

Numerische Untersuchung der Strahlenbildung und Erosion in 3-dimensionalen Gas-Feststoff-Strömungen

Th. Frank, Q. Yu, E. Wassen
Technische Universität Chemnitz
Fakultät Maschinenbau und Verfahrenstechnik
Professur Technische Thermodynamik
Forschungsgruppe Mehrphasenströmungen

1 Einleitung

Disperse Gas-Feststoff-Strömungen treten sehr häufig in Prozessen der mechanischen und thermischen Verfahrenstechnik sowie der Energieverfahrenstechnik auf. Typische Vertreter derartiger verfahrenstechnischer Prozesse sind der pneumatische Transport, die Trennung bzw. Abscheidung von Feststoffpartikeln aus Gasen sowie die Verfahren zur Klassierung/Partikelgrößenanalyse. Eine weitere häufige Fragestellung ist die Bestimmung des Materialverschleißes an verfahrenstechnischen Anlagen durch die beim Partikel-Wand-Kontakt stattfindende Erosion.

Das hier vorgestellte numerische Verfahren basiert auf dem PSI-Cell (Particle-Source-in-Cell) Verfahren, das erstmalig von C.T. Crowe angewendet wurde [1]. In dem Beitrag werden neben den grundlegenden Konzepten des numerischen Verfahrens verschiedene Anwendungsfälle diskutiert. Das 3-dimensionale Berechnungsverfahren FAN-3D/PartFlow wird auf eine Gas-Feststoff-Strömung in einem mehrfach abgewinkelten Kanal mit quadratischem Querschnitt angewandt, wobei für die Kanalkrümmen sowohl beschaufelte als auch unbeschauelte Krümmen untersucht werden. In der numerischen Simulation können zu Strahlenbildung führende Entmischungserscheinungen in der Gas-Feststoff-Strömung sowie der durch die Partikel-Strömung verursachte Materialverschleiß der Strömungsberandung näher untersucht werden.

2 Beschreibung des numerischen Verfahrens

2.1 Die Bewegungsgleichungen für die fluide Phase

Die numerische Simulation disperser Mehrphasenströmungen umfaßt sowohl die Simulation der Bewegung der fluiden Phase als auch der dispersen Phase. Für die Beschreibung der betrachteten dispersen Gas-Feststoff-Strömungen wird angenommen, daß die Partikelbeladungen gering sind, so daß von einer verdünnten Strömung ausgegangen werden kann. Sollen Gas-Feststoff-Strömungen mit höherer Partikelbeladung berechnet werden, so sind die in Gleichung (1) und unter 2.3 angegebenen Phasenwechselwirkungsterme zu berücksichtigen. Die kontinuierliche

Φ	S_Φ	S_Φ^P	Γ
1	0	0	0
u_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial u_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial v_F}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial w_F}{\partial x} \right) - \frac{\partial p}{\partial x} + \rho_F f_x$	$S_{u_F}^P$	μ_{eff}
v_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial u_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial v_F}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial w_F}{\partial y} \right) - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho_F f_y$	$S_{v_F}^P$	μ_{eff}
w_F	$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial u_F}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial v_F}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial w_F}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_F f_z$	$S_{w_F}^P$	μ_{eff}
k	$P_k - \rho_F \varepsilon$	0	$\frac{\mu_t}{\sigma_k}$
ε	$\frac{\varepsilon}{k} (c_{\varepsilon_1} P_k - c_{\varepsilon_2} \rho_F \varepsilon)$	0	$\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$
$P_k = \mu_t \left\{ 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u_F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_F}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w_F}{\partial z} \right)^2 \right] \right.$ $\left. + \left(\frac{\partial u_F}{\partial y} + \frac{\partial v_F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_F}{\partial z} + \frac{\partial w_F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_F}{\partial z} + \frac{\partial w_F}{\partial y} \right)^2 \right\}$			
$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad , \quad \mu_t = \rho_F c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$			
$c_\mu = 0.09 \quad , \quad c_{\varepsilon_1} = 1.44 \quad , \quad c_{\varepsilon_2} = 1.92 \quad , \quad \sigma_k = 1.0 \quad , \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$			

Tabelle 1: Quellterme und Transportkoeffizienten für verschiedene Variablen Φ

Phase bei den hier betrachteten Strömungen besteht aus einem Newton'schen Fluid. Die Fluidströmung ist inkompressibel, turbulent, statistisch stationär und isotherm. Für die Modellierung der Fluidturbulenz wird ein Standard- k - ε -Modell eingesetzt. Unter diesen Annahmen können die zeitlich gemittelten Gleichungen zur Beschreibung der Fluidströmung in Form einer verallgemeinerten Transportgleichung dargestellt werden :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_F u_F \Phi) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho_F v_F \Phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_F w_F \Phi) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + S_\Phi + S_\Phi^P \quad (1)$$

Für $\Phi \equiv 1$ ergibt sich aus Gleichung (1) die Kontinuitätsgleichung, für $\Phi = u_F, v_F$ bzw. w_F ergeben sich die Navier-Stokes-Gleichungen in x -, y - bzw. z -Richtung, für $\Phi = k$ und $\Phi = \varepsilon$ die Transportgleichungen für die kinetische Turbulenzenergie und deren Dissipationsrate. Der jeweilige Zusammenhang zwischen Φ , Γ_Φ , S_Φ und S_Φ^P sowie die verwendeten Konstanten sind in Tabelle 1 detailliert angegeben. Die Größe S_Φ^P steht für einen Quellterm, der die möglichen Wechselwirkung (Stoff-, Impuls-, Wärmeübertragung) zwischen disperser und fluider Phase beschreibt. Die Berechnung der Quellterme $S_{u_i}^P$ für den Impulsaustausch zwischen den Phasen wird unter 2.3 beschrieben. Der Einfluß der dispersen Phase auf die Fluidturbulenz wurde hier vernachlässigt, weshalb $S_k^P = S_\varepsilon^P = 0$ ist.

2.2 Die Bewegungsgleichungen der dispersen Phase

Zur Modellierung der Bewegung der dispersen Phase wird die Lagrange-Methode verwendet. Hierbei wird die Bewegung einer großen Anzahl diskreter Partikel berechnet, wobei jedes simulierte Partikel wiederum eine große Anzahl realer Partikel repräsentiert, die dieselben physikalischen Eigenschaften besitzen. Entlang einer so berechneten Trajektorie bewegen sich pro Zeiteinheit eine Anzahl Partikel N_P , d.h. jede Trajektorie repräsentiert einen bestimmten Anteil des gesamten Partikelmassenstroms $\dot{m}_{P,ges}$.

Entsprechend der Annahme bzgl. der geringen Partikelbeladung für die betrachteten Gas-Feststoff-Strömungen wird der Einfluß der Partikel-Partikel-Wechselwirkungen auf die Strömung vernachlässigt. Unter der weiteren Annahme, daß die Dichte der dispersen Phase wesentlich größer als die Dichte der fluiden Phase ist ($\rho_P/\rho_F \gg 1$), sind die wichtigsten auf ein Partikel wirkenden Kräfte die Widerstandskraft, die Auftriebskraft durch die Rotation des Partikels (Magnus-Kraft), die Auftriebskraft durch Scherantrömung des Teilchens (Saffman-Kraft), die Gravitationskraft und der hydrostatische Auftrieb. Die translatorischen Bewegungsgleichungen für ein Partikel lauten damit :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x_P \\ y_P \\ z_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_P \\ v_P \\ w_P \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} u_P \\ v_P \\ w_P \end{bmatrix} &= \frac{3}{4} \frac{\rho_F}{(\rho_P + \frac{1}{2}\rho_F)d_P} \left(v_{rel} C_D (Re_P) \begin{bmatrix} u_F - u_P \\ v_F - v_P \\ w_F - w_P \end{bmatrix} \right. \\ &+ \frac{v_{rel}}{\omega_{rel}} C_M(\sigma) \cdot \begin{bmatrix} (v_F - v_P)(\omega_z - \Omega_z) - (w_F - w_P)(\omega_y - \Omega_y) \\ (w_F - w_P)(\omega_x - \Omega_x) - (u_F - u_P)(\omega_z - \Omega_z) \\ (u_F - u_P)(\omega_y - \Omega_y) - (v_F - v_P)(\omega_x - \Omega_x) \end{bmatrix} \\ &+ \left. \frac{2\nu_F^{1/2}}{\pi |\vec{\Omega}|^{1/2}} C_A \begin{bmatrix} (v_F - v_P)\Omega_z - (w_F - w_P)\Omega_y \\ (w_F - w_P)\Omega_x - (u_F - u_P)\Omega_z \\ (u_F - u_P)\Omega_y - (v_F - v_P)\Omega_x \end{bmatrix} \right) + \frac{\rho_P - \rho_F}{\rho_P + \frac{1}{2}\rho_F} \begin{bmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{bmatrix} \quad (3) \end{aligned}$$

mit :

$$\begin{aligned} \vec{\Omega} &= \text{rot } \vec{v}_F \quad , \quad Re_P = \frac{d_P v_{rel}}{\nu_F} \quad , \quad Re_\omega = \frac{1}{4} \frac{d_P^2 \omega_{rel}}{\nu_F} \quad , \quad \sigma = \frac{1}{2} \frac{d_P \omega_{rel}}{v_{rel}} \\ v_{rel} &= \sqrt{(u_F - u_P)^2 + (v_F - v_P)^2 + (w_F - w_P)^2} \\ \omega_{rel} &= \sqrt{(\omega_x - \Omega_x)^2 + (\omega_y - \Omega_y)^2 + (\omega_z - \Omega_z)^2} \end{aligned}$$

Die Gleichung für die Rotationsbewegung des Partikels lautet :

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = -\frac{15}{16\pi} \frac{\rho_F}{\rho_P} \omega_{rel} \xi_m (Re_\omega) \begin{bmatrix} \omega_x - \Omega_x \\ \omega_y - \Omega_y \\ \omega_z - \Omega_z \end{bmatrix} \quad (4)$$

Die verschiedenen in den Gleichungen (3)–(4) verwendeten Koeffizienten C_D , C_M , C_A und ξ_m können der Literatur entnommen werden [3, 10].

2.3 Fluid–Partikel– und turbulente Wechselwirkung

Zur Modellierung des Einflusses der dispersen Phase auf die Fluidströmung wird das sogenannte Particle–Source–in–Cell (PSI–Cell) Modell verwendet [1]. Hierbei werden zusätzliche Quellterme $S_{u_i}^P$ in die Impulsgleichungen für die fluide Phase eingeführt (siehe Gl. (1) und Tab. 1), die den Impulsaustausch zwischen disperser und kontinuierlicher Phase für jedes finite Bilanzgebiet quantitativ charakterisieren. Diese Quellterme werden während der Berechnung der Partikeltrajektorien für jede Gitterzelle des numerischen Gitternetzes bestimmt. Der Quellterm für die x -Impulsgleichung ergibt in folgender Weise :

$$S_{u_F}^P = -\frac{1}{V_{ijk}} \sum m_P \dot{N}_P \left[u_{P,out} - u_{P,in} - g_x \left(\frac{\rho_P - \rho_F}{\rho_P + \frac{1}{2}\rho_F} \right) (t_{out} - t_{in}) \right] \quad (5)$$

Die Indices 'in' und 'out' bezeichnen die physikalischen Größen beim Eintritt des Partikels in die Gitterzelle bzw. beim Austritt aus der Gitterzelle. Die entsprechenden Quellterme für die y - und z -Impulsgleichungen ergeben sich analog.

Im Gegensatz zur Bewegung großer Partikel wird die Bewegung von Partikeln mit $d_P < 100 \mu m$ maßgeblich von der Fluidströmung beeinflusst. Insbesondere für die Dispersion kleiner Partikel in der Strömung spielt die Turbulenz des Fluides eine große Rolle. Zur Modellierung des Einflusses der turbulenten Schwankungsbewegung des Fluids auf die Partikelbewegung wird hier das sogenannte Lagrangian–Stochastic–Deterministic (LSD) Turbulenzmodell nach Schönung und Milojević verwendet. Eine detaillierte Darstellung dieses Turbulenzmodells für die disperse Phase findet sich in [4, 5, 10].

2.4 Der Partikel–Wand–Stoß

Die meisten für industrielle Anwendungen wichtigen dispersen Mehrphasenströmungen sind Strömungen innerhalb von Anlagen, wie z.B. Strömungen in Zyklonen oder der pneumatische Transport von granularen Materialien in Rohrleitungssystemen. Dabei wird die Bewegung größerer Partikel, die hauptsächlich durch deren Massenträgheit dominiert wird, stark beeinflusst durch die die Strömung begrenzenden Wände. Betrachtet man die Kollisionen der Partikel mit den Wänden, so wurde in der Vergangenheit gezeigt, daß die Wandrauigkeit und die Abweichung der Partikelform von einer idealen Kugel eine große Rolle spielt [3, 8, 11].

In dieser Arbeit wurde zur Simulation der Partikel–Wand–Kollisionen ein Wandrauigkeitsmodell nach Sommerfeld [10] benutzt, das leicht modifiziert wurde. In diesem Modell stößt das Teilchen mit einer um den Winkel γ angestellten virtuellen Wand. Der Inklinationswinkel γ ist eine Zufallsvariable aus einer Gauss-Verteilung mit dem Mittelwert 0° und der Standardabweichung $\Delta\gamma$. $\Delta\gamma$ ist abhängig vom Partikeldurchmesser d_P und den Rauigkeitsparametern der Wand und kann abgeschätzt werden durch:

$$\begin{aligned} \Delta\gamma &= \arctan \frac{2\Delta H_r}{L_r} & \text{für } d_P &\geq \frac{L_r}{\sin(\arctan \frac{2H_r}{L_r})} \\ \Delta\gamma &= \arctan \frac{2H_r}{L_r} & \text{für } d_P &< \frac{L_r}{\sin(\arctan \frac{2H_r}{L_r})} \end{aligned} \quad (6)$$

Hierbei ist L_r der mittlere Rauigkeitsabstand, H_r die mittlere Rauigkeitstiefe und ΔH_r die Standardabweichung der Rauigkeitstiefe. Es wird angenommen, daß die Wandrauigkeit keine

Gleitstoß	Haftstoß
für : $-\frac{2}{7f(e+1)} \leq \frac{v_p^{(1)}}{ v_r } \leq 0$	für : $\frac{v_p^{(1)}}{ v_r } < -\frac{2}{7f(e+1)}$
$u_p^{(2)} = u_p^{(1)} + \epsilon_x f (e + 1) v_p^{(1)}$	$u_p^{(2)} = \frac{5}{7} (u_p^{(1)} - \frac{d_p}{5} \omega_z^{(1)})$
$v_p^{(2)} = -e v_p^{(1)}$	$v_p^{(2)} = -e v_p^{(1)}$
$w_p^{(2)} = w_p^{(1)} + \epsilon_z f (e + 1) v_p^{(1)}$	$w_p^{(2)} = \frac{5}{7} (w_p^{(1)} + \frac{d_p}{5} \omega_x^{(1)})$
$\omega_x^{(2)} = \omega_x^{(1)} - \frac{5}{d_p} \epsilon_z f (e + 1) v_p^{(1)}$	$\omega_x^{(2)} = \frac{2}{d_p} w_p^{(1)}$
$\omega_y^{(2)} = \omega_y^{(1)}$	$\omega_y^{(2)} = \omega_y^{(1)}$
$\omega_z^{(2)} = \omega_z^{(1)} + \frac{5}{d_p} \epsilon_x f (e + 1) v_p^{(1)}$	$\omega_z^{(2)} = -\frac{2}{d_p} u_p^{(1)}$
mit : $ v_r = \sqrt{(u_p^{(1)} + \frac{d_p}{2} \omega_z^{(1)})^2 + (w_p^{(1)} - \frac{d_p}{2} \omega_x^{(1)})^2}$	
und : $\epsilon_x = \frac{u_p^{(1)} + \frac{d_p}{2} \omega_z^{(1)}}{ v_r }$, $\epsilon_z = \frac{w_p^{(1)} - \frac{d_p}{2} \omega_x^{(1)}}{ v_r }$	

Tabelle 2: Stoßbeziehungen für den Gleit- und Haftstoß einer kugelförmigen Partikel

bevorzugte Richtung besitzt. Deshalb wird die angestellte Wand zusätzlich um einen Azimutwinkel σ_a gedreht, wobei die Drehachse dem Normalenvektor der ursprünglichen, nicht angestellten Wand entspricht. Der Azimutwinkel ist eine gleichverteilte Zufallszahl im Intervall $[-\pi, \pi]$.

Die Partikelgeschwindigkeiten und -winkelgeschwindigkeiten werden in ein Koordinatensystem transformiert, das an der Kollisionsebene orientiert ist. Für die resultierenden Gleichungen (s. Tab. 2) soll die y -Achse des transformierten Koordinatensystems identisch mit dem Normalenvektor der Kollisionsebene sein. Aus den Impuls- bzw. Drehimpulsgleichungen ergeben sich die Geschwindigkeiten und Winkelgeschwindigkeiten nach dem Stoß. Dabei wird unterschieden, ob das Partikel während des gesamten Stoßvorgangs auf der Wand gleitet (Gleitstoß) oder nicht (Haftstoß) [11]. In den Gleichungen in Tab. 2 ist e der Elastizitätskoeffizient und f der Reibungsbeiwert. Die Superscripte (1) und (2) kennzeichnen Werte vor bzw. nach dem Stoß.

2.5 Bestimmung der Partikelerosionsintensität

Zur Berechnung der Erosionsrate können in dem Berechnungsverfahren für verschiedene Partikel-/Wandmaterialkombinationen unterschiedliche der Literatur entnommene Erosionsmodelle zum Einsatz kommen. Für die im folgenden vorgestellten Berechnungen für eine 3-dimensionale Kanalströmung wurde eine aus experimentellen Daten gewonnene funktionale Abhängigkeit nach Grant & Tabakoff aus [2, 7] verwendet. Die in dem Erosionsmodell verwendeten Material- und Modellparameter wurden für eine Materialkombination von Quarzpartikeln mit

$d_P = 10 \dots 165 \mu m$ auf Stahl ermittelt. Aus einer Korrelation von Meßwerten für die Erosionsrate E in Abhängigkeit vom Auftreffwinkel β_1 und der Auftreffgeschwindigkeit V_1 der Partikeln

ergibt sich dann die folgende Modellgleichung :

$$\begin{aligned}
 E &= k_1 f(\beta_1) V_1^2 \cos^2 \beta_1 [1 - R_T^2] + f(V_{1N}) & (7) \\
 f(\beta_1) &= \left[1 + k_2 \left(k_{12} \sin \left(\beta_1 \frac{90}{\beta_0} \right) \right)^2 \right. \\
 R_T &= 1 - k_4 V_1 \sin \beta_1 \\
 f(V_{1N}) &= k_3 (V_1 \sin \beta_1)^4
 \end{aligned}$$

wobei für die Materialkombination Quarzpartikel auf Stahl für die Modellparameter gilt :

$$\begin{aligned}
 k_1 &= 6.07 \cdot 10^{-6} \quad , \quad k_{12} = 0.293328 \\
 k_2 &= \begin{cases} 1.0 & \text{für } \beta_1 \leq 2\beta_0 \\ 0.0 & \text{für } \beta_1 > 2\beta_0 \end{cases} \\
 k_3 &= 5.56 \cdot 10^{-13} \quad , \quad k_4 = 0.0017 \quad , \quad \beta_0 = 30^\circ
 \end{aligned}$$

Zu beachten ist, daß die Korrelationsparameter von Grant & Tabakoff für die obige Modellgleichung für die Partikelgeschwindigkeit in anglo-amerikanischen $[ft/s]$ angegeben werden. Eine Anpassung der Einheiten für die Partikelgeschwindigkeiten in Gl. (7) an SI-Einheiten ist somit erforderlich. Aus der so ermittelten Erosionsrate E wird mit Hilfe der Partikelmassenstromdichte entlang der berechneten Trajektorie und dem Bezug auf die beaufschlagte Wandfläche die Erosionsintensität in $[mg/h \ m^2]$ ermittelt.

2.6 Das numerische Lösungsverfahren und dessen Parallelisierung

Zur numerischen Lösung der Bewegungsgleichungen (1)–(4) wird das Strömungsgebiet mit einem 3-dimensionalen, nicht-orthogonalen, blockstrukturierten Gitternetz diskretisiert. Anschließend werden die Bewegungsgleichungen für die fluide Phase (1) auf diesem Gitternetz diskretisiert und linearisiert. Dabei wird für die Druck-Geschwindigkeitskopplung ein von Perić [9] für die Anordnung der Hauptvariablen des Fluidströmungsfeldes auf sogenannten "colocated grids" entwickelter Algorithmus vom SIMPLE-Typ verwendet. Das numerische Lösungsverfahren für die fluide Phase basiert auf dem Programmpaket FAN-3D von M. Perić, das von den Autoren weitgehend für die Berechnung von dispersen Mehrphasenströmungen modifiziert wurde. Zusätzlich wurde in FAN-3D ein k - ε -Turbulenzmodell implementiert sowie das Berechnungsverfahren auf der Grundlage der Gebietszerlegungsmethode für MIMD-Rechnerarchitekturen parallelisiert [6, 4].

Für die Diskretisierung der Bewegungsgleichungen der dispersen Phase (2)–(4) wurde ein Runge-Kutta-Verfahren vierter Ordnung mit Schrittweitensteuerung verwendet. Im Fall höherer Partikelbeladungen wird zur Berechnung der phasengekoppelten Strömung das folgende iterative Lösungsverfahren eingesetzt :

1. Berechnung einer konvergenten Lösung für die Fluidströmung ohne Berücksichtigung der dispersen Phase.
2. Berechnung einer großen Anzahl von Partikeltrajektorien im Strömungsgebiet und gleichzeitige Berechnung der Quellterme für jede Zelle des numerischen Gitters.
3. Erneute Berechnung der Fluidströmung unter Einbeziehung der Quellterme der dispersen Phase.

4. Wiederholung der Schritte 2. und 3. bis zur Konvergenz.

Das hier beschriebene Verfahren zur Berechnung von phasengekoppelten dispersen Mehrphasenströmungen gehört mit zu den Anwendungen, die die höchsten Anforderungen an die Rechenleistung der Computersysteme stellen. Strömungen in komplexen 3-dimensionalen Geometrien oder mit starken Phasenwechselwirkungen können mit zunehmender Detailgenauigkeit der berechneten Strömung recht schnell den Einsatz von Hochleistungscomputern erfordern. Aus diesem Grund ist das vorgestellte Euler-Lagrange-Berechnungsverfahren für den Einsatz auf paralleler Rechentechnik mittels der Gebietszerlegungsmethode parallelisiert worden [4, 6]. Die speziell für den Lagrange'schen Berechnungsanteil entwickelten parallelen Lösungsverfahren ermöglichen einen effizienten Einsatz auf einer breiten Palette von Rechnerarchitekturen (Workstation-Cluster, SMP-Systeme, MIMD-Parallelrechner).

3 Untersuchungen zur Strähnenbildung und Erosion an einer 3-dimensionalen Kanalströmung

3.1 Gas-Feststoff-Strömung in einem mehrfach gekrümmten Kanal

Das numerische Verfahren wurde auf die Berechnung einer partikelbeladenen Gasströmung in einem mehrfach gekrümmten Kanal mit quadratischem Querschnitt angewandt. Die Gesamtlänge des untersuchten Kanalsegments betrug dabei $L = 5.0 \text{ m}$ bei einem Querschnitt von $H \times H = 0.2 \text{ m} \times 0.2 \text{ m}$. Für die 3 Kanalkrümmen wurden sowohl unbeschaufelte als auch beschaufelte Krümmen mit 4 Umlenkschaufeln untersucht (siehe auch Abb. 1 und 2).

Für die Gasströmung wurden die physikalischen Eigenschaften von Luft unter Normalbedingungen gewählt. Die Gasgeschwindigkeit im Eintrittsquerschnitt betrug $V_F = 10 \text{ m/s}$ bei einem Turbulenzgrad von $Tu = 10\%$. Für die disperse Phase wurden die Eigenschaften von Quarzsand mit einer Dichte von $\rho_P = 2500 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Die Partikelgrößenverteilung entsprach einer Gleichverteilung von $d_P = 10 \dots 50 \text{ }\mu\text{m}$. Die Partikelgeschwindigkeit im Eintrittsquerschnitt betrug in Übereinstimmung mit der Gasphase $V_P = 10 \text{ m/s}$. Des Weiteren wurde im Eintrittsquerschnitt eine homogene Partikelkonzentrationsverteilung mit einer Feststoffbeladung von $m = 0.1$ angenommen. Für die Modellierung des Partikel-Wand-Stoßes wurden die Stoßkennzahlen für kugelförmige Quarzpartikel auf Stahl mit $e = 0.85$ und $f = 0.35$ unter Berücksichtigung der Wandrauhigkeitskenngrößen $L_r = 300 \text{ }\mu\text{m}$, $H_r = 30 \text{ }\mu\text{m}$ und $\Delta H_r = 5.3 \text{ }\mu\text{m}$, wie sie für technische Stahloberflächen typisch sind, verwendet.

Für die numerische Simulation wurden 2 numerische Gitternetze konstruiert. Der 3-dimensionale Kanal mit unbeschaufelten Krümmern wurde mit 9 Gitterblöcken, einer Querschnittsvernetzung von 30×30 und einer Gesamtanzahl von 184.500 finiten Volumenelementen vernetzt. Für den 3-dimensionalen Kanal mit beschaufelten Krümmern wurden insgesamt 21 Gitterblöcke benötigt.

3.2 Ergebnisse der numerischen Simulation

In Abb. 1 und 2 sind jeweils einige repräsentative Partikeltrajektorien der insgesamt 10.000 berechneten Partikeltrajektorien für den Kanal mit unbeschaufelten und beschaufelten Krümmern dargestellt. In Abb. 1 ist dabei anhand der Partikeltrajektorien sehr klar zu erkennen, wie durch die mehrfache Umlenkung in Verbindung mit den unbeschaufelten Kanalkrümmern der Gasströmung ein starker Drall aufgeprägt wird, dem die Partikeln auf Grund ihrer geringen

Trägheit folgen. Die mehrfache Umlenkung führt gemeinsam mit dem Drall der Gasströmung zu einer starken Phasenseparation, d.h. zu einer Entmischung von fluider Phase und Feststoffpartikeln. Während schon nach dem ersten Kanalkrümmern sich eine stark ungleichmäßige Partikelkonzentrationsverteilung über den Kanalquerschnitt ausgebildet hat, so ist nach dem zweiten und insbesondere nach dem dritten Krümmern die Formierung einer Partikelsträhne in einer der Kanalecken zu beobachten. Für den Kanal mit beschaukelten Krümmern aus Abb. 2 ist dieser Prozeß der Strähnenbildung nicht in gleicher Weise zu beobachten. Ist die Gas-Feststoff-Strömung nach dem ersten beschaukelten Krümmern teilweise separiert, so führen die folgenden beschaukelten Kanalkrümmern wieder zu einer gleichförmigeren Verteilung des Feststoffes über den Kanalquerschnitt. Dies ist insbesondere im Austrittsquerschnitt deutlich zu erkennen. Auch führt der Einsatz der beschaukelten Krümmern zu einem geringeren Drall der Gasströmung.

Die Unterschiede bzgl. der Phasenseparation/Strähnenbildung für die Kanalströmung mit unbeschaukelten bzw. beschaukelten Krümmern lassen sich auch anhand der Partikelkonzentrationsverteilungen in den Abb. 3 und 4 gut erkennen. Für die Kanalströmung mit unbeschaukelten Krümmern lassen sich in Abb. 3 nach jeder Umlenkung Bereiche sehr hoher Partikelkonzentrationen beobachten. Nach dem dritten Kanalkrümmern kommt es zu einer zunehmenden Anreicherung der Partikelphase in Wandnähe, was auf den starken Drall der Gasströmung zurückgeführt werden kann. Für die Kanalströmung mit beschaukelten Krümmern aus Abb. 4 lassen sich derartig starke Entmischungserscheinungen nicht beobachten. Zwar ist auch hier nach jedem der beschaukelten Krümmern die Struktur der Beschaukelung im Konzentrationsprofil der dispersen Phase nachweisbar. Partikel-Wand-Stöße und die turbulente Wechselwirkung mit der fluiden Phase führen jedoch zu einer Dispersion der Feststoffpartikeln und damit zu einer Vergleichmäßigung der Konzentrationsverteilung über den Kanalquerschnitt. Lediglich der Einfluß der Schwerkraft führt im Austrittsquerschnitt zu einer erhöhten Feststoffkonzentration am Kanalboden.

Der Unterschied in den Partikelkonzentrationsverteilungen für die Kanalströmung mit unbeschaukelten und beschaukelten Krümmern schlägt sich auch in den berechneten Erosionsintensitäten nieder. Die folgenden Abb. 5–10 zeigen die in den numerischen Simulationen für die beiden Kanäle bestimmten Verschleißbilder auf den Strömungsberandungen. Wie zu erwarten ist, treten die höchsten Erosionsintensitäten im Fall des Kanals mit unbeschaukelten Krümmern an den Wandflächen auf, die der Prallwirkung der Partikeln nach den Umlenkungen direkt ausgesetzt sind. Nach dem ersten unbeschaukelten Krümmern ist auf Grund der noch weitgehend homogenen Partikelkonzentrationsverteilung die Erosionswirkung der Partikelphase auf eine größere Wandfläche verteilt (Abb. 5) und somit von geringerer Intensität. Mit zunehmender Entmischung und Strähnenbildung nimmt die Erosionsintensität zu und ist auf lokal begrenzte Wandteile nach den beiden folgenden unbeschaukelten Krümmern konzentriert (Abb. 5–6). Nach dem dritten unbeschaukelten Krümmern ist die Partikelsträhne voll ausgebildet, was auch durch die hohe Erosionsintensität in der vorderen unteren Kanalecke deutlich wird.

Im Fall des Kanals mit beschaukelten Krümmern treten die höchsten Erosionsintensitäten auf den Krümmerschaukeln des zweiten und dritten Krümmers auf (Abb. 8, 10) und stehen in direktem Bezug zur Partikelkonzentrationsverteilung in diesen Querschnitten (Abb. 7, 9). Deutlich zu erkennen ist die durch die aufeinanderfolgenden beschaukelten Krümmern hervorgerufene gitterartige Struktur in der Partikelkonzentrationsverteilung, die sich auch in den Verschleißbildern auf den Krümmerschaukeln wiedererkennen läßt. Die höchsten Erosionsintensitäten konnten jeweils auf den inneren Krümmerschaukeln beobachtet werden. Die Absolutwerte der Erosionsintensität liegen jedoch deutlich unter den für den Kanal mit unbeschaukelten

Krümmern bestimmten Werten. Die direkt auf den Wandflächen des Kanals zu beobachtende Partikelerosion ist im Vergleich mit den Werten aus Abb. 5–6 gering.

4 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Beitrag wird die Formulierung eines Euler–Lagrange–Berechnungsverfahrens vorgestellt, daß auf disperse Mehrphasenströmungen in komplexen, 3–dimensionalen Strömungsgeometrien anwendbar ist. Neben den grundlegenden Konzepten des numerischen Verfahrens wird die Anwendung des Berechnungsverfahrens auf eine Gas–Feststoff–Strömung in einem 3–dimensionalen Kanal mit beschauelten und unbeschauelten Kanalkrümmern gezeigt. In der numerischen Simulation können Entmischungserscheinungen und Strähnenbildung in der Gas–Feststoff–Strömung sowie der durch die Partikel–Strömung verursachte Materialverschleiß der Strömungsberandung näher untersucht werden.

Diese Untersuchungen wurden durch Förderung durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (Fr 1069/3, SFB 393/D2) ermöglicht.

Literatur

- [1] C.T. Crowe, M.P. Sharma, D.E. Stock : *The Particle–Source–In Cell (PSI–Cell) Model for Gas–Droplet Flows.*, Trans. of ASME, J. Fluids Eng. (1977), Vol. 99, pp.325–332.
- [2] S. Elfeki, W. Tabakoff : *Erosion Study of Radial Flow Compressor With Splitters*, Transactions of ASME, J. of Turbomachinery, Vol. 109, January 1987, pp. 62–69.
- [3] Th. Frank : *Numerische Simulation der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal unter Berücksichtigung von Wandrauheiten*, Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, Fakultät für Technische Wissenschaften, Januar 1992.
- [4] Th. Frank, E. Wassen : *Parallele Algorithmen für die numerische Simulation von Mehrphasenströmungen in komplexen 3–dimensionalen Geometrien*, Abschlußbericht zum DFG–Forschungsvorhaben im Normalverfahren, Projektnr. : Fr 1069/3-1, TU Chemnitz–Zwickau, FG Mehrphasenströmungen, Chemnitz, 1. Juni 1997.
- [5] Th. Frank, E. Wassen, Q. Yu : *A 3–dimensional Lagrangian Solver for Disperse Multiphase Flows on Arbitrary, Geometrically Complex Flow Domains using Block–structured Numerical Grids*, 7th Int. Symposium on Gas–Particle Flows, ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vancouver, BC, Canada, June 22–26, 1997, CD–ROM Proceedings, FEDSM97–3590.
- [6] Th. Frank, E. Wassen : *Parallel Efficiency of PVM– and MPI–Implementations of two Algorithms for the Lagrangian Prediction of Disperse Multiphase Flows*, JSME Centennial Grand Congress 1997, ISAC '97 Conference on Advanced Computing on Multiphase Flow, Tokyo, Japan, July 18–19, 1997.
- [7] G. Grant, W. Tabakoff : *Erosion Prediction in Turbomachinery Resulting from Environmental Solid Particles*, J. Aircraft (1975), Vol. 12, No. 5, May 1975, pp. 471–478.
- [8] S. Matsumoto, S. Saito, S. Maeda: *Simulation of gas–solid two–phase flow in horizontal pipe*, J. of Chem. Eng. of Japan, Vol. 9, No. 1, pp. 23–28, 1976.
- [9] M. Perić : *Ein zum Parallelrechnen geeignetes Finite–Volumen–Mehrgitterverfahren zur Berechnung komplexer Strömungen auf blockstrukturierten Gittern mit lokaler Verfeinerung*, Abschlußbericht zum DFG–Vorhaben Pe 350/3–1 im DFG–Habilitationstipendiumprogramm, Stanford University, USA, 1992.
- [10] M. Sommerfeld : *Modellierung und numerische Berechnung von partikelbeladenen turbulenten Strömungen mit Hilfe des Euler/Lagrange–Verfahrens*, Habilitation, Universität Erlangen–Nürnberg, ersch. in : Berichte aus der Strömungstechnik, Shaker Verlag, Aachen, Germany, 1996.
- [11] Y. Tsuji, T. Oshima, Y. Morikawa : *Numerical simulation of pneumatic conveying in a horizontal pipe*, KONA – Powder Science and Technology in Japan, No. 3, pp. 38–51, 1985.

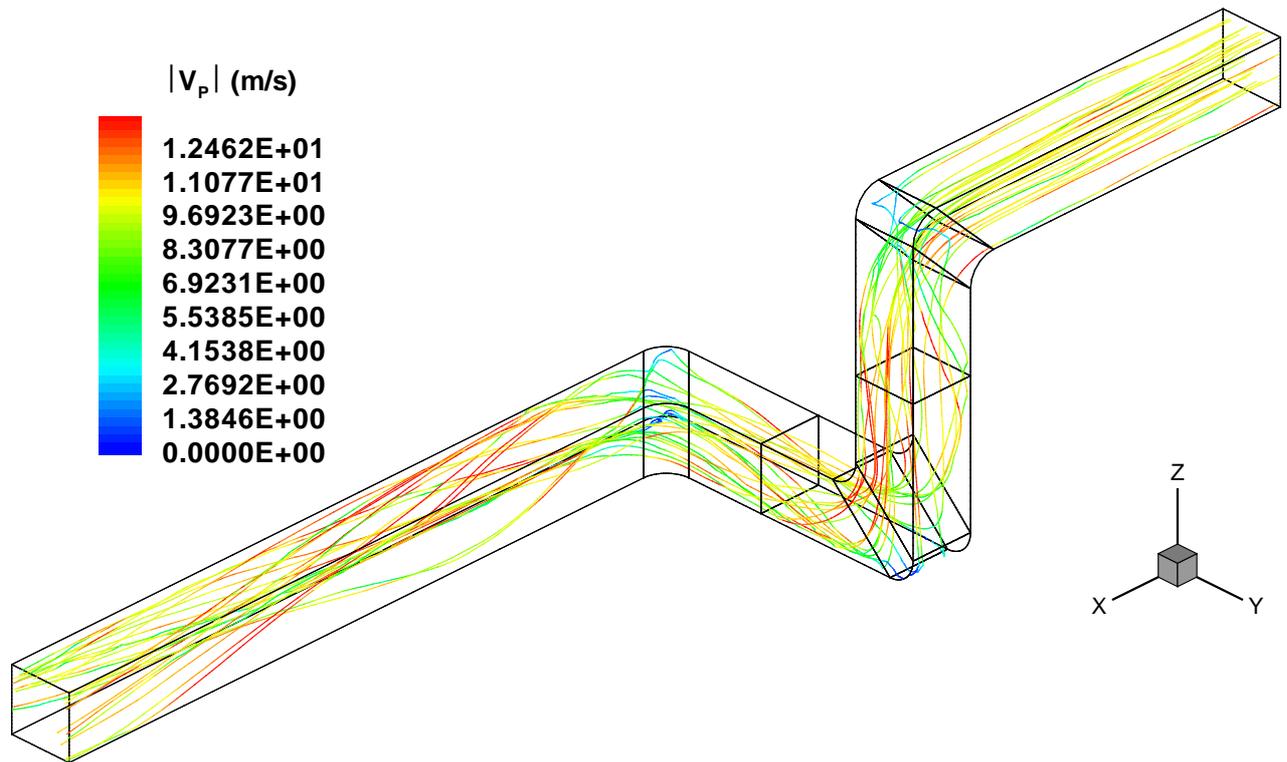


Abbildung 1: Partikeltrajektorien im Kanal mit unbeschauften Krümmern.

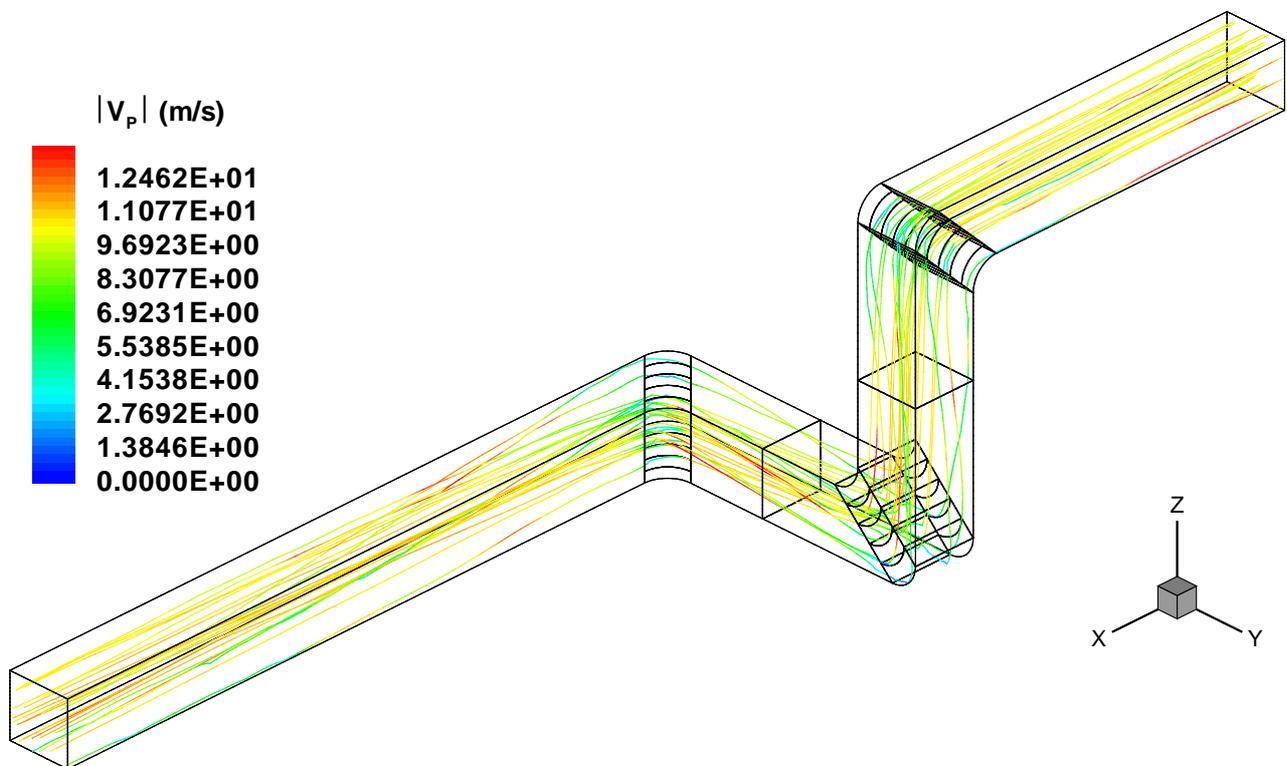


Abbildung 2: Partikeltrajektorien im Kanal mit beschauften Krümmern.

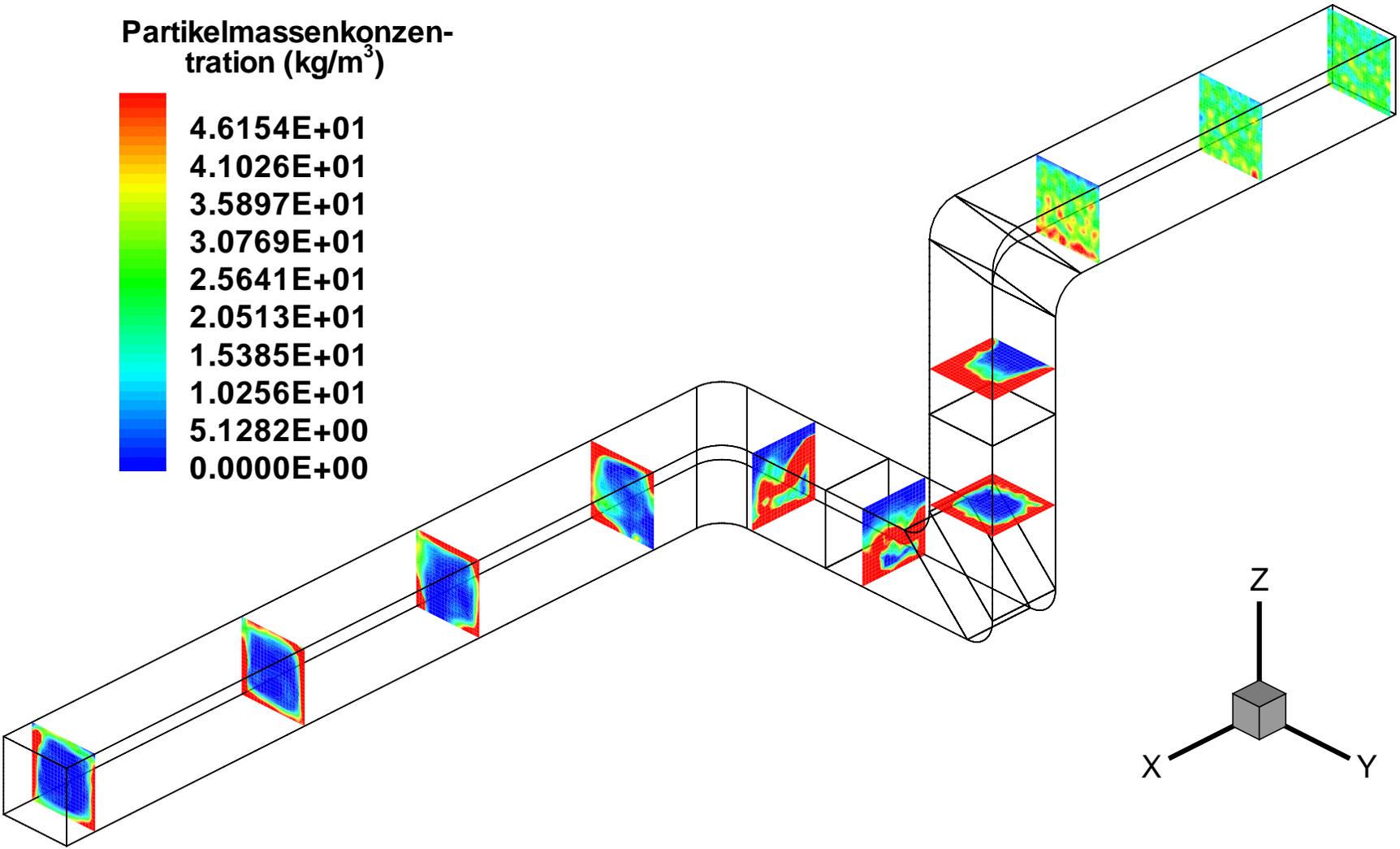


Abbildung 3: Partikelkonzentrationsverteilung im Kanal mit unbeschauften Krümmern.

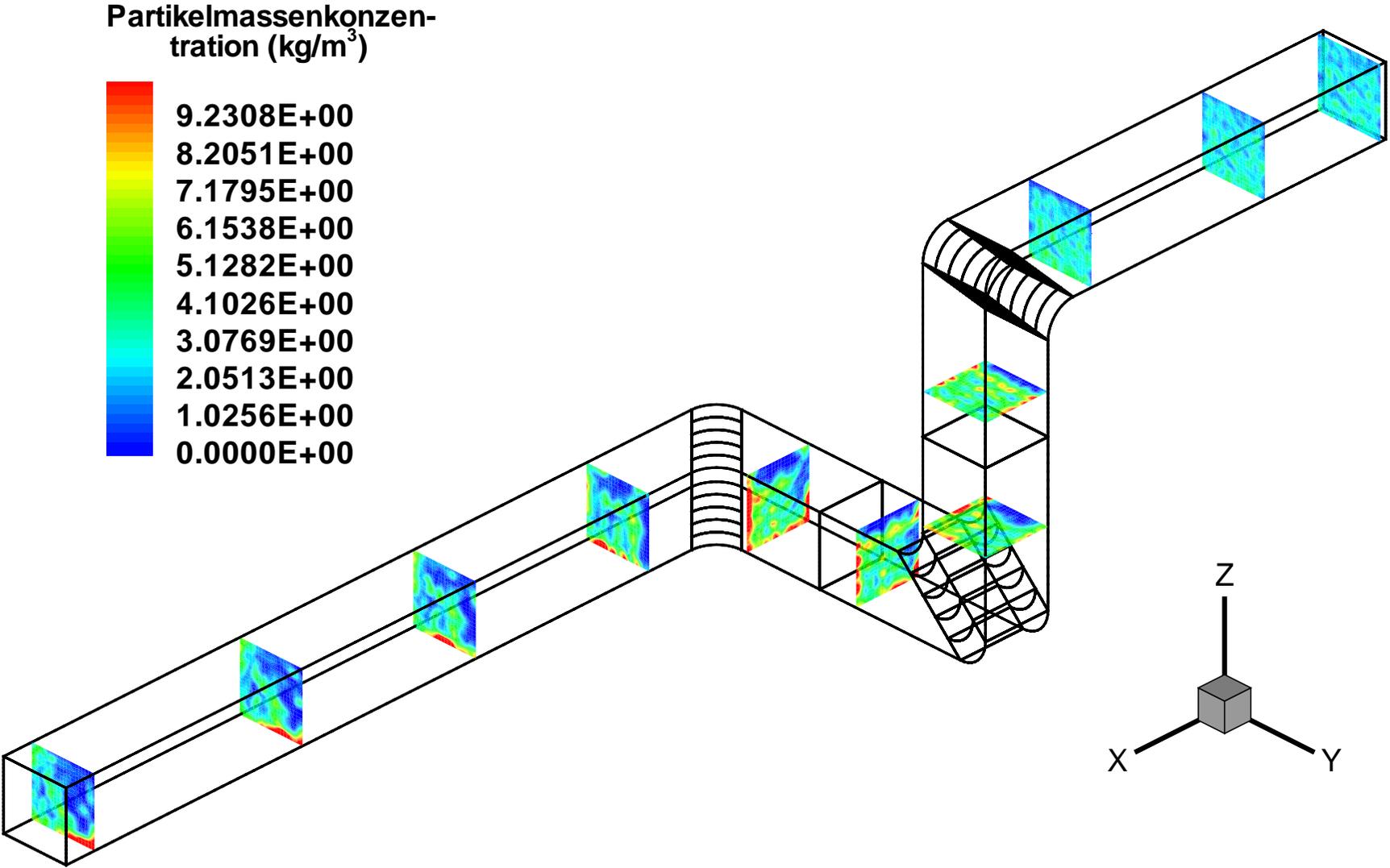


Abbildung 4: Partikelkonzentrationsverteilung im Kanal mit beschauften Krümmern.

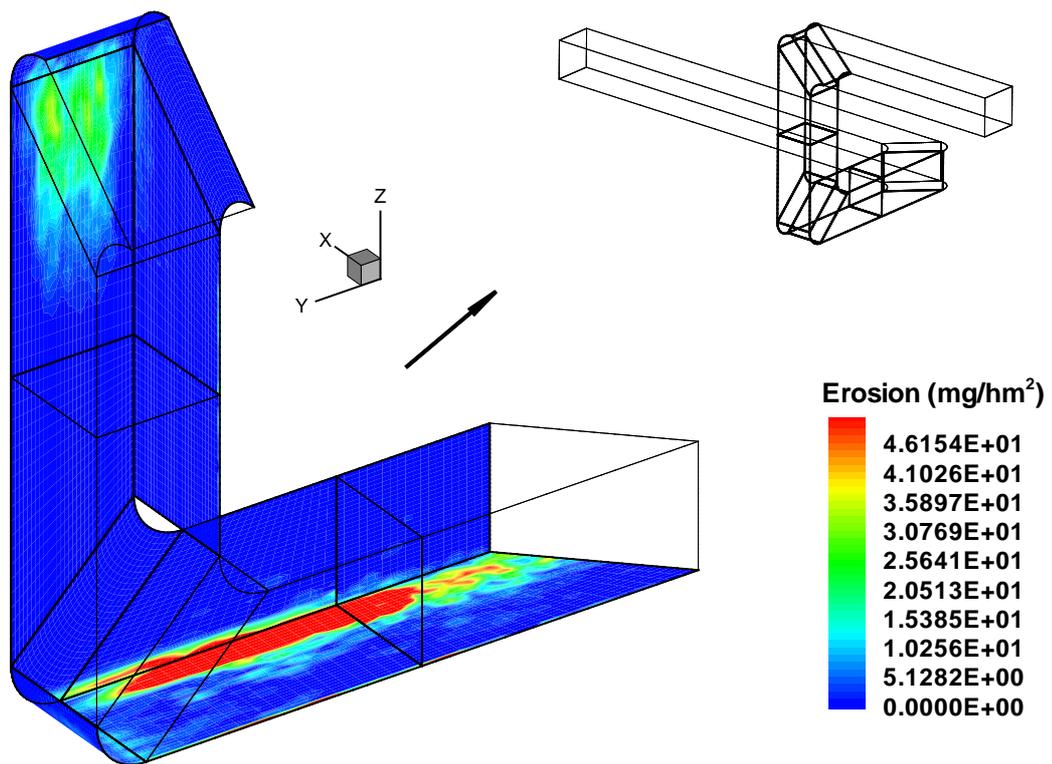


Abbildung 5: Erosionsintensität auf den Wänden des Kanals nach dem ersten und zweiten unbeschaufelten Krümmer.

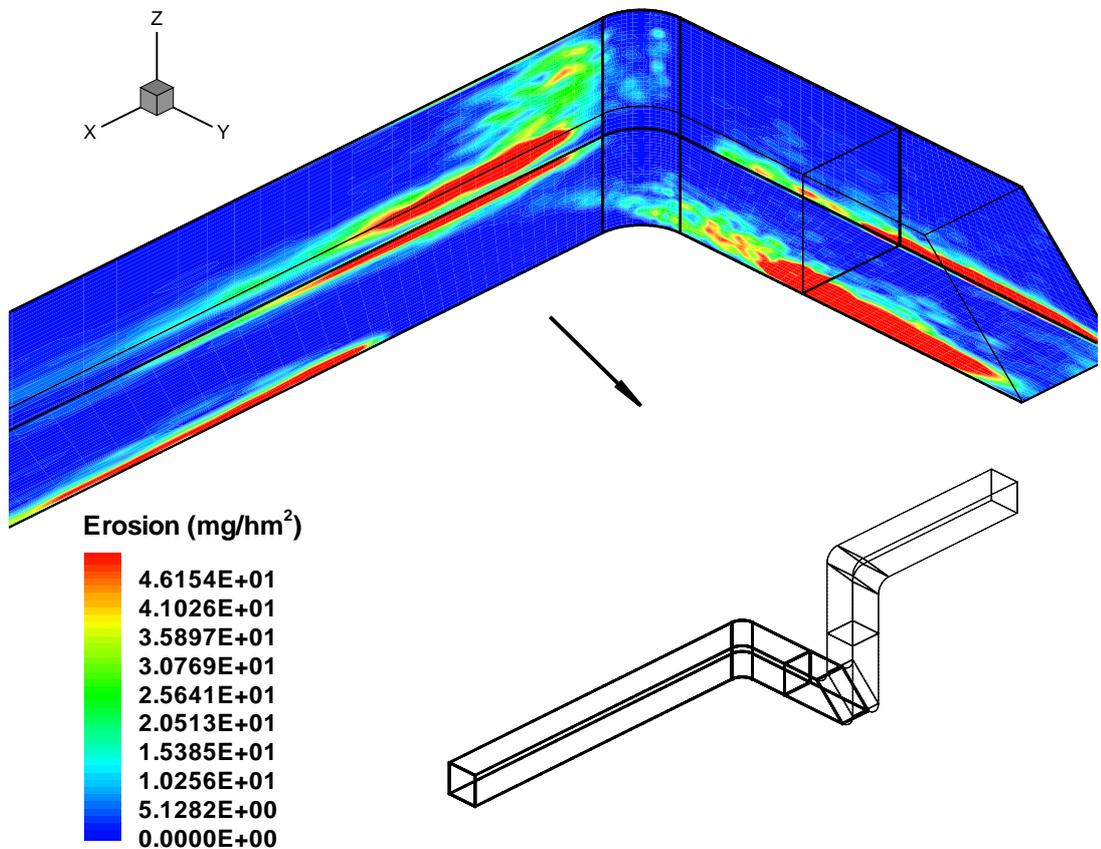


Abbildung 6: Erosionsintensität auf den Wänden des Kanals nach dem dritten unbeschaufelten Krümmer.

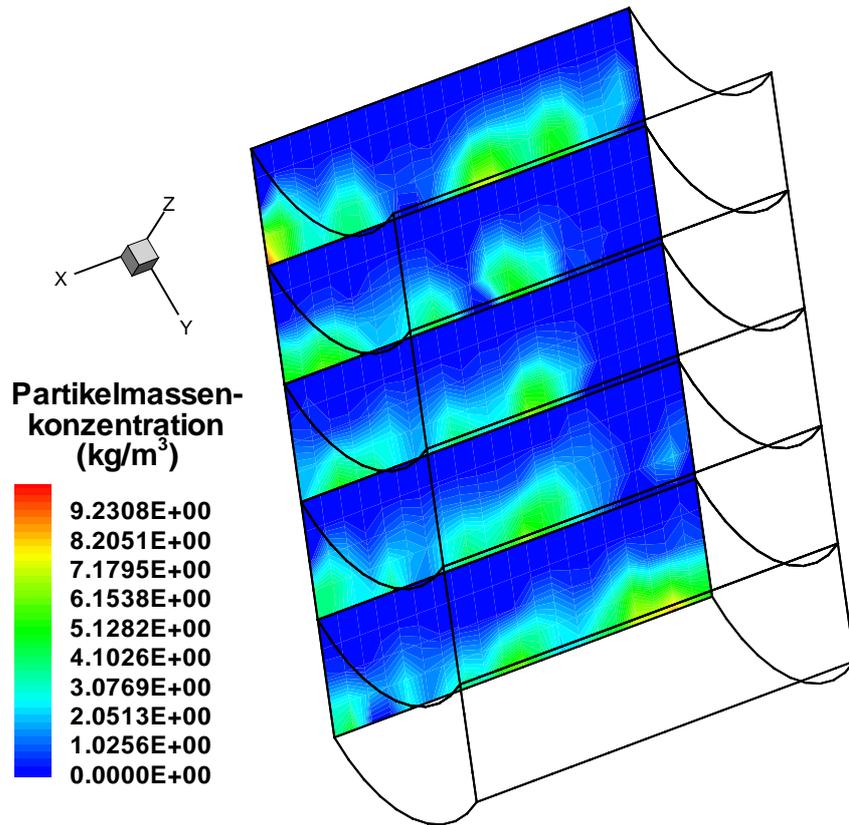


Abbildung 7: Partikelkonzentrationsverteilung nach dem 2. beschauften Krümmer.

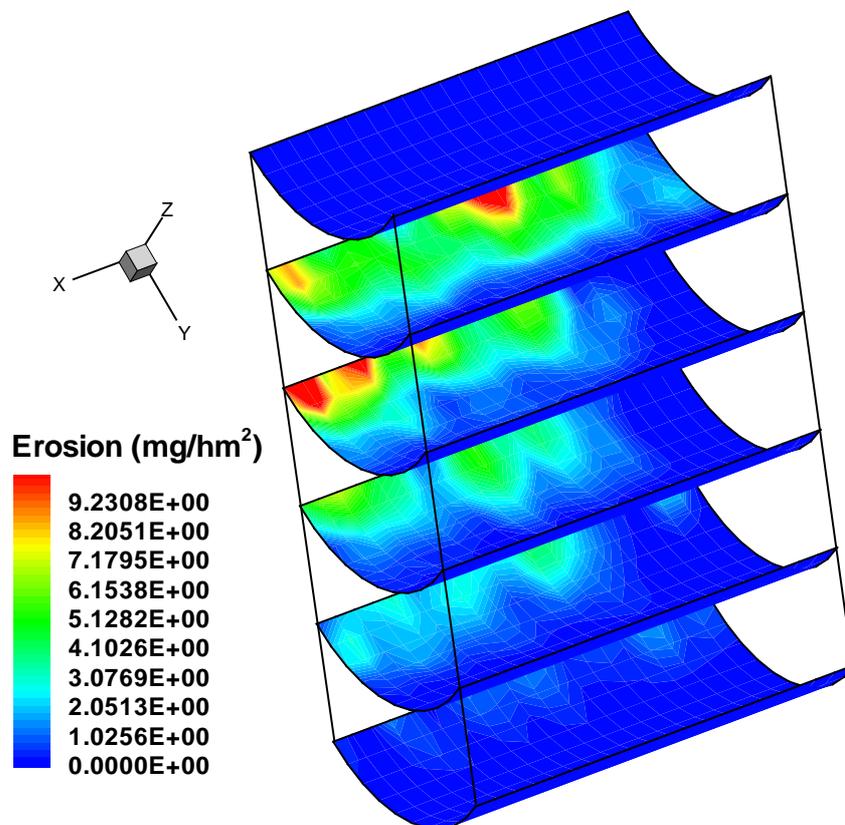


Abbildung 8: Erosionsintensität auf den Krümmerschaufeln des 2. beschauften Krümmers.

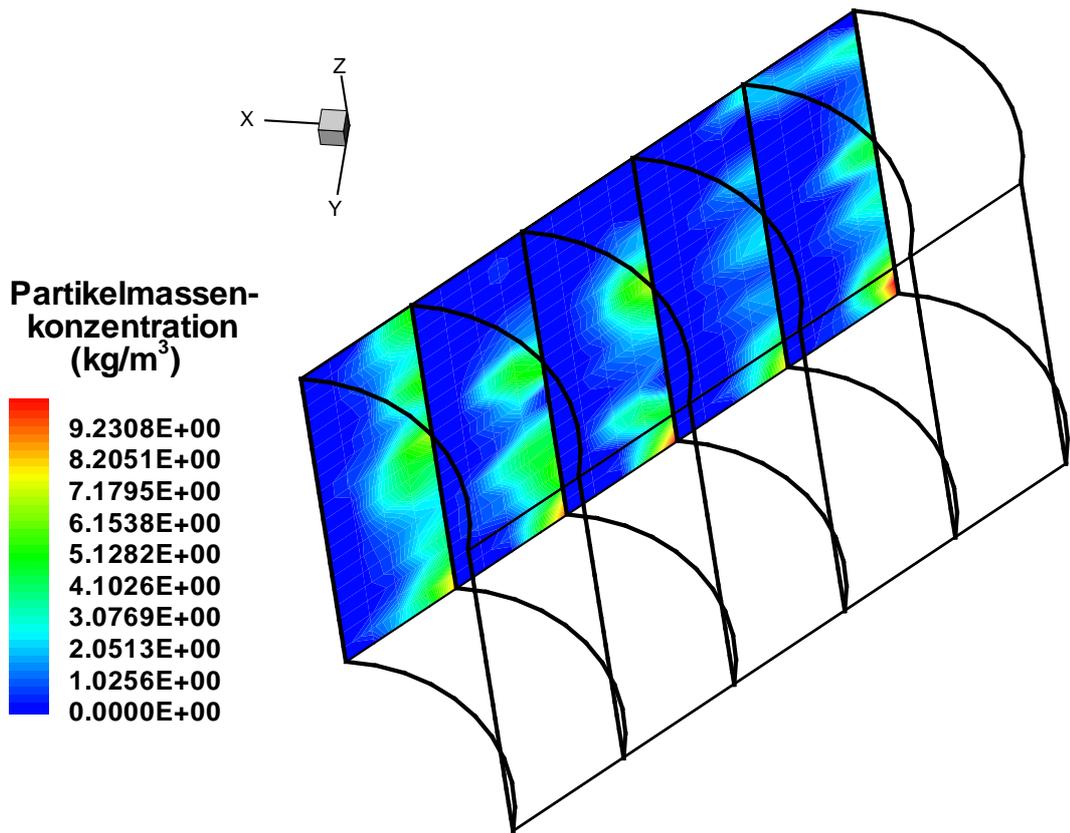


Abbildung 9: Partikelkonzentrationsverteilung nach dem 3. beschauften Krümmer.

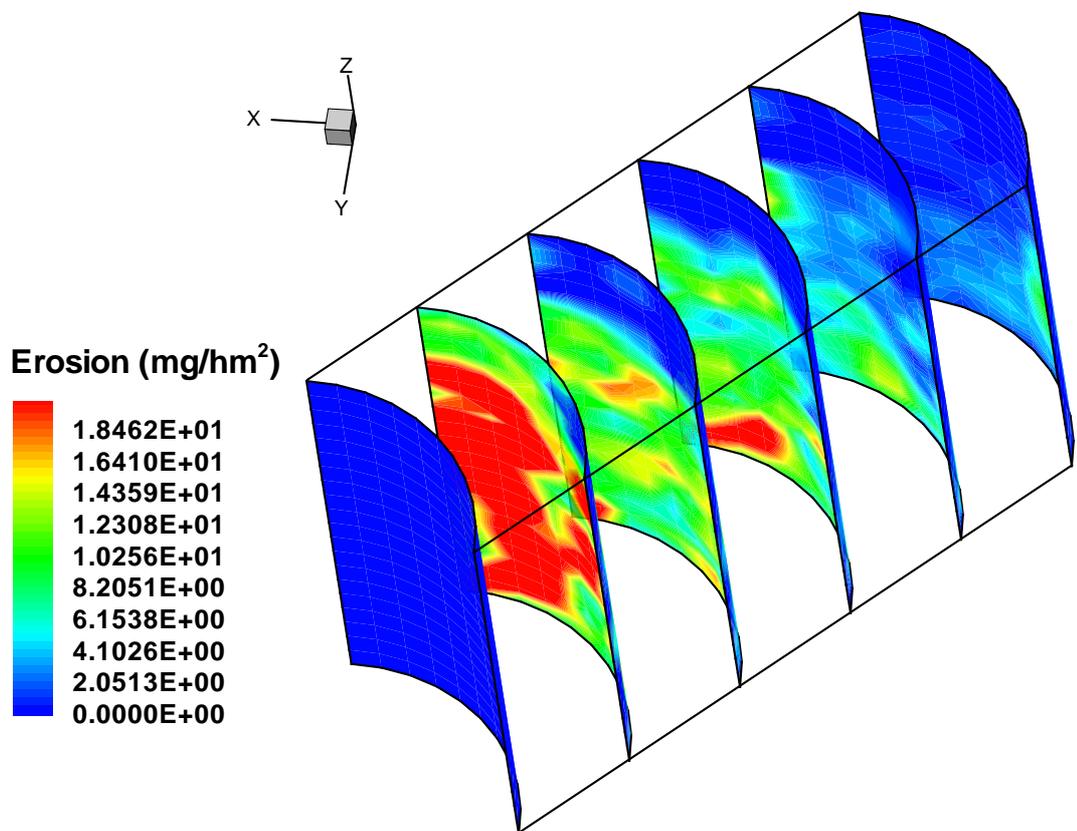


Abbildung 10: Erosionsintensität auf den Krümmerschaufeln des 3. beschauften Krümmers.