

# Einfluss der Düsengeometrie auf das Arbeitsergebnis beim Mikro-Abrasiven-Druckluftstrahlen

M. Achtsnick, A.M. Hoogstrate, B. Karpuschewski

## 1. Einleitung

In den letzten Jahren ist in der Industrie ein zunehmender Bedarf nach kostengünstigen Fertigungsverfahren zur Herstellung von Bauelementen der Mikrosystemtechnik zu konstatieren. Mikro-Abrasives-Druckluftstrahlen (MADS) hat sich in diesem Kontext unter anderem als Alternative zur Herstellung von Chips der Mikrofluidik und zur Tiefenstrukturierung von Wafern profiliert [1,2]. Die Technik unterscheidet sich von herkömmlichem Sandstrahlen durch den Gebrauch von keramischen Feinststrahlmitteln, einer hochgenauen Strahlmittelzuführung und einer die Mikrostruktur abbildenden Maske. Im Gegensatz zu direktem Abrasivstrahlen mittels kleiner Düsen wird beim MADS die gesamte Oberfläche des Substratwerkstoffs der erosiven Wirkung eines möglichst breiten Strahls ausgesetzt. Dazu muss die Oberfläche vorher dem Strahlen an den nicht zu bearbeitenden Bereichen mit einer verschleißbeständigen Maske geschützt werden. Beim eigentlichen Strahlen wird die Düse mit einem Luftdruck zwischen 0,2 und 0,9 MPa beaufschlagt. Die verwendete Korngröße liegt abhängig von der Strukturbreite und der geforderten Oberflächenqualität zwischen 10 und 100  $\mu\text{m}$ . Die derzeit kleinsten realisierbaren Maskenfenster sind ungefähr 50  $\mu\text{m}$  breit, die größten noch ökonomisch realisierbaren Strukturen sind bis zu 2 mm breit. Dabei wird die Maßhaltigkeit der Oberflächenabmessungen der Mikrostruktur über die Genauigkeit der Maske festgelegt [3]. Während des Strahlens ist die Düse senkrecht zur Substratoberfläche positioniert, um im sprödbrechenden Substrat ein höheres Zerspannungsvolumen als in der duktilen Maske zu erreichen (Bild 1).

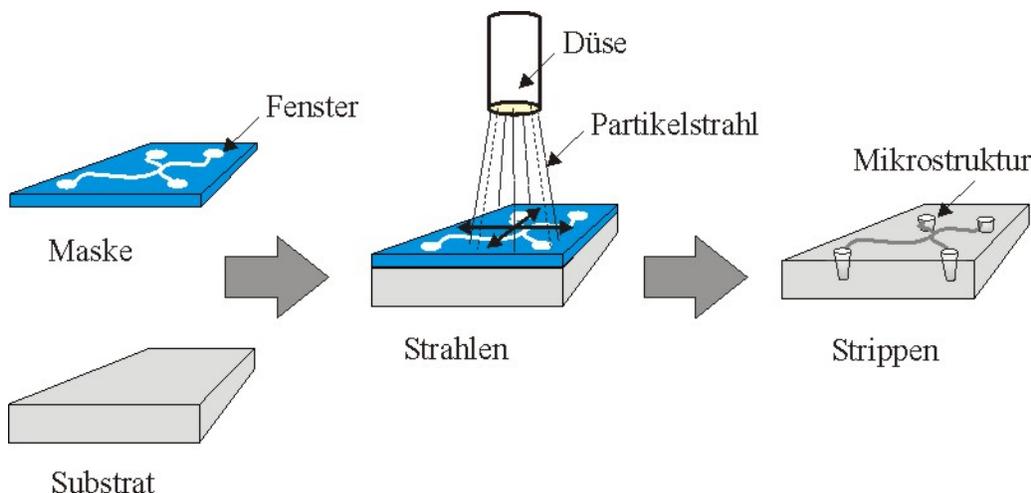


Bild 1: Prozesskette des Mikro-Abrasiven-Druckluftstrahlens.

Die Strukturtiefe wird durch die Menge und die Geschwindigkeit der auftreffenden Strahlkörner kontrolliert. Unter der Voraussetzung einer geeigneten Maske sind beim

MADS Aspektverhältnisse von 3 und Flankenwinkel von bis zu 70° erreichbar [4]. Bei der zielgerichteten Beeinflussung des Arbeitsergebnisses spielt die Düse eine zentrale Rolle.

Die gasdynamischen Charakteristiken von Strahldüsen wurden bereits frühzeitig als Schlüssel zu zielgerichteter Materialabnahme erkannt [5]. In letzter Zeit erschienen analytische Modelle zur Beschreibungen der Prozesseffizienz und des gestrahlten Profils [6]. Ziel des vorliegenden Beitrages ist es, ein modulares Gesamtmodell zur Beschreibung des Einflusses der Strahldüse auf das Arbeitsergebnis beim MADS zu entwickeln. Anhand einer neu entwickelten und einer herkömmlichen Strahldüse soll im Folgenden dargestellt werden, wie durch die Optimierung der Düsengeometrie quer und längs zum Blaskanals eine wesentliche Verbesserung des Bearbeitungsresultates erreicht werden kann.

Als Eingabeparameter des Gesamtmodells fungieren auf Wahrscheinlichkeit basierte Submodelle zur Kennzeichnung des Partikelstrahls. Das zentrale Prozessmodell beschreibt die Materialabnahme mit Ansätzen der Bruchmechanik. Weitere Submodelle thematisieren das Bearbeitungsresultat hinsichtlich Form und Oberflächenqualität. Sie gestatten eine exakte Einstellung der Bearbeitungsparameter. Die Vorteile einer solchen dezentralen Betrachtungsweise liegen in der einfachen Überprüfbarkeit einzelner Modellschritte und der Integration verschiedener Modelansätze. Beide genannten Vorteile werden in dieser Arbeit diskutiert.

## 2. Optimierung der Strahldüse

In herkömmlichen Druckstrahlanlagen kommen in der Regel Düsen mit zylindrischem Blaskanal zum Einsatz. Diese einfache Geometrie weist jedoch eine Reihe von konstruktionsspezifischen Nachteilen auf. So ist beispielsweise durch die parallelen Kanalwände längs zur Düsenachse die Ausströmungsgeschwindigkeit der Luft auf Werte unterhalb der Schallgeschwindigkeit begrenzt [7]. Weiterhin sind, aufgrund der runden Querschnittsform der Mündung, die Geschwindigkeit und die Anzahl der Strahlmittelkörner in der Nähe der Düsenachse höher als in den Randbereichen des Freistrahls. Schließlich haben Strahlmittelzuführungen, beruhend auf dem Drucksystem, deutliche Nachteile hinsichtlich eines konstanten Massendurchsatzes. Infolgedessen ist ein kontrollierter Materialabtrag mit diesen Anlagen beim MADS nur schwer zu realisieren [8].

Um die oben genannten Mängel zu beheben, sind zusammengefasst die folgenden Forderungen an einen verbesserten Düsenentwurf zu stellen:

- Drucklose Strahlmittelzufuhr nach dem Injektorprinzip,
- Erzeugung von Luftgeschwindigkeiten im Überschallbereich und
- Gleichmäßige Verteilung der Strahlmittelkörner im Freistrah.

Diesen Erfordernissen wurde durch die Entwicklung einer erweiterten Düse (Lavaldüse) mit rechteckigem Mündungsquerschnitt entsprochen [9]. Die Konstruktion ist als Sandwich ausgeführt, bestehend aus zwei identischen flachen Boden- und Deckelplatten und einer austauschbaren Zwischenplatte, die die konvergierende - divergierende Kontur längs zur Düsenachse verkörpert (Bild 2). Um Verwirblungen der Luftströmung zu vermeiden und um

eine bessere Vermischung von Luft und Partikeln zu erreichen, wird die Druckluft über zwei achsensymmetrische Zuführkanäle beaufschlagt. Durch den zunächst konvergieren Querschnitt der Kanäle wird die Luftströmung beschleunigt. Im engsten Querschnitt erreicht sie die kritische Schallgeschwindigkeit. Anschließend wird der Querschnitt rasch vergrößert, um die Luft weiter zu beschleunigen. Dabei sinkt der Druck im Blaskanal unter den Umgebungsdruck, und ein Ansaugen des Strahlmittels wird möglich. Nach dem Mischpunkt divergiert der Kanal nur noch leicht [10]. Um den Partikeln in der Düse ausreichend Zeit zur Beschleunigung zu geben, ist dieser letzte Abschnitt relativ lang gestaltet, obwohl in längeren Kanälen auch der Strömungswiderstand zunimmt.

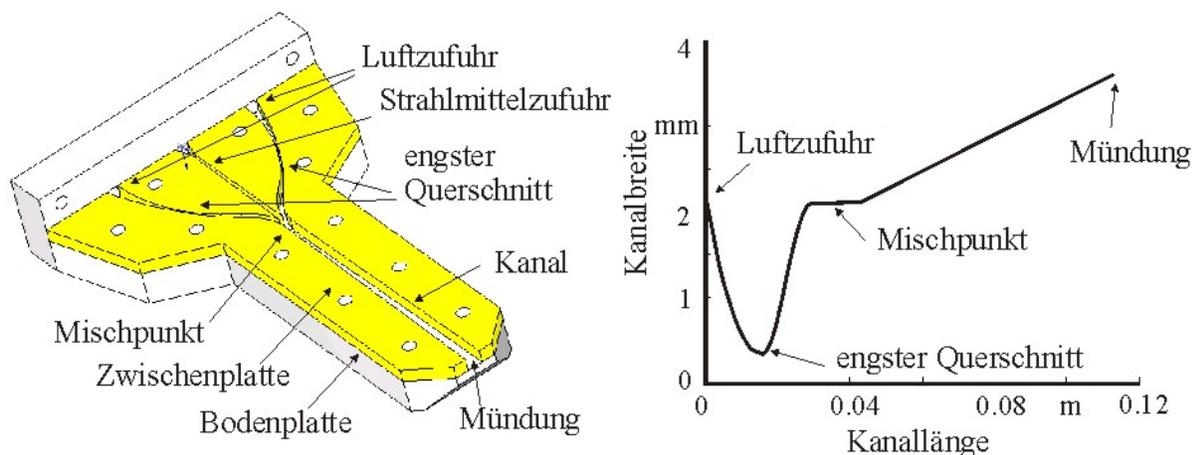


Bild 2: Aufbau und Abmessungen der Lavaldüse. Die Deckelplatte ist nicht abgebildet.

Im vorliegenden Entwurf wurde die Zwischenplatte 3 mm dick ausgeführt. Sie kann aber je nach verfügbarer Kompressorleistung angepasst werden. Eine möglichst dicke Zwischenplatte bietet den Vorteil größere Oberflächenbereiche des Substrates in einer Vorschubbewegung der Düse abzudecken. Die konstruktive Gestaltung der Lavalgeometrie ist für eine maximale theoretische Luftgeschwindigkeit von 3,3 Ma ausgelegt. Durch das Verhältnis von Mündung zu engstem Querschnitt ergibt sich rechnerisch ab einem Speisedruck von 0,55 MPa eine vollständige Überschallströmung ohne Verdichtungsstöße im Blaskanal.

Der Kanal zur Strahlmittelzufuhr ist rückseitig mit einer Einrichtung verbunden, die den Massendurchsatz dosiert. Dazu ist ein trichterförmiger Behälter über einer querverzahnten Rolle angebracht, die den Behälter gleichzeitig an seiner unteren Öffnung abdichtet. Durch gezieltes Einstellen der Rollendrehzahl wird eine definierte Menge Strahlmittel in einen zweiten, darunter liegenden Auffangtrichter transportiert. Aus diesem wird das Strahlmittel durch einen Schlauch, der mit der Düse verbunden ist, abgesaugt. Um ein konstantes Nachgleiten des feinen Puders aus dem Behälter zu gewährleisten, wird in das Gestell der Zuführeinrichtung eine vertikale Schwingung eingebracht. Eine schematische Abbildung der Zuführeinrichtung ist in Bild 3 dargestellt.

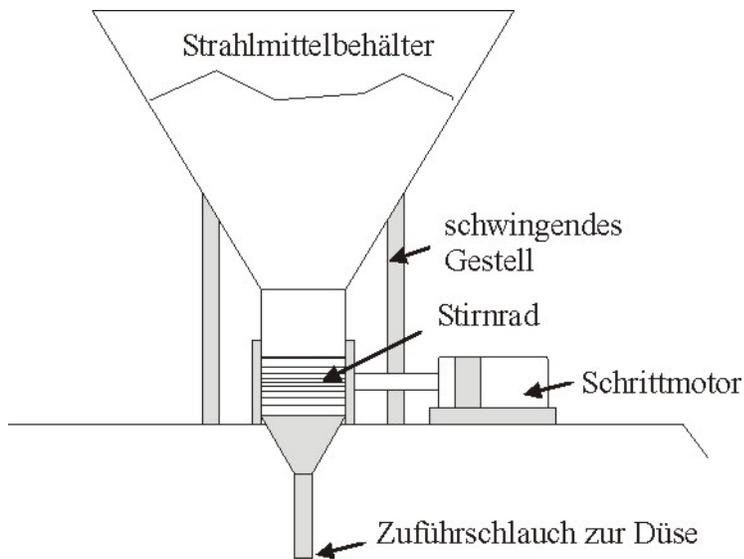


Bild 3: Drucklose Strahlmittelzuführung.

### 3. Aufbau des Gesamtmodells

Ziel des folgenden Gesamtmodells ist eine modulare Beschreibung der wesentlichsten Vorgänge in so genannten Submodellen, welche um ein zentrales Materialabnahmeme Modell gruppiert sind. Jedes einzelne Submodell kann verifiziert und den entsprechenden Bearbeitungsumständen angepasst werden.

Beim MADS variieren die lokalen Bedingungen des aufprallenden Strahlmittels auf die Substratoberfläche mit jedem Korn. Deshalb wird im Folgenden Gebrauch gemacht von auf Wahrscheinlichkeiten beruhenden Korngrößen- und Konzentrationsverteilungen der Strahlkörner im Freistrah. Diese Submodelle führen, zusammen mit einem Modell zur Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils der Luft und der Strahlaufweitung, letztendlich zur Berechnung der Geschwindigkeit jedes einzelnen Kornes direkt vor dem Aufprall abhängig von seiner Größe und seiner Position im Freistrah. Durch eine genügend hohe Anzahl von modulierten Körnern wird so der Partikelstrahl durch ein charakteristisches Energieintensitätsschaubild moduliert, welches in dieser Arbeit für zwei verschiedene Düsen präsentiert wird. Weitere Eingabemodelle mit direkter Auswirkung auf das gestrahlte Profil sind das kinematische Modell zur Beschreibung der Relativbewegung zwischen Düse und Werkstück, die Kenngrößen der Maske und ein Modul zur Charakterisierung des Substratmaterials.

Das zentrale Prozessmodell beschreibt mit Hilfe der Materialkennwerte Härte und Bruchzähigkeit die Wechselwirkung zwischen einschlagenden Körnern und der Substratoberfläche. Da beim MADS der Düsenanstellwinkel in der Regel  $90^\circ$  beträgt, wurden für alle Einsläge senkrechte Auftreffwinkel angenommen. Das Materialabnahmeme Modell basiert auf dem statischen Eindringen eines Prüfkörpers ins spröde Substratmaterial. Das dabei unter bestimmten Umständen entstehende laterale Rissssystem bewirkt die Loslösung eines Bruchstücks. Dazu wird im Prozessmodell die kinetische Energie eines jeden Strahlmittelkornes mit der plastischen Arbeit, die während des Einschlags geleistet wird,

ausgedrückt. Der Übergang zwischen plastischer Deformation und Rissausbildung im Substrat wird durch einen materialspezifischen Grenzwert festgelegt.

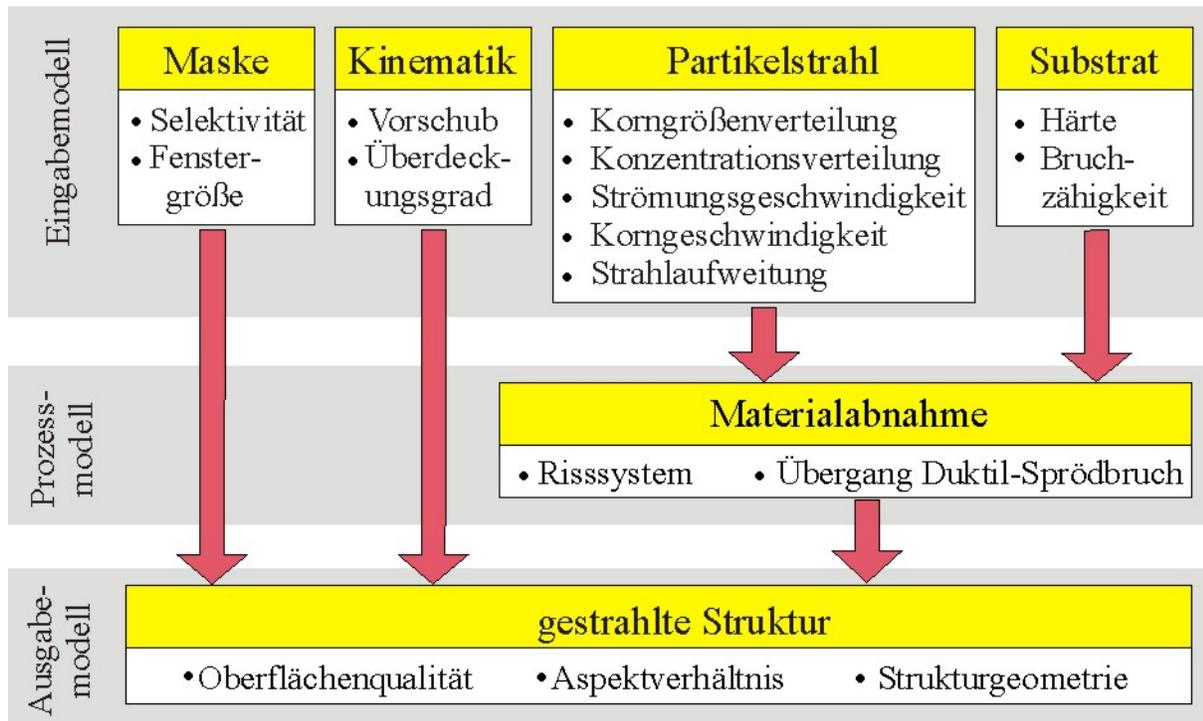


Bild 4: Modularer Aufbau des Gesamtmodells für MADS.

Das Ausgabemodell liefert Informationen über die gestrahlte Oberflächenqualität, das, bei einer ausreichend erosionsfesten Maske, erreichbare Aspektverhältnis und im Zusammenwirken mit dem kinematischen Model über die Geometrie der gestrahlten Struktur. Bild 4 veranschaulicht zusammenfassend den Aufbau des Gesamtmodells für MADS.

#### 4. Modulieren des Partikelstrahls

Beim MADS kommen im Allgemeinen Strahlmittelsorten aus Aluminiumoxidkeramik zur Anwendung. Dieses Strahlmittel zeichnet sich durch hohe Härte, Kantenschärfe und einen relativ niedrigen Preis aus. Beispielhaft ist auf der rechten Seite von Bild 5 eine SEM - Aufnahme von Abrasivkörnern der Spezifikation EK F 360 wiedergeben. Die Graphik auf der linken Seite von Bild 5 zeigt die gemessene Korngrößenverteilung (Malvern, Mastersizer 2000) und eine zweite modulierte Kurve, die durch die in ISO 8486 genormten Korngrößen mit Hilfe einer Normalverteilungsfunktion gelegt ist. Dabei ergab sich für eine mittlere Korngröße von 21,6 µm eine Standartabweichung von 4,6 µm.

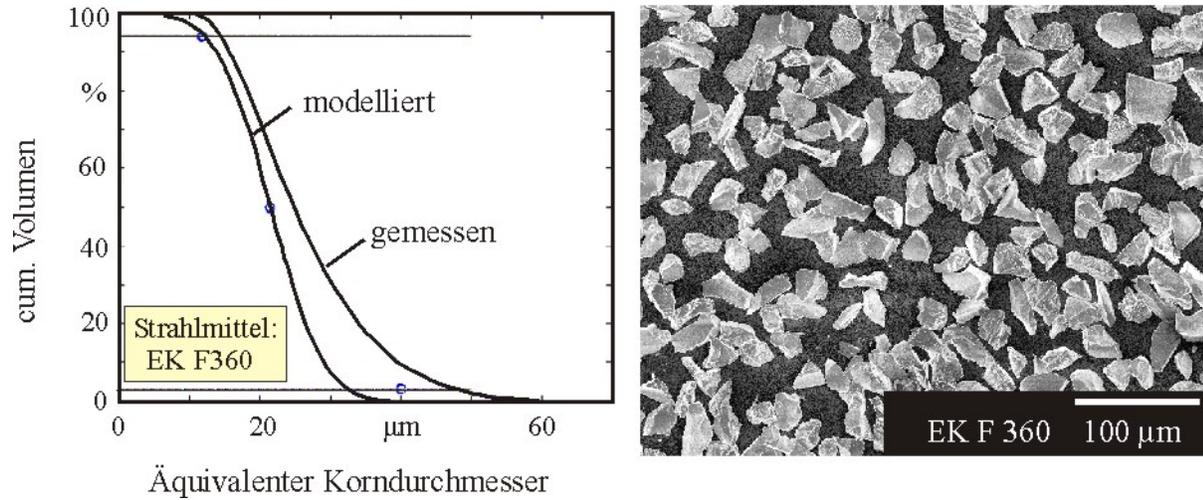


Bild 5: Modellierte und gemessene Korngrößenverteilung für EK F 360.

Die Konzentrationsverteilung der Strahlkörner im Freistrahls hängt vom Querschnitt der Mündung ab. In dieser Arbeit werden die Unterschiede zwischen einer zylindrischen Düse und der neu entwickelten Lavaldüse diskutiert. Deshalb ist für beide Düsen die Konzentrationsverteilung mit Hilfe von Experimenten ermittelt worden, in denen die Anzahl der Partikeleinschläge pro Flächeneinheit gezählt wurden. Wie vermutet, erzeugt die zylindrische Düse eine axialsymmetrische Normalverteilung der Teilchenkonzentration, wohingegen die Lavaldüse durch ihren rechteckigen Mündungsquerschnitt die Körner gleichmäßiger über die Breite des Strahls verteilt (Bild 6). Die Wahrscheinlichkeitsfunktion, die die Konzentration der Strahlmittelkörner in der Lavaldüse nachbildet, ist durch eine Verknüpfung von Normal- und Einheitsverteilung gewonnen. Alle Partikeleinschläge in Bild 6 sind unabhängig von ihrer wahren Größe wiedergeben.

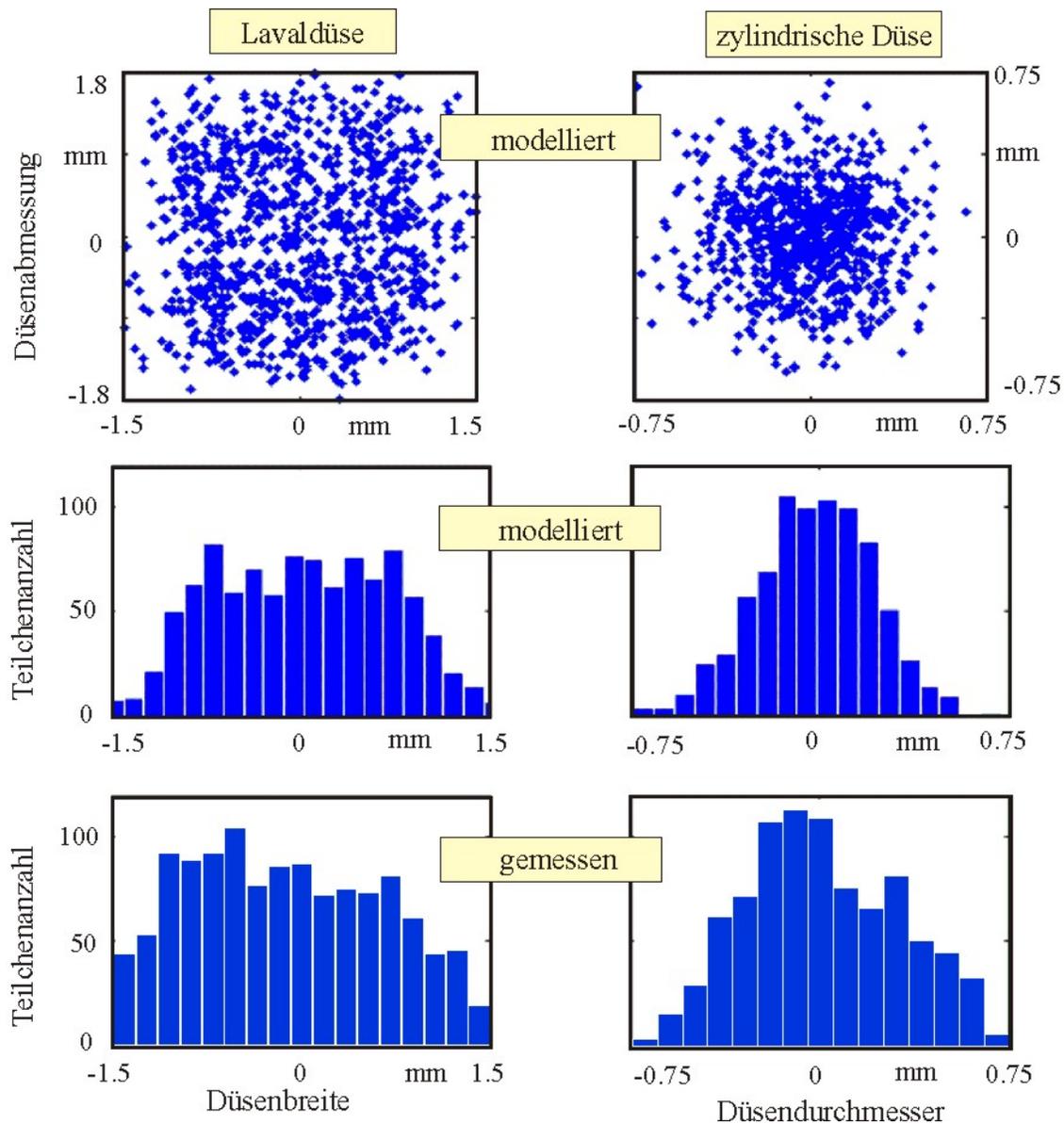


Bild 6: Modellierte und gemessene Konzentrationsverteilung der Körner im Strahl.

Die Auftrefffläche des Strahls  $A_S$  kann über die Düsenabmessungen  $(x_0, y_0)$ , den Düsenabstand  $h_S$  und den Strahlaufweitungswinkel  $\delta_S$  berechnet werden mit

$$A_S = 2 \cdot \tan\delta \cdot h_S \cdot (x_0 + y_0) \quad (1).$$

Experimente haben gezeigt, dass der Kernstrahl mit ungefähr  $3,5^\circ$ , der gesamte Partikelstrahl mit ungefähr  $7^\circ$  expandiert (Bild 7). Dabei ist der Kernstrahl durch den Bereich abgegrenzt, in dem mindestens 10 % der totalen Abtragtiefe erreicht werden.

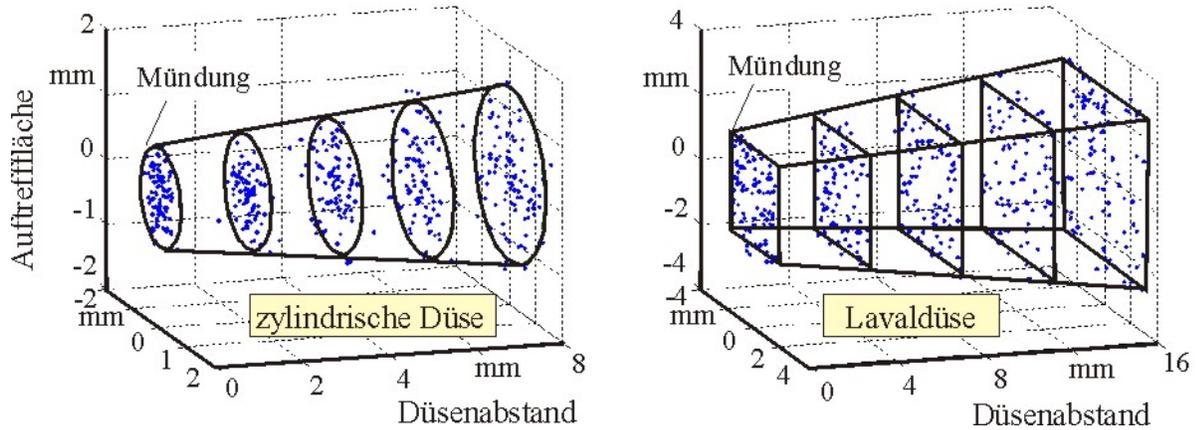


Bild 7: Modellierter Strahlaufweitung.

Oftmals werden zur Berechnung der Partikelgeschwindigkeiten aufwendige Softwarepakete der Computational Fluid Dynamics (CFT) eingesetzt. Diese Verfahren haben den Nachteil, dass sie sehr zeit- und kostenintensiv sind. Alternativ können die Zustandsgrößen sowohl von der zylindrischen als auch der Lavaldüse mit Hilfe von Standardgleichungen zur Beschreibung eines ein-dimensionalen, kompressiblen und reibungsfreien (isentropen) Fluids berechnet werden [6]. Dazu wurden die Eigenschaften von Luft, zusammengefasst in Tabelle 1, verwendet.

Tabelle 1: Strömungseigenschaften von Luft [6].

Aussendruck [Pa]	$1 \times 10^5$
Isotropenexponent	1,4
Dynamische Viskosität bei Normtemperatur [kg/ms]	$2,07 \times 10^{-5}$
Schallgeschwindigkeit [m/s]	343
Dichte unter Normbedingungen [kg/m <sup>3</sup> ]	1.22
Gaskonstante [J/kg K]	286,86
Normtemperatur [K]	293

Die so errechnete maximale Strömungsgeschwindigkeit  $v_{\text{air,max}}$  wird jedoch nur an der Düsenachse erreicht. Je dichter sich die Strömung an der Innenwand des Kanals befindet, umso stärker wird, bedingt durch Reibung und Grenzlageneinflüsse, die Geschwindigkeit der Strömung reduziert. Für runde und rechteckige Kanäle mit Reynoldsschen Zahlen  $< 10^5$  ist dieser Geschwindigkeitsgradient paraboloid und folgt dem Prandtl'schen Gesetz

$$v_{\text{turbulent}}(x, y) = v_{\text{air,max}}(x, y)^n \quad (2)$$

mit dem Exponent  $n = 1/7$  für turbulente Strömungen. Mit dem simulierten Geschwindigkeitsprofil der Luftströmung kann die Strömungskraft auf das Korn  $F_D$  mit

$$F_{D,i} = \frac{1}{2} \cdot C_{D,i} \cdot \rho_{\text{air},i} \cdot v_{\text{rel},i} \cdot A_P \quad (3)$$

an jedem Punkt  $i$  berechnet werden. Dabei ist  $C_D$  die Widerstandszahl des Korns,  $v_{\text{rel}}$  die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Luftströmung und Korn,  $A_P$  die Projektionsfläche des umströmten Korns und  $\rho_{\text{air}}$  die Dichte der Luft.

Unter der vereinfachten Annahme, dass die Strömungskraft die einzige relevante Kraft ist, die eine Beschleunigung auf das Korn hervorruft, kann die Partikelaustrittsgeschwindigkeit schrittweise stromabwärts ermittelt werden mit

$$v_j = \sqrt{v_i^2 + 2 \cdot v_i' \cdot ds} \quad (4).$$

Dazu wurde ein Programm entwickelt, das lokale Kornwiderstandszahlen für äquivalente Kugeln in Abhängigkeit von der Reynoldsschen und der Machzahl als Referenztablelle berücksichtigt. Weiterhin wurden Kornzusammenstöße untereinander und mit der Kanalwand aufgrund der geringen Durchsatzmengen beim MADS als vernachlässigbar eingeschätzt.

Da die Luft nach dem Ausströmen aus einer zylindrischen Düse unkontrolliert expandiert, wird das Strahlmittel auch nach Verlassen der Mündung zunächst noch weiter beschleunigt. Deshalb setzt sich im Modell die Distanz zur Ermittlung der maximalen Korngeschwindigkeit bei der zylindrischen Düse aus der Länge des Blaskanals und dem Düsenabstand zur Werkstückoberfläche zusammen. Bei der Lavaldüse erreichen die Partikel ihre maximale Geschwindigkeit direkt an der Mündung. Innerhalb der so genannten Kernzone des Strahls bleibt ihre Geschwindigkeit durch die Trägheit der Partikel konstant. Die relevante Beschleunigungslänge bei der Lavaldüse ist somit konstruktiv durch den Abstand zwischen Mischpunkt und Mündung vorgegeben.

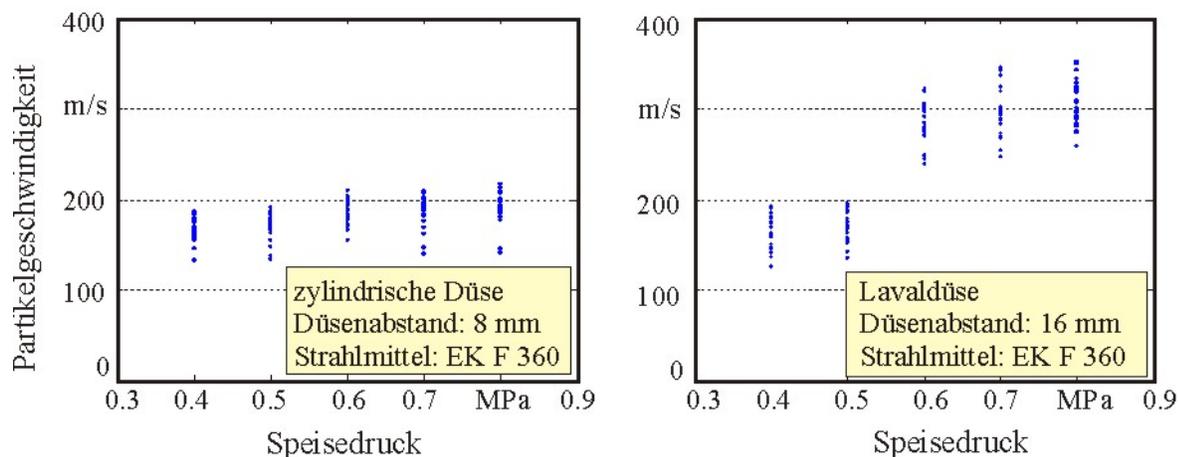


Bild 8: Errechnete Partikelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Speisedruck und Düse.

Bild 8 verdeutlicht die Geschwindigkeiten für 25 simulierte Teilchen der Spezifikation EK F 360 abhängig vom Speisedruck und der verwendeten Düse. Bei der zylindrischen Düse ist

erkennbar, dass eine Erhöhung des Speisedrucks bedingt durch eine Zunahme der Luftdichte zu einer geringfügigen Erhöhung der Korngeschwindigkeiten führt. Abhängig von der generierten Größe und der Position des Korns im Freistrahls werden maximale Geschwindigkeiten von 222 m/s errechnet. Der Mittelwert bei einem Speisedruck von 0,8 MPa beträgt 201 m/s. Im Gegensatz dazu ist bei Verwendung der Lavaldüse ein signifikanter Anstieg der Korngeschwindigkeiten zwischen 0,5 und 0,6 MPa erkennbar. Wie durch den konstruktiven Aufbau festgelegt, erreicht die Luftströmung ab 0,6 MPa Überschall. Die Teilchen erlangen eine maximale Geschwindigkeit von 376 m/s mit einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 292 m/s bei 0,8 MPa.

Um die Resultate der Simulation zu überprüfen, wurden die Korngeschwindigkeiten über die gesamte Breite des Strömungsfeldes mit Hilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) gemessen. Hierbei wird von den Körnern reflektiertes Laserlicht mit einer Hochgeschwindigkeitskamera mit einer Verzögerung von 1  $\mu$ s aufgenommen. Ausschnitte von 64 x 64 Bildpunkten zweier aufeinander folgender digitaler Bilder wurden miteinander korreliert und der in dieser Zeit zurückgelegte Weg von einer Gruppe von Teilchen ermittelt. Die Kamera-Linsen Kombination spannte ein Messvolumen auf von 11 x 8,3 x 0,5 mm<sup>3</sup> korrespondierend zu 42 Geschwindigkeitsvektoren über die Strahlbreite.

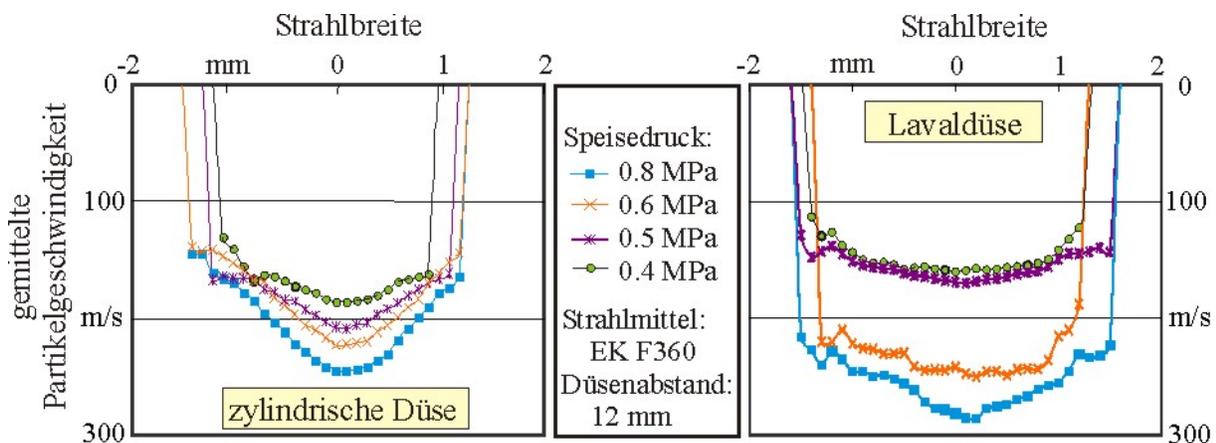


Bild 9: Gemessenes axiales Geschwindigkeitsprofile des Partikelstrahls.

Bild 9 veranschaulicht die gemessenen gemittelten Partikelgeschwindigkeiten über die gesamte Strahlbreite unter Benutzung verschiedener Drücke. Auch experimentell konnte der starke Anstieg der Korngeschwindigkeiten unter Verwendung der Lavaldüse zwischen 0,5 und 0,6 MPa nachgewiesen werden. So ist aus Bild 9 ersichtlich, dass in der Mitte des Strahls gemittelte Korngeschwindigkeiten von 290 m/s erreicht werden. Das sind bei gleichem Speisedruck 30 % mehr als die zylindrische Düse liefert. Weiterhin variiert die Geschwindigkeit über die Strahlbreite mit nur 20 %. Die zylindrische Düse weist das typische Gaußsche Geschwindigkeitsprofil auf mit Unterschieden von bis zu 60 %. Hinsichtlich der Korngeschwindigkeiten bestätigen die Messergebnisse im Wesentlichen das präsentierte Modell.

In einem letzten Modellschritt zur Beschreibung des Partikelstrahls sind die Geschwindigkeit, die Masse und die Position eines jeden individuellen Korns innerhalb des Freistrahls zu

einem Energieintensitätsschaubild kombiniert (Bild 10). Jeder resultierende Punkt in den Schaubildern kann als diskretes Korn mit einer bestimmten Menge Energie abhängig von seiner Größe und Geschwindigkeit interpretiert werden. Dabei ist bei der zylindrischen Düse eine Vielzahl von Partikeln im Zentrum des Strahls mit insgesamt höheren Energiewerten als in den Randbereichen des Strahls zu erkennen. Das Schaubild der Lavaldüse hingegen ist nicht nur durch höhere Energiewerte charakterisiert, sondern auch durch eine gleichmäßigere Mengenverteilung mit geringeren Energieunterschieden.

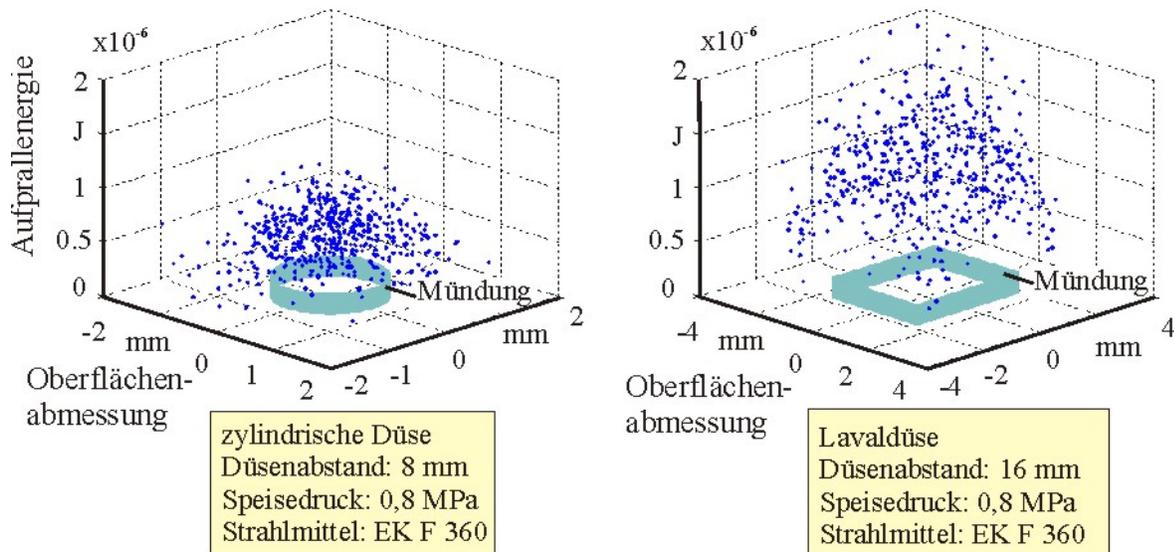


Bild 10: Charakteristisches Energieintensitätsschaubild für beide Düsen.

### 5. Materialabnahmemodell

Es ist allgemein bekannt, dass ein sprödbrechendes Substrat unter der Last eines ideal scharfen Prüfkörpers eine plastisch deformierte Zone bildet. Wenn Härte als Verhältnis von aufgebrachtener Belastung zur Oberfläche des bleibenden Abdrucks einer Vickers- Pyramide mit der Eindringtiefe  $h$  definiert wird, ermittelt sich die Belastung  $P$  zu

$$P(h) = \frac{2HV \cdot a^2(h)}{\sin \alpha} \quad (5)$$

worin  $2a$  die Länge der Diagonalen des Abdrucks ist und  $2\alpha$  der Winkel über die Flächen der Vickers- Pyramide ( $136^\circ$ ). Der Einfachheit halber ist die Härte hier als invariant betrachtet. Bei einem hinreichend harten, nicht splitternden Korn kann die plastische Verformungsarbeit  $W_{\text{sub}}$ , die während des Eindringens des Korns geleistet wird, mit

$$W_{\text{sub}} = \int_0^{h_{\text{max}}} P(h)dh = \int HV \cdot A(h)dh = HV \cdot \delta V \quad (6)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist  $\delta V$  das Eindringvolumen einer Pyramide. Unter der Annahme einer vollständig unelastischen Kollision zwischen dem auftreffenden Korn und der Substratoberfläche und durch Einsetzen der Abdrucklänge  $a$  in die Eindringtiefe  $h$  ergibt sich

$$U_{\text{kin,P}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{a^3 \cdot HV}{\sqrt{2} \cdot \tan \alpha} \quad (7).$$

Nach dem Einsetzen von Gleichung (5) in (7) resultiert die maximale Belastung  $P_{\text{max}}$

$$P_{\text{max}} = \sqrt[3]{\frac{36 \cdot HV \cdot U_{\text{kin,P}}^2 \cdot \tan^2 \alpha}{\sin \alpha}} \quad (8).$$

Die Abdrucklänge  $a$  und der Radius der plastisch deformierten Zone  $b$  lassen sich mit den Substratkennwerten Vickershärte und E-Modul korrelieren in der Form [5]

$$\frac{a}{b} = \mu \cdot \left( \frac{E}{HV} \right)^m \quad (9).$$

Dabei ist der Exponent  $m$  eine dimensionslose Konstante, die unter ähnlichen Bedingungen mit 0,43 ermittelt wurde [5].

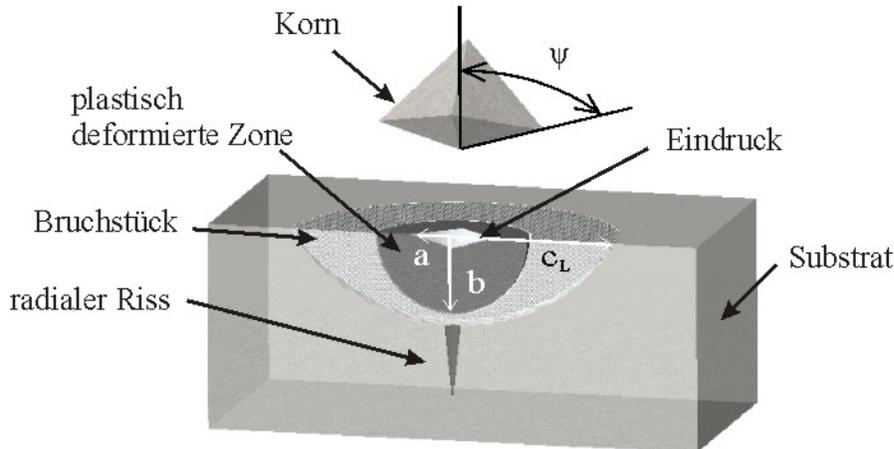


Bild 11: Rissystem in sprödem Substratmaterial.

Wenn eine substratabhängige Grenzwertbelastung während des Kornaufpralls überschritten wird, kann vom elastisch-plastischen Bruchmodell nach [11] Gebrauch gemacht werden. Danach wächst die Versetzungsdichte über ein kritisches Maß hinaus und das Substratmaterial reagiert mit der Ausbildung eines radialen Risses. Bei Entlastung schließt sich der radiale Riss und getrieben durch Restspannungen formt sich ein lateraler Riss. Dieser pflanzt sich zunächst auf einer Fläche parallel zur Oberfläche fort, um anschließend unter Umständen zur Oberfläche aufzusteigen. Dabei ist ein homogenes Substratgefüge eines der

wichtigsten Bedingungen. Unter der Voraussetzung, dass das Rissystem vollständig ist, so wie in Bild 11 verdeutlicht, löst sich ein Bruchstück aus der Oberfläche in der Form eines Kugelsegments.

Im Modell ist die Höhe des herausgelösten Kugelsegments hinreichend genau beschrieben mit der Tiefe der plastisch deformierten Zone  $b$ . Die projizierte laterale Risslänge  $c_L$  ist zu berechnen mit

$$c_L = c^L \left[ 1 - \left( \frac{P_{0a}}{P} \right)^{1/4} \right]^{1/2} \quad (10)$$

wobei  $c^L$  eine Rissfunktion darstellt, die unter anderem vom Spitzenwinkel  $\psi$  und von der Bruchzähigkeit  $K_C$  abhängt,

$$c^L = \left[ \left( \frac{\zeta_L}{A^{1/2}} \right) (\cot \psi)^{5/6} \left\{ \frac{(E/HV)^{3/4}}{K_C \cdot HV^{1/4}} \right\} \right]^{1/2} \cdot P^{5/8} \quad (11)$$

und  $P_{0a}$  die Grenzwertbelastung wiedergibt, bei der der laterale Riss außerhalb der plastisch deformierten Zone sichtbar wird

$$P_{0a} = \left( \frac{\zeta_0}{A^2} \right) (\cot \psi)^{-2/3} \cdot \left( \frac{K_C}{HV} \right)^3 \cdot K_C \left( \frac{E}{HV} \right) \quad (12).$$

Der Compliancefaktor  $A$  vermindert den Einfluss bereits anwesender radialer Risse und ist für lange, gut ausgebildete Rissausdehnungen mit 0,75 angegeben [11].  $\zeta_L$  und  $\zeta_0$  sind einstellbare dimensionslose Konstanten, unabhängig von der Materialpaarung Korn/Substrat ( $\zeta_L = 25 \times 10^{-3}$ ,  $\zeta_0 = 1,2 \times 10^3$ ).

Tabelle 2: Materialeigenschaften von Borosilikatglas AF45 [12].

Elastizitätsmodul [Pa]	$6,61 \times 10^{10}$
Vickershärte [Pa]	$5,13 \times 10^9$
Bruchzähigkeit [ $\text{Pa m}^{1/2}$ ]	$8,5 \times 10^5$
Spezifisches Gewicht [ $\text{kg/dm}^3$ ]	2,727

Für Borosilikatglas, das als Substratmaterial vielfach Anwendung in der Mikrofluidik findet, sind die mechanischen Eigenschaften in Tabelle 2 aufgelistet. Anschließend wurden die lateralen Risslängen nach einem simulierten Partikeleinschlag in Abhängigkeit von der auftretenden Belastung errechnet (Bild 12). Die Belastung variiert mit der kinetischen Energie der aufprallenden Körner.

Auf der linken Seite von Bild 12 ist exemplarisch ein mikroskopisch detektierter Abdruck in Glas nach einem einzelnen Korneinschlag mit 0,8 MPa Speisedruck und ebenfalls unter Verwendung von EK F 360 abgebildet. In dem gezeigten Fall liegen die Abmessungen des lateralen Risses im Bereich der errechneten Werte. Es muss jedoch angemerkt werden, dass nur ein kleiner Teil der untersuchten Einschläge zu einem solch deutlich ausgeprägten Rissystem führt. Eine Vielzahl von Korneinschlägen ruft nur unvollständige Rissysteme hervor, wobei deutlich flachere Bruchstücke losgelöst werden.

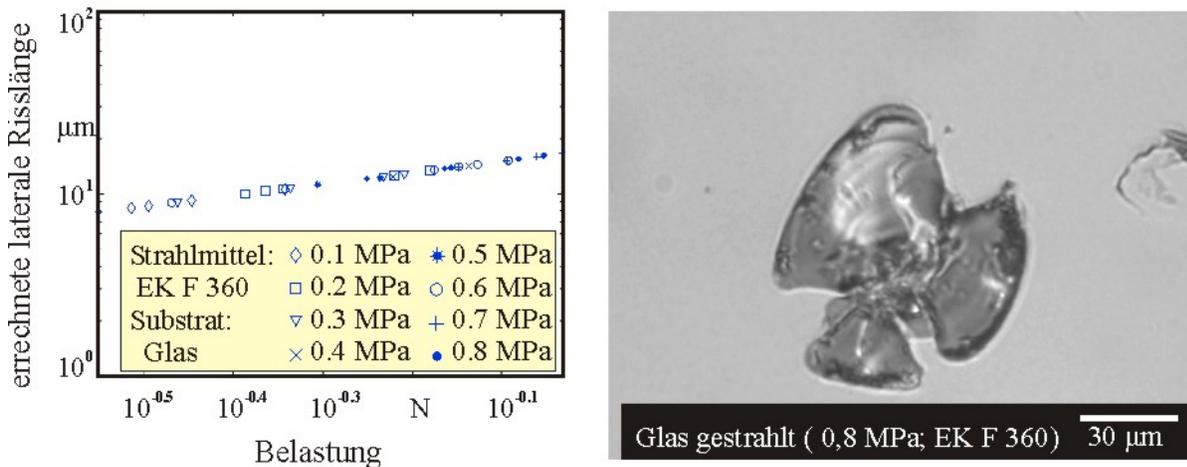


Bild 12: Berechnete laterale Risslänge und mikroskopisch detektierter Korneinschlag .

Um von dem herausgelösten Bruchstück eines einzelnen Partikeleinschlags auf den volumetrischen Materialabtrag  $V_g$  schließen zu können gilt

$$V_g = \frac{\sum V_{cap}}{N} \quad (13)$$

mit  $N$  als Anzahl aller Partikel. Diese einfache Mittelwertbildung setzt jedoch voraus, dass sich die Bruchstücke nicht überschneidenden, die Rissysteme voneinander isoliert sind, und dass keine Wechselbeziehung der Körner untereinander auftritt. Da diese Bedingungen beim MADS nicht gegeben sind, muss ein Effizienzbeiwert  $\mu$  eingeführt werden, so dass zur Angabe des dimensionslosen Masseabtrags  $V$  gilt

$$V = \mu \cdot \frac{V_g \cdot \rho_{sub}}{m_{p,g}} \quad (14)$$

mit  $m_{p,g}$  der Masse des verwendeten Strahlmittels und  $\rho_{sub}$  der Dichte des Substrats.

Mit den gezeigten Ergebnissen in Bild 13 wurde der gewählte Modellansatz experimentell überprüft. Die simulierten Werte sind das gemittelte Resultat von jeweils 1000 generierten Partikeln. Unter Verwendung eines Effizienzbeiwertes von 0.05 ergibt sich eine weitgehende Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen Abtragsraten. Bei einem

Speisedruck von 0,2 MPa weichen die Werte jedoch deutlich voneinander ab. Als Grund dafür ist die Grenzbelastung zum induzieren lateraler Risse anzusehen, die bei niedrigeren Korngeschwindigkeiten öfter unterschritten wird. Die gemessene Abtragsrate liegt daher niedriger als durch das Modell vorhergesagt. Anzumerken ist weiterhin, dass die gezeigten Resultate auf dem Strahlen von ebenen Oberflächen beruhen. Beim Erzeugen von Tiefenstrukturen, wie beim MADS üblich, sinkt die Effizienz durch die zunehmende Behinderung von einschlagenden und austretenden Körnern weiter. In diesem Fall sind kleinere Effizienzbeiwerte zu verwenden.

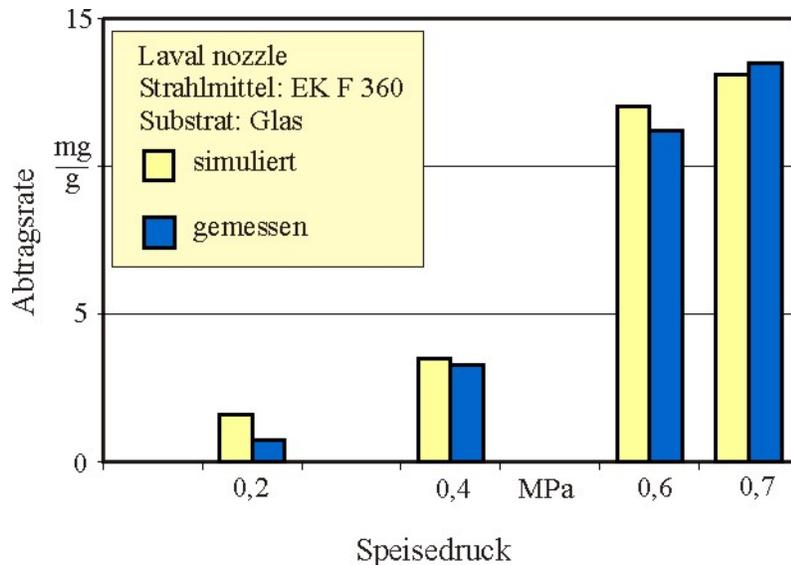


Bild 13: Simulierte und gemessene Abtragsrate für verschiedene Drücke.

## 6. Gestrahlte Struktur

Zur Beurteilung der Form der gestrahlten Struktur, wurde ein die Substratoberfläche simulierendes Gitter mit 60 x 60 Knoten für die zylindrische Düse und 120 x 120 Knoten für die Lavaldüse aufgespannt. Mit den Knotenpunkten sind die Positionen definiert, auf denen Partikeleinschläge stattfinden können. Unter Verwendung der vorhergehend entwickelten Energieintensitätsschaubilder und des Materialabnahmемodells kann so der Einfluss der Strahldüse auf das Bearbeitungsergebnis sichtbar gemacht werden. Für das Entstehen der gestrahlten Struktur sind dabei die Anzahl der einschlagenden Körner pro Knoten und die Tiefe des dabei herausgelösten Bruchstücks von Bedeutung.

In Bild 14 sind die gestrahlten Profile in Abhängigkeit von der gewählten Düse dargestellt. Im oberen Teil sind die Resultate nach jeweils 2 Millionen simulierten Partikeln sichtbar. Bei einem Strahlmitteldurchsatz von 5 g/min entspricht dies einer Strahlzeit von ungefähr einer halben Sekunde. Es wurde keine Maske appliziert und die Düse war stationär.

Die gestrahlte Fläche der Lavaldüse ist viermal größer als die der zylindrischen Düse. Durch die höhere kinetische Energie der Körner erreicht die maximale Strukturtiefe jedoch ein

Drittel der mit der zylindrischen Düse gestrahlten Tiefe. Pro Korn wird bei der Lavaldüse somit 32 % mehr Material abgetragen.

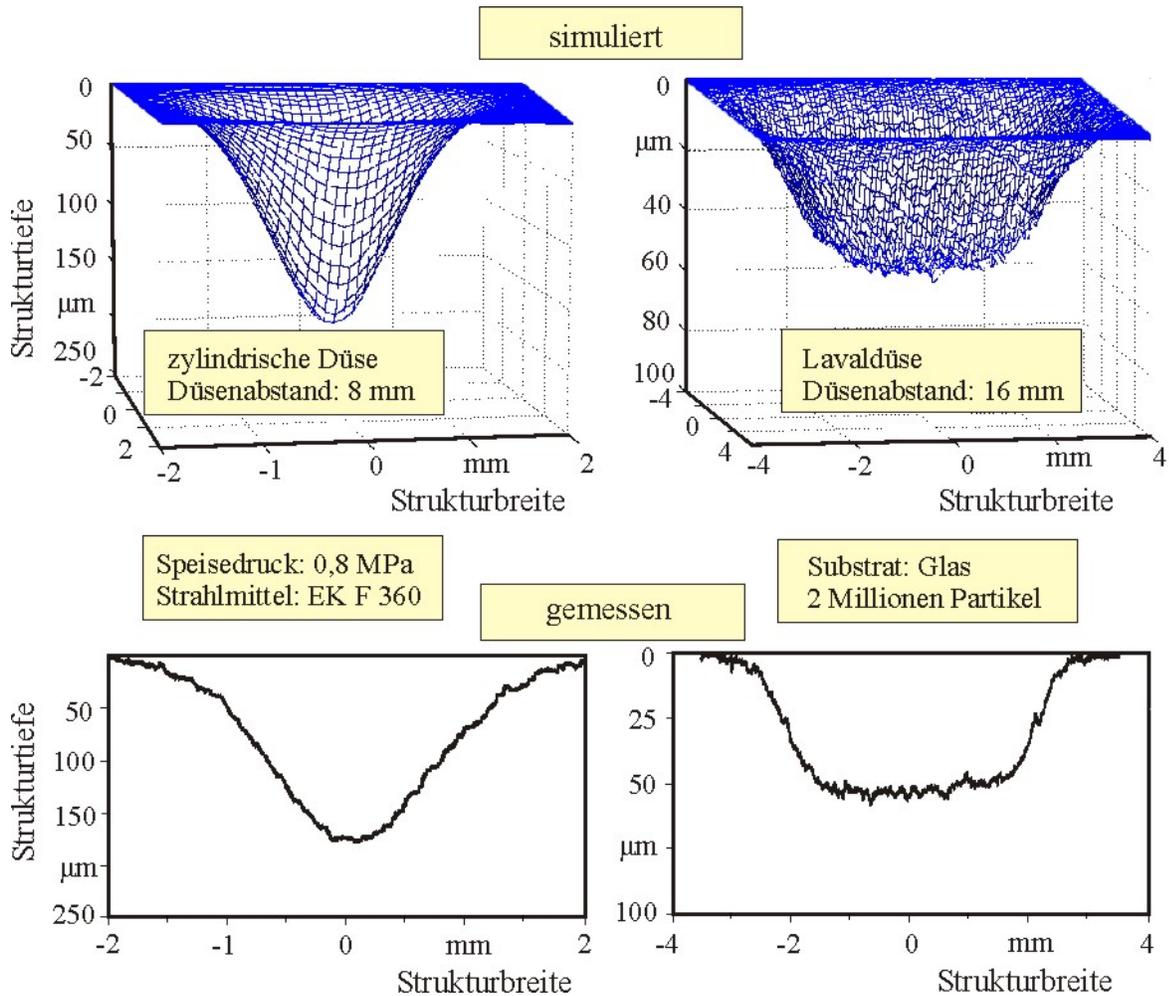


Bild 14: Gestrahlten Profils in Abhängigkeit von der Düse.

Ähnlich ist bei beiden Profilen der charakteristische Flankenwinkel. Ein weiterer Vorteil der Lavaldüse ist jedoch dass, durch die gleichmäßigere Verteilung und den kleineren Geschwindigkeitsgradienten der Partikel im Freistrahle ein relativ flacher Boden entsteht in der gestrahlten Struktur. Dieser Bereich kann zur Entwicklung einer Strahlstrategie genutzt werden, um einen kontrollierten Materialabtrag mit konstanter Tiefe zu realisieren.

Im unteren Teil von Bild 14 sind mit Hilfe eines Tastschnitt-Messgerät (Talysurf 2, Taylor Hobson) gemessene Profilquerschnitte von beiden Düsen dargestellt. Damit konnten die Modellannahmen nachweislich bestätigt werden. Die durch die Lavaldüse gestrahlte Struktur weist am Boden eine Variation von nur 10 µm auf und liegt damit an der Grenze der Rauheit, die durch sprödebruch induzierte Materialabnahme erreicht werden kann.

Um die Oberflächenqualität ins Modellkonzept zu integrieren, wurde der Arithmetische Mittenrauwert Ra mittels der verfügbaren numerischen Daten einer gestrahlten Struktur mit der Trapezregel zu

$$Ra = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N |h_n| \quad (15)$$

berechnet.

Bild 15 zeigt auf der linken Seite die Definition des Ra –Wertes an einer modellierten Strukturoberfläche. Auf der rechten Seite sind die errechneten Werte als Funktion von der gemittelten Partikelgeschwindigkeit verglichen mit gemessenen Rauheiten. Für die experimentelle Verifikation kamen ein Tastschnitt-Messgerät (Talysurf 2, Taylor Hobson) und ein Weißlichtinterferometer (WLI) (Wyko HD 8000, Veeco) zum Einsatz. Alle errechneten und gemessenen Werte wurden mit einem Gaussischen Hochpassfilter und einer cut-off Länge von 0.8 mm gefiltert.

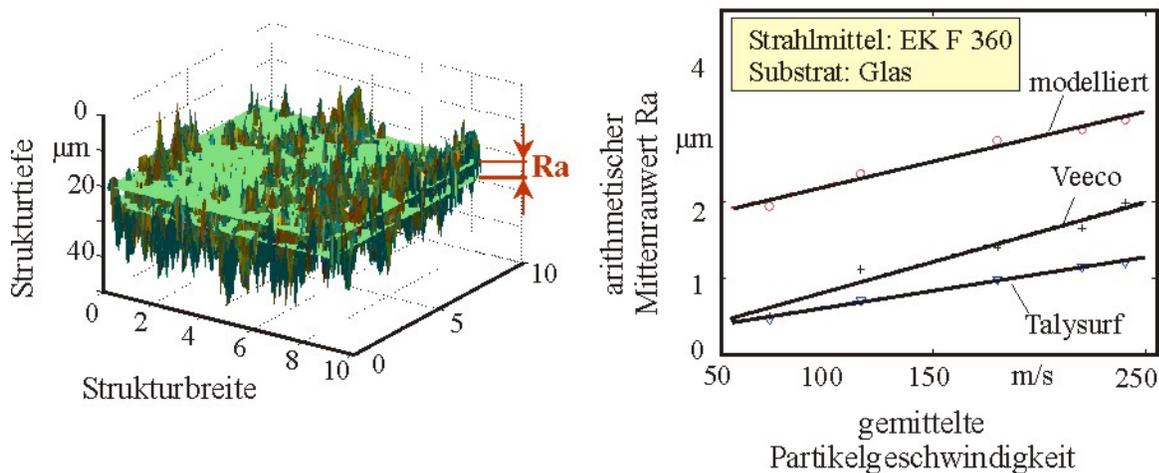


Bild 15: Modellierte und gemessene Rauheit in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit.

Sowohl im Modell als auch bei den Messergebnissen ist ein linearer Zusammenhang zwischen Partikelgeschwindigkeit und Rauheit zu erkennen. Damit ist beim MADS die Möglichkeit gegeben, einzig durch Adjustierung des Speisedrucks die Oberflächenqualität den anwendungsspezifischen Forderungen anzupassen. Die modellierten Werte liegen im Vergleich zu den gemessenen geringfügig höher. Dabei muss berücksichtigt werden, dass der Modellbetrachtung sich nicht überschneidende Bruchstücke zugrunde liegen und jedes Bruchstück seine theoretisch maximale Tiefe erreicht. Auffällig ist auch die Differenz zwischen beiden Messgeräten, die mit höheren Partikelgeschwindigkeiten wächst. Als Ursache dafür kommt das Messprinzip in Frage. Das WLI misst kontaktlos und bildet den Mittenrauwert wie das Model über die Samplefläche. Das taktile Messgerät hingegen

registriert die Rauheit einer Linie und kann mit seiner Nadelspitze tiefen schmalen Zerklüftungen nicht auf den Boden folgen.

### Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Beitrag wurde gezeigt, wie das gestrahlte Profil einer Mikrostruktur und die Effizienz des Strahlprozesses durch die Düsenkonfiguration verbessert werden kann. Bei der Verteilung der Körner im Strahl und bei den erreichbaren Korngeschwindigkeiten zeigt die neue konstruierte Lavaldüse mit rechteckigem Mündungsprofil deutliche Vorteile gegenüber herkömmlichen Strahldüsen. Die Gültigkeit des entwickelten modularen Prozessmodells wurde an beiden Düsenkonfigurationen nachgewiesen. Mit Hilfe dieses Modells kann das Mikro-Abrasive-Druckluftstrahlen abhängig von den Bearbeitungsumständen hinsichtlich der Oberflächenqualität, des Materialabtrags und der Form des gestrahlten Profils optimiert werden.

### Literatur

- [1] Bothen, M.: Mikro-Abrasive-Druckluftstrahlen zum Abtragen sprödbrechender Materialien der Mikrosystemtechnik, Dissertation TU Cottbus, 2000
- [2] Wensik, H.: Fabrication of microstructures by powder blasting, Dissertation Universität Twente, 2002
- [3] Achtsnick, M., Drabbe, J., Hoogstrate A. M., Karpuschewski, B.: Erosion behaviour and pattern transfer accuracy of protecting masks for micro-abrasive blasting, J. Mater. Proc. Technol., 149 1-3 (2004) 43-49.
- [4] Belloy, E., Sayah, A., Gijs, M.A.M.: Powder blasting for three-dimensional microstructuring of glass, Sensors and Actuators A: Physical 86 (2000) 231-237.
- [5] Finnie, I.: Erosion of surfaces by solid particles, Wear 3 (1960) 87-103.
- [6] Slikkerveer, P.J.: Mechanical etching of glass by powder blasting, Dissertation TU Eindhoven, 1999
- [7] Sigloch, H.: Technische Fluidmechanik, Düsseldorf: VDI-Verlag, 1996
- [8] Marx, W.: Berechnung der Gestaltänderung von Profilen infolge Strahlverschleiß, Dissertation Universität Stuttgart, 1983
- [9] Karpuschewski, B., Hoogstrate, A.M., Achtsnick, M.: Simulation and improvement of the Micro Abrasive Blasting Process, Annals of the CIRP 51 1 (2004) 251-254.
- [10] Settles, G.S., Garg, S.: A scientific view of the productivity of abrasive blasting nozzles, Journal of Protective Coatings & Linings (April 1995)28-41.

[11] Marshall, D.B., Lawn, B.R., Evans, A.G.: Elastic/Plastic indentation damage in ceramics: The lateral crack system, J. Am. Ceram. Soc. 65 11 (1982) 561-566.

[12] Schott, Produktdatenblatt AF 45, Schott AG, Mainz