenanteils und der maximalen Abtragsrate aus dem Experiment in Gleichung (10) für die verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten und initialen Flächenverschmutzungsgewichte berechnen. Dabei zeigen sich mit der Reynolds-Zahl leicht asymptotisch ansteigende Werte für R , die gemittelt werden. Im Ergebnis ist der Abtragparameter R abhängig vom initialen Flächenverschmutzungsgewicht $\dot{m}_{s,0}''$, aber unabhängig von den Strömungsbedingungen. Die in den hier beschriebenen Simulationen verwendeten Werte sind Tabelle 1 zu entnehmen.

Tabelle 1: Abhängigkeit des Abtragkoeffizienten R vom initialen Flächenverschmutzungsgewicht $\dot{m}_{s,0}''$

$\dot{m}_{s,0}''$ in g/m^2	35	50	59	65
R in $g/(m s)$	$1,39 \cdot 10^{-5}$	$1,18 \cdot 10^{-5}$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$0,97 \cdot 10^{-5}$

Als wichtige Konsequenz ist es theoretisch möglich, die im Laborversuch ermittelten Parameter direkt und ohne jegliche Anpassung für Reinigungssimulationen in beliebigen Strömungskonfigurationen zu nutzen. Als Beweis dieser These dient der Ergebnisvergleich von Experimenten zur Strahlreinigung und Simulationen, die mit dem gegebenen Parametersatz durchgeführt wurden, im folgenden Kapitel. Eine in diesem Fall erfolgreiche

Simulation beweist sowohl die Übertragbarkeit des Modells auf diverse Strömungskonfigurationen als auch dessen Skalierbarkeit, denn die Größe der Beanspruchung im Strömungsfeld des senkrecht auftreffenden Flüssigkeitsstrahls ist gegenüber derjenigen in der ebenen Kanalströmung um etwa zwei Größenordnungen gesteigert. Während im Laborkanal eine Wandschubspannung von $\tau_W = 5 \dots 30$ Pa erreicht wird, liegt das Maximum in den hier untersuchten Konfigurationen, wie Abbildung 6 zeigt, bei $\tau_W = 20 \dots 4500$ Pa.

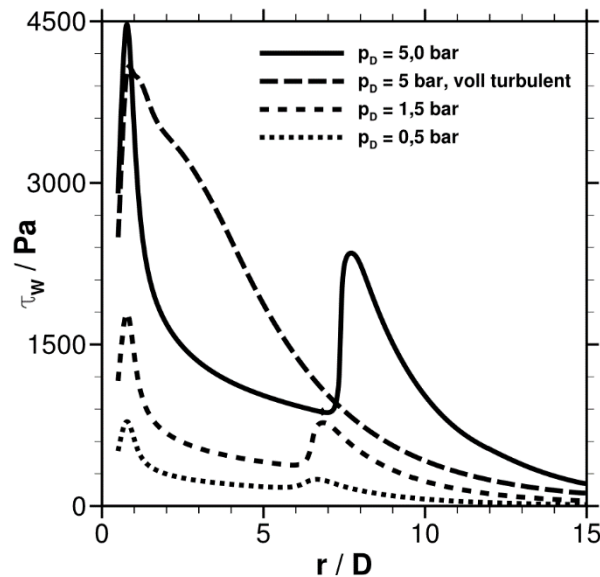


Abbildung 6: Berechneter Wandschubspannungsverlauf des Strömungsfelds eines senkrecht auftreffenden Wasserstrahls für die untersuchten Parametersätze; $D = 1,69$ mm, $L = 100$ mm

4.2 Experimentelle Untersuchung der Strahlreinigung

Zur Validierung des Prozessmodells wurden Strahlreinigungsversuche in einem Versuchsstand durchgeführt, der in [5] und [21] eingehend beschrieben und in Abbildung 7 dargestellt ist. Durch eine regelbare Pumpe wird entionisiertes Wasser als Reinigungsflüssigkeit zu einer unbewegten Düse mit bekanntem Durchmesser D (Typ 544, Lechler GmbH) gefördert. Aus dieser tritt es als runder, kohärenter Freistrahл vertikal nach unten aus und trifft senkrecht auf das horizontal angeordnete, verschmutzte Edelstahlsubstrat. Der Druck in der Beruhigungskammer vor der Düse, p_D , wird gemessen und geregelt. Die Edelstahlsubstrate sind in einer massiven Kunststoffplatte mit einem Abstand zur Düse von $L = 100$ mm eingeklemmt und weisen zur Kunststoffplatte einen kleinen Überstand auf, um ein möglichst ungehindertes Abfließen zu erreichen und stromaufwärtige Rückwirkungen zu vermindern. Die gesamte Messtechnik befindet sich in einer lichtundurchlässigen Einhausung.

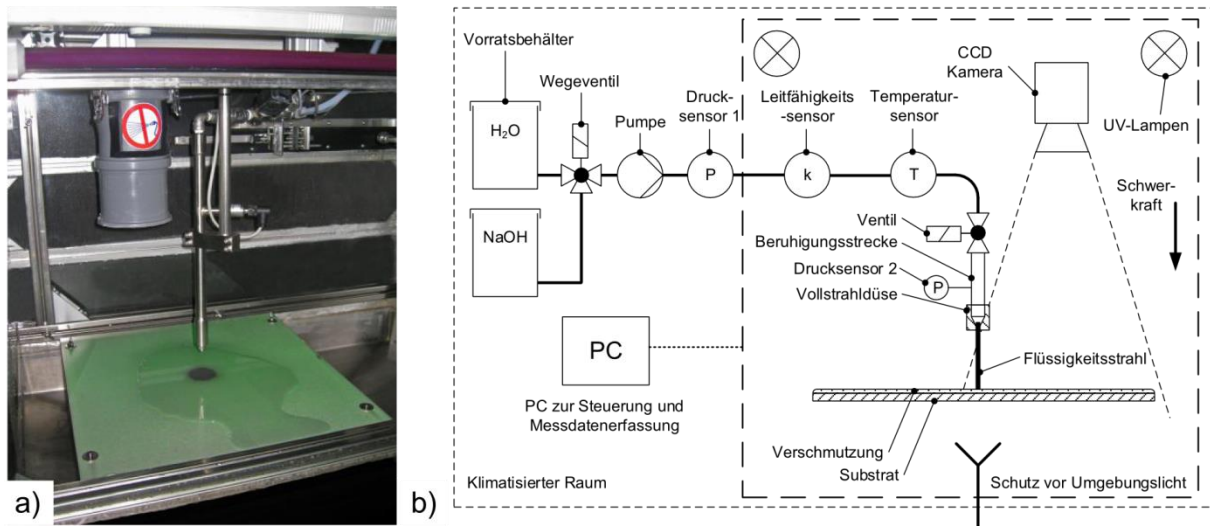


Abbildung 7: Foto (a) und Schema (b) des zur Strahlreinigung verwendeten Versuchsaufbaus

Zur Versuchsvorbereitung wird die oben beschriebene Stärkeverschmutzung analog zum Vorgehen bei den Reinigungsuntersuchungen zur Kanalströmung auf Edelstahlsubstrate (1.4301, Walzqualität 2B, $R_z \leq 1 \mu\text{m}$) der Größe $A = (100 \times 300) \text{ mm}^2$ aufgetragen. Während der Versuche regen zwei UVA-Lampen den phosphoreszierenden Tracer an und eine monochrome Kamera erfasst den Reinigungsvorgang intervallartig. Abbildung 8 zeigt eine exemplarische Aufnahme aus dem Strahlreinigungsversuchsstand. Den Messbereich bildet ein radial entlang der Strömungsrichtung und vom Strahlaufreffpunkt ausgehend verlaufendes Rechteck mit einer Größe $A = (1000 \times 15) \text{ px}^2$ bzw. $A = (139 \times 2) \text{ mm}^2$. Innerhalb dieses Messbereichs wird für jeden Zeitpunkt und jedes Pixel der Grauwert bestimmt und nach dem oben beschriebenen Verfahren zur Quellkorrektur angepasst. Für die jeweils fünfzehn Pixel normal zur Strömungsrichtung erfolgt die Bildung des mittleren Grauwerts entlang der radialen Koordinate r für jeden Zeitpunkt.

Zur Auswertung der Experimente wird der radiale Verlauf der Zeit t_{90} herangezogen, zu der die initiale Verschmutzungsmenge um 90 Prozent reduziert wurde - der korrigierte, normierte Grauwert also den Schwellwert 0,1 unterschreitet. Die Verwendung eines Schwellwertes ist nötig, weil sich im Versuch das Leuchten der verbliebenen Verschmutzung auf die Messwerte im gereinigten Bereich auswirkt.

Im Rahmen eines umfassenden Messprogramms wurden Reinigungsuntersuchungen für Düsendurchmesser $D = 1,03 \dots 3,30 \text{ mm}$, Düsendrücke $p_D = 0,5 \dots 5,0 \text{ bar}$ und initiale Flächenverschmutzungsgewichte $m''_{s,0} = 30 \dots 70 \text{ g/m}^2$ bei einer Temperatur von $25 \pm 0,2 \text{ }^\circ\text{C}$ durchgeführt.

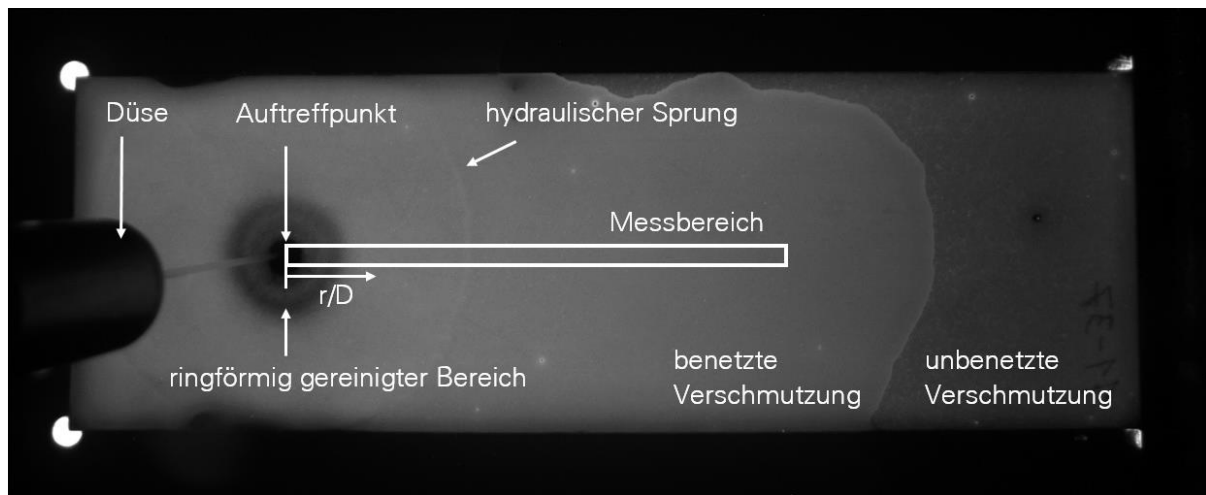


Abbildung 8: Exemplarisches Versuchsbild für $t = 70 \text{ s}$ als Draufsicht auf das verschmutzte Substrat im Strahlreinigungsversuchsstand mit Kennzeichnung charakteristischer Bereiche; $D = 1,69 \text{ mm}$, $p_D = 1,5 \text{ bar}$, $L = 100 \text{ mm}$

5 Validierung des Simulationsmodells

In Abbildung 9 sind Ergebnisse aus Experiment und Simulation für einen repräsentativen Betriebspunkt gegenübergestellt. In der Simulation wurde die turbulente Schmidtzahl variiert, um den Einfluss der Turbulenz auf den diffusiven Transport zu studieren. Als Vergleichsgrundlage ist zunächst jedoch der Verlauf der Reinigungszeit t_{90} im Experiment zu beschreiben. Darin lassen sich charakteristische Bereiche erkennen. Es existieren zwei lokale Minima um $r/D \approx 0,7$ und $r/D \approx 8$, wobei nahe dem ersten Minimum die maximale Wandschubspannung und nahe dem zweiten Minimum der Zerfall der initial annähernd konzentrischen Oberflächenwellen, wie in Abbildung 3 dargestellt, auftritt, d.h. der Umschlag von der laminaren in eine turbulente Strömung erwartet wird. Wie in Abbildung 6 zu erkennen ist, bewirkt der Umschlag in eine turbulente Strömung gleichzeitig die Ausbildung eines zweiten lokalen Maximums der Wandschubspannung. Jeweils stromab der Minima befinden sich Bereiche mit annähernd linearem Anstieg der Reinigungszeit. Im turbulenten Strömungsbereich ist der Anstieg größer und die Fortschrittsgeschwindigkeit der Reinigungsfront somit geringer. Dies ist vermutlich weniger auf den turbulenten Charakter der Strömung, sondern vielmehr auf die in diesem Bereich – im Gegensatz zum ersten linearen Bereich – wachsende Filmdicke zurückzuführen.

Die Simulation zeigt größtenteils ein qualitativ identisches Verhalten. Der erzwungene Übergang zu turbulenter Strömung bei r_0 , ohne den die Reinigungszeit kontinuierlich steigen würde, liefert folglich ein physikalisch korrekteres Reinigungsverhalten. Die Ausprägung des zweiten lokalen Minimums ist von Sc_t abhängig. Die Wahl von $Sc_t = 0,7$, identisch zur Simulation der Kanalströmung, scheint unpassend, da der Abfall deutlich zu stark ausfällt.

Ein höherer Wert von Sc_t , d.h. die Verringerung des Einflusses der Turbulenz auf den diffusiven Transport, nähert das Simulationsergebnis dem experimentellen Ergebnis an, der stromab folgende Anstieg wird aber nie korrekt wiedergegeben.

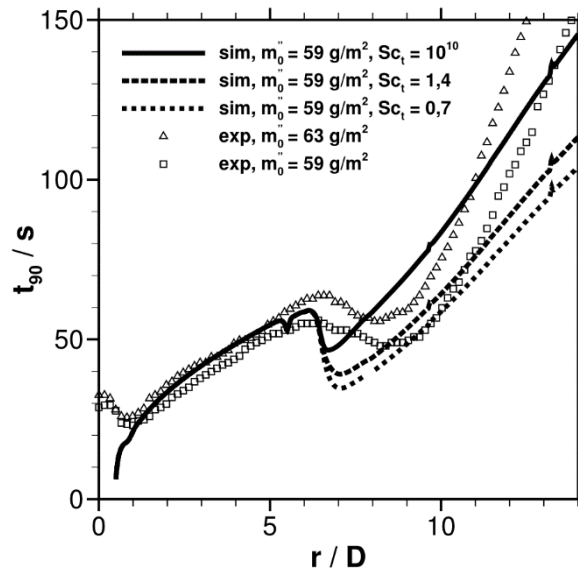


Abbildung 9: Gegenüberstellung der Reinigungszeit t_{90} aus Experimenten und Simulationen variierter turbulenter Schmidt-Zahl Sc_t . Betriebspunkt $D = 1,69$ mm, $p_D = 1,5$ bar, $L = 100$ mm, $Re = 30200$

Die möglichen Gründe für den Einfluss von Sc_t und die verbleibenden Abweichungen sind vielfältig. Erstens ist es denkbar, dass ein Teil der Energie, die in einer fest begrenzten Kanalströmung für eine Steigerung des turbulenten Austauschs sorgt, in den Oberflächenwellen auf dem Wandstrahl gebunden wird. Zweitens könnte das genutzte Modell des diffusiven Auflösens und Abtransports nur den Abtrag aus der Schicht korrekt beschreiben, während für den Abtransport lediglich die Konvektion entscheidend ist. Drittens wird die extreme Schärfe der Vertiefung durch den in der Simulation künstlichen, abrupten Übergang befördert. Ein breiterer Transitionsbereich würde vermutlich eine breitere Vertiefung mit geringerer Tiefe liefern. Für den selbst bei praktisch deaktivierter Erhöhung des diffusiven Transports, d.h. $Sc_t = 10^{10}$, unterschätzten Anstieg im turbulenten Bereich sind, viertens, zwei Ursachen denkbar. Einerseits ist der Einfluss der Oberflächenwellen auf die Turbulenz und somit das Strömungsprofil bisher im Modell unberücksichtigt. Andererseits ist eine Wechselwirkung zwischen der wandparallelen Abmessung der wandnahen Gitterzellen und dem Fortschreiten der Reinigungsfront denkbar, da beim Übergang zwischen gereinigten und ungereinigten Bereichen der Transport durch die dort beginnende Konzentrationsgrenzschicht sehr stark angefangt wird. Da keine der Varianten als ideal bezeichnet werden kann, wurde für die sonstigen Simulationen als Kompromiss $Sc_t = 1,4$ verwendet.

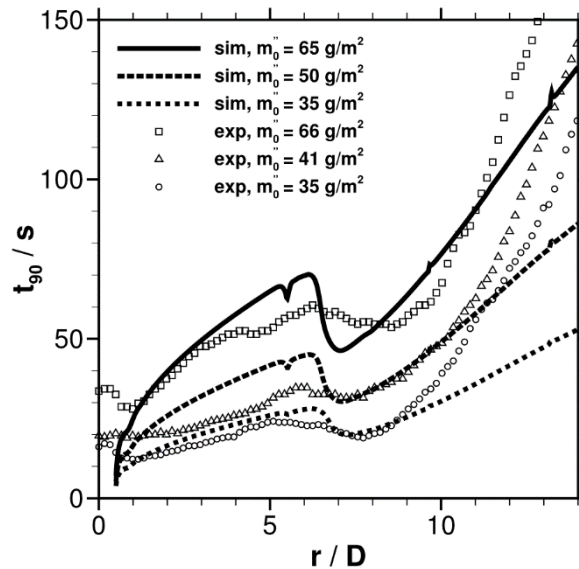


Abbildung 10: Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen und experimentellen Daten für variierte Verschmutzungsmassen m''_0 . Betriebspunkt $D = 1,69 \text{ mm}$, $p_D = 1,5 \text{ bar}$, $L = 100 \text{ mm}$, $Re = 30195$.

Weiterhin fällt bei den Simulationsergebnissen eine Unstetigkeit vor dem zweiten lokalen Minimum auf. Diese wird durch den erzwungenen, abrupten Übergang auf die turbulente Strömung erzeugt und ist aufgrund geringer Stromab-Wirkung als unkritisch zu betrachten. Letztlich ist festzustellen, dass die Annahme eines initial sofort gereinigten Staubereichs falsch ist. Diese Zone wird im Experiment sogar langsamer gereinigt als der stromab liegende Bereich um das Maximum der Schubspannung. Dazu ist anzumerken, dass die Reinigungswirkung im Staubereich stark durch das Schwanken des Freistrahls infolge von asymmetrischen Oberflächenwellen beeinflusst wird. Letzteres ist in einer stationären Simulation nicht abbildbar, sodass sich in der Simulation an dieser Stelle ein unphysikalisches Rezirkulationsgebiet befindet. Das simulierte Reinigungsergebnis weicht in diesem Fall ebenfalls deutlich von der Realität ab, sodass die obige Annahme als gereinigter Bereich trotzdem beibehalten wurde. Das erste lokale Minimum ist durch diese Annahme zwar nicht so stark ausgeprägt wie im Experiment, aber eine gesteigerte Reinigungswirkung in der Nähe des Schubspannungsmaximums ist zu erkennen. Insgesamt klingt der Fehlereinfluss schnell ab, sodass Anstieg und Absolutwert der Reinigungszeit im ersten linearen Bereich bereits sehr gut übereinstimmen.

Wird nun das initiale Flächenverschmutzungsgewicht, wie in Abbildung 10 dargestellt, variiert, zeigt sich eine ebenso gute Übereinstimmung für alle untersuchten Werte. Die Skalierbarkeit für verschiedene Verschmutzungsmengen ist somit in der im Experiment möglichen Spanne mit gleichmäßigem Auftrag der Verschmutzung gegeben. Der größere Unterschied für die mittlere Schmutzmenge ist damit zu begründen, dass das Flächenverschmutzungsgewicht in Simulation und Experiment deutlich abweicht.

Die Ergebnisse bei - durch geänderten Düsenvordruck - variierter Reynolds-Zahl sind in Abbildung 11 dargestellt. Zur Orientierung sind darin die Ergebnisse für das mittlere $m''_{s,0}$ aus Abbildung 10 erneut enthalten. Am auffälligsten ist in dieser Abbildung der große Unterschied zwischen Experiment und Simulation bei geringer Reynolds-Zahl. Die Reinigungszeit wird in der Simulation deutlich unterschätzt. Als mögliche Ursache ist erneut die in der Simulation überhöhte Steigerung des Abtrags an der Reinigungsfront zu nennen. Denkbar ist auch eine Abhängigkeit dieser Überhöhung von den Strömungsbedingungen und der Geometrie der Anströmkante der Schmutzschicht, welche aufgrund des Randbedingungsansatzes in der Simulation nicht enthalten ist.

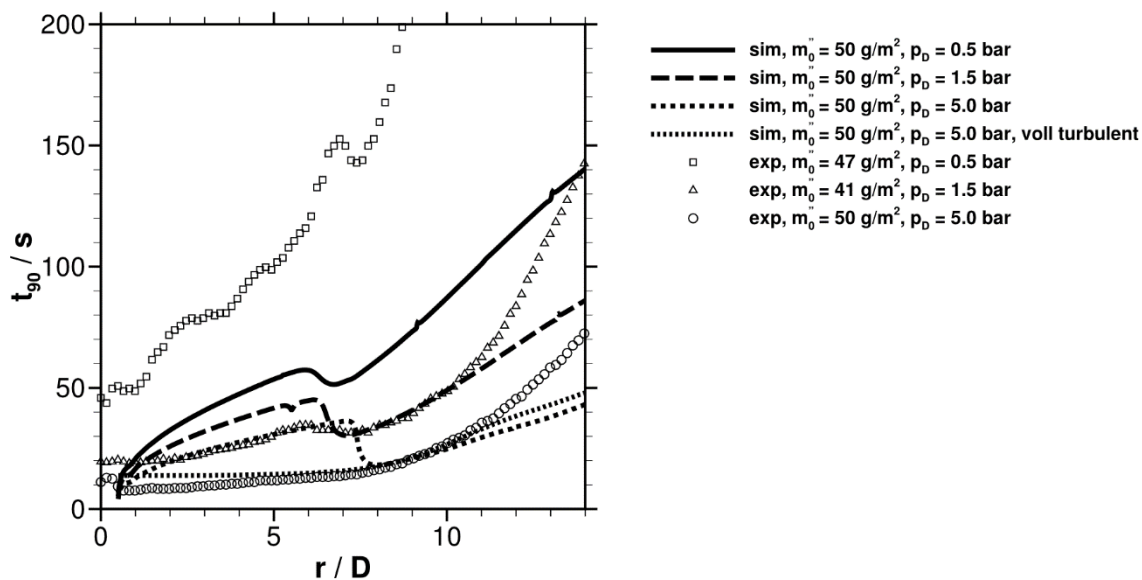


Abbildung 11: Gegenüberstellung von Simulationsergebnissen und experimentellen Daten unter Variation des Düsenvordrucks p_D und somit der Reynolds-Zahl Re zwischen 17700 und 55600. Weiterhin gilt $D = 1,69$ mm und $L = 100$ mm.

Für eine gesteigerte Reynolds-Zahl zeigt das Experiment nur ein lokales Minimum im Bereich der maximalen Schubspannung. Dies deutet darauf hin, dass der laminar-turbulente Umschlag im Wandstrahlbereich nicht vorhanden ist und die komplette Strömung, eventuell hervorgerufen durch verstärkte Störungen durch einzelne, bereits im Freistrahlgelöste Tropfen, als turbulent betrachtet werden kann. Deshalb wurde für diesen Fall - zusätzlich zur Simulation mit dem oben beschriebenen numerischen Setup - eine Rechnung ohne Bereichsunterteilung, d.h. mit dem Eintritt einer voll turbulenten Rohrströmung ($Tu = 0,05$) in das Rechengebiet, angefertigt. Dadurch wird der Verlauf qualitativ und quantitativ deutlich besser wiedergegeben.

6 Zusammenfassung

Die wichtigste Anforderung und gleichzeitig der entscheidende Vorteil einer Reinigungsvorhersage mittels numerischer Strömungssimulation ist die Übertragbarkeit auf verschiedene Strömungskonfigurationen bzw. Bauteile. Die Grundvoraussetzung dafür ist die Klassifizierung der Reinigungsaufgabe nach dem dominanten Reinigungsmechanismus und die Bereitstellung jeweils anwendbarer Berechnungsmodelle. Hier wurde ein einfaches, vergleichsweise wenig rechenintensives physikalisch-numerisches Modell zur Simulation der Strahlreinigung durch diffusives Auflösen oder kohäsives Trennen kleiner Verschmutzungsteilchen vorgestellt und validiert. Die Trennung von Strömungs- und Abtragberechnung sowie die Nutzung einer transienten Dirichlet-Randbedingung zur Modellierung des Verschmutzungsverhaltens stellten sich als sehr vorteilhaft für den Rechenaufwand heraus.

Die entwickelte Prozedur zur Ermittlung der Modellparameter umfasst Laborversuche und Simulationen für eine ebene Kanalströmung und stützt sich auf die hohe Relevanz ähnlicher, wandparalleler Strömungsformen bei der Reinigung fester Wände. Für die verwendete stärkebasierte Modellverschmutzung fanden sich strömungsunabhängige Parameter, wodurch eine direkte Übertragung auf den Testfall des senkrecht auftreffenden, kohärenten Flüssigkeitsstrahls möglich war. Die Beanspruchung der Schmutzschicht infolge der Wandschubspannung ist in diesem Testfall um mehrere Größenordnungen höher als im Laborexperiment. Trotz dieses Unterschieds und der Einfachheit des Modells zeigt sich eine qualitativ sehr gute und quantitativ größtenteils gute Übereinstimmung der simulierten Reinigungsergebnisse mit den Experimenten.

Mit den vorgestellten Ergebnissen ist erstmals eine numerische Reinigungssimulation mit einem Modell gelungen, welches ausschließlich mithilfe eines Laborexperiments kalibriert wurde. Die Ergebnisse legen eine Anwendbarkeit des Modells auch für komplexe Geometrien von Reinigungsgütern nahe. Zukünftig gilt es, diese Möglichkeit zu prüfen und den Anwendungsbereich des Simulationsmodells durch die Berücksichtigung weiterer physikalischer Vorgänge, z.B. Wärmeübertragung oder chemische Reaktionen, im Rahmen von Modellerweiterungen zu vergrößern.

Literaturverzeichnis

- [1] SCHEIBE, A.: Simulation der Spritzstrahlreinigung. *wt Werkstattstechnik online*. **98**, 2008, 498–503
- [2] SCHEIBE, A.: Die Düsenführung simulieren. *Magazin für Oberflächentechnik: mo*. **65**, 2011, 44–46

- [3] BACH, F.-W.; LOUIS, H.; VERSEMAN, R.; SCHENK, A.: Characterization of a Pure Water-Jet Cleaning Process - Process Simulation. *Strojniki vestnik - Journal of Mechanical Engineering*. **52**, 2006, 539–545
- [4] YECKEL, A.; MIDDLEMAN, S.: Removal of a viscous film from a rigid plane surface by an impinging liquid jet. *Chemical Engineering Communications*, **50**(1-6), 1987, 165-175
- [5] WILSON, D.I.; ATKINSON, P.; KÖHLER, H.; MAUERMANN, M.; STOYE, H.; SUDDABY, K.; WANG, T.; DAVIDSON, J.F.; MAJSCHAK, J.-P.: Cleaning of soft-solid soil layers on vertical and horizontal surfaces by stationary coherent impinging liquid jets. *Chemical Engineering Science*. **109**, 2014, 183–196
- [6] WELCHNER, K.: Zum Ausspülverhalten hochviskoser Produkte aus Rohrleitungen – Wechselwirkungen zwischen Produkt und Spülfluid, *Dissertation TU München*, 1993
- [7] FRYER, P.J.; ASTERIADOU, K.: A prototype cleaning map: A classification of industrial cleaning processes. *Trends in Food Science & Technology*. **20**, 2009, 255–262
- [8] JOPPA, M.; KÖHLER, H.; RÜDIGER, F.; MAJSCHAK, J.-P.; FRÖHLICH, J.: Experiments and Simulations on the Cleaning of a Swellable Soil in Plane Channel Flow. *Heat Transfer Engineering*, **38**(7-8), 2017, 786-795
- [9] JOPPA, M.; KÖHLER, H.; RÜDIGER, F.; MAJSCHAK, J.-P.; FRÖHLICH, J.: Prediction of Cleaning by Means of Computational Fluid Dynamics: Implication of the Pre-Wetting of a Swellable Soil. *Proceedings of International Conference on Heat Exchanger Fouling and Cleaning XII*, Aranjuez, Spanien, 2017
- [10] JOPPA, M.; KÖHLER, H.; RÜDIGER, F.; MAJSCHAK, J.-P.; FRÖHLICH, J.: Vereinfachte Berechnung der Strömung bei der Strahlreinigung. *Tagung VVD, Technische Universität Dresden*, 2015
- [11] LIENHARD V, J.H.: Heat Transfer by Impingement of Circular Free-Surface Liquid Jets. *Heat and Mass Transfer Conference*. Guwahati, 2006
- [12] BHAGAT, R. K.; WILSON, D. I.: Flow in the thin film created by a coherent turbulent water jet impinging on a vertical wall. *Chemical Engineering Science*, **152**, 2016, 606-623
- [13] AZUMA, T.; HOSHINO, T.: The Radial Flow of a Thin Liquid Film: 4th Report, Stability of Liquid Film and Wall Pressure Fluctuation. *Bulletin of JSME*, **27**(234), 1984, 2763-2770
- [14] AZUMA, T.; HOSHINO, T.: The Radial Flow of a Thin Liquid Film: 5th Report, Influence of Wall Roughness on Laminar-turbulent Transition. *Bulletin of JSME*, **28**(242), 1985, 1682-1689
- [15] RAO, A.; ARAKERI, J. H.: Wave structure in the radial film flow with a circular hydraulic jump. *Experiments in Fluids*, **31**(5), 2001, 542-549
- [16] BERBEROVIĆ, E.; HINSBERG, N.P. van; JAKIRLIC, S.; ROISMAN, I.V.; TROPEA, C.: Drop impact onto a liquid layer of finite thickness: Dynamics of the cavity evolution. *Physical Review E*. **79**, 2009, 036306
- [17] MENTER, F. R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA Journal*, **32**, 1994, 1598–1605
- [18] WOLF, D.H.; VISKANTA, R.; INCROPERA, F.P.: Turbulence Dissipation in a free-surface Jet of Water and its Effect on local Impingement Heat Transfer from a heated Surface: Part I - Flow Structure. *Journal of Heat Transfer*. **117**, 1995, 85–94
- [19] XIN, H.; CHEN, X.D.; ÖZKAN, N.: Removal of a model protein foulant from metal surfaces. *AIChE Journal*. **50**, 2004, 1961-1973
- [20] KÖHLER, H.; MAUERMANN, M.; SCHÖLER, M.; BOYE, A.; CALVIMONTES, A.; MAJSCHAK, J. P.: A novel quantitative evaluation method for cleaning processes on open surfaces independent of soil layer thickness. *Proceedings of International Conference on Heat Exchanger Fouling and Cleaning*, Kreta, Griechenland, 2011
- [21] KÖHLER, H.; STOYE, H.; MAUERMANN, M.; WEYRAUCH, T.; MAJSCHAK, J. P.: How to assess cleaning? Evaluating the cleaning performance of moving impinging jets. *Food and Bioproducts Processing*, **93**, 2015, 327-332