



Diplomarbeit

# **Berechnungsmodell für Temperaturerhöhungen während der Einspritzphase im Kautschukspritzguss**

verfasst von

Michael Fasching, BSc

eingereicht am



Lehrstuhl für Spritzgießen von Kunststoffen

Leiter: Univ.-Prof. Dr. Walter Friesenbichler

Montanuniversität Leoben

Leoben, 01.02.2012

## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre an Eides statt, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt und mich auch sonst keiner unerlaubten Hilfsmittel bedient habe.

---

Michael Fasching, BSc

## **Danksagung**

Für das Zustandekommen, die Durchsicht sowie die kritische Betrachtung dieser Arbeit möchte ich Herrn Univ. Prof. Dipl.-Ing. Dr. mont. Walter Friesenbichler sehr herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt auch Dipl.-Ing. Leonhard Perko für dessen außerordentliche Betreuung und Unterstützung.

Weiters gilt mein Dank Ing. Anja Germuth sowie Georg Chaloupka für die Messung und Zurverfügungstellung der in der Arbeit verwendeten Materialdaten.

Außerdem möchte ich mich bei allen Mitarbeitern der Lehrstühle für Spritzgießen von Kunststoffen sowie für Kunststoffverarbeitung bedanken, insbesondere bei Dipl.-Ing. Arthur Fertschej für die Unterstützung bei der Durchführung Vergleichssimulationen mit Polyflow.

Die vorliegende Arbeit wurde in Kooperation mit Semperit technische Produkte GmbH, Wimpassing, A, Maplan Maschinen und technische Anlagen Planungs- und Fertigungs- GmbH, Ternitz, A sowie Erwin Mach Gummitechnik GmbH, Hirm, A im Rahmen eines FFG-Bridge Projekts mit dem Titel „Heizzeitverkürzung“ durchgeführt. Für das Zustandekommen der Arbeit, die Zurverfügungstellung von Know-how, Materialien und Maschinen gilt mein besonderer Dank auch den Firmenpartnern.

## Kurzfassung

Bei der Verarbeitung von Kautschukmischungen macht die Heizzeit, welche für eine vollständige Formteilvernetzung notwendig ist, einen großen Teil des gesamten Zyklus aus. Im FFG-Bridge-Projekt "Heizzeitverkürzung", in dessen Rahmen diese Arbeit stattfindet, soll während des Einspritzvorganges über geeignete Düsengeometrien Wärme generiert werden, um das Material bereits während des Einspritzvorganges zu erhitzen. Neben Schererwärmung soll dabei auch Dehnerwärmung durch Erzeugung einer Dehnströmung gezielt ausgenützt werden. Dafür werden konische Düsen mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln herangezogen.

Diese Arbeit beschäftigte sich mit den Grundlagen der Wärmegenerierung. Es wurde ein Modell zur Berechnung von Temperaturerhöhungen erarbeitet und als Visual Basic Programm realisiert. Dabei gehen Scher- und Dehnviskosität, spezifische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit und Materialdichte sowie die verwendete Düsengeometrie und verwendete Prozessparameter (Temperierung von Material und Werkzeug, Volumenstrom) ein. Weiters werden auch der Austausch von Wärme mit dem Werkzeug durch Wärmeleitung sowie Strömungsrandbereiche, welche keinen Beitrag zum Volumenstrom leisten, quantifiziert.

Die im Modell berechneten Temperaturerhöhungen wurden danach in praktischen Experimenten an einer Elastomerspritzgießmaschine überprüft. Dafür wurden 2 unvernetzende Kautschukmischungen (SBR und EPDM) an 6 unterschiedlichen Düsengeometrien vermessen.

Es zeigte sich, dass mit steigendem Volumenstrom die Temperaturerhöhung durch größere Scher- und Dehngeschwindigkeiten steigt. Dabei macht die Dehnerwärmung rechnerisch zwischen 70 und 79% der gesamten Erwärmung aus, welche je nach Starttemperatur und Volumenstrom zwischen 20°C und 60°C beträgt. Bei der SBR-Mischung wurde außerdem eine Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Düsenwinkel nachgewiesen, welcher bei der EPDM-Mischung nicht festgestellt werden konnte. Es ist davon auszugehen, dass bei EPDM größere Randwirbel gebildet werden, welche keinen Beitrag zur Temperaturerhöhung leisten. Für die praktische Anwendung konnte gezeigt werden, dass ein geringer Düsenöffnungswinkel wegen des damit verbundenen stetigen Strangaustritts ohne Schmelzebruch zu bevorzugen ist. Weiters kann mit niedrigeren Starttemperaturen durch die dann höhere Viskosität eine größere Temperaturerhöhung erreicht werden.

## **Abstract**

During the processing of rubber materials through injection moulding, the curing time, which is necessary for crosslinking, represents the largest portion of the complete cycle time. Within the FFG-Bridge-project "Heizzeitverkürzung", which this thesis is part of, dissipation heat is created through the injection process in using suitable die geometries. Beside shear dissipation, also strain dissipation shall be exploited. Therefore, conical dies with different angles to create certain strain rates are analyzed.

The focus of this thesis is put on the physical basics of heat creation. A model to calculate the increase of the temperature was developed and realized as Visual Basic programme. Thereby, material data as shear and extensional viscosity, specific heat capacity, heat conductivity and density are used as well as the geometry of the die and process parameters (temperature of die, volume rate and material). Additionally, the heat exchange with the die through heat conduction as well as vortices, which do not contribute to the volumetric flow, are taken into account in the calculation.

Afterwards, the calculated rise of the temperature was validated in practical experiments on a rubber injection moulding machine. Thereby, two rubber materials without crosslinking agent (SBR and EPDM) were analysed with 6 different die geometries.

The results showed that with increasing volumetric flow rates, larger temperature rises could be achieved through higher shear and strain rates. Thereby, strain dissipation made up to 75% of the total heating by means of calculation, which added up to 20-60°C, dependent on the start temperature and the volumetric flow rate. The SBR compound also showed a small dependency of the cone angle on the heating which did not occur with the EPDM compound. It can be assumed that EPDM forms bigger vortices which do not contribute to the temperature rise.

For the practical application it was revealed that a die with a smaller opening angle is more suitable as the emission of the material happens far more steadily without interruptions ("melt fracture"). Furthermore, a lower starting temperature leads to a greater temperature rise due to the higher viscosity at lower temperatures.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>THEORETISCHE GRUNDLAGEN.....</b>	<b>2</b>
2.1	<b>VISKOSITÄT .....</b>	<b>2</b>
2.2	<b>MESSUNG UND BERECHNUNG DER DEHNVISKOSITÄT .....</b>	<b>3</b>
2.2.1	<i>Methode nach Cogswell .....</i>	<i>4</i>
2.2.2	<i>Methode nach Binding .....</i>	<i>5</i>
<b>3</b>	<b>DÜSENGEOMETRIE UND VERSUCHSWERKZEUG .....</b>	<b>8</b>
<b>4</b>	<b>HERLEITUNG DES BERECHNUNGSPROGRAMMES.....</b>	<b>9</b>
4.1	<b>STRÖMUNGSSITUATION .....</b>	<b>9</b>
4.1.1	<i>Geschwindigkeit in Fließrichtung .....</i>	<i>12</i>
4.1.2	<i>Dehngeschwindigkeit .....</i>	<i>13</i>
4.1.3	<i>Schergeschwindigkeit .....</i>	<i>15</i>
4.2	<b>TEMPERATURERHÖHUNG IM KONUS .....</b>	<b>16</b>
4.2.1	<i>Analytische Lösung .....</i>	<i>16</i>
4.2.2	<i>Gittermodell.....</i>	<i>21</i>
4.3	<b>BERECHNUNG DES DRUCKBEDARFS .....</b>	<b>23</b>
4.4	<b>BESCHREIBUNG VON RANDZONEN .....</b>	<b>26</b>
4.5	<b>BERÜCKSICHTIGUNG DER WÄRMELEITUNG .....</b>	<b>29</b>
<b>5</b>	<b>BERECHNUNGSPROGRAMM .....</b>	<b>34</b>
5.1	<b>EINLEITUNG .....</b>	<b>34</b>
5.2	<b>BERECHNUNG DES STRÖMUNGSVERLAUFS MIT RANDWIRBELN.....</b>	<b>36</b>
5.3	<b>DISKRETISIERUNG DER DÜSE.....</b>	<b>37</b>
5.4	<b>ERMITTLUNG DER TEMPERATURERHÖHUNG .....</b>	<b>41</b>
<b>6</b>	<b>DISKUSSION DER STOFFDATEN.....</b>	<b>42</b>
<b>7</b>	<b>EXPERIMENTELLES .....</b>	<b>46</b>
7.1	<b>WERKZEUGKONSTRUKTION .....</b>	<b>46</b>
7.2	<b>SPRITZGIEßMASCHINE UND TEMPERIERGERÄT.....</b>	<b>48</b>
7.3	<b>MESSSENSORIK UND MESSDATENERFASSUNG .....</b>	<b>49</b>
7.4	<b>UNTERSUCHTE MATERIALIEN.....</b>	<b>51</b>
<b>8</b>	<b>VERSUCHE.....</b>	<b>53</b>
8.1	<b>VORVERSUCHE.....</b>	<b>53</b>
8.1.1	<i>Messung und Auswahl der Ausgangstemperatur.....</i>	<i>53</i>
8.1.2	<i>Bestimmung des geeigneten Dosiervolumens.....</i>	<i>57</i>
8.1.3	<i>Bestimmung der Endtemperatur.....</i>	<i>57</i>
8.1.4	<i>Bestimmung des Düsenenddurchmessers.....</i>	<i>60</i>
8.2	<b>VERSUCHSPLAN.....</b>	<b>60</b>

## Inhaltsverzeichnis

---

8.2.1	SBR A2542 .....	60
8.2.2	EPDM EM503-1 .....	62
<b>9</b>	<b>ERGEBNISSE.....</b>	<b>63</b>
9.1	SBR A2542 .....	64
9.2	EPDM EM503-1 .....	67
<b>10</b>	<b>FEHLERANALYSE UND AUSBLICK .....</b>	<b>71</b>
<b>11</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG .....</b>	<b>75</b>
<b>12</b>	<b>LITERATURANGABE.....</b>	<b>77</b>
<b>13</b>	<b>VERWENDETE ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE .....</b>	<b>79</b>
<b>14</b>	<b>ANHANG.....</b>	<b>84</b>
14.1	VOLLSTÄNDIGE MATERIALDATEN .....	84
14.1.1	<i>Semperit SBR A2542.....</i>	<i>84</i>
14.1.2	<i>Erwin Mach Gummitechnik EPDM EM503-1 .....</i>	<i>85</i>
14.2	VOLLSTÄNDIGE MESSERGEBNISSE.....	85
14.2.1	SBR A2542 .....	85
14.2.2	EPDM EM503-1 .....	92

## 1 Einleitung

Das Spritzgießen ist eines der wichtigsten Verfahren zur Herstellung von Formteilen aus Gummi. Bei diesem Verfahren wird der Kautschuk in der Plastifiziereinheit auf das Einspritzen in die Kavität vorbereitet. Eine Schnecke fördert das Material, welches in Streifen- oder seltener in Granulatform vorliegt. In der Plastifiziereinheit erwärmt sich die Masse auf Verarbeitungstemperatur, die je nach Material zwischen 70 und 110 Grad liegt. Anschließend wird in eine beheizte Kavität eingespritzt. Dort wird das entstehende Formteil beheizt, bis die Vulkanisation abgeschlossen ist. Die Einbringung der für die Vulkanisation notwendigen Energie erfolgt einerseits durch Wärmeleitung von der heißen Werkzeugwand in die ruhende Mischung und andererseits durch Dissipation, aber auch durch Dehnung und Scherung während des Einspritzvorganges. Entscheidend für eine rasche Vulkanisation ist eine Verkürzung der für die Vulkanisation nötigen Inkubationszeit. Diese sinkt mit steigender Temperatur der Formmasse überproportional.

Betrachtet man die gesamte Zykluszeit, so nimmt die Heizzeit einen maßgeblichen Teil davon ein, da das Aufheizen des Formteils über Wärmeleitung einen sehr zeitraubenden Vorgang darstellt.

Der Ansatz, Dissipation in Form der Schererwärmung während des Einspritzvorganges gezielt auszunützen, um bereits vor dem Einspritzen eine höhere Ausgangstemperatur zu erzielen, ist bereits Stand der Technik. Am Markt für Gummiverarbeitungsmaschinen sind bereits einige Anbieter mit derartigen Systemen vertreten.

Im FFG-Projekt „Heizzeitverkürzung“, im Rahmen dessen diese Arbeit stattfindet, soll auch Dehn- und Kompressionserwärmung zusätzlich zur während des Einspritzvorganges auftretenden Schererwärmung in Kautschukmischungen gezielt ausgenutzt werden, um die notwendigen Heizzeiten zu minimieren. An dem Projekt sind die Firmen Maplan, Semperit und Erwin Mach Gummitechnik beteiligt.

In dieser Arbeit werden die Grundlagen der Erwärmung von Kautschukmaterialien aufgearbeitet. Dabei werden für verschiedene Düsengeometrien die herrschenden Strömungsprofile hergeleitet und mittels der allgemeinen Energiegleichung ein Modell entwickelt, um die gesamte Temperaturerhöhung einer Düse zu berechnen.

Dieses Modell wird schließlich als Visual Basic-Programm (Fa. Microsoft, Redmond, USA) realisiert, wobei auch Randbedingungen der Düsen wie Wärmeverluste in das Werkzeug und Randzonen der Strömung berücksichtigt werden. Dieses Programm wird anschließend durch praktische Versuche mit denselben Düsengeometrien verifiziert und gemäß den daraus gewonnenen Erkenntnissen verbessert.



## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Viskosität

Im Gegensatz zu thermoplastischen Kunststoffen gibt es bei Kautschuken keine scharf ausgeprägte Erstarrungsgrenze, sodass das Material über einen weiten Temperaturbereich als Fluid angesehen werden kann. Maßgebend für den Widerstand des Materials gegen Verformung ist die Viskosität, die Zähigkeit eines Materials. Je nach Art der Beanspruchung unterscheidet man zwischen Scher- viskosität und Dehnaviskosität. Beide hängen jedoch von der Belastungsintensität (Scher- bzw. Dehngeschwindigkeit) sowie von der Temperatur und dem Druck ab.

Für die mathematische Approximation der Viskosität stehen einige Ansätze zur Verfügung [2]. Da es bei den untersuchten Kautschuken zu keiner ausgeprägten Abflachung der Viskositätskurve im newtonschen Bereich (geringe Scher-/Dehngeschwindigkeiten  $<10^{-1}$ s) kam, wurde als Materialansatz der Potenzansatz nach Ostwald-deWaele [2] gewählt (Gleichung 1 und 2).

$$\eta_S = K \cdot \dot{\gamma}^{n-1} \quad (1)$$

$$\eta_D = L \cdot \dot{\epsilon}^{t-1} \quad (2)$$

$\eta_S$  Scherviskosität in Pa·s

$\eta_D$  Dehnaviskosität in Pa·s

K Stoffparameter des Potenzansatzes nach Ostwald-deWaele in Pa·s<sup>n</sup>

n Fließexponent des Potenzansatzes nach Ostwald-deWaele, dimensionslos

L Stoffparameter des Potenzansatzes nach Ostwald-deWaele für die Dehnströmung in Pa·s<sup>t</sup>

t Fließexponent des Potenzansatzes nach Ostwald-deWaele für die Dehnströmung, dimensionslos

Die Temperaturabhängigkeit wird dabei über den Arrheniusansatz berücksichtigt (Gleichung 3) [2].

$$\eta_{T_1} = \eta_{T_0} \cdot a_T = \eta_{T_0} \cdot e^{\frac{E_0}{R} \left( \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (3)$$

$a_T$  Verschiebungsfaktor der Temperaturabhängigkeit, dimensionslos

$T_1$  Zieltemperatur in K

$T_0$  Referenztemperatur in K

$R$  universelle Gaskonstante:  $8,3144621 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$

$E_0$  Aktivierungsenergie in J/mol

Dabei ist zu beachten, dass für Scher- und Dehnviskosität unabhängig voneinander Aktivierungsenergien ermittelt werden müssen, die sich mitunter deutlich unterscheiden.

Viele Untersuchungen [3,4] zeigten auch eine Abhängigkeit der Viskosität vom Druck. Auch wenn dem FFG-Brigdeprojekt keine Ressourcen zur Messung der Druckabhängigkeit der Viskositätsdaten zur Verfügung standen, wurde für das Berechnungsmodell die Möglichkeit vorgesehen, druckabhängige Viskositätsdaten einzusetzen. Diese werden über den Barus-Ansatz [5] berücksichtigt (Gleichung 4).

$$\eta_{p_1} = \eta_{p_0} \cdot a_P = \eta_{p_0} \cdot e^{\beta \cdot (p_1)} \quad (4)$$

$a_P$  Verschiebungsfaktor der Druckabhängigkeit, dimensionslos

$p_1$  Zieldruck in bar

$p_0$  Referenzdruck in bar

$\beta$  Stoffparameter in  $10^{-5}\text{bar}^{-1}$

Auch für die Druckabhängigkeit gilt wieder, dass für ein Material für Scher- und Dehnviskosität unterschiedliche Druckabhängigkeiten gelten können.

## 2.2 Messung und Berechnung der Dehnviskosität

Dehnströmungen treten üblicherweise im Spritzgießprozess, bei Wanddickenänderungen und als Teil von Quellströmungen, sowie beim Folienblasen, Spinnen und Thermoformen auf.

Erschwerend für die Charakterisierung des Dehnverhaltens ist die Tatsache, dass sich unterschiedliche Arten von Dehnungen unterscheiden lassen [6], deren Beschreibung genaugenommen jeweils ein eigenes Messverfahren erfordern würde. Bei der in dieser Arbeit untersuchten Dehnströmung handelt es sich um eine uniaxiale

Dehnung, bei welcher das Material in eine Koordinatenrichtung gedehnt und in die anderen beiden gestaucht wird [7].

Für die Charakterisierung des Dehnverhaltens wird in dieser Arbeit die Messmethode der Einlaufdruckverluste im Hochdruckkapillarrheometer verwendet. In dieser Messanordnung entsteht ein Druckabfall durch [7]

- Scherströmung in der Kapillare,
- durch viskose und elastische Dehnverformung sowie Scherung im Einlauf,
- Umgestaltung der Geschwindigkeitsprofile sowie
- eventuell auftretende Randwirbel im Einlaufbereich.

Dabei sind der Druckverbrauch von eventuell auftretenden Randwirbeln und die Umgestaltung der Geschwindigkeitsprofile bei viskoelastischen Flüssigkeiten klein gegenüber den anderen Effekten. Durch Analysen der Strömungsverhältnisse im Einlaufbereich kann aus dem gemessenen Druckverlust die Dehnviskosität bestimmt werden. Allerdings hat die Methode den Nachteil, dass keine reine Dehnströmung vorliegt, sondern immer auch eine Scherkomponente auftritt. Diese muss mit rheologischen Modellen rechnerisch herauskorrigiert werden.

Zur analytischen Bestimmung der Dehnviskosität aus den Einlaufdruckverlusten existieren 2 grundlegende Methoden. Diese sind in den nächsten beiden Kapiteln gekürzt zusammengefasst.

### **2.2.1 Methode nach Cogswell**

Cogswell [8] geht von einem kegelförmigen Einlauf in die Kapillare aus. Dieser wird in  $n$  Elemente unterteilt, wie Abbildung 1 zeigt. In jedem dieser Elemente wird der Druckabfall zufolge Dehnung  $\Delta p_E$  und Scherung  $\Delta p_S$  getrennt berechnet (vergleiche auch Kap. 4.3). Beide Druckabfälle hängen vom Einlaufwinkel  $\Theta$  des Kegels im jeweiligen Element ab. Der Einlaufwinkel ergibt sich aus der Annahme, dass sich jeweils die Strömung des geringsten Druckabfalls ausbildet. Nun können die Druckabfälle in jedem Element ermittelt werden. Durch Summation und Grenzwertbildung ergibt sich der Gesamtdruckabfall.

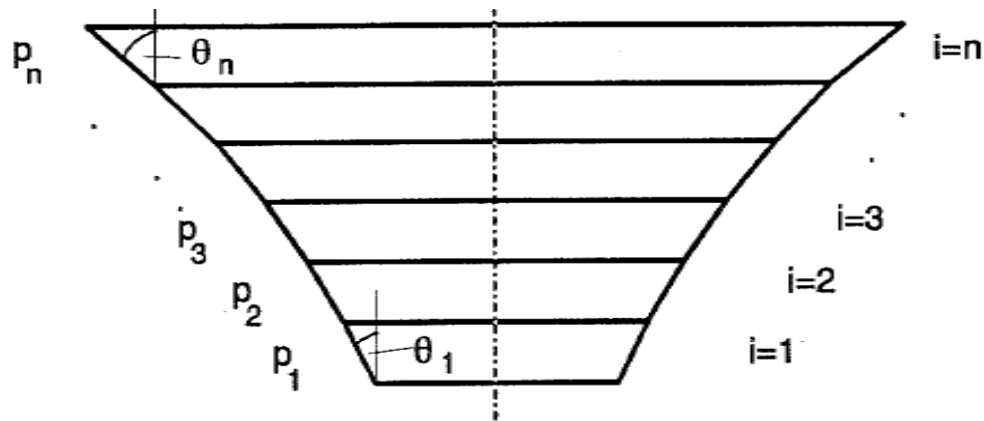


Abbildung 1: Einteilung des Einlaufkegels nach Cogswell [8]

Mit dieser Methode ergeben sich einfache analytische Ausdrücke für die mittlere Dehngeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$  im Einlauf (Gleichung 5) und die dazugehörige Dehnviskosität  $\eta_E$  (Gleichung 6).

$$\dot{\epsilon} = \frac{4 \cdot \dot{\gamma}_{ap}^2 \cdot \eta_s}{3 \cdot (n + 1) \cdot \Delta p_0} \quad (5)$$

mit

$\dot{\gamma}_{ap}$  scheinbare Schergeschwindigkeit in  $s^{-1}$

$\Delta p_0$  gemessener Einlaufdruckverlust

$$\eta_E = \frac{9}{32} \cdot \frac{(n + 1)^2}{\dot{\gamma}_{ap}^2 \cdot \eta_s} \cdot \Delta p_0^2 \quad (6)$$

mit

$\eta_E$  Dehnviskosität in  $Pa \cdot s$

Die genaue Herleitung kann [7] entnommen werden.

### 2.2.2 Methode nach Binding

Binding [9] geht von einem Strömungsbild wie in Abbildung 2 aus. Es wird die Gültigkeit des Potenzansatzes sowohl für Scher- als auch Dehnviskosität vorausgesetzt. Da weder das Strömungsfeld noch das Spannungsfeld für die Einlaufströmung bekannt ist, wird das Strömungsprofil für eine Rohrströmung (Gleichung 16) unter der Annahme von Wandhaften an der Trichterwand vorausgesetzt. Diese Voraussetzung wird von Tremblay [10], der sich mit der Visualisierung von Einlaufphänomenen auseinandersetzte, als wahrscheinlich angesehen.

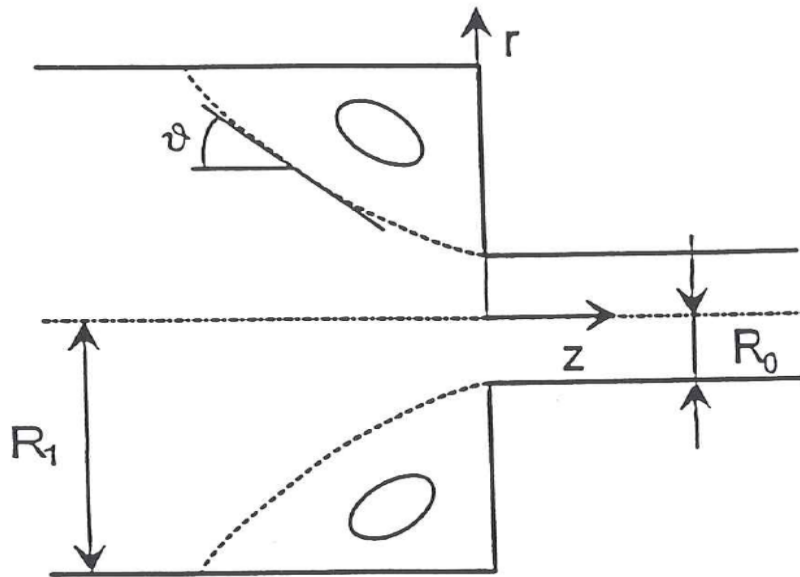


Abbildung 2: Einlaufströmung in eine Kapillare mit Bezeichnungen der Geometriegrößen nach Binding [9]

Unter dieser Voraussetzung können die Komponenten des Spannungs- und Dehnungstensors ermittelt werden. Es wird dann eine Energiebilanz aufgestellt unter der Annahme, dass sich jene Strömung mit dem geringsten Energieverbrauch einstellt. Nach etlichen in [7] beschriebenen Zwischenschritten ergibt sich der Ausdruck für den Einlaufdruckverlust (Gleichung 7).

$$\Delta p_0 = \frac{2 \cdot K \cdot (1 + t)^2}{3 \cdot t^2 \cdot (n + 1)^2} \cdot \left( L \cdot t \cdot (1 + 3 \cdot n) \cdot n^t \cdot \frac{J_{\text{Int}}}{K} \right)^{\frac{1}{1+t}} \cdot \dot{\gamma}_{R_0}^{\frac{t(n+1)}{1+t}} \cdot \left( 1 - \alpha^{\frac{3 \cdot t \cdot (n+1)}{1+t}} \right) \quad (7)$$

mit

$\alpha$  Verhältnis von  $R_0$  und  $R_1$  aus Abbildung 2

$J_{\text{Int}}$  steht für das Integral (Gleichung 8).

$$J_{\text{Int}} = \int_0^1 \left\{ \text{abs} \left[ 2 - \left( \frac{3 \cdot n + 1}{n} \right) \cdot \phi^{\frac{1+n}{n}} \right] \right\}^{\frac{t+1}{n}} \phi \cdot d\phi \quad (8)$$

mit

$\phi$  Hilfsvariable zur Integration, dimensionslos

Für die Wandschergeschwindigkeit am Beginn des Einlaufs ( $\dot{\gamma}_{R_0}$ ) wird Gleichung 9 eingesetzt.

$$\dot{\gamma}_{R_0} = \frac{(3 \cdot n + 1) \cdot \dot{V}}{n \cdot \pi \cdot R_0^3} \quad (9)$$

Durch Umformen und Logarithmieren von Gleichung 7 erhält man

$$\log(\Delta p_0) = \log(\text{Konst.}) + s \cdot \log(\dot{\gamma}_{R_0}) \quad (10)$$

mit

$$s = \frac{t \cdot (n + 1)}{1 + t} \quad (11)$$

Trägt man nun nach Gleichung 7 den Einlaufdruckverlust gegen die Wandschergeschwindigkeit  $\dot{\gamma}_{R_0}$  doppellogarithmisch auf, so kann man aus der Steigung  $s$  den Fließexponent  $t$  der Dehnviskosität bestimmen. Der Parameter  $L$  wird danach durch Einsetzen in Gleichung 7 berechnet.

Die Methode der Dehnviskositätsauswertung nach Binding liefert zumeist Ergebnisse ähnlicher Strukturviskosität wie die Methode nach Cogswell mit deutlich niedrigeren Viskositätsniveaus. In ersten Berechnungen zeigte sich, dass mit den Viskositätsdaten nach Cogswell die experimentell ermittelten Temperaturerhöhungen besser vorhergesagt wurden als mit der Methode nach Binding. Ein weiterer Nachteil von Binding ist, dass grundsätzlich ein dem Potenzansatz entsprechendes Verhalten vorausgesetzt wird. Es ist daher nicht möglich, Viskositätswerte, die diesem Ansatz widersprechen, zu berechnen. Aus diesen beiden Gründen wurde nach Abschluss der ersten Berechnungen auf die Anwendung der Dehnviskosität nach Binding verzichtet.

### 3 Düsengeometrie und Versuchswerkzeug

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein eigenes Versuchswerkzeug konzipiert, welches in Abbildung 3 schematisch dargestellt ist. Das Düsensegment ist dabei wechselbar und wurde in 6 unterschiedlichen Öffnungswinkeln ( $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ) gefertigt.

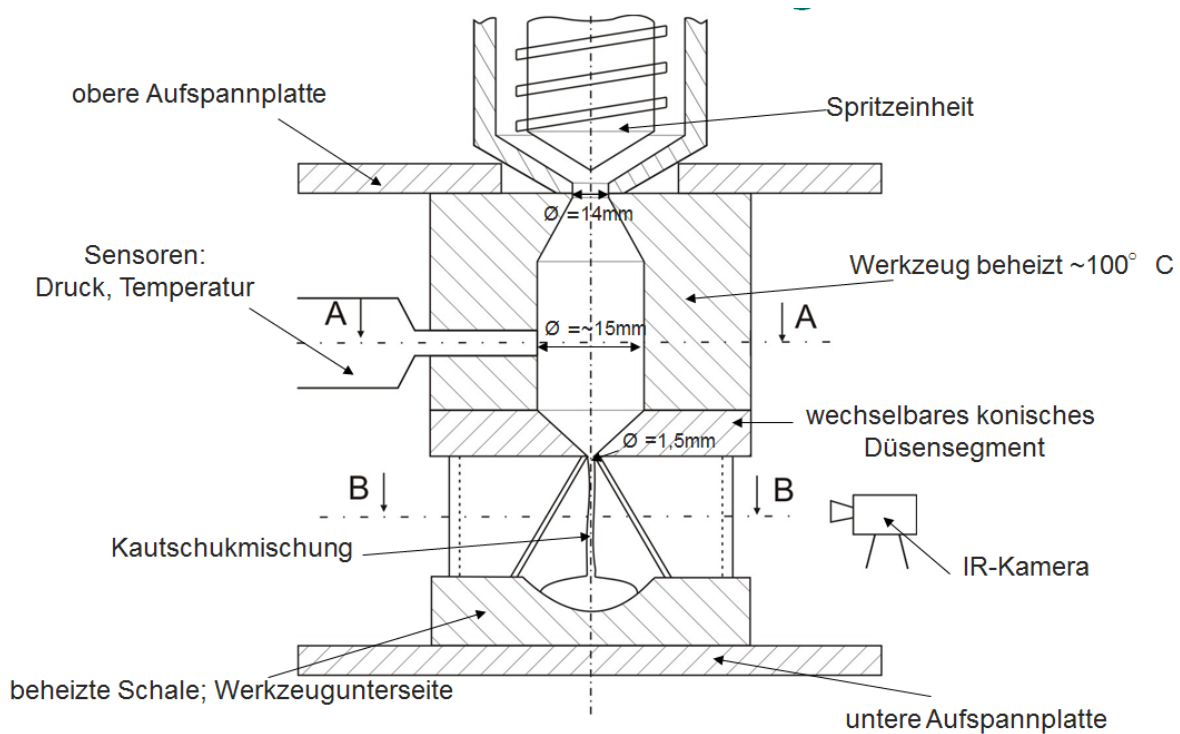


Abbildung 3: schematische Entwurfszeichnung der Düse [1]

Der Anfangsdurchmesser der Düse beträgt dabei jeweils 15 mm, der Enddurchmesser 1,5 mm. Dabei ist für die generierte Temperaturerhöhung der Enddurchmesser der Düse maßgeblich. Der Wert von 1,5 mm wurde so gewählt, dass die mit der zur Verfügung stehenden Maschine möglichen Volumenströme möglichst ausgenutzt werden können, ohne durch den maximalen aufbringbaren Druck beschränkt zu werden.

Als Materialien wurden einerseits ein SBR der Fa. Semperit mit der Bezeichnung A2542 sowie ein EPDM der Fa. Erwin Mach Gummitchnik mit der Bezeichnung EM503-1 herangezogen. Die Materialien wurden von den am Bridge-Projekt beteiligten Firmenpartnern zur Verfügung gestellt und am Lehrstuhl für Spritzgießen von Kunststoffen vollständig charakterisiert. Um die Messungen durchführen zu können, wurden die Materialien im Batchzustand, ohne Vernetzungssystem, untersucht.

## 4 Herleitung des Berechnungsprogrammes

### 4.1 Strömungssituation

Beim Durchströmen einer Kapillare kommt es lediglich zu einer Scherströmung. Ziel dieser Arbeit ist es jedoch, zusätzlich dazu gezielt eine Dehnströmung zu erzeugen, welche zu einer Dehnerwärmung führt. Dafür werden konische Düsengeometrien (Abbildung 4) mit unterschiedlichen Düsenöffnungswinkeln  $\Theta$  betrachtet, wobei die Einlauf- und Auslaufradien ( $R_0$  bzw.  $R_1$ ) nach Abschluss von Vorversuchen zur Abschätzung des Druckverbrauchs konstant gehalten werden. Die Düsenlänge  $L$  ist damit abhängig vom Düsenwinkel.

Man geht von laminarem Fluss einer Kautschukmischung durch eine lineare, konische Düse aus. Im Einlauf- sowie im Auslaufbereich der Düse wird ein voll entwickeltes Strömungsprofil (Rohrströmung, Abbildung 5) vorausgesetzt.

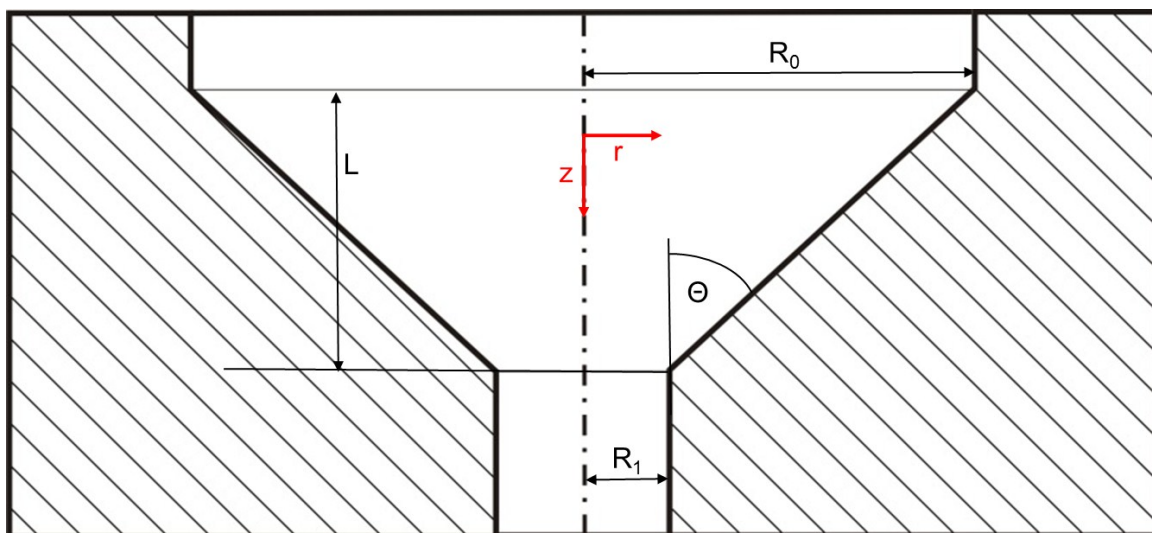


Abbildung 4: Skizze der im Modell betrachteten Geometrie



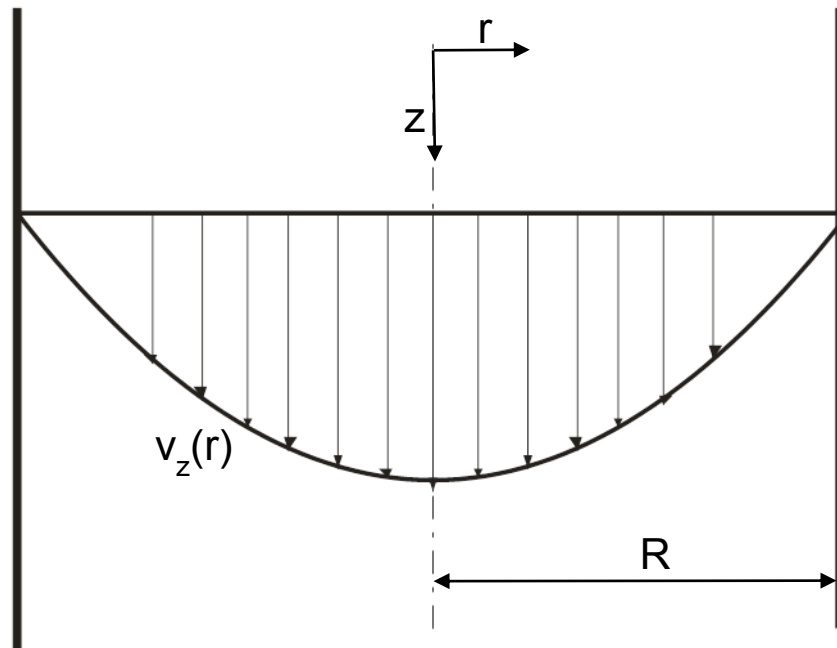


Abbildung 5: Geschwindigkeitsprofil der Rohrströmung mit der Randbedingung  $v_z(r=R)=0$  (Wandhaften)

Für das Strömungsfeld im Konus selbst ist eine analytische Beschreibung der Strömungsverhältnisse leider nicht möglich. Als Näherung wird daher der Konus in infinitesimal kleine Abschnitte (Abbildung 6) unterteilt, in welchen näherungsweise Geschwindigkeitsprofile analog zur Rohrströmung (Abbildung 5) angenommen werden.

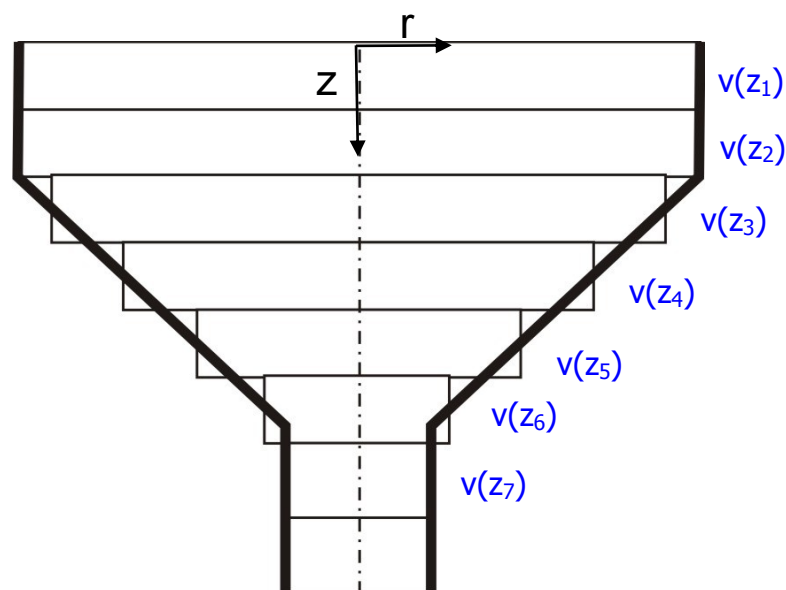


Abbildung 6: Unterteilung des Konus in infinitesimal dünne scheibenförmige Abschnitte

Damit ist es möglich, das axiale Geschwindigkeitsprofil abhängig von  $z$  und  $r$  zu beschreiben.

Alle möglichen Geschwindigkeitskomponenten werden im allgemeinen Deformationsgeschwindigkeitstensor beschrieben (Gleichung 12).

$$D = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_r}{\partial r} & \frac{r \cdot \partial \left( \frac{1}{r} \cdot v_\varphi \right)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} & \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \\ \frac{r \cdot \partial \left( \frac{1}{r} \cdot v_\varphi \right)}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} & \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r} \cdot v_r & \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \\ \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} & \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (12)$$

Da von Rotationssymmetrie ausgegangen wird, existieren keine tangentialen Geschwindigkeitskomponente  $v_\varphi$  sowie Änderungen über den Winkel  $\varphi$ . Obgleich eine Geschwindigkeitsströmung  $v_r$  in radialer Richtung besteht und damit auch radiale Dehn- und Scherkomponenten existieren, wird dennoch die Strömung in axialer Richtung als dominant betrachtet und radiale Geschwindigkeitskomponenten vernachlässigt. Gleichung 13 zeigt den daraus entstehenden vereinfachten Deformationsgeschwindigkeitstensor.

$$D_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{\partial v_z}{\partial r} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{\partial v_z}{\partial r} & 0 & \frac{\partial v_z}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (13)$$

Die Dehngeschwindigkeit  $\dot{\varepsilon}$  wird in Gleichung 14 als die Änderung der Axialgeschwindigkeit in Fließrichtung beschrieben.

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\partial v_z(r, z)}{\partial z} \quad (14)$$

Als Schergeschwindigkeit  $\dot{\gamma}$  wird die Änderung der Axialgeschwindigkeit über den Düsenradius  $r$  bezeichnet (Gleichung 15).

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial v_z(r, z)}{\partial r} \quad (15)$$

#### 4.1.1 Geschwindigkeit in Fließrichtung

Die Geschwindigkeit  $v_z$  in Hauptfließrichtung wird aus der Impulsgleichung unter der Materialbeschreibung mittels Potenzansatz (Gleichung 16) bestimmt [11],

$$v_z(r, z) = \frac{1 + 3n}{1 + n} \cdot \frac{\dot{V}}{R(z)^2 \cdot \pi} \cdot \left( 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right) \quad (16),$$

mit  $R(z)$  (Gleichung 17) als Düsen- bzw. Strömungsaußenradius (Kap.4.4)

$$R(z) = R_{\text{Start}} - \tan(\theta) \cdot z \quad (17)$$

und:

$\dot{V}$  Volumenstrom in  $\text{mm}^3/\text{s}$ ,

$R_{\text{Start}}$  Düsenanfangsradius in mm,

$\theta$  Düsen- bzw. Strömungsöffnungswinkel (Abb. 4 bzw. Kap. 4.4) in  $^\circ$ .

Abbildung 7 zeigt eine Gegenüberstellung der mittels 3D-Simulation mit Hilfe der Software Polyflow der Fa. Ansys Inc., Canonsburg, PA, USA berechneten Strömungsprofile in einer konischen Düse und der analytisch beschreibbaren Rohrströmung, welche in dieser Arbeit verwendet wird.

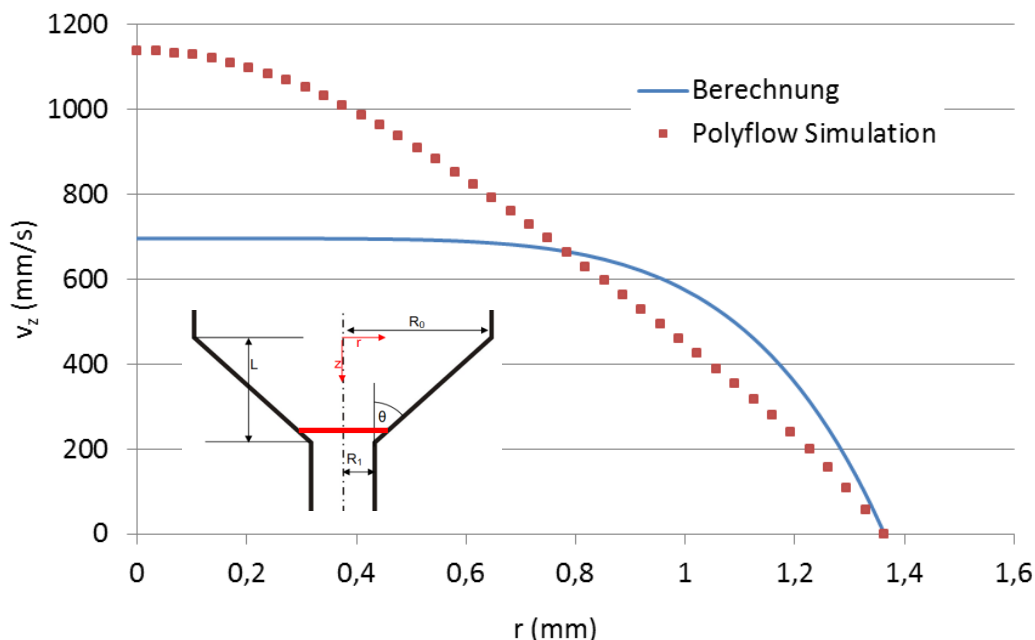


Abbildung 7: Gegenüberstellung von Strömungsprofilen; Material SBR Semperit A2542 und Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $3 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{\text{Start}}=10 \text{ mm}$ ;  $R_{\text{Ende}}=0,5 \text{ mm}$ ;  $\theta=30^\circ$

Man kann erkennen, dass zwar örtlich durchaus unterschiedliche Geschwindigkeitswerte auftreten, die Kurven sich allerdings in ihrer Grundform (Krümmung, Steigung) und per Definition in ihrem Flächenintegral (entspricht dem Volumenstrom  $\dot{V}$ ) ähneln. Dabei ist zu beachten, dass jedem dargestellten Geschwindigkeitspunkt eine rotationssymmetrische Fläche zugeordnet ist ( $dA=2 \cdot r \cdot \pi \cdot dr$ ), welche bei konstanter Schrittweite  $dr$  in der Düsenmitte kleiner ist als am Düsenrand. Abbildung 8 zeigt denselben Vergleich an einer Position des zylindrischen Düsenauslaufs. Da in diesem Bereich keine Dehnströmung mehr auftritt, ist eine korrekte analytische Beschreibung der Strömungssituation möglich. Die Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils mit der in dieser Arbeit verwendeten Funktion (Gleichung 16) und jener der Simulation mit Hilfe von Polyflow sind nahezu ident.

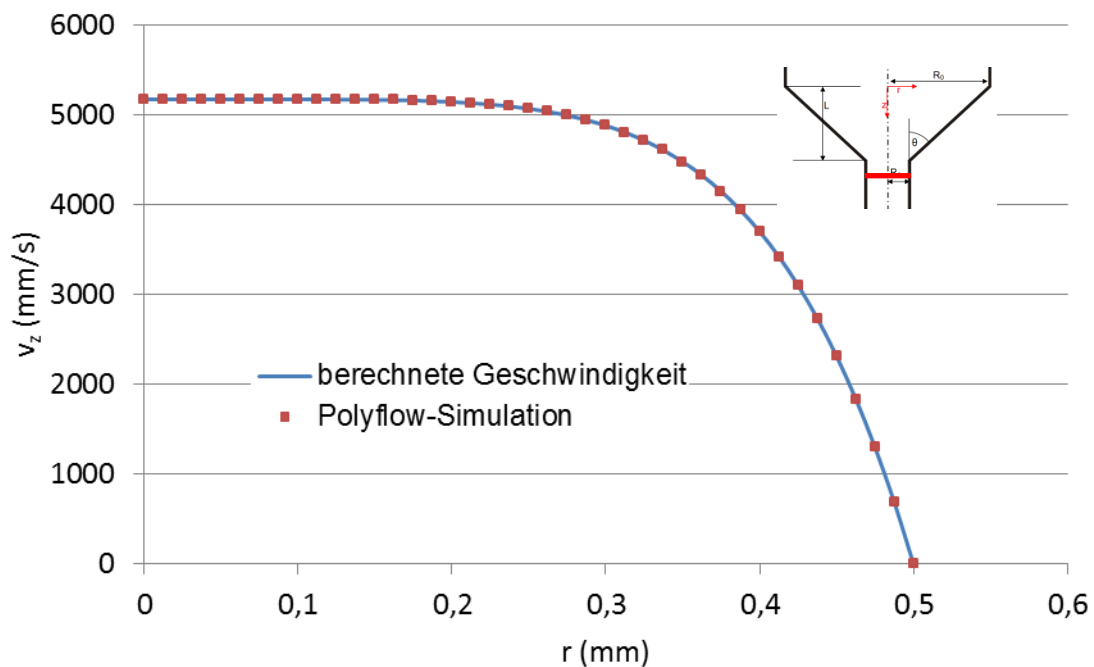


Abbildung 8: Gegenüberstellung von Strömungsprofilen; Material SBR Semperit A2542 und Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $3 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{Start}=10 \text{ mm}$ ;  $R_{Ende}=0,5 \text{ mm}$ ;  $\theta=30^\circ$

#### 4.1.2 Dehngeschwindigkeit

Gemäß der Definition aus Gleichung 14 beschreibt die Dehngeschwindigkeit die axiale Änderung der axialen Geschwindigkeit  $v_z$ . Die Beschreibung der Dehngeschwindigkeit hat auch in der Mess- und Auswertemethodik der Dehnviskosität entscheidende Bedeutung (vgl. Kapitel 2.2).

Zu Beginn dieser Arbeit standen verschiedene Ansätze zur Auswertung der Dehnviskosität zur Verfügung, woraus sich 2 unterschiedliche Beschreibungen der Dehngeschwindigkeit extrahieren ließen.

Gleichung 18 zeigt die Beschreibung nach Cogswell [8].

$$\dot{\epsilon}(r, z) = -\frac{\partial v_z(r, z)}{\partial z} = \frac{3 \cdot n + 1}{n + 1} \cdot \frac{\dot{V} \cdot \tan(\Theta)}{R(z)^3 \cdot \pi} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right] \quad (18)$$

Cogswell geht in seiner Betrachtung des Konus davon aus, dass sich  $\frac{r(z)}{R(z)} = \text{konst.}$  verhält. Diese Annahme wird auch bei der analytischen Beschreibung der Temperaturerhöhung über die konische Düse aufgegriffen (Kap. 4.2.1).

Das Dehngeschwindigkeitsprofil, welches Binding [9] verwendet, erhält man aus der mathematisch vollständigen Ableitung des axialen Geschwindigkeitsprofils (Gleichung 19).

$$\dot{\epsilon}(r, z) = -\frac{\partial v_z(r, z)}{\partial z} = \frac{3 \cdot n + 1}{n + 1} \cdot \frac{\dot{V} \cdot \tan(\Theta)}{R(z)^3 \cdot \pi} \cdot \left[ 2 - \frac{3 \cdot n + 1}{n} \cdot \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right] \quad (19)$$

Abbildung 9 zeigt die Gegenüberstellung der beiden Dehngeschwindigkeitsfunktionen sowie der Strömungssimulation von Polyflow. Dabei lässt sich erkennen, dass der Ansatz nach Cogswell über den gesamten Düsenradius positive Dehngeschwindigkeitswerte liefert, während der Ansatz nach Binding sowie die Simulation in den Düsenrandbereichen negative Werte liefern. Zur Düsenmittelachse konvergieren beide analytischen Ansätze auf denselben Wert.

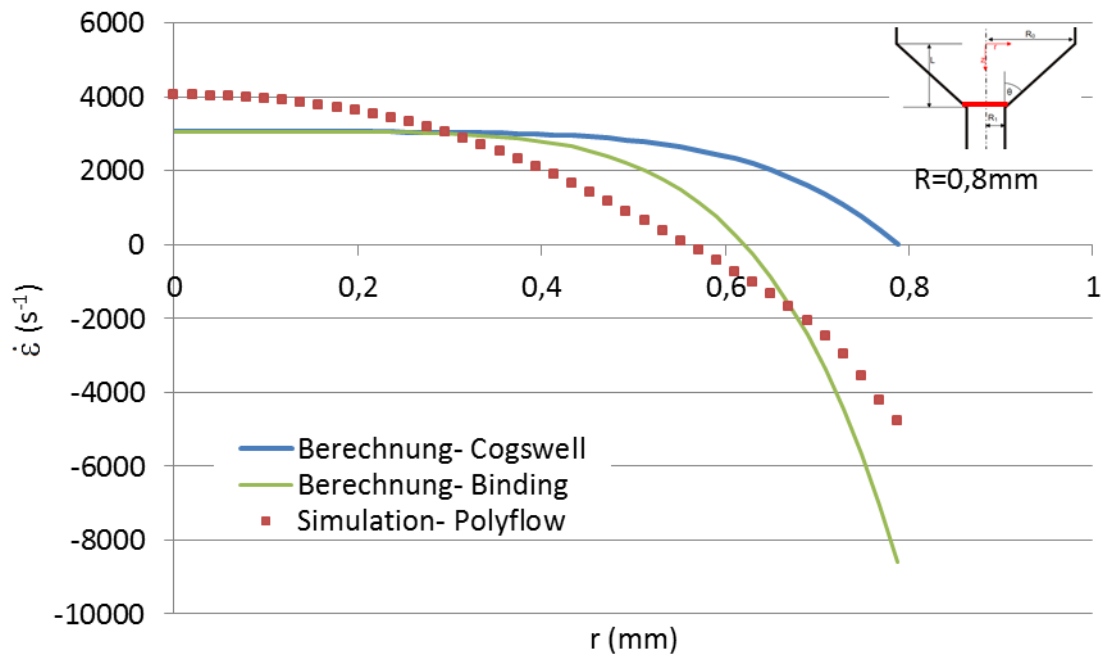


Abbildung 9: Gegenüberstellung der Dehngeschwindigkeitsprofile nach Cogswell und Binding; Material SBR A2542 und Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $3 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{\text{Start}}=10 \text{ mm}$ ;  $R_{\text{Ende}}=0,5 \text{ mm}$ ;  $\Theta=30^\circ$

Da die tatsächlich im Düsenkonus auftretende Dehngeschwindigkeit nicht gemessen werden kann, wurden im Programm beide Dehngeschwindigkeitsansätze implementiert, um die Möglichkeit zu erhalten, nach Durchführung der praktischen Experimente den plausibleren Ansatz auszuwählen.

#### 4.1.3 Schergeschwindigkeit

Wie die Dehngeschwindigkeit ergibt sich auch die Schergeschwindigkeit aus der Ableitung der axialen Geschwindigkeit (Gleichung 20).

$$\dot{\gamma}(r, z) = -\frac{\partial v(r, z)}{\partial r} = \frac{1+3n}{n} \cdot \frac{\dot{V}}{\pi} \cdot \frac{r(z)^{\frac{1}{n}}}{R(z)^{\frac{1+3n}{n}}} \quad (20)$$

Folgerichtig gilt auch hier, dass das hier beschriebene Schergeschwindigkeitsprofil strenggenommen nur für eine parallele Düse (Rohr) gilt und für den Konus nur näherungsweise als Lösung angenommen wird.

## 4.2 Temperaturerhöhung im Konus

### 4.2.1 Analytische Lösung

Die folgende Herleitung stammt großteils aus der unveröffentlichten Arbeit von Perko [12]. Die analoge Herleitung für Schererwärmung in zylindrischen Rohren findet sich in der Arbeit für Agassant [11]. Für die analytische Beschreibung wird mit Hilfe der Cameron-Zahl (Gleichung 21) eingeschätzt, welcher thermische Zustand in der Düse vorherrscht. Sie ist definiert als Verhältnis von Wärmeleitung quer zur Strömungsrichtung und konvektiv transportierter Wärmemenge.

$$Ca = \frac{\text{Wärmeleitung quer zur Strömungsrichtung}}{\text{konvektiv transportierte Wärme}} = \frac{\lambda \cdot L}{\rho \cdot c_p \cdot \bar{v}(z) \cdot R(z)^2} \quad (21)$$

Dabei sind

$\rho$  Materialdichte in  $\text{kg/m}^3$ ,

$c_p$  spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck in  $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ,

$\lambda$  Wärmeleitfähigkeit in  $\text{W}/(\text{mK})$ ,

$L$  Länge der Düse in m und

$\bar{v}(z)$  gemittelte Fließgeschwindigkeit in Düsenachse in  $\text{m/s}$ .

Mit

$$\bar{v} = \frac{\dot{V}}{R(z)^2 \cdot \pi} \quad (22)$$

ergibt sich

$$Ca = \frac{\lambda \cdot L \cdot \pi}{\rho \cdot c_p \cdot \dot{V}} \quad (23)$$

Es lassen sich nun 3 Anwendungssituationen unterscheiden.

- Isothermie ( $Ca > 1$ )

Sie tritt für bewegte Kunststoff- und Kautschukmischungen nur in Sonderfällen auf. In diesem Fall überwiegt die Wärmeleitung normal zur Fließrichtung und leitet die durch Dissipation generierte Wärme über die Düsenwände ab. Aufgrund der Dichte und spezifischen Wärmekapazität bei gleichzeitig geringer

Wärmeleitfähigkeit von Kautschuken kann dieser Fall nur bei extrem niedrigen Fließgeschwindigkeiten auftreten.

- Übergangsbereich ( $1 > Ca > 0,01$ )

In diesem Fall haben sowohl Wärmeleitung als auch der konvektive Transport der Wärme einen Einfluss. Dieser Fall ist der mathematisch komplizierteste und konnte für die konische Düse analytisch bisher nicht gelöst werden.

- Adiabater Fall ( $Ca < 0,01$ )

Er betrifft in der Regel den Spritzgießprozess für Kunststoffe und Kautschukmischungen. Durch die hohen auftretenden Fließgeschwindigkeiten gepaart mit niedrigen Wärmeleitfähigkeiten überwiegt der konvektive Wärmetransport.

In dieser Arbeit wird daher analytisch der adiabate Fall betrachtet. Ausgegangen wird dabei von der allgemeinen Energiegleichung (Gleichung 24).

$$\begin{aligned} \rho c_v \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_r \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= - \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial q_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] \\ - T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{\dot{v}} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right] &+ \tau_{rr} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \tau_{\varphi\varphi} \frac{1}{r} \left( \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + v_r \right) + \tau_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (24) \\ + \tau_{r\varphi} \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v_\varphi}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} \right] &+ \tau_{rz} \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \tau_{\varphi z} \left( \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) + \dot{S} \end{aligned}$$

Unter Vernachlässigung von

- Wärmeleitung
- Kompressionserwärmung
- Innerer Wärmequellen
- $v_r=0$  und  $v_\varphi=0$

sowie der Annahme von

- stationären Verhältnissen und
- $c_v=c_p$

vereinfacht sich die Energiegleichung zu

$$\rho c_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \tau_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z} + \tau_{rz} \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (25).$$

Da zur Beschreibung des Materialverhaltens sowohl für die Scher- als auch für die Dehnavisität der Potenzansatz nach Ostwald-deWaele angenommen wird (Gleichung 1 bzw. 2), gilt



$$\tau_{rz} = K \cdot \dot{\gamma}^n \quad (26)$$

und

$$\tau_{rz} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} = K \cdot \dot{\gamma}^{n+1} \quad (27)$$

sowie

$$\tau_{zz} = L \cdot \dot{\epsilon}^t \quad (28)$$

und

$$\tau_{zz} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} = L \cdot \dot{\epsilon}^{t+1} \quad (29)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 27 und 29 in die vereinfachte Energiegleichung (Gl. 25) und Ansatz des Flächenintegrals erhält man

$$\begin{aligned} \rho \cdot c_p \int_0^{R(z)} v_z(r, z) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \\ = \int_0^{R(z)} L \cdot \dot{\epsilon}^{1+t} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr + \int_0^{R(z)} K \cdot \dot{\gamma}^{1+n} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr \end{aligned} \quad (30)$$

Um die Integration des Dehnspannungstermes durchzuführen, wird zuerst die Dehngeschwindigkeit nach Cogswell (Gleichung 18) implementiert.

$$\begin{aligned} \int_0^{R(z)} L \cdot \dot{\epsilon}^{1+t} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr = \\ = \int_0^{R(z)} L \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^{1+t} \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V} \cdot \tan \theta}{\pi \cdot R(z)^3} \right)^{1+t} \cdot \left( 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right)^{1+t} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr \end{aligned} \quad (31)$$

Anschließend wird eine Potenzreihe eingeführt, um die Integration durchführen zu können. Die Grundform der Potenzreihe hat die in Gleichung 32 dargestellte Form [13].

$$\begin{aligned} (1 \pm x)^k = 1 \pm \binom{k}{1} \cdot x + \binom{k}{2} \cdot x^2 \pm \dots \\ = (\pm 1)^0 \cdot \frac{k \cdot (k-1) \cdot (k-2) \dots (k-0+1)}{0!} \cdot x^0 + \dots \end{aligned} \quad (32)$$

für  $|x| \leq 1$

Angewendet auf Gleichung 31 entsteht folgender Term:

$$\begin{aligned}
 & \left( 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right)^{1+t} = \\
 & = \left( 1 - (1+t) \cdot \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} + \frac{t+t^2}{2} \cdot \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{2+2n}{n}} - \frac{t^3-t}{6} \cdot \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{3+3n}{n}} \dots \right) = \quad (33) . \\
 & = \left( \sum_{i=0}^{\infty} \left( \prod_{j=1}^i (-1)^j \cdot \frac{(1+t) - j + 1}{j} \right) \cdot \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{i+n}{n}} \right)
 \end{aligned}$$

Die Integration von Gleichung 31 ohne die von r unabhängigen Faktoren ergibt damit

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{R(z)} \left( 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right)^{1+t} r(z) \cdot dr = \\
 & = R(z)^2 \cdot \left( \frac{1}{2} - (1+t) \cdot \left( \frac{n}{1+3n} \right) + \frac{t+t^2}{2} \cdot \left( \frac{n}{2+4n} \right) - \frac{t^3-t}{6} \cdot \left( \frac{n}{3+5n} \right) \dots \right) = \quad (34) . \\
 & = R(z)^2 \cdot \left( \sum_{i=0}^{\infty} \left( \prod_{j=1}^i (-1)^j \cdot \frac{(1+t) - j + 1}{j} \right) \cdot \left( \frac{n}{i + (2+i) \cdot n} \right) \right) = \\
 & = R(z)^2 \cdot B
 \end{aligned}$$

Um die Potenzreihenentwicklung durchführen zu können, kann nur der Dehngeschwindigkeitsansatz nach Cogswell (Gl. 18) herangezogen werden. Die Verwendung des Ansatzes nach Binding (Gl. 19) wurde versucht, jedoch stellte sich heraus, dass die Reihe mit dieser Gleichung nicht konvergiert und daher das Verfahren nicht geeignet ist.

Als Gesamtbeitrag zur Temperaturänderung über die Düsenachse liefert der Dehnungsterm schließlich

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{R(z)} L \cdot \dot{\epsilon}^{1+t} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr = \\
 & = L \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^{1+t} \cdot 2^{2+t} \cdot \left( \frac{1}{\pi} \right)^t \cdot (\dot{V} \cdot \tan \theta)^{1+t} \cdot B \cdot \frac{1}{R(z)^{1+3t}} \quad (35) .
 \end{aligned}$$

Nach Einführung der Schergeschwindigkeit (Gleichung 20) wird die Integration des Scherspannungsterms ebenfalls durchgeführt.

$$\begin{aligned}
& \int_0^{R(z)} K \cdot \dot{\gamma}^{1+n} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr = \\
& = \int_0^{R(z)} K \cdot \left( \frac{1+3n}{n} \right)^{1+n} \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^{1+n} \cdot \frac{r(z)^{\frac{1+n}{n}}}{R(z)^{\frac{1+4n+3n^2}{n}}} \cdot 2 \cdot \pi \cdot r(z) \cdot dr = \quad (36) \\
& = 2 \cdot K \cdot \left( \frac{1+3n}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{1}{\pi} \right)^n \cdot \dot{V}^{n+1} \cdot \frac{1}{R(z)^{1+3n}}
\end{aligned}$$

Gleichung 35 und 36 in die Energiegleichung (Gl. 30) und anschließendes Umformen ergibt

$$\begin{aligned}
\partial \bar{T} = & \int \frac{L}{\rho \cdot c_p} \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^{1+t} \cdot 2^{2+t} \cdot \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^t \cdot \tan \theta^{1+t} \cdot B \cdot \frac{1}{R(z)^{1+3t}} \cdot dz + \\
& + \int \frac{2 \cdot K}{\rho \cdot c_p} \cdot \left( \frac{1+3n}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^n \cdot \frac{1}{R(z)^{1+3n}} \cdot dz \quad (37)
\end{aligned}$$

Nach Integration unter der Randbedingung  $T(z=0)$  errechnet sich der Temperaturverlauf in einer adiabaten konischen Runddüse zu

$$\begin{aligned}
\bar{T}(z) = & T_0 + \frac{L}{\rho \cdot c_p \cdot 3t} \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^{1+t} \cdot 2^{2+t} \cdot \left( \frac{\dot{V} \cdot \tan \theta}{\pi} \right)^t \cdot B \cdot \left( \frac{1}{R(z)^{3t}} - \frac{1}{R_0^{3t}} \right) + \\
& + \frac{2 \cdot K}{\rho \cdot c_p \cdot 3 \cdot n \cdot \tan \theta} \cdot \left( \frac{1+3n}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^n \cdot \left( \frac{1}{R(z)^{3n}} - \frac{1}{R_0^{3n}} \right) \quad (38)
\end{aligned}$$

Dieser Ansatz hat den Vorteil, in kurzer Zeit eine über die Düsenfläche gemittelte Temperaturerhöhung berechnen zu können. Allerdings wird dabei die Viskosität temperaturunabhängig beschrieben und damit eine mögliche Absenkung derselben infolge höherer Temperaturen am Ende des Konus oder den stark scher erwärmten Randbereichen vernachlässigt. Weiters ist lediglich die Berechnung einer durchschnittlichen und keiner lokalen Temperaturerhöhung möglich. Auch die Beschreibung von Randzonen in der Strömungssituation ist mit dieser Herleitung nicht möglich, da dafür der Strömungsverlauf ebenfalls analytisch beschrieben werden müsste. Schließlich ist die Energiegleichung nicht zu lösen, wenn auch Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt werden soll.

Aus den genannten Gründen wurde das in Kapitel 4.2.2 vorgestellte Gittermodell entwickelt, welches die Basis des Berechnungsprogrammes (Kap. 5) bildet. Dennoch findet darin auch die analytische Beschreibung der Temperaturerhöhung ihre Anwendung.

#### 4.2.2 Gittermodell

Ziel dieses Modells ist es, neben einer mittleren Temperaturerhöhung über die Düse auch lokale Temperaturverteilungen darstellen zu können. Dafür werden lokal herrschende Rahmenbedingungen wie Druck, Temperatur und Strömungssituation (Scher- und Dehngeschwindigkeit) berücksichtigt, um die lokal herrschende Scher- und Dehnviskosität so genau wie möglich berechnen zu können.

Dafür wird die Düse in ein Gitter aus Scheibchen und Strömungslinien diskretisiert, wie Abbildung 10 zeigt.

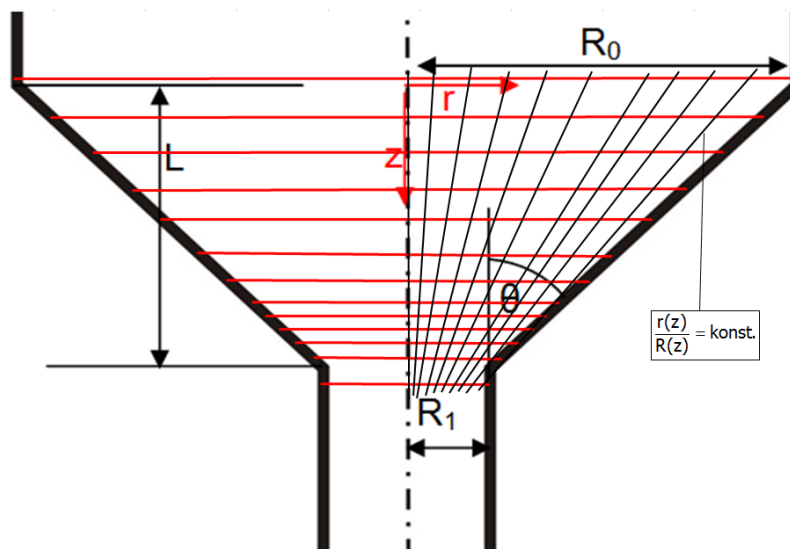


Abbildung 10: Diskretisierung der Düsengeometrie in Scheibchen und Strömungslinien

Dabei werden die Strömungslinien ähnlich dem Dehngeschwindigkeitsansatz nach Cogswell (Gleichung 18) mit einem konstanten Verhältnis  $r/R$  angesetzt. Es wird angenommen, dass ein Materialteilchen beim Durchströmen der Düse sich immer entlang solch einer Strömungslinie fortbewegt und dabei den jeweils lokal gültigen Strömungsverhältnissen unterliegt (Abbildung 11).

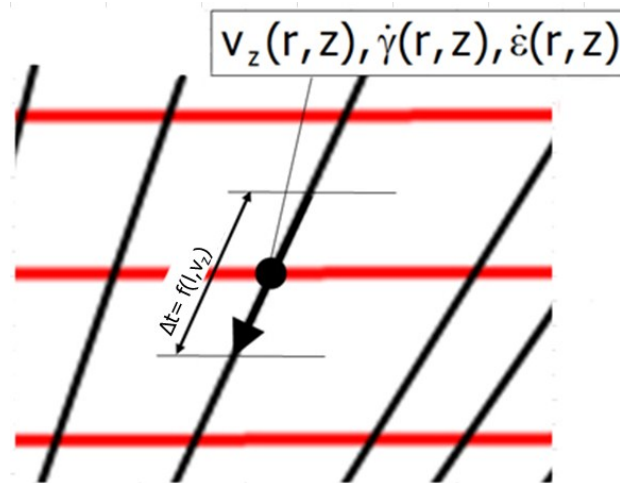


Abbildung 11: lokale Strömungsverhältnisse eines Materialteilchens

Zur Berechnung der lokalen Temperaturerhöhung wird wieder die Energiegleichung (Gleichung 24) herangezogen, vereinfacht zu

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \tau_{zz} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial z} + \tau_{rz} \cdot \frac{\partial v_z}{\partial r} \quad (39)$$

und in Differenzen überführt.

$$\Delta T = \left( \frac{\eta_s \cdot \dot{\gamma}^2}{\rho \cdot c_p} + \frac{\eta_D \cdot \dot{\epsilon}^2}{\rho \cdot c_p} \right) \cdot \Delta t \quad (40)$$

Es werden somit die im jeweiligen Abschnitt herrschenden Scher- und Dehnverhältnisse berechnet. Die zeitliche Wirkdauer ( $\Delta t$  in Gl. 40) ergibt sich aus der Diskretisierung und der axialen Geschwindigkeit.

Die Gesamterwärmung des Materials wird über die Aufsummierung der einzelnen lokalen Erwärmungen über eine Strömungslinie berechnet. Für die durchschnittliche Temperaturerhöhung wird über den jeweils vorherrschenden Volumenstrom einer Strömungslinie gemittelt (Gleichung 41).

$$\overline{\Delta T} = \frac{\sum_{j=1}^0 \Delta T_j A_j v_j}{\sum_{j=1}^0 A_j v_j} \quad (41)$$

Dabei gilt

$j$  radialer Index, dimensionslos

$A_j = 2 \cdot r_j \cdot \pi \cdot \Delta r$  lokale rotationssymmetrische Fläche in  $m^2$

$\Delta T_j$  lokale Temperaturerhöhung in °C

$V_j$  lokale Geschwindigkeit in m/s

Mit diesem Modell ist es zusätzlich zur Berechnung eines durchschnittlichen Temperaturanstieges auch möglich, ein radiales Temperaturprofil darzustellen. Zusätzlich wird es möglich, bei der Berechnung von Scher- und Dehnviskositäten auch deren Abhängigkeit von Temperatur und Druck zu berücksichtigen. Weiters ist es möglich, die Dehngeschwindigkeit nach Binding (Gleichung 19) anzuwenden, da das Flächenintegral der analytischen Herleitung in diesem Modell nicht durchgeführt werden muss.

### 4.3 Berechnung des Druckbedarfs

Ähnlich der Berechnung der Temperaturerhöhung wird auch der Druckbedarf der Düse in Druckverbrauch zufolge Scherung und Dehnung aufgeteilt.

Für den Druckverbrauch zufolge Dehnung wird ein infinitesimales Volumenelement herangezogen und eine Kräftebilanz aufgestellt (Abbildung 12, Gleichung 42).

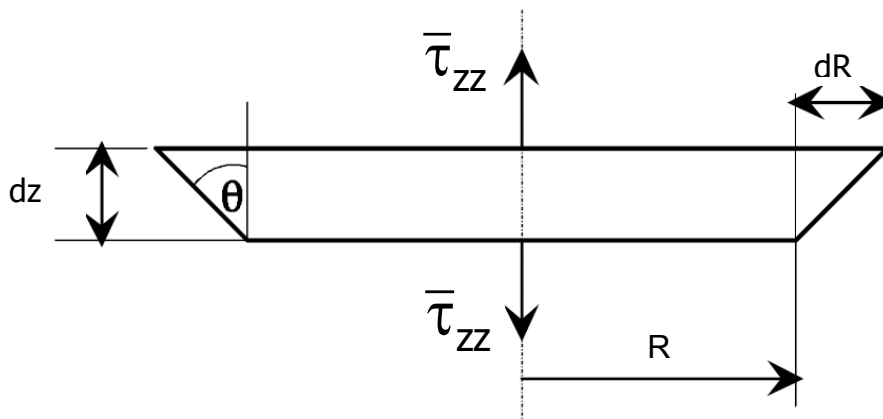


Abbildung 12: Kräftebilanz in einem infinitesimal dünnen Volumenelement

$$d(\Delta p_E) \cdot R^2 \cdot \pi = \bar{\tau}_{zz} \left( (R+dR)^2 \cdot \pi - R^2 \cdot \pi \right) \quad (42)$$

mit

$\Delta p_E$  Druckverbrauch zufolge Dehnung (E...Elongation) in Pa

$\bar{\tau}_{zz}$  mittlere Dehnspannung in Pa

Auflösen der Klammer und Vernachlässigung von Differentialtermen zweiter Ordnung ergibt

$$d(\Delta p_E) \cdot R^2 = \bar{\tau}_{zz} \cdot (2 \cdot dR \cdot R + dR^2) \approx \bar{\tau}_{zz} \cdot 2 \cdot dR \cdot R \quad (43)$$

Der Druckabfall zufolge Dehnung lautet dann

$$d(\Delta p_E) = \frac{2 \cdot \bar{\tau}_{zz} \cdot dR}{R} \quad (44)$$

und nach Integration

$$\Delta p_E = \int_{R_0}^{R_1} \frac{2 \cdot \bar{\tau}_{zz}}{R} \cdot dR \quad (45)$$

Zur Berechnung der mittleren Dehnspannung wird erneut der Potenzansatz (Gleichung 28) herangezogen.

$$\bar{\tau}_{zz} \cdot R^2 \cdot \pi = \int_0^R \tau_{zz}(r) \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr = \int_0^R L \cdot \dot{\epsilon}(r, z)^t \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot dr \quad (46)$$

Einsetzen der Dehngeschwindigkeit (Gl. 18) ergibt

$$\bar{\tau}_{zz} \cdot R^2 \cdot \pi = L \cdot \left( \frac{1+3 \cdot n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V} \cdot \tan \theta}{\pi \cdot R(z)^3} \right)^t \cdot 2 \cdot \pi \cdot \int_0^R \left( 1 - \left( \frac{r(z)}{R(z)} \right)^{\frac{1+n}{n}} \right)^t \cdot r \cdot dr \quad (47)$$

Ähnlich wie in Gleichung 34 wird das Integral als Potenzreihe entwickelt.

$$\begin{aligned} & \int_0^{R(z)} \left( 1 - \frac{r(z)^{\frac{1+n}{n}}}{R(z)^{\frac{1+n}{n}}} \right)^t \cdot r(z) = \\ & = R(z)^2 \cdot \left( \frac{1}{2} - t \cdot \left( \frac{n}{1+3n} \right) + \frac{t^2 - t}{2} \cdot \left( \frac{n}{2+4n} \right) - \frac{(t^2 - t) \cdot (t-2)}{6} \cdot \left( \frac{n}{3+5n} \right) + \dots \right) = \quad (48) \\ & = R(z)^2 \cdot \left( \sum_{k=0}^{\infty} \left( \prod_{j=1}^k (-1)^k \cdot \frac{t-j+1}{j} \right) \cdot \left( \frac{n}{k+(2+k) \cdot n} \right) \right) = R(z)^2 \cdot C \end{aligned}$$

Schließlich errechnet sich die mittlere Dehnspannung zu

$$\bar{\tau}_{zz} = 2 \cdot L \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V} \cdot \tan \theta}{\pi \cdot R(z)^3} \right)^t \cdot C \quad (49)$$

Diese eingesetzt in Gleichung 45 ergibt

$$d(\Delta p_E) = \int_{R_0}^{R_1} \frac{2 \cdot \bar{\tau}_{zz}}{r(z)} \cdot dR(z) = \int_{R_0}^{R_1} 4 \cdot L \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V} \cdot \tan \theta}{\pi \cdot R(z)^3} \right)^t \cdot C \cdot \frac{1}{R(z)} \cdot dR(z) \quad (50)$$

und nach Durchführung der Integration erhält man einen Druckverlust zufolge Dehnung (Gleichung 51).

$$\Delta p_E = 4 \cdot L \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot R_0^3} \right)^t \cdot \frac{C}{3t} \cdot \left( 1 - \left( \frac{R_0}{R_1} \right)^{3t} \right) \cdot \tan \theta^t \quad (51)$$

Für den Druckabfall zufolge Scherung wird ebenfalls ein infinitesimales Volumenelement betrachtet (Abbildung 13) und die Kräftebilanz aufgestellt (Gleichung 52).

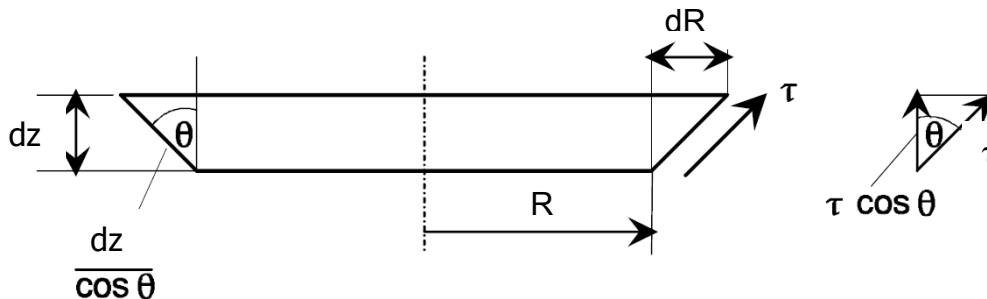


Abbildung 13: Kräftebilanz in einem infinitesimal dünnen Volumenelement

$$d(\Delta p_s) \cdot R^2 \pi = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \frac{dz}{\cos \theta} \cdot \tau \cos \theta \quad (52)$$

Gekürzt und vereinfacht erhält man

$$d(\Delta p_s) = \frac{2 \cdot \tau}{R} \cdot dz = \frac{2 \cdot \tau}{R} \cdot \frac{dR}{\tan \theta} \quad (53)$$

Die Schubspannung wird dabei mit dem Potenzansatz beschrieben (Gleichung 26). Setzt man die Schergeschwindigkeit ein (Gleichung 20), ergibt sich

$$d(\Delta p_s) = \frac{2 \cdot K}{\tan \theta} \cdot \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^n \cdot \frac{dR}{R^{3n+1}} \quad (54)$$

Nach Durchführung der Integration erhält man den Druckverlust zufolge Scherung.



$$\begin{aligned}\Delta p_s &= \frac{2 \cdot K}{\tan \theta} \cdot \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{\pi} \right)^n \cdot \int_{R_0}^{R_1} \frac{dR}{R^{3n+1}} = \\ &= \frac{2 \cdot K}{3 \cdot n \cdot \tan \theta} \cdot \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{R_0^3 \pi} \right)^n \cdot \left( 1 - \frac{R_0^{3n}}{R_1^{3n}} \right)\end{aligned}\quad (55)$$

Zusammengefasst errechnet sich der Gesamtdruckbedarf der Düse aus Addition der Gleichungen 51 und 55.

$$\begin{aligned}\Delta p &= \Delta p_s + \Delta p_E = \\ &= \frac{2 \cdot K}{3 \cdot n \cdot \tan \theta} \cdot \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{R_0^3 \pi} \right)^n \cdot \left( 1 - \frac{R_0^{3n}}{R_1^{3n}} \right) + \\ &+ \frac{4 \cdot L \cdot C}{3 \cdot t} \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot R_0^3} \right)^t \cdot \left( 1 - \left( \frac{R_0}{R_1} \right)^{3t} \right) \cdot \tan \theta^t\end{aligned}\quad (56)$$

#### 4.4 Beschreibung von Randzonen

Abbildung 14 zeigt, dass ab einem gewissen Düsenöffnungswinkel in den Randzonen der Düse sogenannte Randwirbel entstehen, die keinen Beitrag zum Volumenstrom leisten. Dieses Phänomen wurde bereits an unterschiedlicher Stellen nachgewiesen und beschrieben [14, 15, 16], und ist durch in den Randbereichen gefangenen Materialmengen und die dadurch entstehende partiell sehr hohe Verweilzeit in der Düse in der Kunststoffverarbeitung im Allgemeinen unerwünscht, in der Kautschukverarbeitung jedoch im speziellen sehr problematisch, da es dadurch bereits zu Vernetzungen kommen kann.

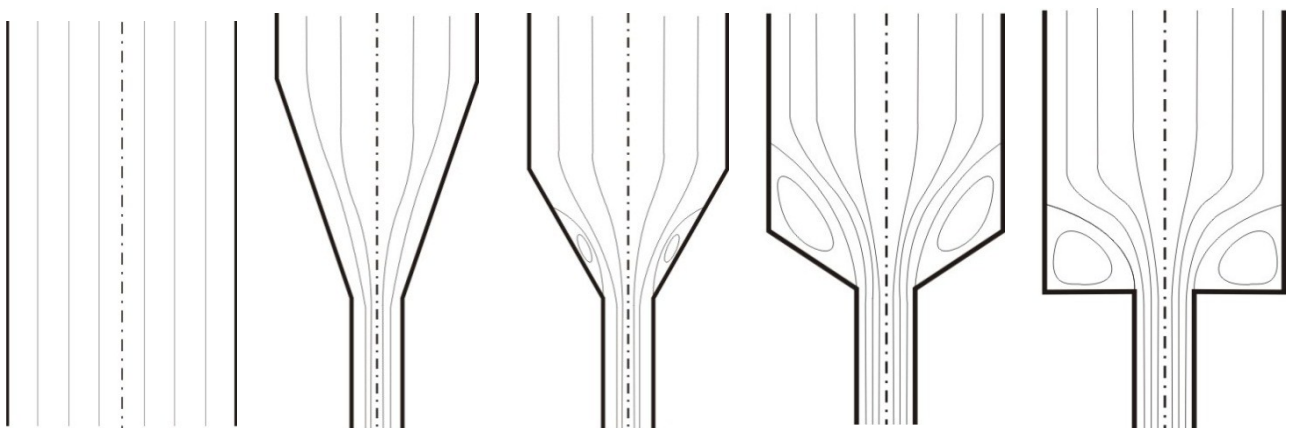


Abbildung 14: Strömungslinien für unterschiedliche Düsenöffnungswinkel [12]

Zur Beschreibung der Form der Randbereiche wird in dieser Arbeit die Theorie von Cogswell [8] verwendet, wonach sich jener Strömungstrichter einstellen wird, der den geringsten Druckverbrauch aufweist. Der Druckverbrauch wurde bereits in Kapitel 4.3 hergeleitet. Gleichung 56 ist hier wiederholt, wobei die vom Düsenöffnungswinkel  $\theta$  unabhängigen Terme als Konstanten dargestellt sind.

$$\begin{aligned}
 \Delta p &= \Delta p_E + \Delta p_S = \\
 &= \frac{2 \cdot K}{3 \cdot n \cdot \tan \theta} \cdot \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \cdot \left( \frac{\dot{V}}{R_0^3 \pi} \right)^n \cdot \left( 1 - \frac{R_0^{3n}}{R_1^{3n}} \right) + \\
 &+ \frac{4 \cdot L \cdot C}{3 \cdot t} \cdot \left( \frac{1+3n}{1+n} \right)^t \cdot \left( \frac{2 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot R_0^3} \right)^t \cdot \left( 1 - \left( \frac{R_0}{R_1} \right)^{3t} \right) \cdot \tan \theta^t = \quad (57) \\
 &= \frac{a}{\tan \theta} + b \cdot \tan \theta^t
 \end{aligned}$$

Es wird nun angenommen, dass sich jener Winkel einstellt, für den der Druckverbrauch minimal wird.

$$\frac{d\Delta p}{d(\tan \theta)} = 0 \quad (58)$$

Mit Gleichung 57 folgt daraus Gleichung 59

$$-\frac{a}{\tan^2 \theta} + t \cdot b \cdot \tan \theta^{t-1} = 0 \quad (59)$$

und durch Umformen Gleichung 60.

$$\tan \theta = \sqrt[t+1]{\frac{a}{t \cdot b}} \quad (60)$$

Der somit errechnete Winkel  $\theta$  ist jener Winkel, der sich zwischen den Düsenaußenradien  $R_0$  und  $R_1$  einstellt, wobei  $R_1 > R_0$  gilt. Lässt man nun  $R_1$  gegen  $R_0$  streben, errechnet man einen Strömungswinkel für einen infinitesimal kleinen Düsenbereich (eben zwischen  $R_0$  und  $R_1$ ). Dies ist im Berechnungsprogramm realisiert worden.

Abbildung 15 und Abbildung 16 zeigen mit diesem Ansatz berechnete Strömungsverläufe in einer konischen Düse mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln.

#### 4. Herleitung des Berechnungsprogrammes

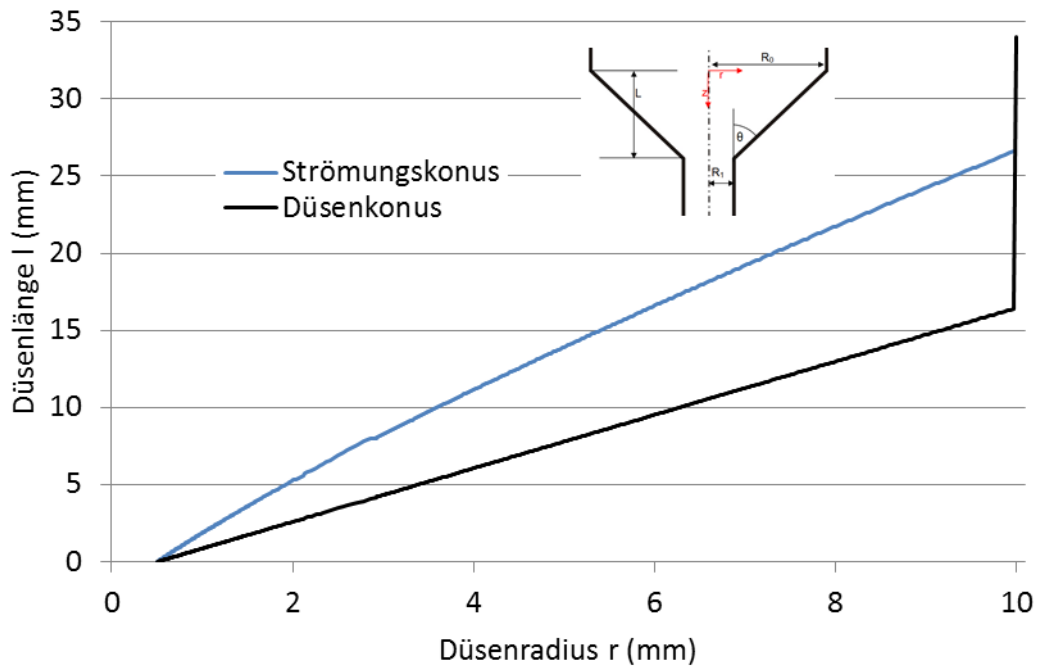


Abbildung 15: Darstellung des Strömungsverlaufs; Material SBR A2542;  
 Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $30 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{\text{Start}}=10 \text{ mm}$ ;  $R_{\text{Ende}}=0,5 \text{ mm}$ ;  
 Düsenöffnungswinkel  $\theta=30^\circ$

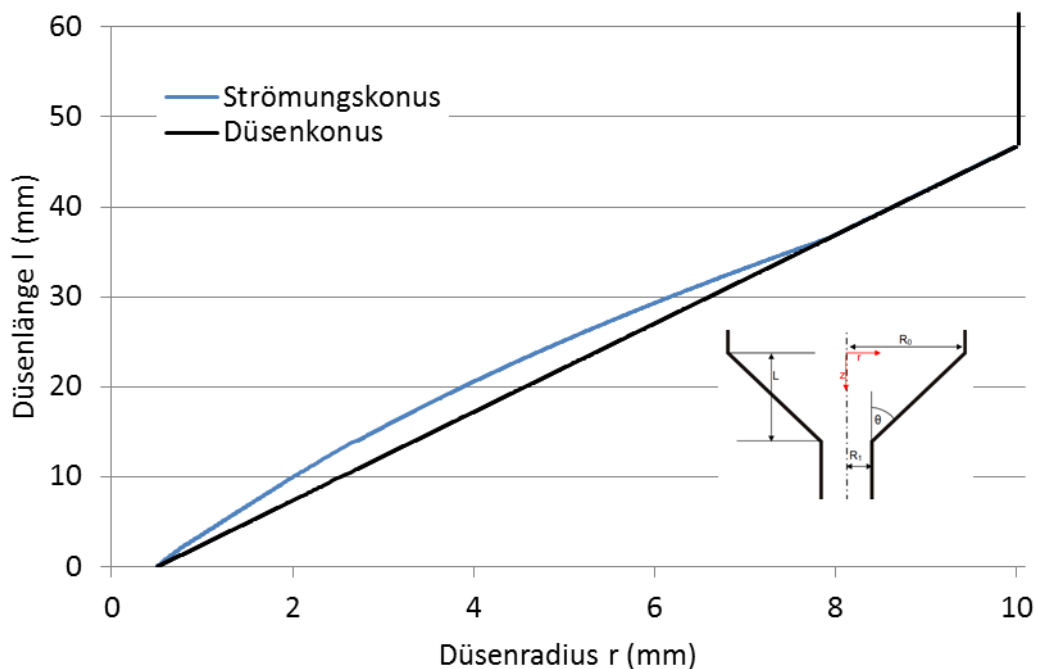


Abbildung 16: Darstellung des Strömungsverlaufs; Material SBR A2542;  
 Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $30 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{\text{Start}}=10 \text{ mm}$ ;  $R_{\text{Ende}}=0,5 \text{ mm}$ ;  
 Düsenöffnungswinkel  $\theta=11,5^\circ$

Die Darstellung dieser Randwirbel bedingt in der Folge das Problem, dass die Hauptströmung nicht mehr durchgehend (und bei größeren Öffnungswinkeln gar keinen) Wandkontakt hat. Im Modell von Binding [9] wird die Geschwindigkeit an der Kontaktfläche von Randbereich und Hauptströmung gegen null gehend angesehen und daher in der Berechnung der Randwirbel wie eine Düsenwand behandelt. Insbesondere bei der Thematik der Wärmeleitung (nachfolgendes Kapitel) wird damit sicherlich der Wärmeverlust ins Werkzeug überschätzt, allerdings zeigen durchgeführte Berechnungen und Messungen, dass der Einfluss der Wärmeleitung auf die mittlere Temperaturerhöhung sehr gering ist und daher dieser Fehler im Vergleich zu anderen Störeinflüssen vernachlässigt werden kann.

### 4.5 Berücksichtigung der Wärmeleitung

Nach dem erstellten Modell zur Berechnung der Temperaturerhöhung ergeben sich aus zwei Gründen Temperaturspitzen in den Randbereichen. In die Berechnung der lokalen Temperaturerhöhung gehen Scher- und Dehngeschwindigkeit jeweils quadratisch und die lokale Verweilzeit linear ein (Kapitel 4.2). In den wandnahen Bereichen geht nun einerseits die Geschwindigkeit aufgrund der Randbedingung der Wandhaftung gegen null, woraus eine lange lokale Verweilzeit folgt und andererseits wird die Schergeschwindigkeit in diesem Bereich maximal. Dem gegenüber steht lediglich die Absenkung der Viskosität mit steigender Temperatur. Diese lokale Temperaturerhöhung wird nach dem Gittermodell (Kap. 4.2.2) über die der Düsenwand nächsten Strömungslinie aufsummiert und führt zu physikalisch nicht sinnvollen Werten.

Daher war es notwendig, ein Modell zur Wärmeleitung, einerseits im Material in Richtung Düsenmitte und andererseits in Richtung Werkzeug, in das Gittermodell zu implementieren. Von der Berücksichtigung eines Modells zur Wärmeleitung in Hauptströmungsrichtung wurde aufgrund der starken Dominanz des konvektiven Wärmetransportes abgesehen.

Herangezogen wird erneut die Energiegleichung (Gleichung 24). Entsprechend vereinfacht lautet diese

$$\rho \cdot c_v \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \quad (61).$$

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass es durch die Anwendung der Finiten Differenzenmethode durchaus auch möglich wäre, Wärmeleitung sowie Scher- und Dehnerwärmung (Gl. 40) in einer Gleichung zu berücksichtigen. Die Trennung in

#### 4. Herleitung des Berechnungsprogrammes

dieser Arbeit entstand aus dem kontinuierlichen Entwicklungsprozess des Berechnungsmodells.

Überführung von Gleichung 61 in Finite Differenzen ergibt

$$T_{h,i+1} = T_{h,i} + \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \Delta t \cdot \frac{T_{h+1,i} - T_{h-1,i}}{2 \cdot \Delta r} + \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \cdot \Delta t \cdot \frac{T_{h+1,i} - 2 \cdot T_{h,i} + T_{h-1,i}}{\Delta r^2} \quad (62)$$

Abbildung 17 zeigt die Indexierung von Gleichung 62. Dabei steht der Index h für den Ort, wobei  $h=1$  in der Düsenmitte und  $h=h_{\max}$  am der Düsenwand liegt. Der Index i steht für die Zeit.

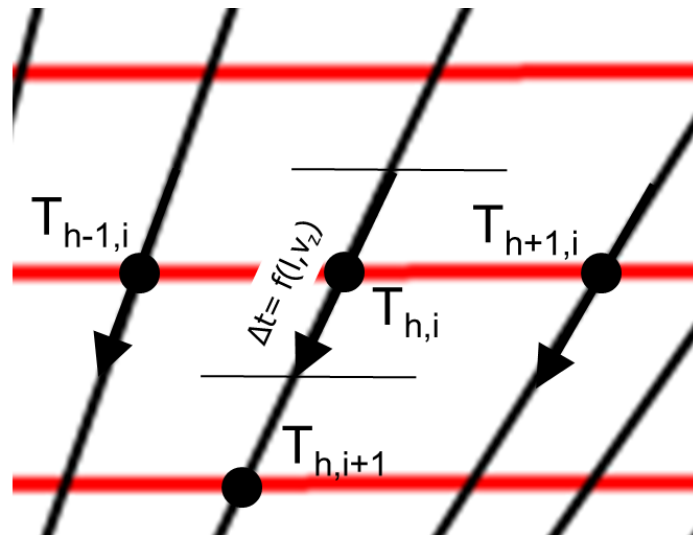


Abbildung 17: Darstellung der Indexierung der Wärmeleitung im Gittermodell

Um eine Konvergenz des Verfahrens sicherstellen zu können, ist es erforderlich, dass Gleichung 63 erfüllt ist.

$$\frac{2 \cdot \lambda \cdot \Delta t}{\rho \cdot c_p \cdot \Delta r^2} < 1 \quad (63)$$

Weiters müssen Randbedingungen an der Düsenmitte und der Düsenwand festgelegt werden. In der Mitte darf es aufgrund der Rotationssymmetrie keinen Temperaturgradienten geben (Gleichung 64).

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (64)$$

An den Wandpunkten muss eine Randbedingung gefunden werden, die den konvektiven Wärmeübergang des Materials auf die Werkzeugwand beschreibt (Gleichung 65).

$$\alpha_u \cdot (T_{h,max} - T_W) = -\lambda \cdot \frac{(T_{h,max} - T_{h,max-1})}{\Delta r} \quad (65)$$

Wobei gilt

$\alpha_u$  Wärmeübergangskoeffizient in  $W/(m^2 \cdot K)$

$T_{h,max}$  Materialtemperatur am wandnächsten Punkt in K

$T_W$  Werkzeugtemperatur in K

$\lambda$  Wärmeleitfähigkeit des Materials in  $W/(m \cdot K)$

$\Delta r$  Diskretisierungsbreite in m

Zur Vereinfachung wird das Werkzeug als ideal mit konstanter Werkzeugtemperatur  $T_W$  temperiert angesehen. Der Wärmeübergangskoeffizient ist in Gleichung 66 [17] definiert

$$\alpha_u = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_i} \quad (66)$$

mit:

$Nu$  Nußelt-Zahl, dimensionslos und

$d_i$  lokaler Düsendurchmesser im m.

Zur Berechnung der Nußeltzahl wurde der VDI-Wärmeatlas [17] herangezogen. Dieser sieht je nach Strömungscharakteristik und -form unterschiedliche Gleichungen vor. Da der Fall der konischen Düse nicht beschrieben wird, wurde erneut der Fall des durchströmten Rohres (bei hydrodynamischem und thermischem Anlauf) angewendet (Gleichung 67).

$$Nu = 3,66^3 + 0,7^3 + \left( 1,615 \cdot \left( Re \cdot Pr \cdot \frac{d_i}{l} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,7 \right)^3 + \left( \left( \frac{2}{1+22 \cdot Pr} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot \left( Re \cdot Pr \cdot \frac{d_i}{l} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (67)$$

wobei gilt

Re Reynoldszahl, dimensionslos

Pr Prandtlzahl, dimensionslos

l Länge des Rohres in m

Um die Konusgeometrie anzunähern, wird die Nußelt-Zahl für die einzelnen Gitterabschnitte jeweils einzeln berechnet. Die Länge l ist damit, abhängig von der Diskretisierungsdichte, sehr gering.

Gleichung 68 beschreibt die Reynoldszahl

$$Re = \frac{\rho \cdot \bar{v} \cdot d_i}{\bar{\eta}} \quad (68)$$

mit

$\bar{v}$  mittlere Strömungsgeschwindigkeit in m/s und

$\bar{\eta}$  mittlere Scherviskosität in Pa·s.

Gleichung 69 zeigt die Definition der Prandtl-Zahl.

$$Pr = \frac{\bar{\eta} \cdot c_p}{\lambda} \quad (69)$$

Zusammenfassend ergibt sich die Temperatur des nächsten Gitterpunktes entlang einer Strömungslinie also aus der Starttemperatur, der Scher- und Dehn-erwärmungen (Kap. 4.2.2) von den vorherigen Punkten entlang der Strömungslinie sowie dem Wärmeaustausch zufolge Wärmeleitung mit dem jeweiligen Nachbarpunkten. Abbildung 18 zeigt den Einfluss der Berücksichtigung der Wärmeleitung auf das radiale Temperaturprofil. Man erkennt sofort, dass damit die Temperatur im Wandbereich von über 1000°C auf unter 300°C gesenkt wird. Möglicherweise kommt es in der Realität auch zu Gleiteffekten, welche die Reibungserwärmung in Wandnähe reduzieren. Solche Effekte werden in der Berechnung nicht berücksichtigt, da von vollständigem Wandhaften ausgegangen wird. In der Düsenmitte hat die Wärmeleitung erwartungsgemäß einen vernachlässigbaren Einfluss, da es durch die Dehnströmung zu einer relativ homogenen Erwärmung kommt.

#### 4. Herleitung des Berechnungsprogrammes

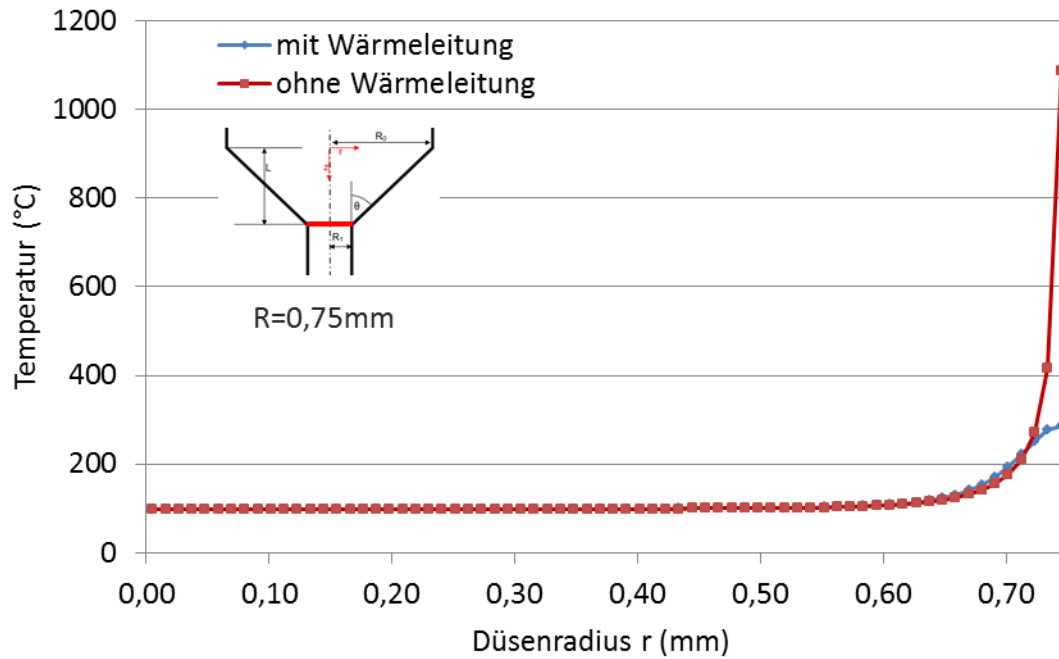


Abbildung 18: Auswirkung der Wärmeleitung auf das radiale Temperaturprofil;  
Material Semperit SBR A2542; Starttemperatur 69,6°C;  
Volumenstrom  $\dot{V}$  von 26,51 cm<sup>3</sup>/s;  $R_{Start}=7,5$  mm;  $R_{Ende}=0,75$  mm



## **5 Berechnungsprogramm**

### **5.1 Einleitung**

Im Berechnungsprogramm werden die im vorherigen Kapitel skizzierten Modelle programmiertechnisch umgesetzt. Dafür wird die Software Visual Basic 6.0 der Fa. Microsoft, Redmond, WA, USA, verwendet. Die Ergebnisse werden einerseits als Einpunktwerte direkt im Programm ausgegeben und andererseits als tabulatorgetrennte Textdateien exportiert.

Abbildung 19 zeigt den Programmablauf zur Berechnung der Temperaturerhöhung sowie den Druckverbrauch. Auf die einzelnen Berechnungsschritte wird in den nachfolgenden Unterkapiteln schrittweise näher eingegangen.

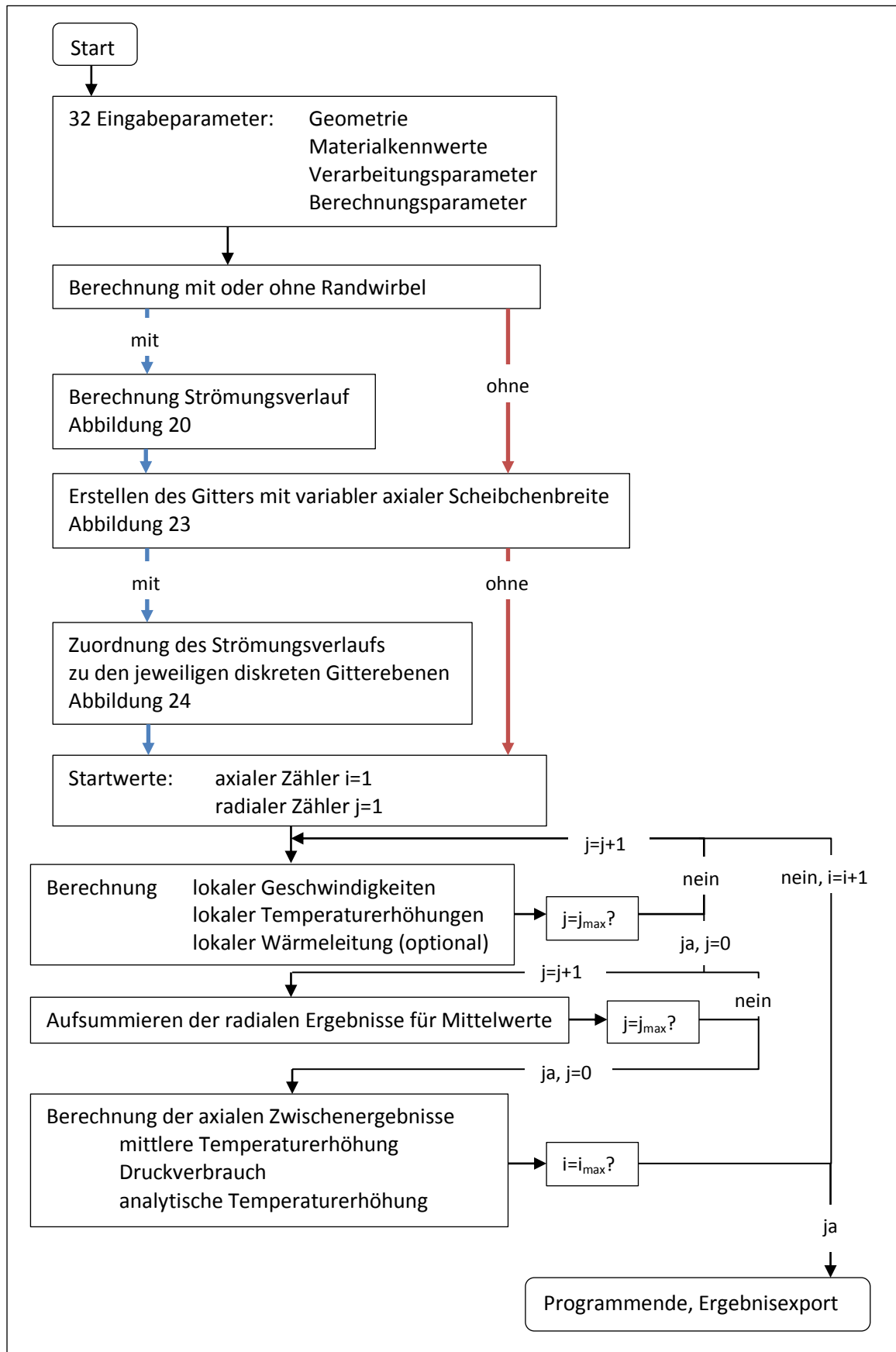


Abbildung 19: Programmablauf zur Temperatur- und Druckberechnung in der konischen Düse

## 5.2 Berechnung des Strömungsverlaufs mit Randwirbeln

Für die Berechnung des Strömungsverlaufs wird grundsätzlich die im Kapitel 4.4 hergeleitete Gleichung 57 bzw. 59 herangezogen. Dabei soll jedoch auch die Temperaturabhängigkeit der eingehenden Viskositätswerte mit dem in Gleichung 3 gezeigten Arrheniusansatz berücksichtigt werden. Es folgt dann für die Dehnspannung unter Verwendung des Potenzansatzes

$$\tau_{zz} = L \cdot \dot{\varepsilon}^t \cdot a_{T,E} \quad (70)$$

und für die Scherspannung

$$\tau_{rz} = K \cdot \dot{\gamma}^n \cdot a_{T,S} \quad (71).$$

Gleichung 59 verändert sich dann um die beiden Temperaturverschiebungsfaktoren zu

$$\tan\theta = \sqrt[t+1]{\frac{\frac{2 \cdot K \cdot a_{T,S}}{3 \cdot n} \cdot \left(\frac{3n+1}{n}\right)^n \cdot \left(\frac{\dot{V}}{R_0^3 \pi}\right)^n \cdot \left(1 - \frac{R_0^{3n}}{R_1^{3n}}\right)}{t \cdot \frac{4 \cdot L \cdot a_{T,E} \cdot C}{3 \cdot t} \cdot \left(\frac{1+3n}{1+n}\right)^t \cdot \left(\frac{2 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot R_0^3}\right)^t \cdot \left(1 - \left(\frac{R_0}{R_1}\right)^{3t}\right)}} \quad (72).$$

An dieser Stelle wird klar, dass eine Temperaturverschiebung für die Berechnung des Strömungskonus erst nach der Berechnung einer Temperaturerhöhung über die Düse, welche wiederum von der Form des Strömungskonus abhängt, möglich ist. Eine exakte Lösung des Strömungsverlaufs wäre also erst durch iterative Berechnungsschritte möglich. Vorversuche zeigten allerdings, dass die Temperaturverschiebung den Strömungsöffnungswinkel in einem relativ geringen Ausmaß ( $<0,5^\circ$  Differenz bei  $45^\circ\text{C}$  Temperaturänderung, SBR A2542) beeinflusst. Es wurde daher auf ein rechenzeitintensives iteratives Verfahren verzichtet und an dessen Stelle die analytische Lösung zur mittleren Temperaturerhöhung (Gleichung 38) implementiert. Abbildung 20 zeigt den Ablauf zur Berechnung des Strömungsverlaufs. Dabei ist  $R_{\text{Start}}$  der Düsenanfangsradius und  $R_{\text{Ende}}$  der Düsenauslaufradius. Der Strömungskonus wird demnach vom Düsenende gegen die Fließrichtung zum Düsenanfang berechnet.

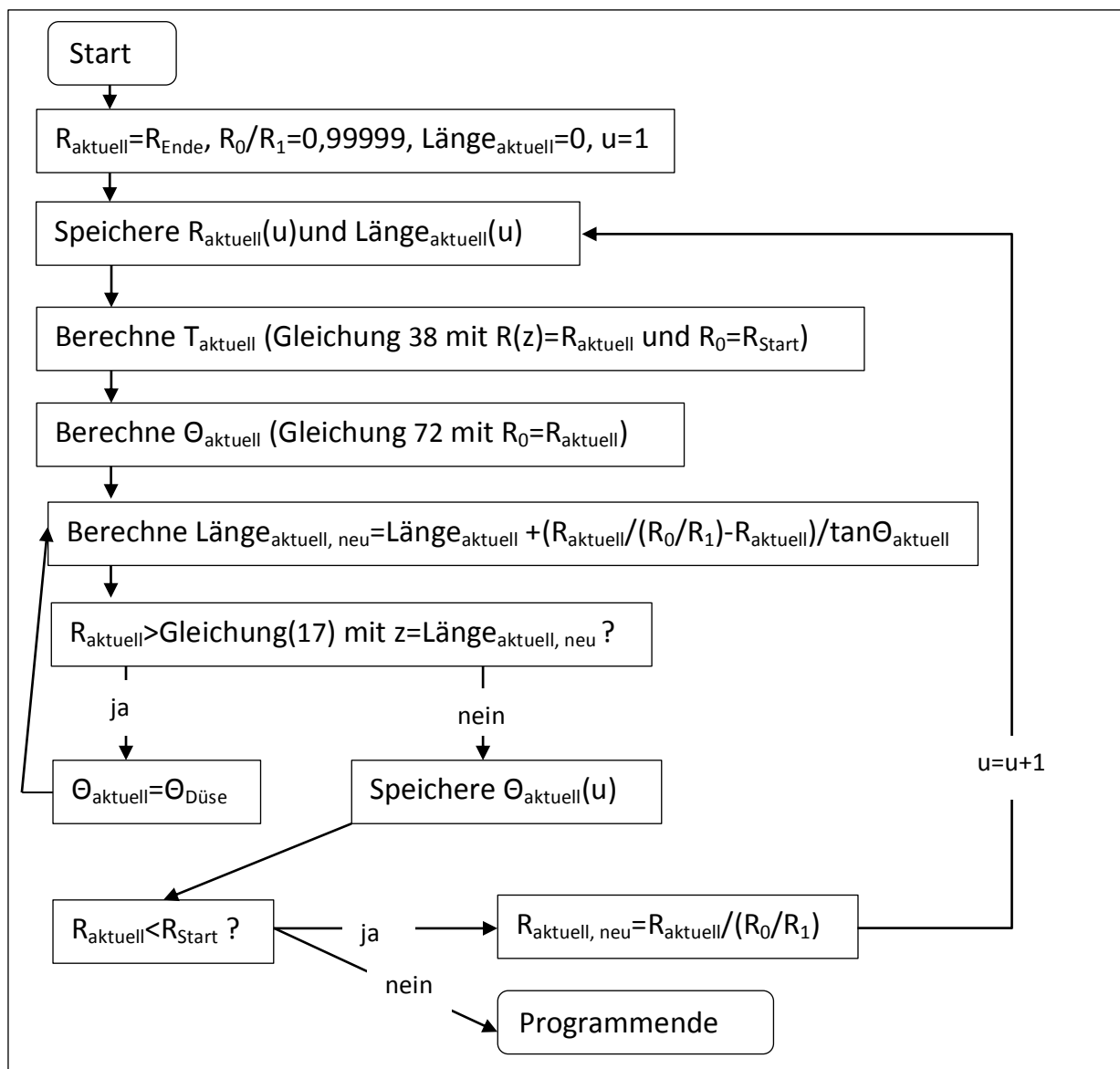


Abbildung 20: Programmablauf zur Berechnung des Strömungskonus

### 5.3 Diskretisierung der Düse

Voruntersuchungen zeigten, dass die meiste Temperaturerhöhung erst im Endbereich der Düse stattfindet (Abbildung 21). Es wurde daher angestrebt, die axiale Diskretisierungsweite nicht konstant aufzuteilen, sondern im Endbereich der Düse eine feinere Netzdicke als im Anfangsbereich zu erhalten. Dafür wurden 2 unterschiedliche mathematische Ansätze gewählt und kombiniert.

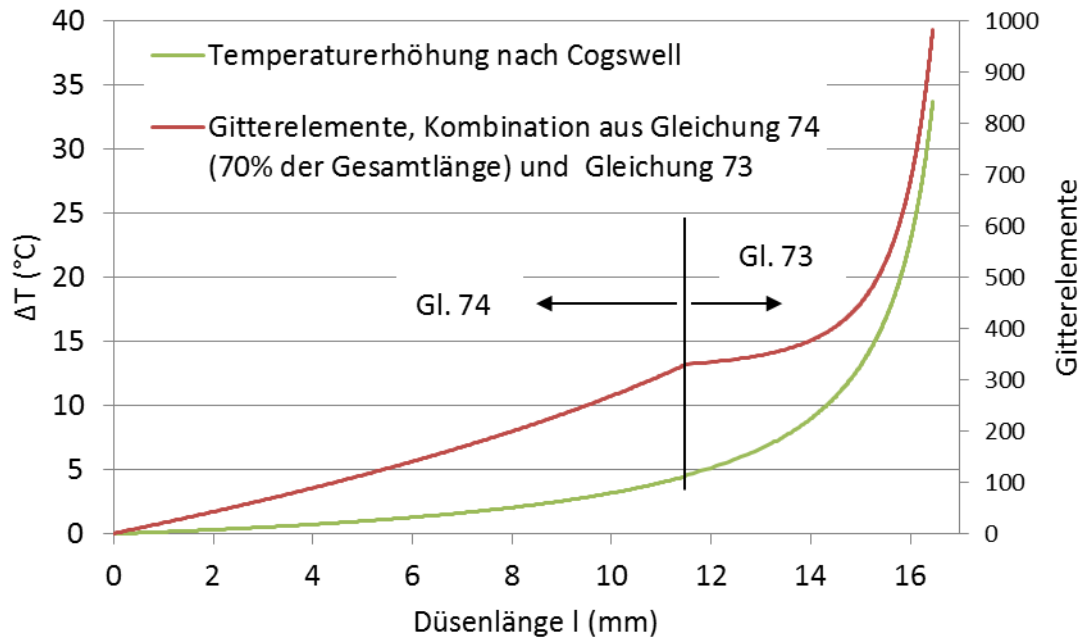


Abbildung 21: Temperaturerhöhung über die Düsenlänge; Material SBR A2542;  
 Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $3\text{cm}^3/\text{s}$ ;  $R_{\text{Start}}=10\text{ mm}$ ;  $R_{\text{Ende}}=5\text{ mm}$ ;  
 Berechnung ohne Temperaturabhängigkeit der Viskosität

Einerseits wird Gleichung 73 angewendet:

$$L_{\text{lokal}} = L_{\text{gesamt}} + L_{\text{gesamt}} \cdot \left( \frac{1}{\text{Gesamtelemente}^m} - \frac{1}{\text{Elemente}_{\text{lokal}}^m} \right) \quad (73)$$

mit

$L_{\text{gesamt}}$  totale Länge der Düse in mm,  
 falls Randwirbel berücksichtigt werden Länge des Strömungskonus in mm

$m$  mathematischer Faktor [0,1:1], dimensionslos

und andererseits Gleichung 74

$$L_{\text{lokal}} = L_{\text{gesamt}} \cdot \left( 1 - \left( \frac{\text{Elemente}_{\text{lokal}}}{\text{Gesamtelemente}} \right)^n \right) \quad (74)$$

mit

$n$  mathematischer Faktor [1:30], dimensionslos.

Als sinnvolle mathematische Faktoren erwiesen sich  $m=0,3$  und  $n=3$ .  $n=1$  würde wieder zu einer linearen Verteilung mit konstanter Gitterebenenbreite führen. Gleichung 73 hat die Eigenschaft, sich der Gesamtlänge der Düse mit sehr wenigen Elementen rasch auf ca. 80-90% zu nähern, danach allerdings für die Restlänge, wie

es erforderlich ist, langsam und stetig voranzuschreiten. Da der extrem rasche Anstieg im Anfangsbereich der Düse zu einer merkbaren Ungenauigkeit bei den Berechnungen führte, wurde auch Gleichung 74 in das Berechnungsprogramm eingeführt. Diese Funktion hat die Eigenschaft, auch im Anfangsbereich der Düse genügend Elemente anzusetzen, jedoch strebt sie im Endbereich zu rasch gegen die Gesamtlänge. Es wurde daher eine Kombination beider Funktionen implementiert, indem der Anfangsbereich der Düse (Standardmäßig 70% der Gesamtlänge) mit Gleichung 74 vernetzt wird und der restliche Bereich mit Gleichung 73. Abbildung 22 zeigt die beiden Funktionen und deren Verteilung über eine angenommene Düsenlänge von 16 mm und 1000 Diskretisierungselemente über die Düsenlänge.

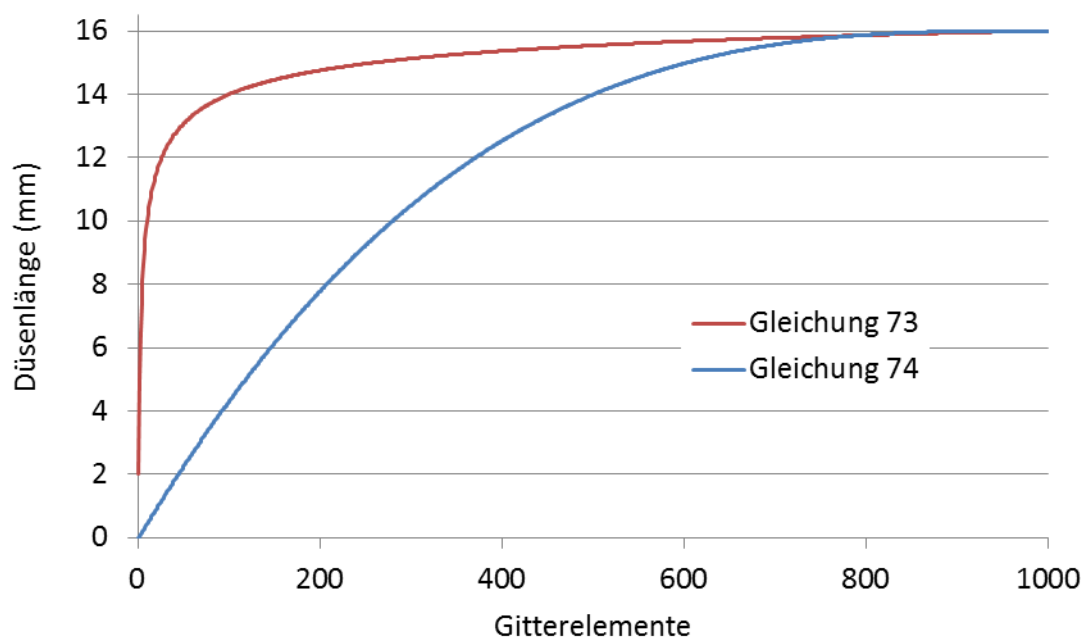


Abbildung 22: Funktionen zur Einstellung der Diskretisierungsweite

Abbildung 23 zeigt den Ablauf der axialen Diskretisierung, wie er im Programm umgesetzt wurde.

Die radiale Diskretisierung wird durch linearverteilte Gitterelemente realisiert. Da im Düsenendbereich die Außenradien kleiner werden, ergibt sich damit dort automatisch eine dichtere Vernetzung. Die Schererwärmung findet zwar lediglich in den wandnahen Bereichen statt, die Dehnerwärmung allerdings in der Düsenmitte, weshalb sowohl eine Verdichtung der Vernetzung Richtung Düsenmitte als auch Richtung Düsenrand nicht sinnvoll wäre.

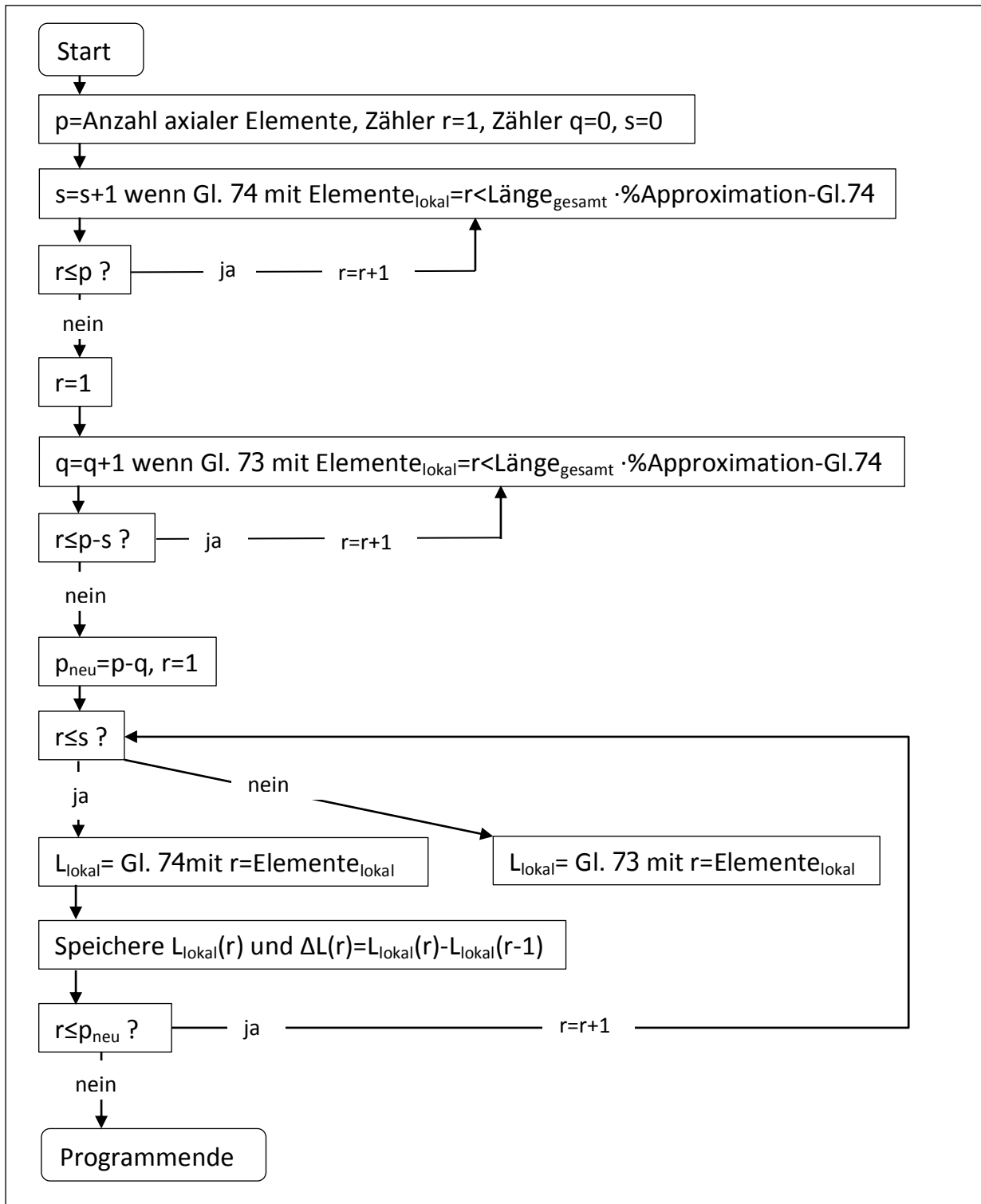


Abbildung 23: Programmablauf zur Diskretisierung der Düse

Schließlich muss noch für den Fall der Berücksichtigung von Randzonen in der Strömung zu den Längen  $L_{\text{lokal}}(r)$  der jeweilige Strömungsradius  $R_{\text{aktuell}}(u)$  und Winkel  $\Theta_{\text{aktuell}}(u)$  zugeordnet werden. Den Ablauf dazu zeigt Abbildung 24.

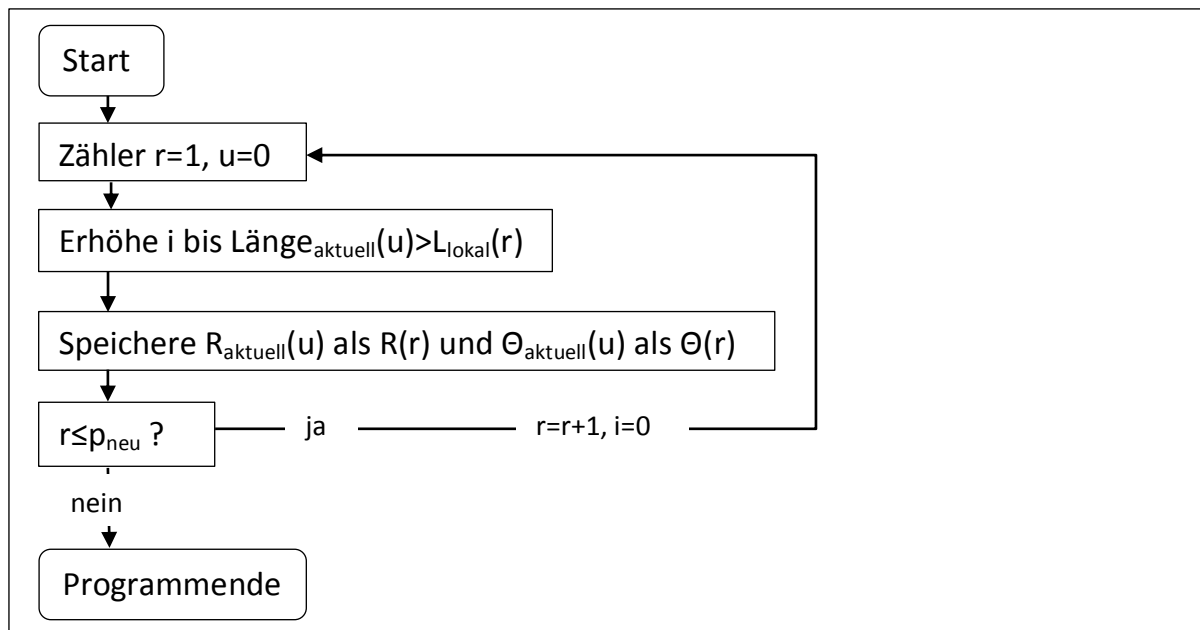


Abbildung 24: Programmablauf zur Zuordnung der Strömungsaußenradien und -winkel

Da bei der Berechnung des Strömungskonus eine sehr feine Berechnung durchgeführt wird, ist die Differenz zwischen  $\text{Länge}_{\text{aktuell}}(u)$  und  $\text{Länge}_{\text{aktuell}}(u+1)$  sehr klein im Vergleich zur Differenz von  $L_{\text{lokal}}(r)$  und  $L_{\text{lokal}}(r+1)$ . Es kann deshalb vernachlässigt werden, ob die  $\text{Länge}_{\text{aktuell}}$  mit dem Index  $u$  oder  $u-1$  näher an  $L_{\text{lokal}}(r)$  liegt.

#### 5.4 Ermittlung der Temperaturerhöhung

Mit der Berechnung des Strömungsverlaufes und der Diskretisierung der Düse ist der programmiertechnisch aufwendigste Teil bereits fertiggestellt. Nun werden gemäß dem Schema von Abbildung 19 Punkt für Punkt die lokalen Verhältnisse mit den in Kapitel 3 erklärten Gleichungen berechnet. Dabei wird sowohl die Dehngeschwindigkeit von Cogswell (Gl. 18) als auch jene von Binding (Gl. 19) vollständig berechnet. Des Weiteren wird auch die analytische Lösung (Kapitel 4.2.1) mit der durch die Diskretisierung vorgegebenen Schrittweite durchgeführt. Dadurch ist es möglich, auch in die analytische Lösung zumindest eine mittlere Temperaturerhöhung bei der Viskositätsberechnung zu berücksichtigen und den durch die Randwirbel erzeugten tatsächlichen Strömungswinkel zu beachten. Diese Methode liefert sehr ähnliche Ergebnisse zur Methode nach Cogswell. Sie ist daher nur der Vollständigkeit halber erwähnt.



## 6 Diskussion der Stoffdaten

Die Ermittlung der Dehnviskosität von Kautschukmischungen aus den Einlaufdruckverlusten im Hochdruckkapillarrheometerversuch ist aus messtechnischen Gründen auf den Bereich zwischen  $10\text{s}^{-1} < \dot{\epsilon} < 300\text{s}^{-1}$  beschränkt.

Abbildung 25 illustriert, in welchen Größenordnungen Dehngeschwindigkeiten auftreten.

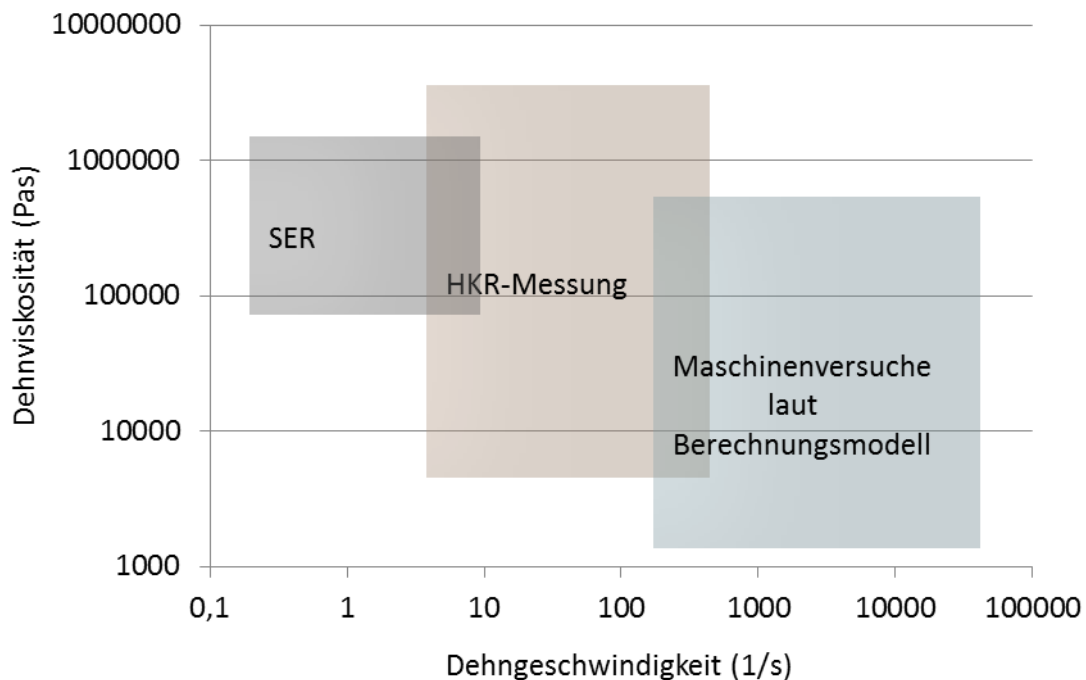


Abbildung 25: Dehngeschwindigkeitsspektrum; SER: Sentmanat Extensional Rheometer (Dehnrheologiesystem der Fa. Anton Paar GmbH, Graz, A); HKR: Hochdruckkapillarrheometer

Man kann leicht erkennen, dass die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente, vorausgesetzt der Korrektheit des Berechnungsmodells, in deutlich höheren Dehngeschwindigkeitsbereichen ablaufen als mit der HKR-Methode gemessen werden kann. Die meisten Berechnungen der Dehnviskosität zeigen einen leichten Abfall des Grades der Strukturviskosität der Dehnviskosität gegen Ende des Messspektrums (Abbildung 26). Es stellt sich damit die Frage, ob bei höheren Dehngeschwindigkeiten ein Plateau existiert, ähnlich dem newtonschen Plateau bei Thermoplasten im Nullviskositätsbereich, das für Schergeschwindigkeiten  $>10^6 \text{s}^{-1}$  vermutet wird [18]. Die in dieser Arbeit vorgenommene Extrapolation der HKR-

Messergebnisse um zwei Zehnerpotenzen kann somit zu erheblichen Ungenauigkeiten in der Berechnung führen.

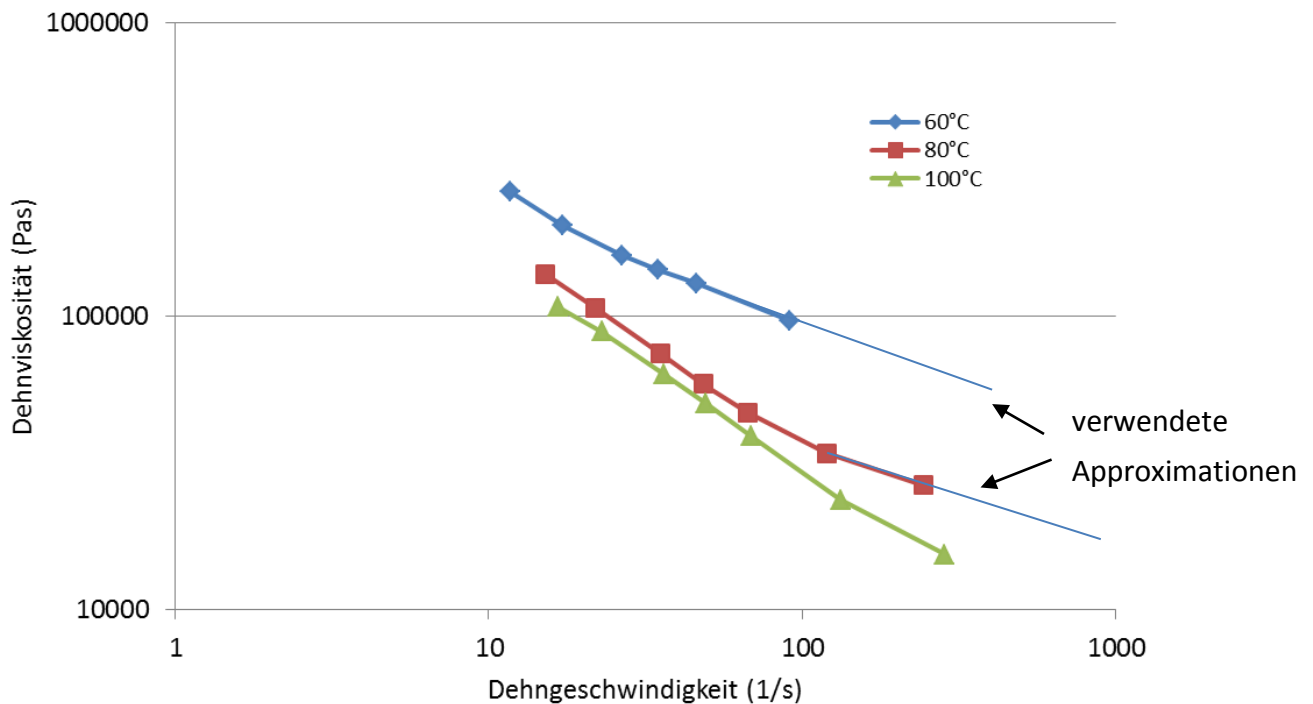


Abbildung 26: Dehnviskositätsmessung mittels HKR für EPDM EM503-1

Letztendlich wurden für die Extrapolation die Messpunkte bei den höheren Dehngeschwindigkeiten herangezogen.

Eine weitere Fehlerquelle stellte die Bestimmung der Einlaufdruckverluste dar. Wie aus Gleichung 6 hervorgeht, gehen diese quadratisch in die Berechnung der Dehnviskosität ein und sind daher von fundamentaler Bedeutung für korrekte Dehnviskositätswerte. Herkömmlicherweise wird der Druckverlust am Hochdruckkapillarrheometer mit 3 Düsen unterschiedlicher Längen ( $L/D=10, 20, 30$ ) gemessen und danach zur Bestimmung des Einlaufdruckverlustes linear auf den Anfangsbereich  $L/D=0$  extrapoliert. Abbildung 27 zeigt jedoch, dass die Messpunkte nicht exakt auf einer Geraden liegen sondern sich leicht nach oben krümmen. Dies ist kein Messfehler, sondern deutet auf eine Druckabhängigkeit der Viskosität hin [19]. Allerdings erschwert dieser Effekt die korrekte Extrapolation massiv und führt zur in Abbildung 28 gezeigten Messergebnisstreuung für die Dehnviskosität.

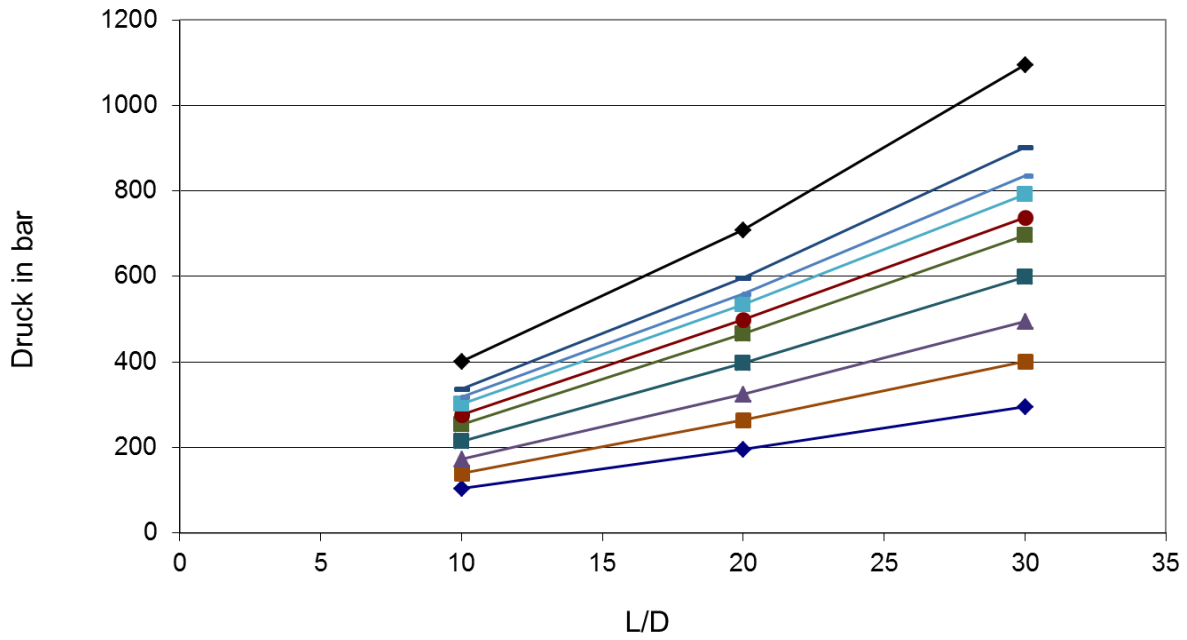


Abbildung 27: Druckverluste für unterschiedliche Kolbengeschwindigkeiten im HKR-Versuch bei SBR A2542

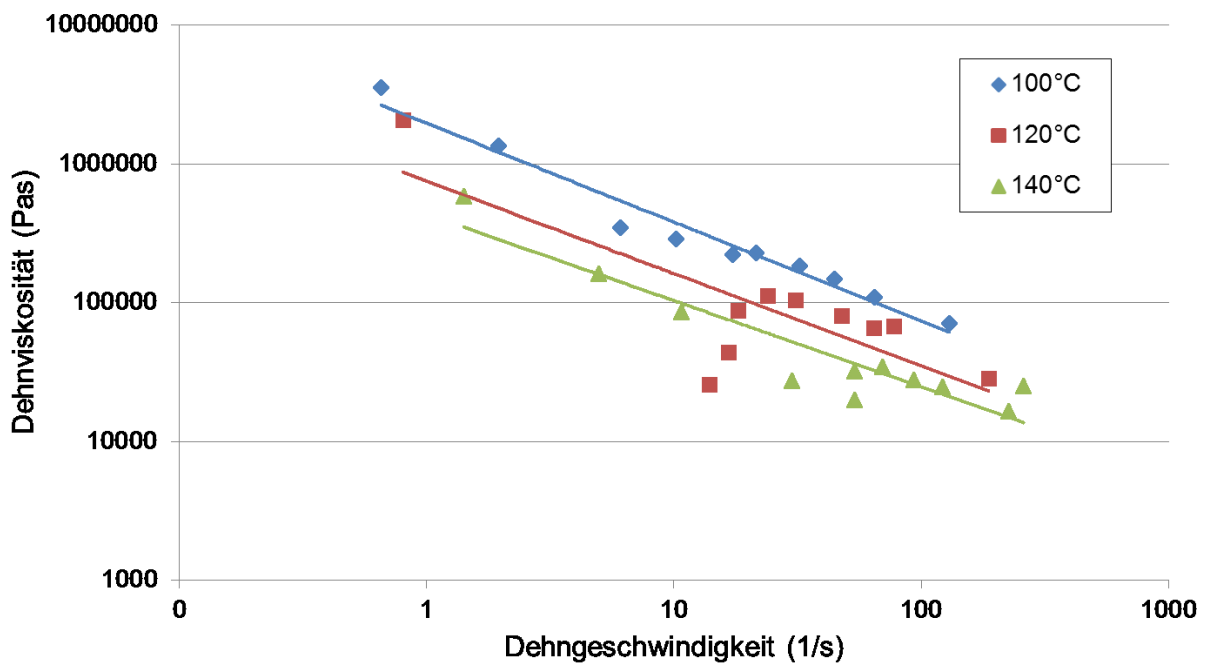
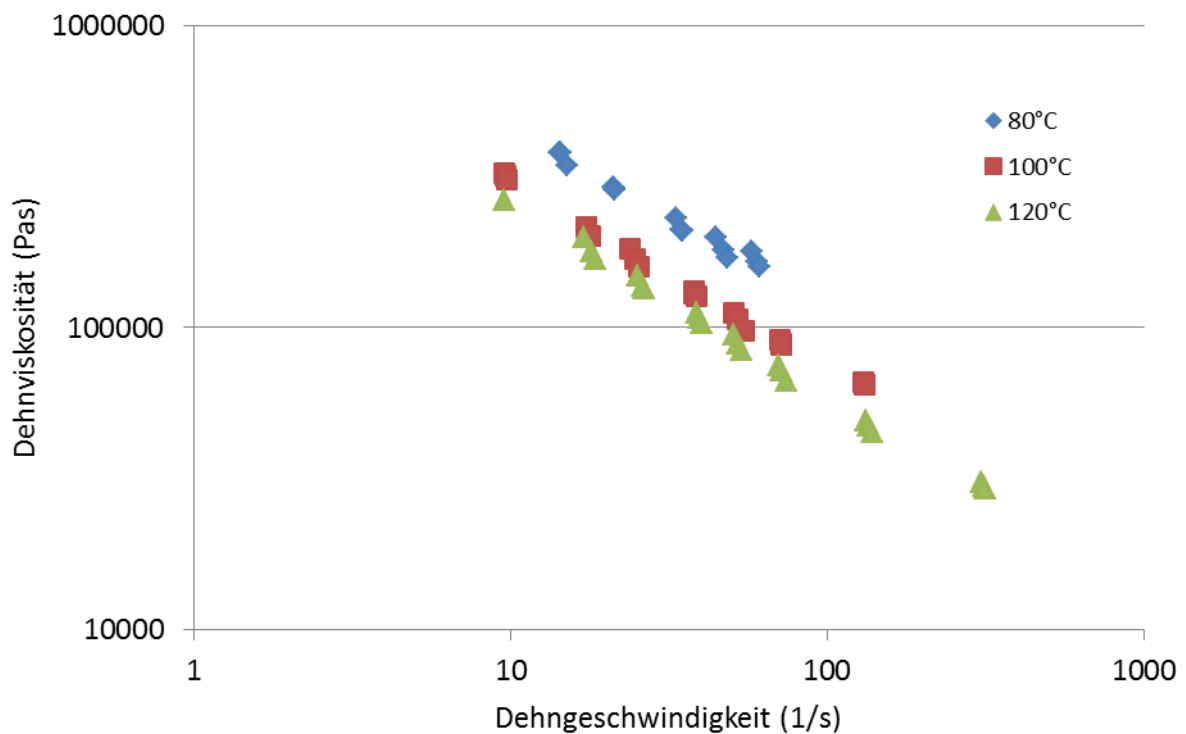


Abbildung 28: Dehnviskositätsauswertung für SBR A2542 nach Bestimmung der Einlaufdruckverluste im herkömmlichen HKR-Versuch

Es lässt sich leicht feststellen, dass sich mit dieser Messmethodik keine zuverlässigen Potenzapproximationen durchführen lassen, geschweige denn eine sinnvolle Extrapolation in größere Dehngeschwindigkeitsbereiche.

Als Lösung wurden daher Versuche mit einer sogenannten Lochblende, einer Düse mit einem L/D-Verhältnis von 1, durchgeführt. Die damit gemessenen Druckverluste waren sehr gut reproduzierbar, weshalb auf die Extrapolation auf L/D=0 verzichtet wurde und die nur sehr geringfügig höheren Druckverluste der Lochblende direkt als Einlaufdruckverluste verwendet wurden. Abbildung 26 sowie Abbildung 29 zeigen Berechnungsergebnisse mit Druckverlusten aus dieser Messmethode mit deutlich verbesserter Genauigkeit. Diese werden auch für die Approximation des Potenzansatzes verwendet.



*Abbildung 29: Dehnviskosität mit Lochblendenmessung für SBR A2542; Darstellung der drei Einzelmessungen*

Die Auswertung der Scherviskosität sowie die Messwerte von spezifischer Wärmekapazität, Dichte und Wärmeleitfähigkeit sind im Anhang angeführt.

## 7 Experimentelles

### 7.1 Werkzeugkonstruktion

Zur Durchführung der praktischen Versuche zur Verifikation des Berechnungsmodells wurde ein eigenes Werkzeug konstruiert. Ziel war es, die Versuche auf einer Elastomerspritzgießmaschine und nicht auf einem Hochdruckkapillarrheometer durchzuführen, um einen möglichst praxisrelevanten Messbereich in Bezug auf erreichbare Einspritzdrücke und Volumenströme abzudecken. Abbildung 30 zeigt das schließlich realisierte Versuchswerkzeug.

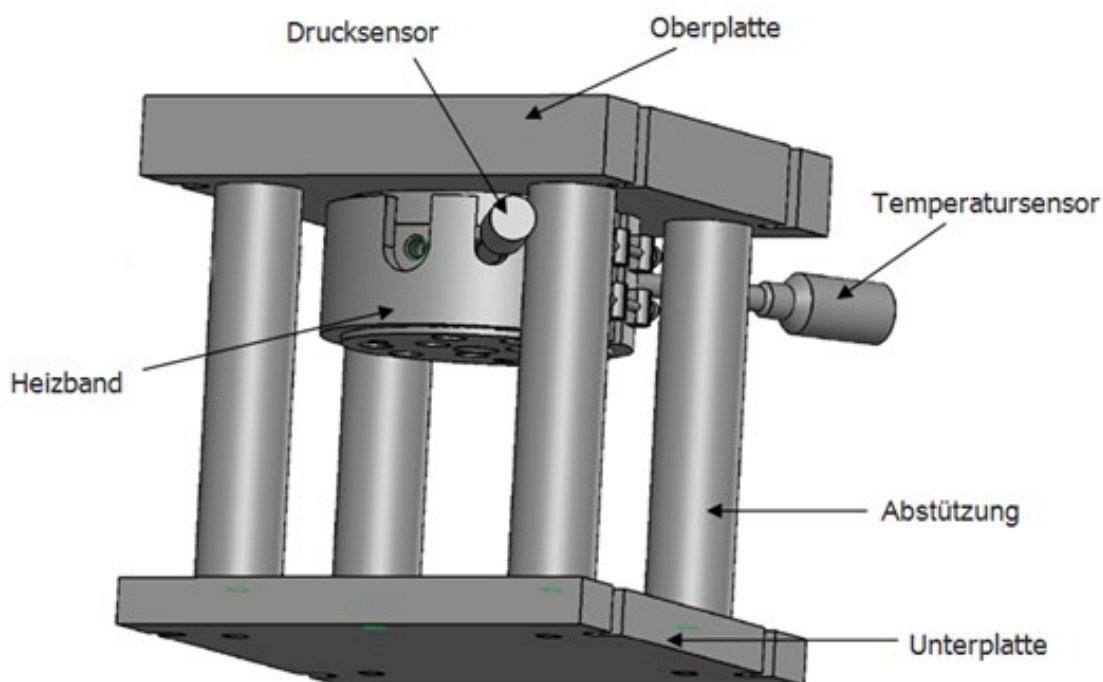


Abbildung 30: 3D-Ansicht der Versuchswerkzeugs [20]

Das Werkzeug wird in eine vertikale Elastomerspritzgießmaschine eingebaut (siehe Kapitel 7.2) und über die Oberplatte angespritzt. Danach wird der zylindrisch geplante Sensorenbereich (Abbildung 31) durchflossen, in welchem für 3 Sensoren (Druck- und Infrarottemperaturaufnehmer) ebene Flächen vorgesehen sind. Anschließend strömt das Material durch die konische Düse, welche als eine einfach wechselbare Düsenplatte angeschraubt wird (Abbildung 32), ins Freie. Dabei wurde bei der Konstruktion der einzelnen Düsenplatten darauf Wert gelegt, den zurückzulegenden Weg des Materials von der Einspritzeinheit zur Düse mit allen unterschiedlichen Düseneinsätzen möglichst ident zu gestalten.

Grundidee des Werkzeugkonzepts ist es, die Ausgangstemperatur über das Infrarotthermometer zu messen und die Endtemperatur über eine kombinierte Methode aus Abfilmen des austretenden Stranges mittels Infrarotkamera und anschließender Vergleichsmessung mittels Einstichtemperaturfühler zu bestimmen. In der Praxis zeigte sich jedoch, dass der Infrarotfühler vor der Düse nicht sinnvoll einsetzbar (siehe Kapitel 8.1.1) ist, weshalb die Ausgangstemperatur des Materials mit alternativen Methoden (siehe Kapitel 8.1) bestimmt wurde.

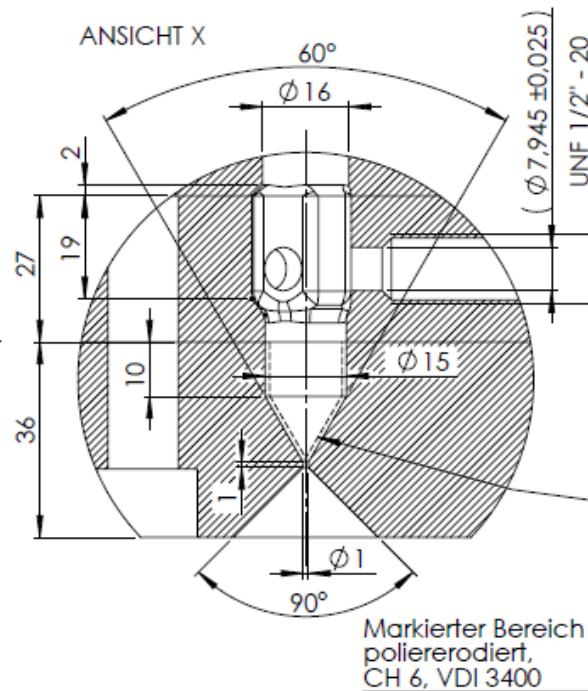


Abbildung 31: Darstellung des Sensorenbereiches [20]

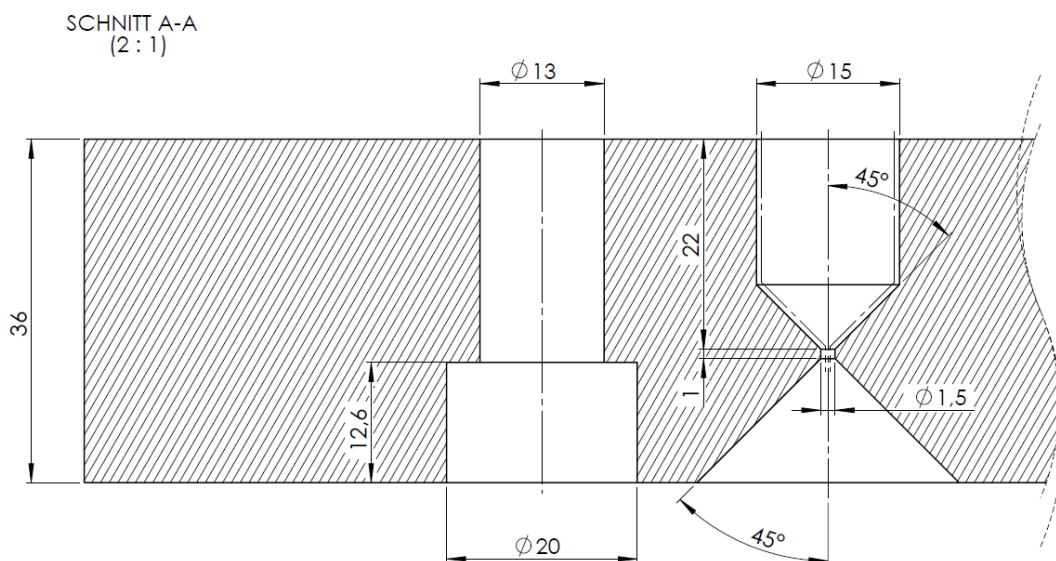


Abbildung 32: Schnittdarstellung der 45°-Düse [20]

Die Temperierung des Werkzeuges kann, wie in der kautschukverarbeitenden Industrie üblich, über die beheizten Aufspannplatten der Maschine vorgenommen werden. Zusätzlich ist aber auch ein Heizband angebracht, welches maschinenintern über ein nahe der Düsenwand angebrachtes Thermoelement geregelt wird und die Präzision der Temperierung stark verbessert.

Die Wahl der Düsengeometrie entstand aus einem Kompromiss. Während für die Temperaturgenerierung ein möglichst enger Austrittsradius anzustreben ist, muss für einen sinnvollen Einsatz in der Kautschukindustrie auch ein möglichst großer Volumenstrom erreicht werden. Somit sollte die Düsengeometrie auf einen der Maschinenleistung angepassten Druckverlust ausgelegt werden. Die erste Düse wurde mit einem Endradius von 0,5mm gefertigt. Dabei stellte sich der Druckverbrauch als etwas zu groß heraus, weshalb diese auf 0,75 mm auferodiert wurde, was sich schließlich als geeignet erwies.

## 7.2 Spritzgießmaschine und Temperiergerät

Zur Durchführung der praktischen Versuche wurde eine Elastomerspritzgießmaschine vom Typ MTF 750/160 edition der Firma Maplan verwendet. Diese wurde von der Fa. Maplan für das FFG-Bridge-Projekt "Heizzeitverkürzung" leihweise zur Verfügung gestellt. Tabelle 1 gibt über die technischen Daten der Spritzgießmaschine Auskunft.

*Tabelle 1: Technische Daten der Maplan- Elastomerspritzgießmaschine MTF 750/160 edition*

<b>Eigenschaft</b>	<b>Einheit</b>	<b>Wert</b>
maximale Schließkraft	kN	1600
maximales Hubvolumen	cm <sup>3</sup>	750
maximaler Einspritzvolumenstrom	cm <sup>3</sup> /s	78
maximaler Einspritzdruck	bar	1900
Schneckendurchmesser	mm	32
maximaler Öffnungshub	mm	450

Diese Maschine ist mit einem "FIFO"-Aggregat (First In- First Out) ausgestattet, welches sicherstellt, dass im Schneckenorraum nach dem Einspritzvorgang kein Kautschukmaterial zurückbleibt. Dies ist bei der Verwendung der Maschine in dieser Arbeit, wo ausschließlich nicht vernetzende Materialien untersucht wurden, von

sekundärer Bedeutung, bei der Verarbeitung von vernetzenden Materialien jedoch für die Sicherstellung der Prozessfähigkeit sehr wichtig. Abbildung 33 zeigt die Maschine in ihrem Lieferzustand ohne eingebautem Werkzeug.



*Abbildung 33: Elastomerspritzgießmaschine Maplan MTF 750/160 edition*

Sollte es im Einspritzaggregat dennoch zu einer Vernetzungsreaktion kommen, ist die Maschine in diesem Bereich mit zwei Temperiergeräten vom Typ MTG 188 der Fa. Maplan ausgestattet, die zur Notkühlung eingesetzt werden können.

Die Temperierung des Werkzeuges erfolgt, wie in der kautschukverarbeitenden Industrie üblich, über als Heizplatten ausgeführte Aufspannplatten sowie über ein in der Maschinensteuerung integriertes Heizband, eigenangefertigt von der Fa. IWZ Industribedarf Wilhelm Zastera GmbH, Wien, A.

### **7.3 Messensorik und Messdatenerfassung**

Während eines Versuches wurden die folgenden Messwerte aufgezeichnet:



- Druck im Düsenvorraum
- Materialtemperatur im Düsenvorraum
- Austrittstemperatur mittels Einstichthermometer
- Austrittstemperatur mittels Infrarotkamera

Dabei wurde der Druck im Düsenvorraum, welcher im Wesentlichen dem Düsen-druckverlust entspricht, durch einen Drucksensor vom Typ MDA422-1/2-2M, Fa. Dynisco, Franklin, Massachusetts, USA aufgezeichnet. Dieser kann in einem Druckbereich von 0 bis 2000 bar eingesetzt werden und erreicht eine Genauigkeit von  $\pm 0,25\%$ . Die Materialtemperatur vor der Düse wurde mit einem Infrarotsensor vom Typ IR Therm 2003 der Fa. FOS Messtechnik GmbH, Schacht-Audorf, DE, modifiziert für Betriebsdrücke bis 2000 bar, aufgezeichnet. Dieser zeichnet sich durch eine extrem schnelle Ansprechzeit von unter 20 ms aus und kann in einem Messbereich von  $\sim 70 - \sim 400^\circ\text{C}$  mit einer Genauigkeit von  $\pm 1^\circ\text{C}$  eingesetzt werden.

Auch das Einstichthermometer (Thermoelement Typ J), welcher für die Messung der Austrittstemperatur verwendet wurde, ist eine Einzelanfertigung der Fa. IWZ.

Schließlich wird der aus der Düse austretende Massekuchen auch von einer Infrarotkamera vom Typ Thermacam SC500, Fa. Flir Systems, Wilsonville, Oregon, USA, aufgezeichnet. Diese erreicht eine Aufzeichnungsfrequenz von 5Hz und eine Messauflösung von  $0,1^\circ\text{C}$ .

Mit Ausnahme der Infrarotkamera, welche über eine proprietäre Software gesteuert wurde, wurden alle Messsensoren über das Messdatenerfassungssystem Spider8 und dessen Software Catman Easy der Firma Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH, Darmstadt, DE, aufgezeichnet.

Abbildung 34 zeigt den Versuchsaufbau mit Werkzeug und Messsensorik (Ausnahme: Thermofühler Typ J).

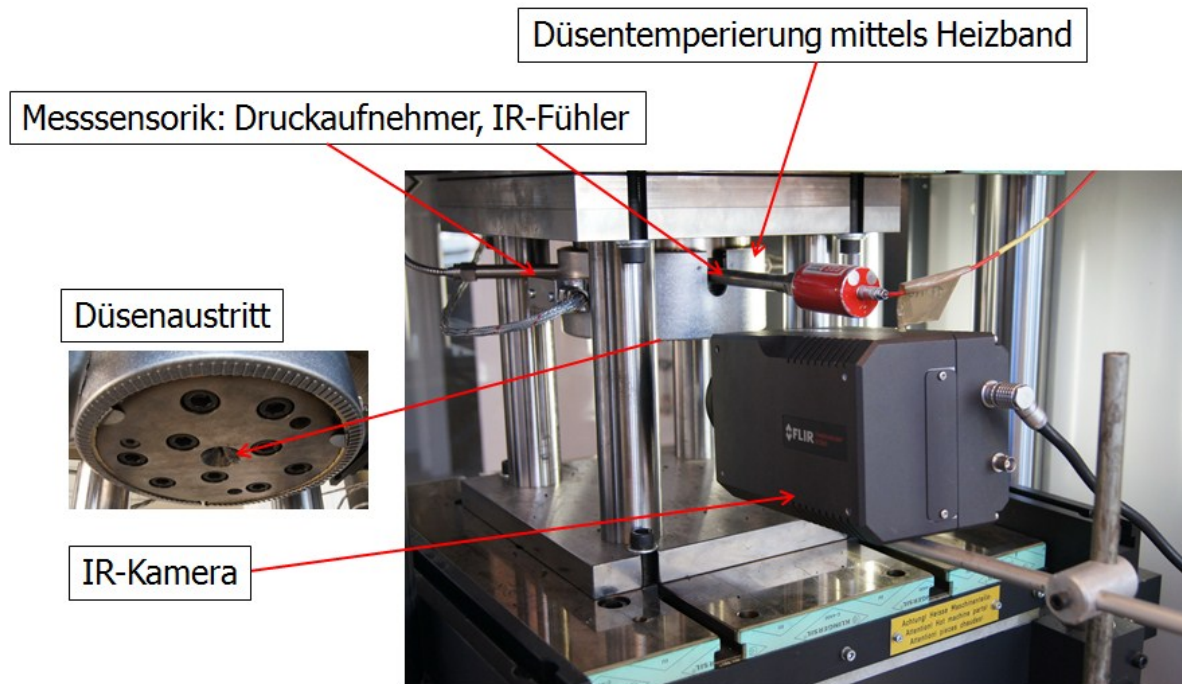


Abbildung 34: Versuchsaufbau zur Messung der Temperaturerhöhung

Für den Infrarotsensor und den Druckaufnehmer vor der Düse sowie den Einstichfühler wurden eigene Kalibrierkurven aufgenommen, welche dem Anhang dieser Arbeit zu entnehmen sind. Bei der Infrarotkamera wurde ein Emissionskoeffizient von  $\epsilon=0,95$  angenommen. Dieser Koeffizient ist materialabhängig und bei rußgefüllten Materialien durch ihre geringe Durchlässigkeit sehr hoch.

#### 7.4 Untersuchte Materialien

Tabelle 2 zeigt die in dieser Arbeit untersuchten Kautschukmischungen.

Tabelle 2: Verwendete Materialien

Mischung	Kautschuktyp	Hersteller
A 2542	SBR	Fa. Semperit
EM 503-1	EPDM	Fa. Kraiburg, Geretsberg, A

SBR (Styrol-Butadien-Copolymer) ist der weltweit am meisten verwendete Synthetikgummi und wird durch seinen guten Kompromiss zwischen Abrieb und Nassrutschfestigkeit vor allem in der Reifenproduktion eingesetzt [21].

EPDM (Ethylen-Propylen-Dien-Terpolymer) zeichnet sich durch eine sehr gute Witterungs-, UV- und Ozonbeständigkeit aus und wird vor allem für Dichtungselemente im Automobilbereich bzw. der Bauindustrie verwendet [21].

Einerseits, um einen problemlosen Versuchsablauf zu gewährleisten, andererseits aber vor allem, um die Mischungen im Hochdruckkapillarrheometer charakterisieren zu können, wurden beide Mischungen speziell ohne Vernetzungssystem hergestellt. Es wird davon ausgegangen, dass der Einfluss eines Vernetzungssystems einen sehr geringen Einfluss auf das Messergebnis hat, genaugenommen müsste allerdings das Ergebnis auch mit vernetzenden Kautschukmischungen verifiziert werden.

## **8 Versuche**

Der in diesem Kapitel dargestellte Versuchsplan und dessen Randbedingungen und Maschinenparameter sowie die daraus folgenden Ergebnisse (Kapitel 9) entstanden nicht ausschließlich aus theoretischen Überlegungen, sondern sind als iterative Verbesserung aus einer Reihe von Vorversuchen zu verstehen. Diese Vorversuche sind im folgenden Unterkapitel erläutert.

Bei den in diesem und den nachfolgenden Kapiteln gezeigten Messergebnissen handelt es sich ausschließlich um Mittelwerte, welche aus mindestens 3 Versuchen mit identischen Parametern ermittelt wurden. Insbesondere für die Messung von Temperaturen stellt der Einfluss von Anlaufeffekten ein großes Verfälschungspotential dar. Daher wurden besonders die schnell ansprechenden Messsensoren im Düsenorraum, insbesondere der Drucksensor, verwendet, um Unterschiede zu den vorherigen Zyklen zu analysieren und lediglich solche Messungen in die Auswertung einzubeziehen, welche unter möglichst identischen Verhältnissen stattfanden.

### **8.1 Vorversuche**

#### **8.1.1 Messung und Auswahl der Ausgangstemperatur**

Um den Einfluss der Temperierung durch Wärmeleitung in der Spritzeinheit feststellen zu können, wurden zwischen den Zyklen Pausenzeiten von 2-10 Minuten untersucht. Da auf die gemessenen Ergebnisse keine Einflüsse festgestellt werden konnten, wurde die Zeit zwischen 2 Einspritzzyklen auf 2 Minuten festgelegt. Die Temperierung der Einspritzkammer und des Werkzeuges wurde gleich gewählt, um eine unterschiedliche Temperierung der stehenden Masse zu verhindern.

Ein wesentlicher Punkt für die Messung der Temperaturerhöhung beim Durchströmen der konischen Düsengeometrien ist die korrekte Bestimmung der Materialstarttemperatur. Ursprünglich war dafür ein Infrarotsensor im Düsenorraum vorgesehen, der jedoch während der Versuchsdurchführung große Schwächen offenbarte. Wie in Abbildung 35 zu erkennen ist, steigt dessen Temperaturwert während eines Zyklus stark an, um danach wieder auf seinen Ausgangswert zu sinken.

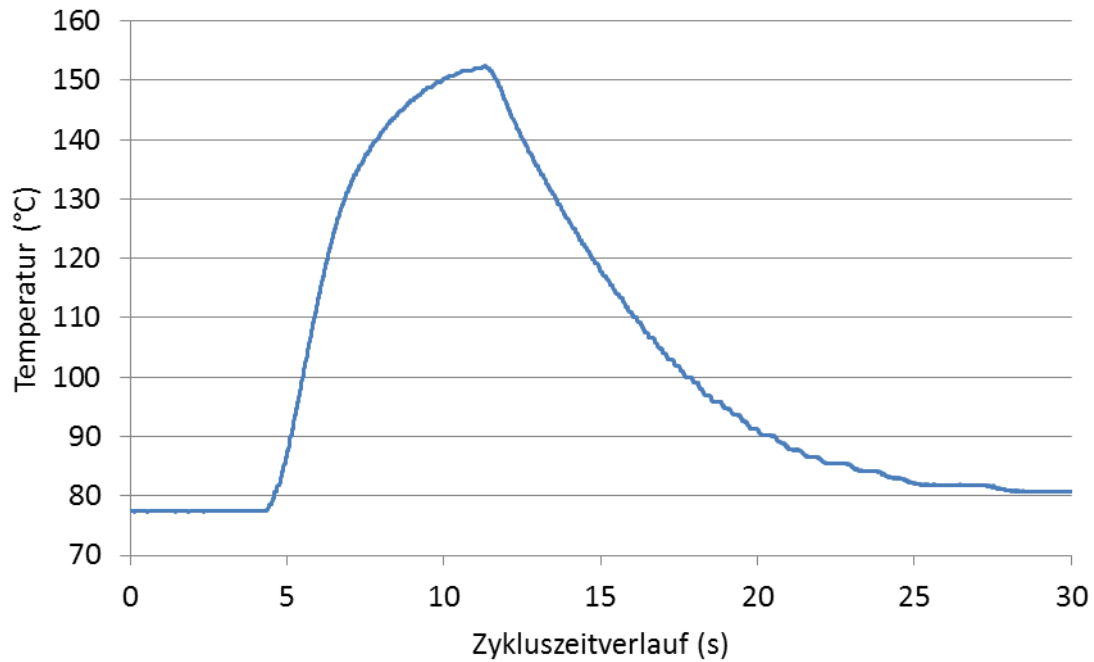
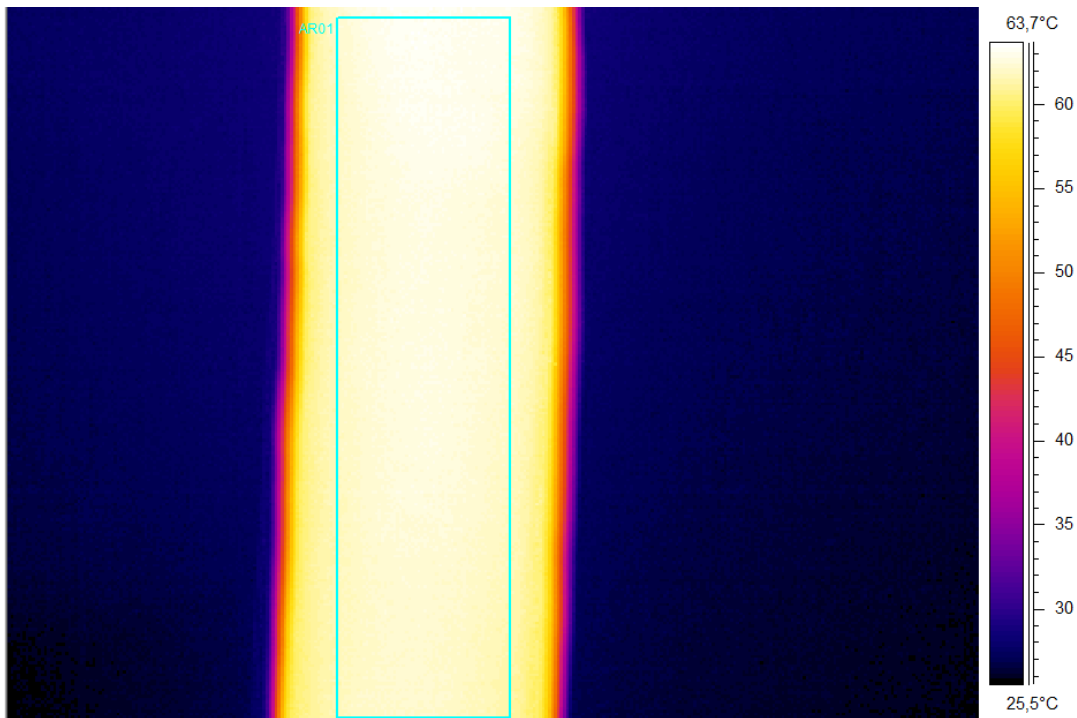


Abbildung 35: Temperaturverlauf im Düsenorraum; gemessen mit dem Infrarotsensor; Material EPDM EM503-1; Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $26,51\text{cm}^3/\text{s}$ ; eingestellte Temperatur =  $80^\circ\text{C}$

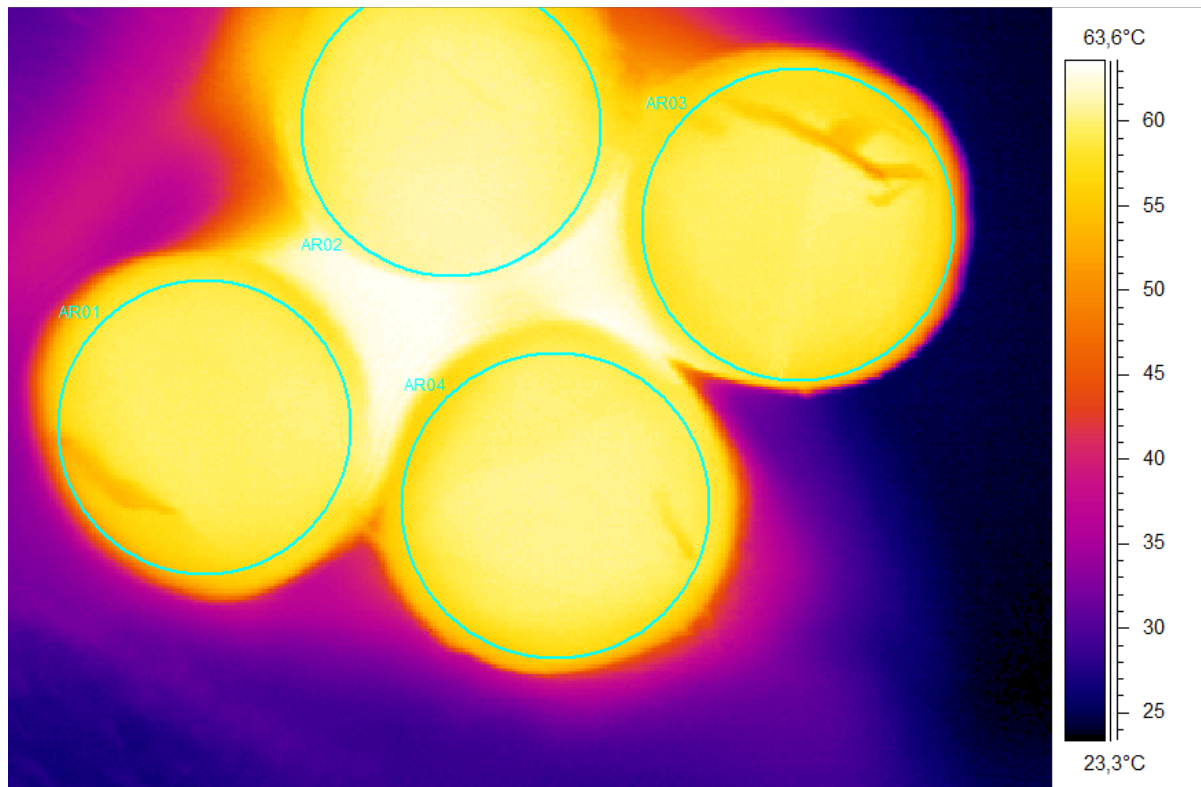
Es ist davon auszugehen, dass durch die geringe Strahlungsdurchlässigkeit der rußgefüllten Mischungen lediglich das oberflächennahe Material gemessen wird. Dieses wird durch die auftretende Scherung im Randbereich stark erwärmt, ist damit aber leider nicht charakteristisch für die mittlere Materialtemperatur im Düsenorraum. Aus diesem Grund wurden die Daten aus dem Infrarotsensor nach dieser Erkenntnis zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Versuche zwar weiter aufgezeichnet, für die Auswertung allerdings nicht berücksichtigt.

Als Alternative wurde die Massetemperatur durch eine Messung mit abgeschraubter Düsenplatte bestimmt. Dabei kamen erneut die Infrarotkamera und der Einstichfühler zum Einsatz. Als besonders geeignet erwies sich hier die Infrarotkamera. Abbildung 36 zeigt einen Strang, wie er von ebendieser aufgenommen wurde. Man kann damit sehr einfach die mittlere Oberflächentemperatur des Materialstranges auswerten (hellblaues Rechteck: ausgewertete Fläche).



*Abbildung 36: Bestimmung der Ausgangsmassetemperatur mittels IR-Kamera-Oberflächenmethode; Material EPDM EM503-1; Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $17,67\text{cm}^3/\text{s}$ ; eingestellte Temperatur=  $60^\circ\text{C}$ ; mittlere Obeflächentemperatur=  $62,7^\circ\text{C}$*

Allerdings misst man auch mit dieser Methode lediglich die Oberfläche des Materialstranges und erhält keine Aussage über das Temperaturniveau im Inneren. Daher wurde der Materialstrang mit einem vorgeheizten Küchenmesser aufgeschnitten und anschließend vor der Kamera positioniert (Abbildung 37). Der Materialstrangdurchmesser beträgt dabei etwa 15 mm (Durchmesser vor Eintritt in die konische Düse).



*Abbildung 37: Bestimmung der Ausgangsmassetemperatur mittels IR-Kamera-Querschnittmethode; Material EPDM EM503-1; Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $26,51 \text{ cm}^3/\text{s}$ ; mittlere Materialtemperatur =  $60,5 \text{ }^\circ\text{C}$*

Dabei wird der Mittelwert der 4 mittleren Temperaturen der Materialstränge gebildet. Obgleich dabei der Einfluss der heißen Randbereiche (infolge Schererwärmung) nur bedingt berücksichtigt wird, schien diese Methode dennoch als die für eine Messung der mittleren Ausgangstemperatur am besten geeignetste.

Bei dieser Methode fließen 4 verschiedenen Positionen des aufdosierten Materialvolumens in das Messergebnis ein. Obgleich die Unterschiede der einzelnen mittleren Querschnittstemperaturen gering waren ( $\Delta T < 2^\circ\text{C}$ ), werden diese Unterschiede dennoch nicht vernachlässigt. Bei der Auswertung der Oberflächentemperatur besteht diese Flexibilität nicht, da der Materialstrang nicht über sein Gesamtvolumen in einer auswertfähigen Position vor der Kamera hängt.

Weiters wurde der Einfluss des Staudrucks auf die mittlere Ausgangstemperatur untersucht. Durch die schlechte Einstellbarkeit des Staudruckes an der Maschine war es jedoch nicht möglich, eine qualifizierte Aussage über den Einfluss desselben zu treffen.

Der Volumenstrom hat vor allem auf die mittlere Oberflächentemperatur einen Einfluss ( $\Delta T$  zwischen  $\dot{V}_{\text{max}}$  und  $\dot{V}_{\text{min}}$   $< 8^\circ\text{C}$ ), bei der verwendeten Methode der mittleren

Querschnittstemperatur ist zwar eine Abhängigkeit vom Volumenstrom nachweisbar, diese ist bei einem Temperaturunterschied von  $\Delta T$  zwischen  $\dot{V}_{\max}$  und  $\dot{V}_{\min}$  von weniger als 2°C allerdings sehr gering.

Die Höhe der eingestellten Ausgangstemperatur wurde abhängig von den Materialien getroffen. Für das SBR A2542 wurde die minimale Temperatur mit 80°C festgelegt, da bei einer niedrigeren Temperatur die Viskosität stark zunimmt und in Folge der entstehende Druckverlust nur noch sehr geringe Volumenströme zulässt. Die maximale Temperatur wurde mit 100°C gewählt. Es wäre zwar durchaus denkbar, auch bei 120°C Ausgangstemperatur Versuche zu fahren, die sich dabei einstellenden Temperaturerhöhungen erwärmen das Material dann allerdings in Temperaturbereiche um  $\sim 190^\circ\text{C}$ , wodurch in der Praxis die Vulkanisation entschieden zu rasch in Gang gesetzt werden würde.

Beim EPDM EM503-1 war auch bei 60°C Starttemperatur ein annehmbarer Volumenstrombereich (4,42 – 26,51 cm<sup>3</sup>/s) messbar. Als zweite Temperatur wurden 80°C gewählt, wobei bei höheren Volumenströmen ein zischendes Geräusch auf die Zersetzung einer Mischungskomponente hindeutete. Daher wurde darauf verzichtet, das Material auch bei einer Starttemperatur von 100°C zu messen. Leider konnte aus Geheimhaltungsgründen die genaue Mischungszusammensetzung nicht ausfindig gemacht werden, weshalb ungeklärt bleibt, welcher Bestandteil sich bei den Versuchen thermisch zersetzte. Der Hersteller Kraiburg bestätigte jedoch, dass die Mischung Komponenten enthält, welche sich bei in den Versuchen erreichten Temperaturen verflüchtigen.

### **8.1.2 Bestimmung des geeigneten Dosiervolumens**

In der ersten Versuchsserie wurde ein Schussvolumen von 50 cm<sup>3</sup> aufdosiert. Es stellte sich allerdings heraus, dass insbesondere bei hohen Volumenströmen es einige Zeit dauert, bis sich ein stationärer Strömungszustand einstellt und für die Temperaturmessung mittels Einstichfühler ein relativ großes Schussvolumen benötigt wird, um den Fühler ordentlich mit Material umschließen zu können. Daher wurde das Dosiervolumen letztendlich auf 200 cm<sup>3</sup> festgesetzt. Dies entspricht laut dem Maschinenhersteller auch dem optimalen Plastifizierweg der Spritzeinheit.

### **8.1.3 Bestimmung der Endtemperatur**

Bei der Bestimmung der Endtemperatur wurden im Wesentlichen ähnliche Methoden wie für die Bestimmung der Starttemperatur angewendet.



Zusätzlich kam der Einstichtemperaturfühler zum Einsatz, indem er in der Mitte des Massekuchens platziert wurde. Durch kontinuierliches händisches Umrühren des Fühlers und Kneten des Materials versuchte man danach, die Temperaturübertragung von Massekuchen auf den Fühler zu verbessern. Die Methode hat zwei große Nachteile. Einerseits spricht das Thermoelement im Fühler konzeptbedingt sehr langsam an, sodass bis zum Erreichen des maximalen Messwertes teilweise über 2 Minuten vergehen, in denen das Material bereits wieder auskühlen kann. Dagegen wurde der Massekuchen des jeweilig vorherigen Schusses verwendet, um das Thermoelement einigermaßen auf Prüftemperatur zu halten. Andererseits entstehen abhängig von der durchführenden Person, aber auch bei derselben Person an unterschiedlichen Tagen starke Messschwankungen, die die Reproduzierbarkeit und somit die Verwendbarkeit der Methode deutlich in Frage stellen.

Als Konsequenz wurde auch hier die Infrarotkamera als besser reproduzierbares Messmittel verwendet, jedoch der Einstichfühler parallel weiter eingesetzt. Bei der Infrarotkamera wurde ähnlich der Bestimmung der Einlauftemperatur zuerst die Methode der Oberflächenmessung angewendet. In der ursprünglichen Form wurde dabei die Maximaltemperatur ausgewertet, was sich jedoch weder als reproduzierbar noch als repräsentativ für eine durchschnittliche Endtemperatur herausstellte. Abbildung 38 zeigt die erhaltene Aufnahme der Infrarotkamera, wobei erneut der Temperaturmittelwert einer möglichst großen Oberfläche gebildet wird. Wie auch bei der Einlauftemperatur (Abbildung 36) wird das Ergebnis allerdings durch die infolge Scherung überhitzten Randbereiche dominiert.

Deshalb wurde auch hier der ausgespritzte Massekuchen mit dem vorgeheizten Küchenmesser in der Mitte geteilt und der somit erhaltene Querschnitt der IR-Kamera zugeführt (Abbildung 39). Es lässt sich nicht verhindern, dass die heißeren Randbereiche einen gewissen Einfluss auf das Ergebnis haben, jedoch erscheint die Methode als am besten geeignet, die mittlere Endtemperatur des Massekuchens messtechnisch zu erfassen. Man erhält damit im selben Versuch eine um rund 10°C kältere Massetemperatur als mit der Auswertung über die Oberfläche des Massekuchens.

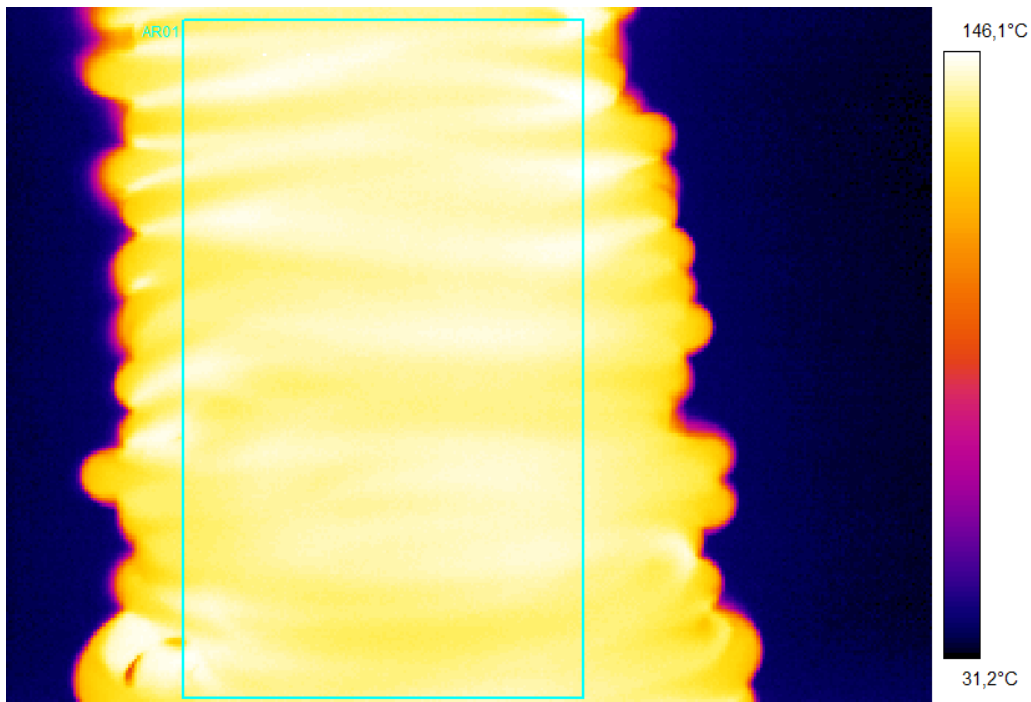


Abbildung 38: Oberflächenauswertung des ausgespritzten Massekuchens;  
Material SBR A2542; Volumenstrom  $\dot{V}$  von  $8,84 \text{ cm}^3/\text{s}$ ;  
Düsenöffnungswinkel  $\theta = 45^\circ$ ; eingestellte Starttemperatur =  
 $80^\circ\text{C}$ ; mittlere Obeflächenendtemperatur =  $139,7^\circ\text{C}$

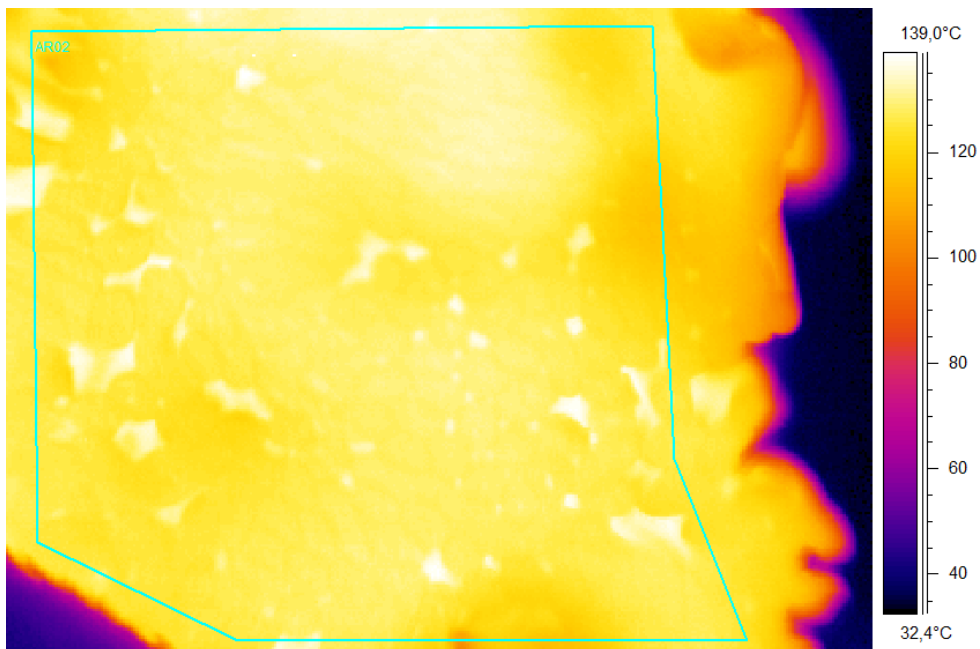


Abbildung 39: Querschnittsauswertung des ausgespritzten Massekuchens;  
Parameter ident zu Abbildung 38; mittlere  
Obeflächenquerschnittstemperatur =  $128,1^\circ\text{C}$

### **8.1.4 Bestimmung des Düsenenddurchmessers**

Um den verfügbaren maximalen Einspritzdruck der Maschine optimal ausnutzen zu können, war es notwendig, den Düsenenddurchmesser experimentell zu optimieren. Dabei wurde die erste Düsenplatte mit einem Enddurchmesser von 1 mm und einem Öffnungswinkel von  $\Theta=30^\circ$  gefertigt. Es stellte sich heraus, dass die damit erreichbaren Volumenströme weit unter  $10 \text{ cm}^3/\text{s}$  lagen und sich damit deutlich unter den eigentlichen Erwartungen befanden. Daher wurde die Düse um 0,5 mm auf einen Enddurchmesser von 1,5 mm auferodiert. Dies stellte sich als guter Kompromiss zwischen erreichbarer Einspritzgeschwindigkeit und Temperaturerhöhung dar. Es konnten damit Volumenströme bis knapp unter  $40 \text{ cm}^3/\text{s}$  erreicht werden.

## **8.2 Versuchsplan**

Grundsätzlich wurde jedes Material mit jedem vorhanden Düsenwinkel bei 2 Temperaturen in den möglichen Volumenstrombereichen vermessen. Als minimaler Volumenstrom wurden  $4 \text{ cm}^3/\text{s}$  gewählt, da die Maschine darunter keine konstante Einspritzgeschwindigkeit gesichert einregeln konnte. Der maximale Einspritzvolumenstrom ergab sich aus dem jeweiligen Druckverbrauch im Hinblick auf den maximalen Einspritzdruck der Maschine.

### **8.2.1 SBR A2542**

Tabelle 3 zeigt die eingestellten Versuchsparameter für das Material SBR A2542 der Fa. Semperit bei den unterschiedlichen Düsenöffnungswinkeln. Aufgrund der niedrigeren Viskosität und des damit verbundenen geringeren Druckverbrauchs konnten bei der höheren Massetemperatur größere Volumenströme realisiert werden. Ein größerer Düsenöffnungswinkel führt dabei zu einem leicht erhöhten Druckverbrauch, weshalb bei den größeren Öffnungswinkeln die maximal erreichbaren Volumenströme geringer waren als bei den flachsten Düsen (kleine Öffnungswinkel).

Tabelle 3: Versuchsparemeter bei SBR A2542

Vers.Nr.	Düsenöffnungswinkel $\Theta$ (°)	Starttemperatur (°C)	Volumenstrom (cm <sup>3</sup> /s)		
1	20	80	4,42		
2			8,84		
3			13,25		
4		100	8,84		
5			17,67		
6			26,51		
7			35,34		
8	30	80	4,42		
9			8,84		
10			13,25		
11		100	17,67		
12			8,84		
13			17,67		
14		100	26,51		
15			33,13		
16			4,42		
17		45	80	8,84	
18				13,25	
19				8,84	
20			100	17,67	
21				26,51	
22				4,42	
23	60	80	8,84		
24			13,25		
25			8,84		
26		100	17,67		
27			22,09		
28			75	80	4,42
29					8,84
30	13,25				
31	100	8,84			
32		17,67			
33		22,09			
34	90	80	4,42		
35			8,84		
36			13,25		
37		100	8,84		
38			17,67		
39			22,09		

**8.2.2 EPDM EM503-1**

Tabelle 4 zeigt die eingestellten Versuchsparemeter bei EPDM EM 503-1. Durch sein etwas niedrigeres Viskositätsniveau sowohl für die Scher- als auch die Dehnviskosität konnten bei diesem Material in der Regel etwas höhere Volumenströme erreicht werden. Allerdings kam es bei großen Düsenöffnungswinkeln bereits bei niedrigen Volumenströmen zu massiven Schmelzebrucherscheinungen und unstetigem Materialaustritt ("spucken"), weshalb ein Erhöhen derselben nicht sinnvoll erschien.

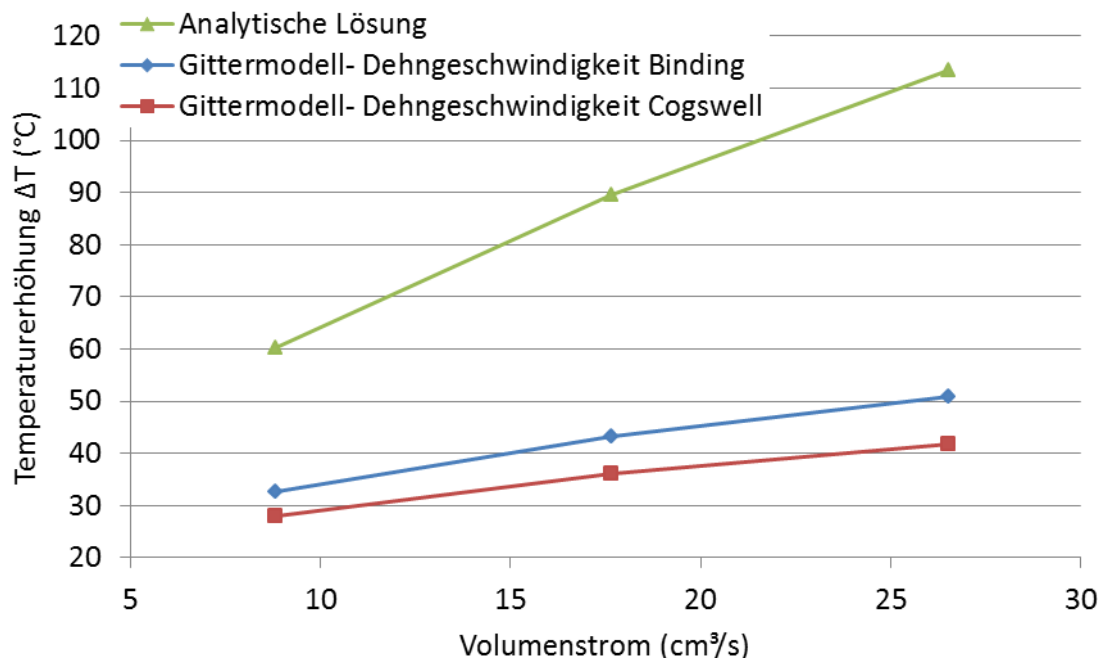
*Tabelle 4: Versuchsparemeter bei EPDM EM 503-1*

Vers.Nr.	Düsenöffnungswinkel $\Theta$ (°)	Starttemperatur (°C)	Volumenstrom (cm <sup>3</sup> /s)
40	20	60	8,84
41			17,67
42			26,51
43		80	13,25
44			26,51
45			33,13
46	30	60	8,84
47			17,67
48			26,51
49		80	13,25
50			26,51
51			33,13
52	45	60	8,84
53			17,67
54			26,51
55		80	8,84
56			17,67
57			26,51
58		35,34	
59	60	60	8,84
60			17,67
61			26,51
62		80	8,84
63			17,67
64			26,51
65	75	60	4,42
66			8,84
67			17,67
68		80	8,84
69			17,67
70			4,42
71	90	60	8,84
72		80	17,67

## 9 Ergebnisse

Die in diesem Kapitel abgebildeten Berechnungs- und Messergebnisse sind exemplarisch ausgewählt. Die vollständigen Ergebnisse sind dem Anhang (Kap. 14.2) zu entnehmen.

Abbildung 40 zeigt zunächst die unterschiedlichen Ergebnisse, welche mit der im Kapitel 4.2 vorgestellten Methoden errechnet werden können, exemplarisch für das Material EPDM EM503-1 bei einem Düsenöffnungswinkel von  $20^\circ$  und einer Starttemperatur von  $60^\circ\text{C}$ . Dabei fällt auf, dass die analytische Lösung die mit Abstand größten Temperaturerhöhungen liefert. Dafür sind zwei Gründe ausschlaggebend: Erstens wird bei der analytischen Lösung (Gleichung 38) sowohl die Scher- als auch die Dehnviskosität temperaturinvariant eingeführt, weshalb zu keiner Absenkung derselben über den Düsenkonus kommt. Zweitens werden Verluste infolge Wärmeleitung ins Werkzeug nicht berücksichtigt und drittens wird der Strömungskonus über die gesamte Düsenbreite angesetzt, d.h. es werden keine Randwirbel berücksichtigt. Dies hat zur Folge, dass weit größere Dehngeschwindigkeiten berechnet werden, als im Experiment auftreten. Bei größeren Düsenöffnungswinkeln oder höheren Volumenströmen würde die Temperaturerhöhung noch weitaus mehr überschätzt.



*Abbildung 40: Unterschiede der Berechnungsergebnisse bei Versuch Nr. 41-43: Material EPDM EM 503-1; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ ; eingestellte Starttemperatur =  $60^\circ\text{C}$*

Der Unterschied zwischen den nach Binding und Cogswell berechneten Dehngeschwindigkeiten wurde bereits in Abbildung 9 dargestellt. Im Gegensatz zu Binding tendiert die Dehngeschwindigkeit nach Cogswell im Düsenrandbereich gegen null. Daher führt die Berechnung nach Binding zu geringfügig größeren Temperaturerhöhungen. Bei beiden Berechnungsmodellen wurde jedoch die Viskositätsauswertung nach Cogswell (Kap. 2.2.1) herangezogen. Im Vergleich zu den praktischen Experimenten zeigte sich, dass die Approximation von Binding tendenziell Ergebnisse liefert, die näher an den praktischen Messungen liegen. Daher wurde diese als Standardapproximation gewählt und im folgenden Kapitel, wenn nicht anders erwähnt, repräsentativ für das Berechnungsmodell angeführt.

Die in den folgenden Abbildungen dargestellten Temperaturerhöhungen sind Relativwerte, welche auf die für den jeweiligen Volumenstrom gemessenen Starttemperaturen (vgl. Kap. 8.1.1) bezogen wird. Die gemessenen Starttemperaturen sind im Anhang (Kap. 14.2) angeführt.

### **9.1 SBR A2542**

Abbildung 41 zeigt die Temperaturerhöhung von SBR A2542 in Abhängigkeit des Einspritzvolumenstroms. Die blaue und rote Kurve bezeichnen dabei die experimentell ermittelten Werte (vgl. Kapitel 8.1.3), die violette Kurve die mit dem Berechnungsprogramm erhaltenen Werte. Der Unterschied der beiden experimentell erfassten Kurven liegt in der bereits diskutierten Messmethodik. Einerseits ist der Einstichfühler konzeptbedingt träge und ermöglicht bis zum Erreichen des maximalen Messwerts eine Abkühlung des Materials und andererseits werden bei der Infrarotkamera auch heiße Randbereiche mit ausgewertet welche das Messergebnis etwas erhöhen.

Man erkennt, dass die Größenordnung der erhaltenen Rechenergebnisse recht gut mit dem Experiment übereinstimmt, jedoch vor allem bei kleineren Volumenströmen die Temperaturerhöhung etwas überschätzt wird.

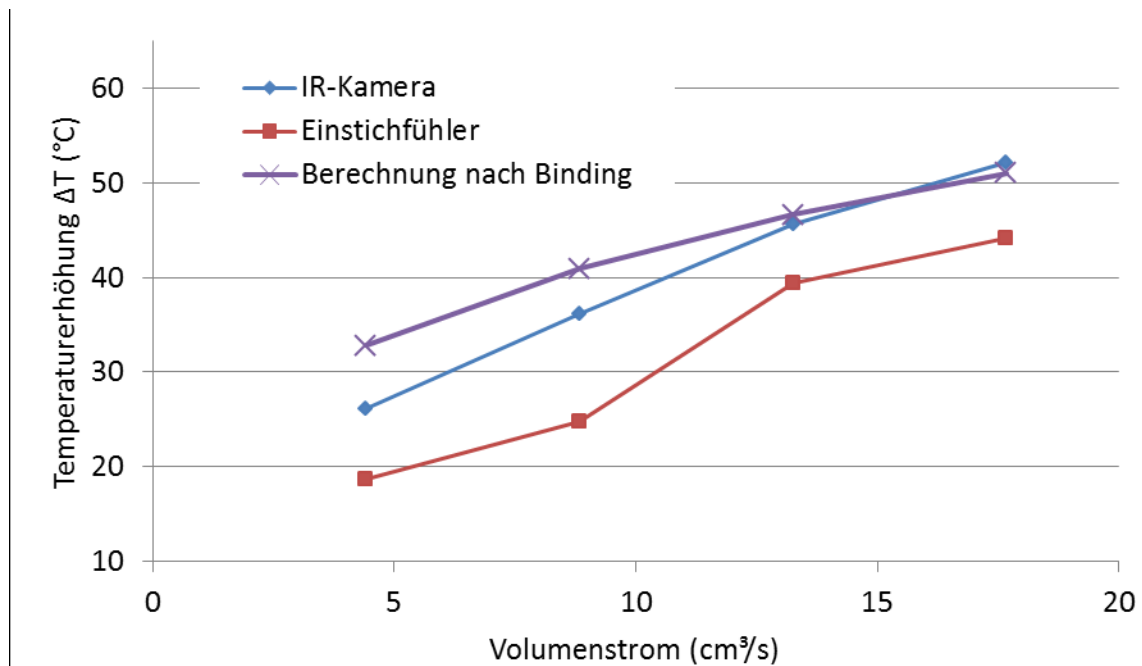


Abbildung 41: Versuchnr. 8-11; SBR A2542; Düsenöffnungswinkel  $\Theta = 30^\circ$ ;  
Starttemperatur durchschnittl.  $81,8^\circ\text{C}$

Abbildung 42 zeigt, dass sich der Effekt des Überschätzens bei größeren Düsenöffnungswinkeln umkehrt und die berechnete Temperaturerhöhung etwas unter jener der Infrarotkamera liegt.

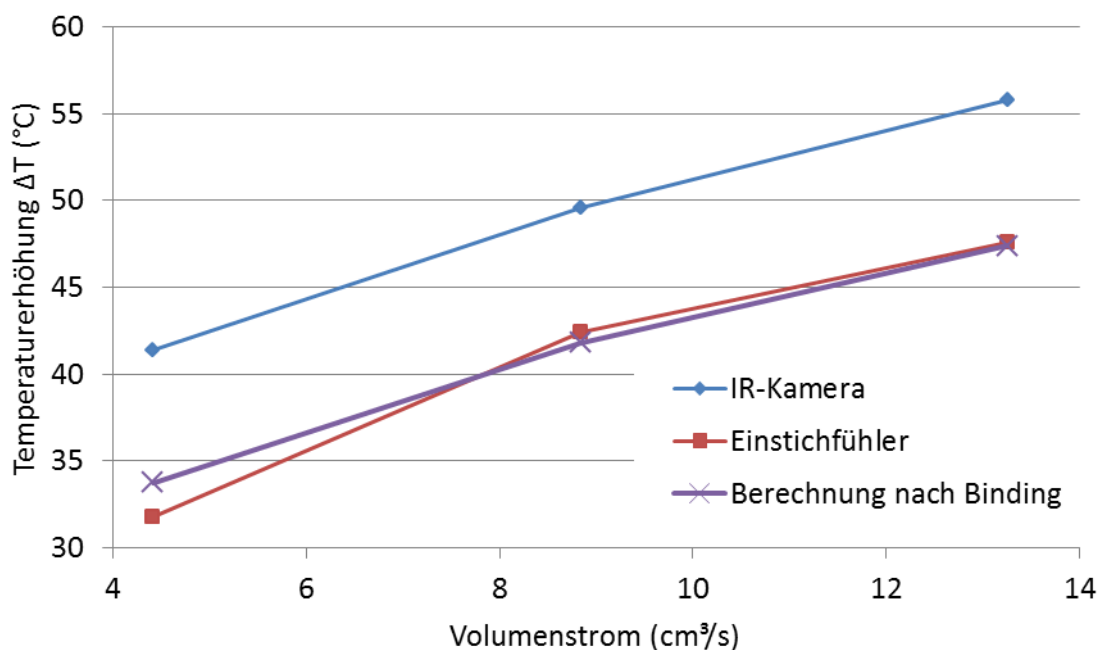


Abbildung 42: Versuchsnr. 28-30; SBR A2542; Düsenöffnungswinkel  $\Theta = 75^\circ$ ;  
Starttemperatur durchschnittl.  $81,8^\circ\text{C}$



Ein ähnliches Verhalten tritt auch bei einer Starttemperatur von 100°C auf. Bei einem kleinen Düsenöffnungswinkel (Abbildung 43: 30°) wird die Temperaturerhöhung überschätzt, bei einem großen Winkel (Abbildung 44: 90°) eher unterschätzt.

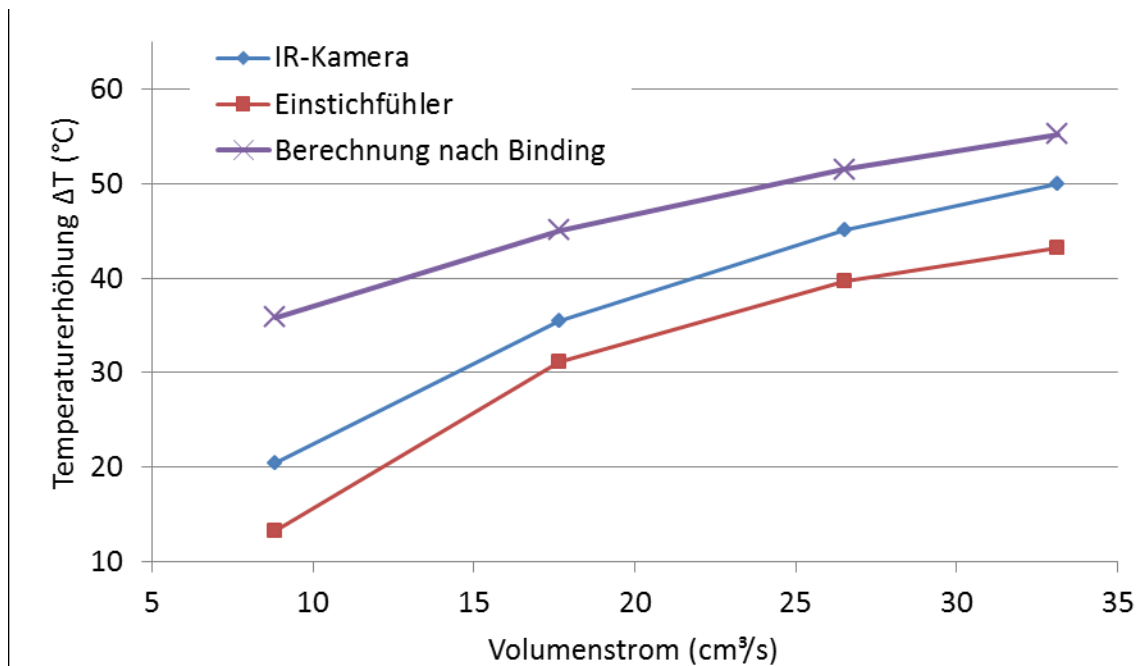


Abbildung 43: Versuchsnr. 12-15; SBR A2542; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 30^\circ$ ; Starttemperatur durchschnittl. 97,9°C

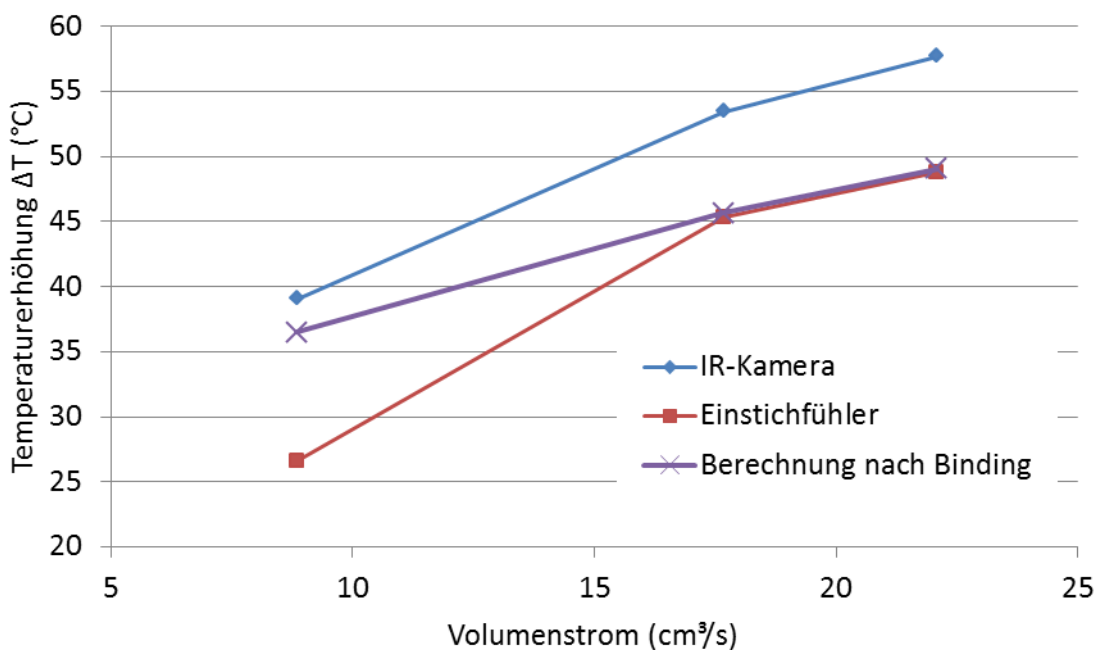


Abbildung 44: Versuchsnr. 37-39; SBR A2542; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 90^\circ$ ; Starttemperatur durchschnittl. 97,9°C

Hierfür liegt der Grund in der rechnerischen Beschreibung des Strömungskonus. Dieser liegt mit dem angewandten Modell (Kap. 4.4) immer unter  $20^\circ$ , dem Öffnungswinkel der steilsten Düse. Daher liefern die Berechnungen von unterschiedlichen Düsenwinkeln nahezu identische Ergebnisse. In der Praxis zeigt sich jedoch bei SBR A2542 durchaus eine Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Düsenöffnungswinkel, wie Abbildung 45 illustriert. Hier werden die Temperaturerhöhungen von gleichbleibenden Volumenströmen bei unterschiedlichen Düsengeometrien dargestellt. Man erkennt, dass das Berechnungsmodell für kleine Düsenöffnungswinkel die Temperaturerhöhung überschätzt und für größere Düsenöffnungswinkel unterschätzt.

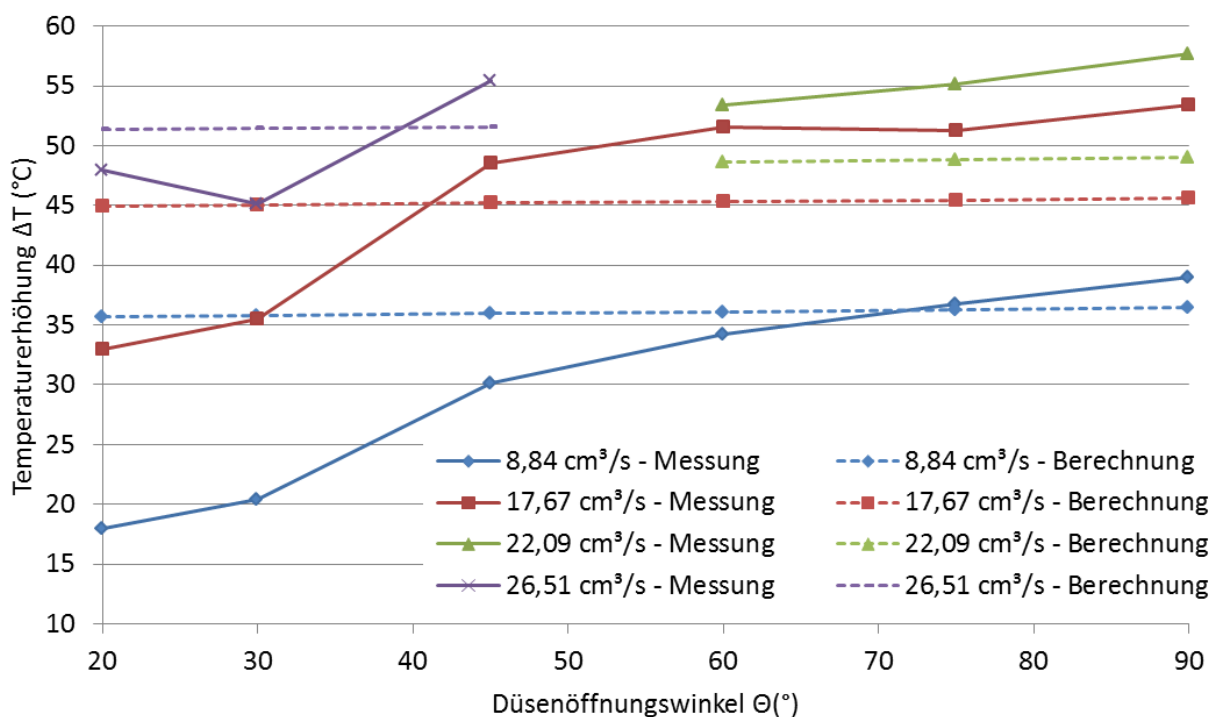


Abbildung 45: Abhängigkeit der Temperaturerhöhung bei SBR A2542 vom Düsenöffnungswinkel bei unterschiedlichen Volumenströmen; Starttemperatur durchschnittl.  $97,9^\circ\text{C}$

## 9.2 EPDM EM503-1

Ähnlich wie bei SBR A2542 errechnet das Berechnungsprogramm auch für EPDM EM503-1 einen so spitzen Strömungskonus, dass auch bei der spitzesten Düse Randwirbel entstehen. Da die Randwirbel berechnungstechnisch keinen Beitrag zu einer Temperaturerhöhung leisten, zeigt sich keine ausgeprägte Abhängigkeit vom Düsenöffnungswinkel bei der Berechnung. Abbildung 46 zeigt, dass bei EPDM

EM503-1 auch im praktischen Versuch nur eine sehr geringe Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Düsenöffnungswinkel auftritt. Es ist daher davon auszugehen, dass dieses Material tatsächlich sehr spitze Strömungstrichter bildet und daher der Einfluss des Düsenöffnungswinkels auf die Temperaturerhöhung stark begrenzt ist.

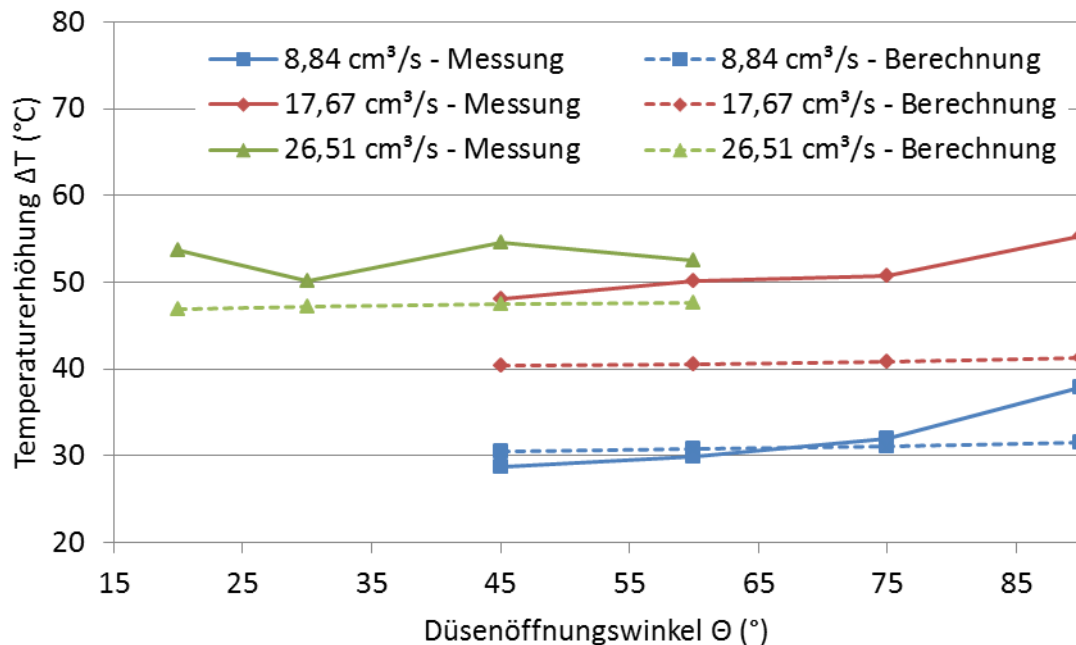


Abbildung 46: Abhängigkeit der Temperaturerhöhung bei EPDM EM503-1 vom Düsenöffnungswinkel bei unterschiedlichen Volumenströmen; Starttemperatur durchschnittl. 76,4°C

Abbildung 47 zeigt exemplarisch die gemessenen und berechneten Temperaturerhöhungen abhängig vom Volumenstrom bei einem Düsenöffnungswinkel von 60° und einer Ausgangstemperatur von 60°C. Erwartungsgemäß führt ein höherer Volumenstrom zu höheren Scher- und Dehngeschwindigkeiten und damit zu größeren Temperaturerhöhungen.

Abbildung 48 zeigt die Temperaturerhöhungen für einen Düsenöffnungswinkel von 20° und einer eingestellten Starttemperatur von 80°C.

Beide Abbildungen zeigen eine relativ gute Übereinstimmung des Experiments mit der Berechnung. Die großen Unterschiede der Differenz zwischen Infrarotkamera und Einstichfühler sind ausschließlich auf den Einstichfühler zurückzuführen. Dieser erwies sich in der Praxis auch von derselben Versuchsperson extrem schwer reproduzierbar zu bedienen. Deshalb ist der Messung der Infrarotkamera größere Bedeutung beizumessen.

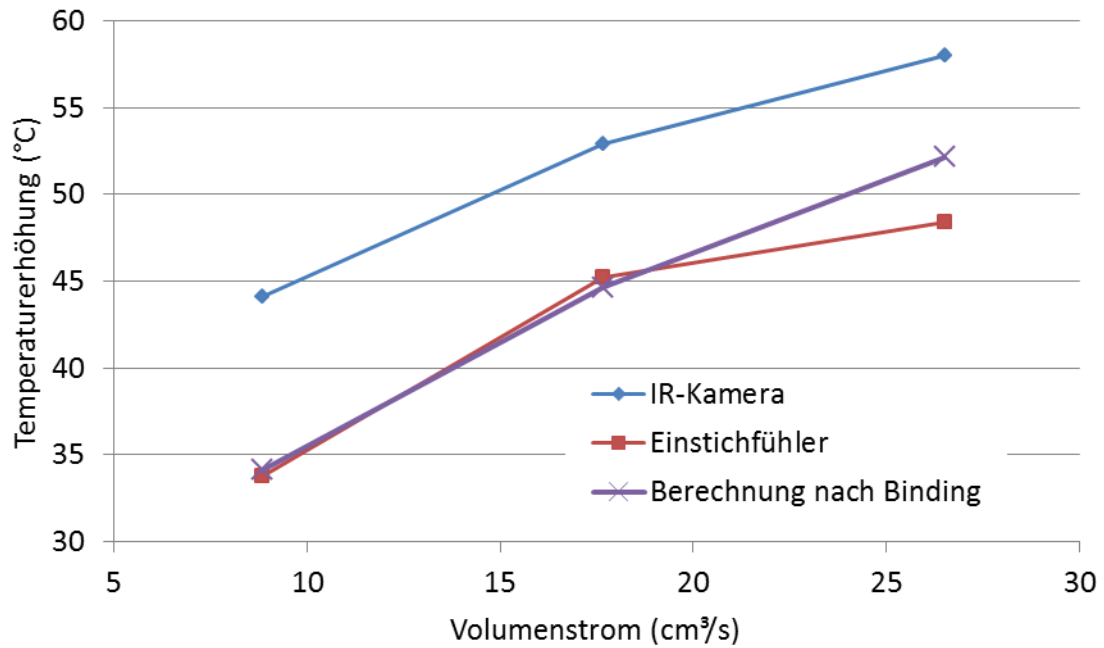


Abbildung 47: Versuchsnr. 59-61; EPDM EM503-1; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 60^\circ$ ; Starttemperatur durchschnittl.  $60,0^\circ\text{C}$

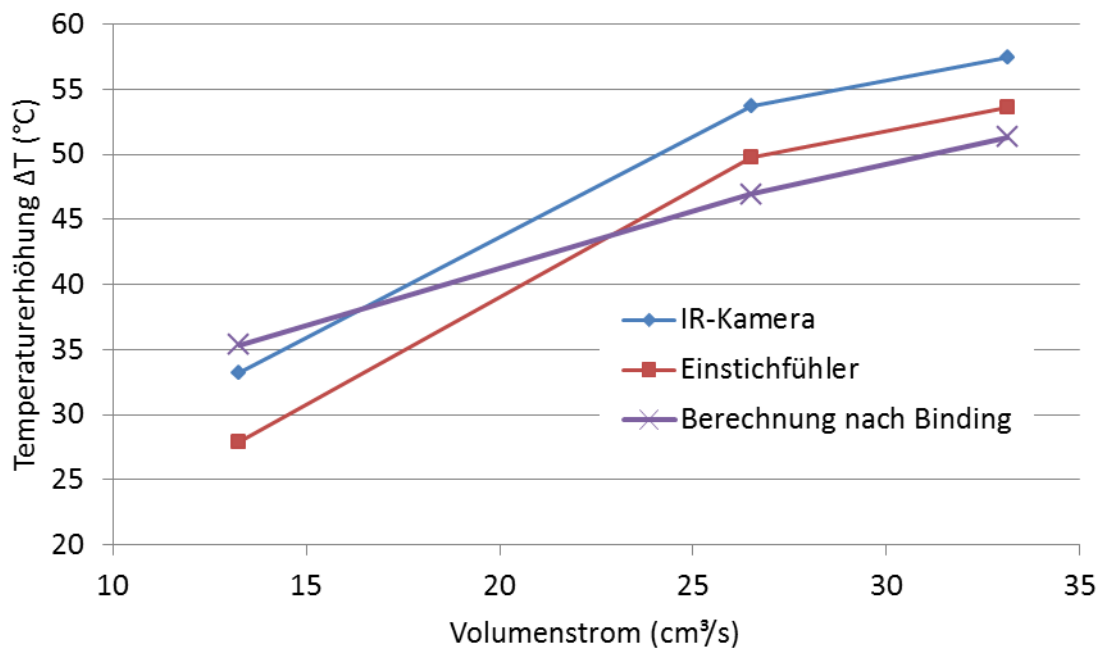


Abbildung 48: Versuchsnr. 43-45; EPDM EM503-1; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ ; Starttemperatur durchschnittl.  $76,4^\circ\text{C}$

Schließlich zeigt Abbildung 49 den experimentell ermittelten Einfluss der Starttemperatur auf die Temperaturerhöhung. Vor allem bei niedrigen Volumen-

strömen führt bei einer kälteren Starttemperatur die höhere Viskosität in Folge geringerer Temperatur zu einem deutlichen Anstieg der Temperaturerhöhung im Vergleich zu einer 20°C höheren Starttemperatur. Dieser Effekt ist vor allem für die praktische Anwendung von Relevanz, da er es ermöglicht, die Spritzeinheit kühler zu temperieren, um ein zu frühes Anvulkanisieren des Materials zu verhindern.

Der Düsenwinkel hat bei EPDM wie bereits zuvor gezeigt keinen signifikanten Einfluss auf die Temperaturerhöhung.

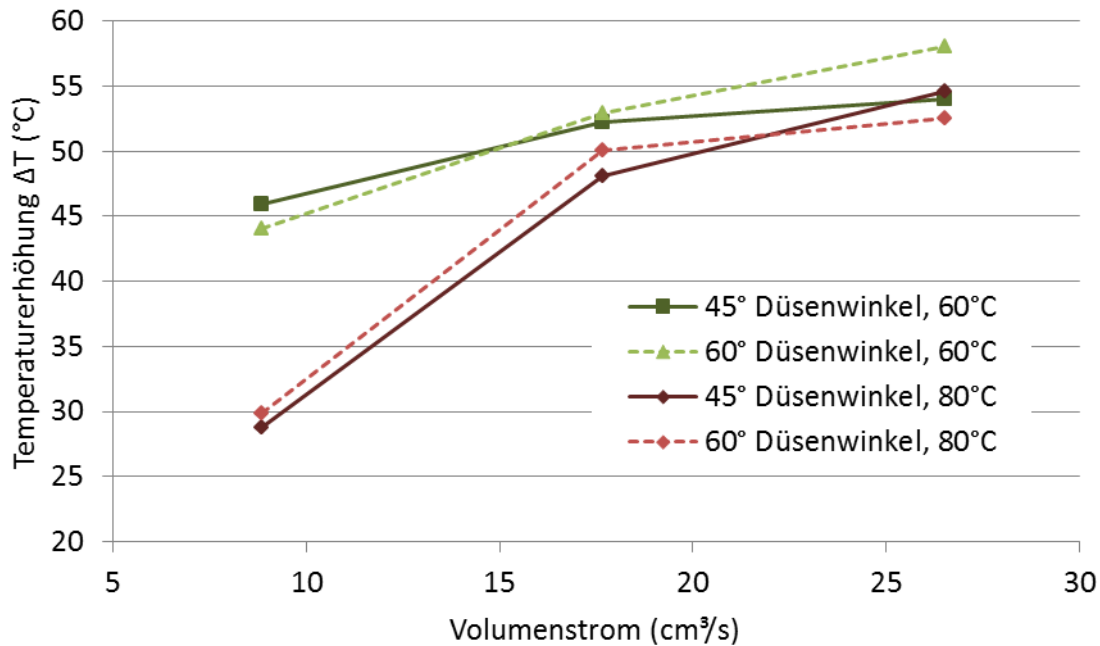


Abbildung 49: Einfluss der Starttemperatur auf die Temperaturerhöhung;  
EPDM EM503-1; Starttemperatur 60°C bzw. 80°C

Bei beiden Materialien kam es in den praktischen Versuchen bei großen Düsenöffnungswinkeln zu unstetigem Materialaustritt (vgl. Kapitel 10). Offensichtlich verhindern die bei diesen Geometrien zwangsläufig entstehenden Materialtotezonen die Ausbildung von quasistationären Strömungsverhältnissen. Durch den ständigen Materialabriss sowie die massiven Schmelzebrucherscheinungen ist es nicht sinnvoll, eine solche Düsengeometrie für tatsächliche Formteilversuche zu verwenden.

## 10 Fehleranalyse und Ausblick

Abgesehen von den bereits angeführten Ungenauigkeiten ist das Berechnungsmodell in der Lage, relativ genau die zu erwartende Temperaturerhöhung zu berechnen. Ein Vorteil gegenüber herkömmlichen Simulationen ist dabei insbesondere die Berücksichtigung von Dehnströmungen und Dehnviskositäten. Abbildung 50 zeigt, dass sich die Gesamttemperaturerhöhung rechnerisch zu rund 3/4 aus Dehn- und nur zu 1/4 aus Schererwärmung zusammensetzt.

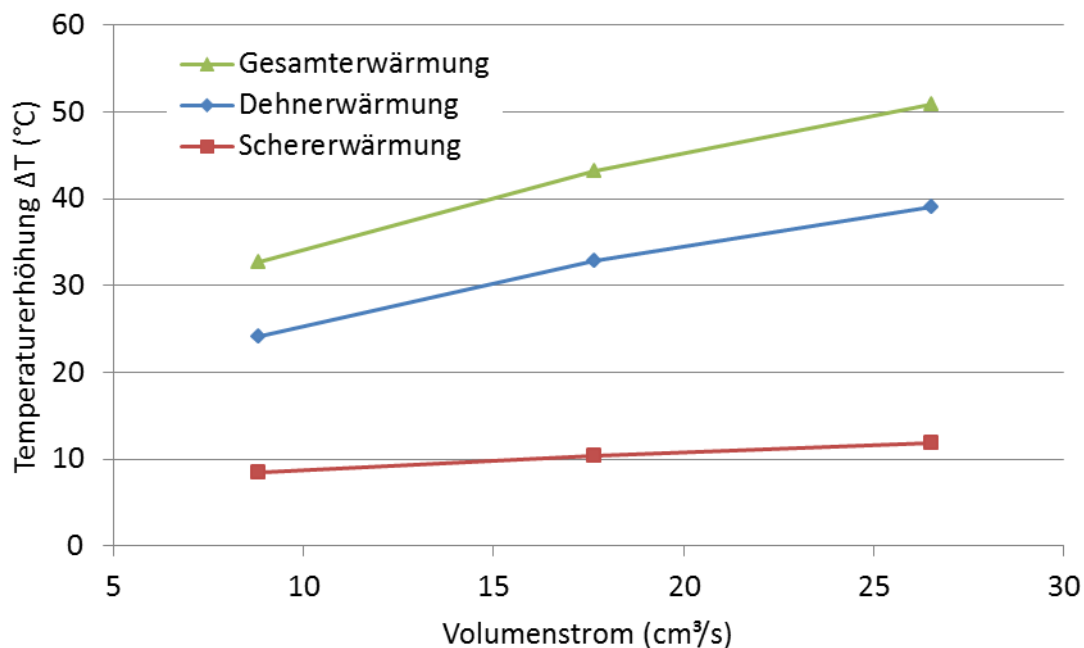


Abbildung 50: Versuchsnr. 40-42; Darstellung des berechneten Scher- und Dehnanteiles an der Gesamterwärmung; EPDM EM503-1; Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ ; Starttemperatur durchschnittl.  $60^\circ\text{C}$

Zum Vergleich zeigt Abbildung 51 das Berechnungsergebnis einer mit der Software Polyflow, Fa. Ansys Inc., durchgeführten 3D-Simulation. Zwar wird dabei auch ein Dehnströmungsprofil errechnet (vgl. dazu auch Abbildung 9), jedoch geht in die Simulation keinerlei Dehnviskosität ein, weshalb das Ergebnis nahezu ident zu dem Scheranteil der Gesamterwärmung des in dieser Arbeit entwickelten Berechnungsmodells ist.

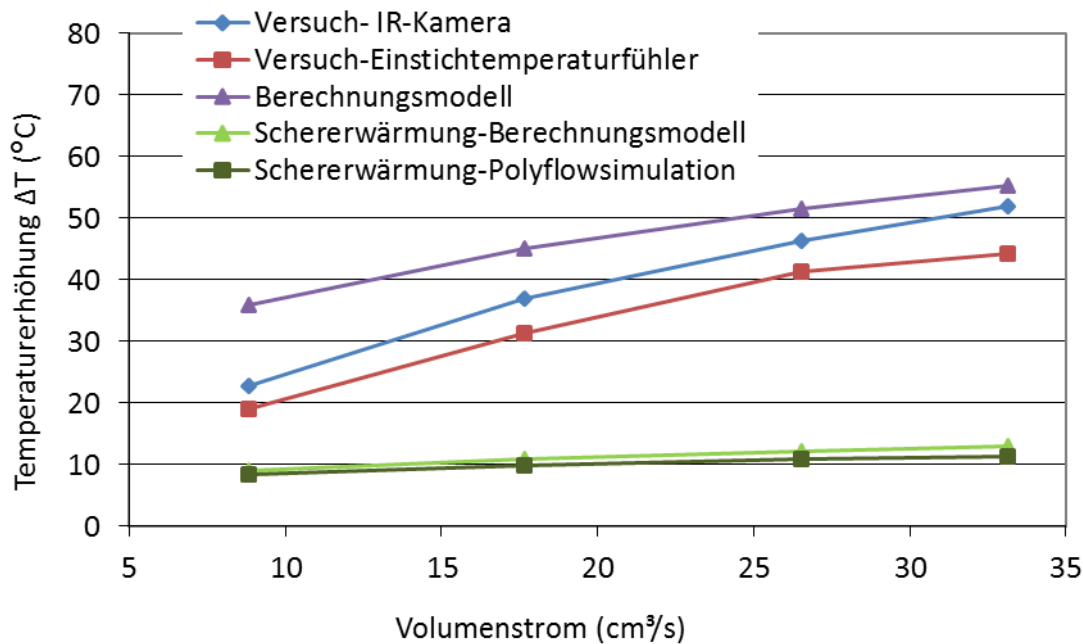


Abbildung 51: Vergleich von Berechnungsmodell zu Simulation mittels Polyflow; SBR A2542; Düsenöffnungswinkel= 30°; Starttemperatur durchschnittl. 97,9°C

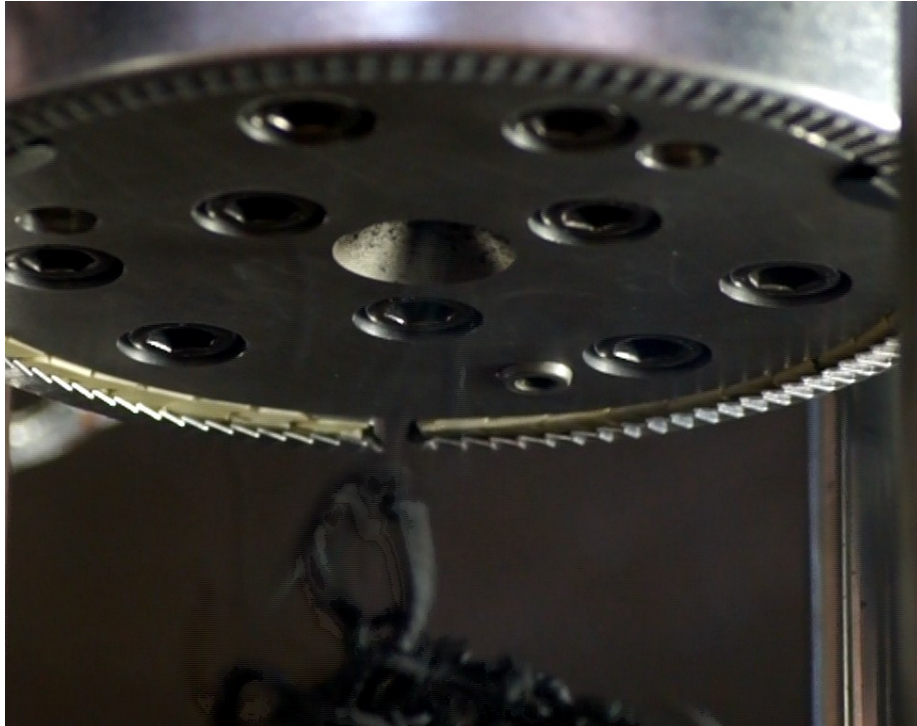
Dennoch hat das Berechnungsmodell einige Schwächen, welche hier angeführt und beleuchtet werden sollen.

Das Berechnungsprogramm neigt tendenziell dazu, die Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Volumenstrom zu unterschätzen. Hierzu wurden einige Versuche mittels der "Reverse-Engineering-Methode" durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass weniger die im Modell verwendeten Geschwindigkeitsansätze als vielmehr die Materialparameter zu hinterfragen sind. Einerseits wäre es notwendig, auch die Druckabhängigkeit der Scher- und Dehnviskosität zu charakterisieren, andererseits ist es allerdings von noch größerer Relevanz, die Dehnviskosität bei höheren Dehngeschwindigkeiten messtechnisch darzustellen. Dabei ist durchaus denkbar, dass für die Approximierung der Viskosität auch alternative Ansätze zum Potenzgesetz verwendet werden müssen.

Auch der Ansatz der Temperaturverschiebung verlangt genaugenommen nach einer Verfeinerung. Am Beispiel von EPDM EM503-1 (Abbildung 26) erkennt man, dass die Viskositätsniveaus zwischen 60°C und 80°C deutlich weiter auseinanderliegen als zwischen 80°C und 100°C. Es wäre daher sinnvoll, Ansätze zu bilden, welche über die Arrhenius-Gleichung hinausgehen, die nur eine konstante Aktivierungsenergie vorsieht. Daran anschließend wären auch Funktionen zu implementieren, die die

spezifische Wärmekapazität sowie die Dichte und Wärmeleitfähigkeit abhängig von der Temperatur und dem Druck beschreiben.

Das größte Defizit des entwickelten Berechnungsprogramms liegt allerdings in der Beschreibung der Strömungsrandbereiche. In den praktischen Versuchen trat klar hervor, dass große Düsenöffnungswinkel zu Fließanomalien wie Schmelzebruch und Umlaufströmungen im Randbereich innerhalb der Düse sowie Strangabrissen beim Düsenaustritt führten (Abbildung 52).



*Abbildung 52: Strangabriss beim Düsenaustritt von EPDM EM503-1 und 90° Düsenöffnungswinkel; Starttemperatur 76,1°C; Volumenstrom  $\dot{V}$  von 8,84cm<sup>3</sup>/s*

Abgesehen von der Problematik, einen Strömungszustand in einer geschlossenen Düse nachzuweisen, müssten auch Modelle erarbeitet werden, welche diesen instationären Zustand beschreiben. Der Ansatz des in dieser Arbeit verwendeten Berechnungsmodells geht davon aus, dass sich immer ein stabiler Strömungszustand ausbildet und dies zusätzlich unabhängig von den jeweiligen Wandgeometrien. Wenn ein Strömungstrichter mit einem Öffnungswinkel kleiner als der Düsenöffnungswinkel berechnet wird, ist dieser konstant und unabhängig vom Düsenöffnungswinkel. Unabhängig, ob der berechnete Strömungskonus nun korrekt ist oder nicht hat der verwendete Ansatz zu dessen Beschreibung also ein erhebliches Verbesserungspotential. Bei SBR A2542 ging hervor, dass offensichtlich mit größeren Düsenöffnungswinkeln auch höhere Dehngeschwindigkeiten und damit größere



Temperaturerhöhungen entstehen. Bei EPDM EM503-1 konnte dieser Effekt nicht nachgewiesen werden. Der Ansatz zur Beschreibung des Strömungsverlaufes lieferte also bei einem von zwei getesteten Materialien ein korrektes Ergebnis.

Allgemein ergibt sich bei diesen Versuchen eine gewisse Schwankungsbreite in der Temperaturmessung nach dem Austritt aus der Düse. An einem Messtag wurden nach Erreichen von stationären Verhältnissen Schwankungen bei der Austrittstemperatur von  $\pm 1,5^\circ\text{C}$  gemessen. Dies liegt hauptsächlich daran, dass die  $200\text{ cm}^3$  Schussvolumen nicht vollkommen homogen erwärmt werden, da dieses Material einerseits schon im Werkzeug und andererseits noch in der Einspritzeinheit steht und damit unterschiedlichen Einflüssen unterliegt. Es ist nicht sichergestellt, dass der Querschnitt immer an derselben Stelle des Massekuchens entnommen wird, wodurch sich die Abweichung erklärt.

Im nächsten Schritt des FFG-Projektes soll nun ein Prototypwerkzeug gefertigt werden, um sicherzustellen, dass es beim Durchströmen der Düse zu keiner Materialschädigung kommt. Durch die Vorgabe, bei vernetzenden Materialien Totzonen möglichst zu vermeiden sowie die auch bei SBR A2542 nur geringfügige Steigerung der Temperatur bei größeren Düsenöffnungswinkeln und die massiven Probleme durch un stetigen Materialaustritt scheint es am sinnvollsten, für das Prototypwerkzeug den kleinsten Düsenöffnungswinkel von  $20^\circ$  heranzuziehen.

## 11 Zusammenfassung

Bei der Verarbeitung von vernetzenden Kautschukmischungen macht die Heizzeit, welche für eine vollständige Formteilvernetzung notwendig ist, einen großen Teil des gesamten Zyklus aus.

Das FFG-Bridge-Projekt "Heizzeitverkürzung" beschäftigt sich daher mit Maßnahmen, die Heizzeit über gezielte Wärmegenerierung während des Einspritzvorganges zu verkürzen. Dafür sollen Scher-, Dehn- sowie Kompressionswärme genutzt werden, wobei in dieser Arbeit die Scher- und Dehnerwärmung, die beim Durchströmen einer konischen Düse generiert wird, untersucht wurde.

Diese Arbeit beschäftigte sich mit den Grundlagen der Wärmegenerierung. Es wurde ein Modell zur Berechnung von Temperaturerhöhungen erarbeitet und als Visual Basic Programm realisiert. Als Materialdaten gehen dabei Scher- und Dehnviskosität, spezifische Wärmekapazität, Wärmeleitfähigkeit und Materialdichte ein. Weiters findet die verwendete Düsengeometrie, insbesondere deren Öffnungswinkel sowie der Anfangs- und Endradius Berücksichtigung. Prozesstechnisch werden der Einspritzvolumenstrom sowie die Material- und Werkzeugtemperatur in die Berechnung miteinbezogen. Das Berechnungsmodell berechnet dabei Wärmeverluste durch Wärmeleitung in das Werkzeug und verwendet einen Ansatz, Strömungsrandbereiche, welche keinen effektiven Beitrag zum Volumenstrom leisten, sogenannte Randwirbel, zu berücksichtigen. Dabei geht man am Strömungsrand von stehendem Material aus und vernachlässigt damit eventuell auftretende Gleiteffekte. Dadurch kommt es rechnerisch in den Randzonen lokal zu einer Temperaturerhöhung, welche die mittlere Temperaturerhöhung jedoch nur sehr gering beeinflusst.

Die im Modell berechneten Temperaturerhöhungen wurden schließlich in praktischen Experimenten an einer Elastomerspritzgießmaschine überprüft. Dafür wurden die Temperaturerhöhungen von 2 Materialien an 6 unterschiedlichen Düsengeometrien (Öffnungswinkel 20°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90°) mittels Infrarotkamera gemessen. Zum einen wurde dafür ein SBR vom Typ A2542 der Fa. Semperit und zum anderen ein EPDM vom Typ EM503-1 der Fa. Erwin Mach Gummitechnik verwendet.

In den Versuchen zeigte sich, dass mit steigendem Volumenstrom die Temperaturerhöhung durch höhere Scher- und Dehngeschwindigkeiten gesteigert werden konnte. Mit dem Berechnungsmodell konnte nachgewiesen werden, dass dabei die Dehnerwärmung zwischen 70 und 79% der gesamten Dissipationswärme

ausmacht. Je nach Starttemperatur und Volumenstrom wurden dabei Temperaturerhöhungen zwischen 20°C und 60°C berechnet und gemessen. Dabei ergaben sich Abweichungen der berechneten zu den gemessenen Ergebnissen von nahezu 0°C und maximal 17°C. In der Regel betragen sie ca. 5-10°C, wobei die Hauptgründe dafür in der unzureichenden Beschreibung der Randwirbel, der fehlenden Messung von Viskositätsdaten bei hohen Dehngeschwindigkeiten sowie der temperaturunabhängigen Beschreibung der Aktivierungsenergien der Materialien liegen.

Beim SBR A2542 wurde weiters eine Abhängigkeit der Temperaturerhöhung vom Düsenöffnungswinkel ermittelt. Mit steigendem Öffnungswinkel entstehen größere Dehngeschwindigkeiten welche zu mehr Dehnungsdissipation führen. Bei EPDM EM503-1 konnte dieser Effekt nicht nachgewiesen werden. Es ist davon auszugehen, dass bei diesem Material sich größere Randwirbel bilden, welche keinen Beitrag zur Temperaturerhöhung leisten.

Für die praktische Anwendung zeigte sich bei beiden Materialien, dass ein geringer Düsenöffnungswinkel zu bevorzugen ist, da es bei größeren Winkeln zu Fließanomalien im Düsenorraum kommt und kein ruhiger Strangaustritt, sondern ein "Herausschießen" des Materials mit häufigem Strangabriss entsteht.

Weiters konnte gezeigt werden, dass mit kälteren Starttemperaturen infolge der noch höheren Viskositäten größere Temperaturerhöhungen erreicht werden konnten als bei wärmeren Starttemperaturen. Dies ist von besonderer anwendungstechnischer Relevanz, da es ermöglicht, die Materialförderzone der Spritzgießmaschine relativ kalt zu temperieren, um ein zu frühes Anvulkanisieren des Materials zu verhindern.

## 12 Literaturangabe

- [1] *Perko, L.*: Besprechungsprotokoll des Projektmeetings "Heizzeitverkürzung" vom 24.03.2011, unveröffentlicht
- [2] *Menges, G.; Haberstroh, E.; Michaeli, W.; Schmachtenberg, E.*: Werkstoffkunde Kunststoffe, Hanser, München Wien, 2002
- [3] *Couch, M.A.; Binding, D.M.*: High pressure capillary rheometry of polymeric fluids, *Polymer* 41: 6323-6334, 2000
- [4] *Rajganes, J.; Friesenbichler, W.; Duretek, I.; Filz P.; Weibelhaus, K.*: Pressure dependent viscosity and its importance for injection molding simulation, Proceedings of the 7th Intern. Conference on Industrial Tools and Material Processing Technologies, Ljubljana, Slovenia, 2009
- [5] *Barus, C.J.*: Note on the dependence of viscosity on pressure and temperature, *Proc Am Acad* 27: 13-19, 1891
- [6] *Hsu, T.; Harrison, I.R.*: Measurement of the Equibiaxial Elongational Viscosity of Polystyrene Using Lubricated Squeezing, *Polymer Engineering and Science* 31-4: 223-230, 1991
- [7] *Obendrauf, W.*: Neue Methoden zur Temperatur- und Dehnviskositätsmessung für die Simulation von Kunststoffverarbeitungsprozesse, Dissertation am Institut für Kunststoffverarbeitung, Montanuniversität Leoben, 1996
- [8] *Cogswell, F.N.*: Converging Flow of Polymer Melts in Extrusion Dies, *Polymer Engineering and Science* 12 No.1: 64-73, 1972
- [9] *Binding, D.M.*: An approximate analysis for contraction and converging flows, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 27: 173-189, 1988
- [10] *Tremblay, B.*: Estimation of the elongational flow viscosity of polyethylene blends at high deformation rates, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 33: 137-164, 1989
- [11] *Agassant, J.F.*: Polymer Processing: Principles & Modelling, Hanser, München, Wien, New York, 1991
- [12] *Perko, L.*: Dehn- und Schererwärmung in einer konischen Düse, unveröffentlicht, 2011

- [13] *Bartsch, H.J.*: Taschenbuch mathematischer Formeln, Fachbuchverlag Leipzig, 1991
- [14] *Binding, D.M.*: Further considerations of axisymmetric contraction flows, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 41, 27-42, 1991
- [15] *Boger, D.V.; Binnington, R.J.*: Circular entry flows of fluid M1, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 35, 339-360, 1990
- [16] *Tremblay, B.*: Visualisation of the flow of linear low density polyethylene/ low density polyethylene blends through sudden contractions, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 43, 1-29, 1992
- [17] *Verein Deutscher Ingenieure; VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik; Chemieingenieurwesen (GVC)*: VDI-Wärmeatlas, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2006
- [18] *Takahashi, H.; Matsuoka, T. et. al.*: Rheological Behaviour of SAN/PC Blends under Extremely High Shear Rate, *Journal Applied Polymer Science* 37, 1989
- [19] *Friesenbichler, W.*: Rheologie II, Vorlesungsunterlagen am Institut für Kunststoffverarbeitung, Montanuniversität Leoben, 2008
- [20] *Hosiner, R.*: Versuchswerkzeugkonstruktion, Erwin Mach Gummitechnik, 2011
- [21] *Domininghaus, R.; Elsner, P.; Eyerer, P.; Hirth, T.*: Kunststoffe- Eigenschaften und Anwendungen, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2008

## 13 Verwendete Abkürzungen und Symbole

Tabelle 5: In der Arbeit verwendete Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
A	Österreich
Abb.	Abbildung
bzw.	beziehungsweise
d.h.	das heißt
EPDM	Ethylen-Propylen-Dien-Terpolymer
Fa.	Firma
Gl.	Gleichung
HKR	Hochdruckkapillarrheometer
IR-Kamera	Infrarotkamera
Kap.	Kapitel
PA	Pennsylvania
SBR	Styrol-Butadien-Rubber
SER	Sentmanat Extensional Rheometer
Versuchsnr.	Versuchsnummer
vgl.	vergleiche
WA	Washington (Bundesstaat)

Tabelle 6: In der Arbeit verwendete Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\alpha$	Verhältnis von $R_0$ und $R_1$ in Abbildung 2	/
$\alpha_u$	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m <sup>2</sup> ·K)

### 13. Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\beta$	Stoffparameter zur Beschreibung der Druckabhängigkeit der Viskosität	$10^{-5}\text{bar}^{-1}$
$\dot{\gamma}$	Schergeschwindigkeit	$\text{s}^{-1}$
$\dot{\gamma}_{\text{ap}}$	scheinbare Schergeschwindigkeit	$\text{s}^{-1}$
$\dot{\gamma}_{\text{R}_0}$	Wandschergeschwindigkeit am Beginn des Einlaufs	$\text{s}^{-1}$
$\Delta p$	Einlaufdruckverlust	Pa
$\Delta p_0$	gemessener Einlaufdruckverlust	Pa
$\Delta p_E$	Einlaufdruckverlust zufolge Dehnung (E... Elongation)	Pa
$\Delta p_S$	Einlaufdruckverlust zufolge Scherung	Pa
$\Delta r$	radiale Diskretisierungsbreite	m
$\Delta T$	Temperaturänderung	$^{\circ}\text{C}$
$\Delta T_j$	lokale Temperaturerhöhung	$^{\circ}\text{C}$
$\overline{\Delta T}$	mittlere Temperaturänderung	$^{\circ}\text{C}$
$\Delta t$	Zeitdifferenz	s
$\varepsilon$	Emissionskoeffizient	/
$\dot{\varepsilon}$	Dehngeschwindigkeit	$\text{s}^{-1}$
$\eta_D$	Dehnviskosität	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\eta_E$	Dehnviskosität	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\eta_S$	Scherviskosität	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\eta_P$	Viskosität bei einem bestimmten Druck p	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\eta_T$	Viskosität bei einer bestimmten Temperatur T	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\bar{\eta}$	mittlere Scherviskosität	$\text{Pa}\cdot\text{s}$
$\Theta$	Düsen- oder Strömungsöffnungswinkel	$^{\circ}$
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
$\rho$	Materialdichte	$\text{kg}/\text{m}^3$

### 13. Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
$\tau$	Schubspannung	Pa
$\tau_{rz}$	Scherspannung	Pa
$\tau_{zz}$	Dehnspannung	Pa
$\bar{\tau}_{zz}$	mittlere Dehnspannung	Pa
$\phi$	Hilfsvariable zur Integration	/
$\varphi$	tangentiale Koordinate	rad
$A_j$	lokale rotationssymmetrische Fläche	m <sup>2</sup>
$a$	Konstante	Pa
$a_p$	Druckverschiebungsfaktor	/
$a_T$	Temperaturverschiebungsfaktor	/
$a_{T,D}$	Temperaturverschiebungsfaktor der Dehnviskosität	/
$a_{T,S}$	Temperaturverschiebungsfaktor der Scherviskosität	/
$B$	mathematischer Ausdruck	/
$b$	Konstante	Pa
$C$	mathematischer Ausdruck	/
$Ca$	Cameronzahl	/
$c_p$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	J/(kg·K)
$c_v$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen	J/(kg·K)
$D$	Deformationsgeschwindigkeitstensor	$\underline{\underline{s}}^{-1}$
$D_1$	vereinfachter Deformationsgeschwindigkeitstensor	$\underline{\underline{s}}^{-1}$
$d_i$	lokaler Düsendurchmesser	m
$E_0$	Aktivierungsenergie	J/mol
$h$	Index	/
$i$	Index	/
$J_{Int}$	numerisches Integral	/
$j$	Index	/



### 13. Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
K	Stoffparameter	$\text{Pa}\cdot\text{s}^n$
Konst.	Konstante	/
k	Variable	/
L	Stoffparameter	$\text{Pa}\cdot\text{s}^t$
L	Länge der Düse in Kapitel 4.2.1	m
$L_{\text{lokal}}$	lokale Länge	m
$L_{\text{gesamt}}$	Gesamtlänge der Düse bzw. des Strömungskonus	m
L/D	Verhältnis von Düsenlänge zu Düsendurchmesser beim HKR	/
l	lokale Länge	m
m	mathematischer Exponent	/
Nu	Nußeltzahl	/
n	Stoffparameter für den Potenzansatz, Fließexponent	/
n	mathematischer Exponent in Kap. 5.3	/
o	Index	/
Pr	Prandtlzahl	/
p	Index	/
$p_0$	Referenzdruck	bar
$p_1$	Zieldruck	bar
q	Index	/
R	Außenradius der Düse bzw. des Strömungskonus	m
R	universelle Gaskonstante in Kap. 2.1	$\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$
Re	Reynoldszahl	/
$R_{\text{Ende}}$	Düsenendradius	m
$R_{\text{Start}}$	Düseneinlafradius	m
$R_0$	lokaler Einlafradius	m
$R_1$	lokaler Auslafradius	m
r	radiale Koordinate	m

### 13. Verwendete Abkürzungen und Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
r	Index in Kapitel 5.3	/
s	Index	/
s	Konstante in Kapitel 2.2.2	/
$T_{h,i}$	Temperatur an der Stelle des Index h zur Zeit i	°C
$T_W$	Werkzeugwandtemperatur	°C
$T_0$	Ausgangstemperatur des Materials	°C
$T_0$	Referenztemperatur in Kapitel 2.1	K
$T_1$	Zieltemperatur	K
$\bar{T}$	volumenstrom-gemittelte Temperatur	°C
t	Zeit	s
t	Stoffparameter für den Potenzansatz, Fließexponent	/
u	Index	/
$\dot{V}$	Volumenstrom	m <sup>3</sup> /s
$\dot{V}_{\max}$	maximaler Volumenstrom	m <sup>3</sup> /s
$\dot{V}_{\min}$	minimaler Volumenstrom	m <sup>3</sup> /s
v	axiale Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$v_\phi$	tangentiale Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$v_j$	axiale Strömungsgeschwindigkeit an der Stelle des Index j	m/s
$v_r$	radiale Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$v_z$	axiale Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$\bar{v}$	mittlere axiale Strömungsgeschwindigkeit	m/s
x	Variable	/
z	axiale Koordinate	m

## 14 Anhang

### 14.1 Vollständige Materialdaten

#### 14.1.1 Semperit SBR A2542

*Tabelle 7: Viskositätsansatz für SBR A2542*

K	182573,76	(Pa·s <sup>n</sup> )
n	0,20	()
L	1472585,22	(Pa·s <sup>t</sup> )
t	0,47	()
$\Delta E_{0,S}$	6596	(J)
$\Delta E_{0,D}$	22425	(J)
Referenztemperatur, Scherung	100	(°C)
Referenztemperatur, Dehnung	80	(°C)

*Tabelle 8: Wärmeleitfähigkeit für SBR A2542*

$\lambda$	0,35	(W/(mK))
-----------	------	----------

*Tabelle 9: Dichte für SBR A2542*

$\rho$	1315	(kg/m <sup>3</sup> )
--------	------	----------------------

*Tabelle 10: spezifische Wärmekapazität für SBR A2542*

$c_p$	1460	(J/(kgK))
-------	------	-----------

**14.1.2 Erwin Mach Gummitechnik EPDM EM503-1***Tabelle 11: Viskositätsansatz für EPDM EM503-1*

K	124577,42	(Pa·s <sup>n</sup> )
n	0,13	()
L	625905,68	(Pa·s <sup>t</sup> )
t	0,59	()
$\Delta E_{0,S}$	1491	(J)
$\Delta E_{0,D}$	15178	(J)
Referenztemperatur, Scherung	80	(°C)
Referenztemperatur, Dehnung	60	(°C)

*Tabelle 12: Wärmeleitfähigkeit für EPDM EM503-1*

$\lambda$	0,24	(W/(mK))
-----------	------	----------

*Tabelle 13: Dichte für EPDM EM503-1*

$\rho$	1040	(kg/m <sup>3</sup> )
--------	------	----------------------

*Tabelle 14: spezifische Wärmekapazität für EPDM EM503-1*

$c_p$	1820	(J/(kgK))
-------	------	-----------

**14.2 Vollständige Messergebnisse**

Nachstehend werden die Ergebnisse der Versuche des gesamten Versuchsplans in Diagrammen dargestellt (Abbildung 53 - Abbildung 76).

**14.2.1 SBR A2542**

Tabelle 15 zeigt die in Nebenversuchen ermittelten Starttemperaturen gemäß der in Kapitel 8.1.1 Methode.

Tabelle 15: Starttemperaturen bei SBR A2542 abhängig vom Volumenstrom

eingestellte Temperatur (°C)	Volumenstrom (cm <sup>3</sup> /s)	gemessene Temperatur (°C)
80	4,42	81,3
	8,84	81,6
	13,25	81,8
	17,67	82,3
100	8,84	97,2
	17,67	97,6
	22,09	97,8
	26,51	98,0
	33,13	98,3
	35,34	98,4

Man erkennt, dass die eingestellten Temperaturen nicht exakt erreicht wurden. Die Unterschiede zwischen minimalem und maximalem Volumenstrom sind jedoch relativ gering.

In Abbildung 53 bis Abbildung 64 sind die Berechnungs- und Messergebnisse für SBR A2542 dargestellt.

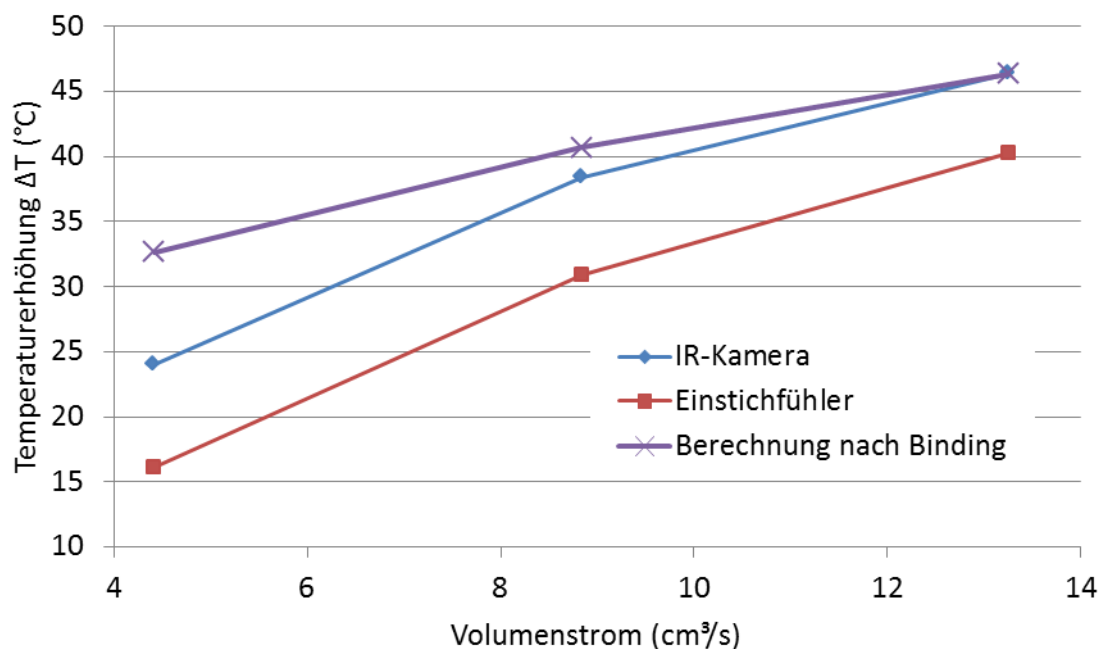


Abbildung 53: Versuchsnr. 1-3, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $81,8^\circ\text{C}$

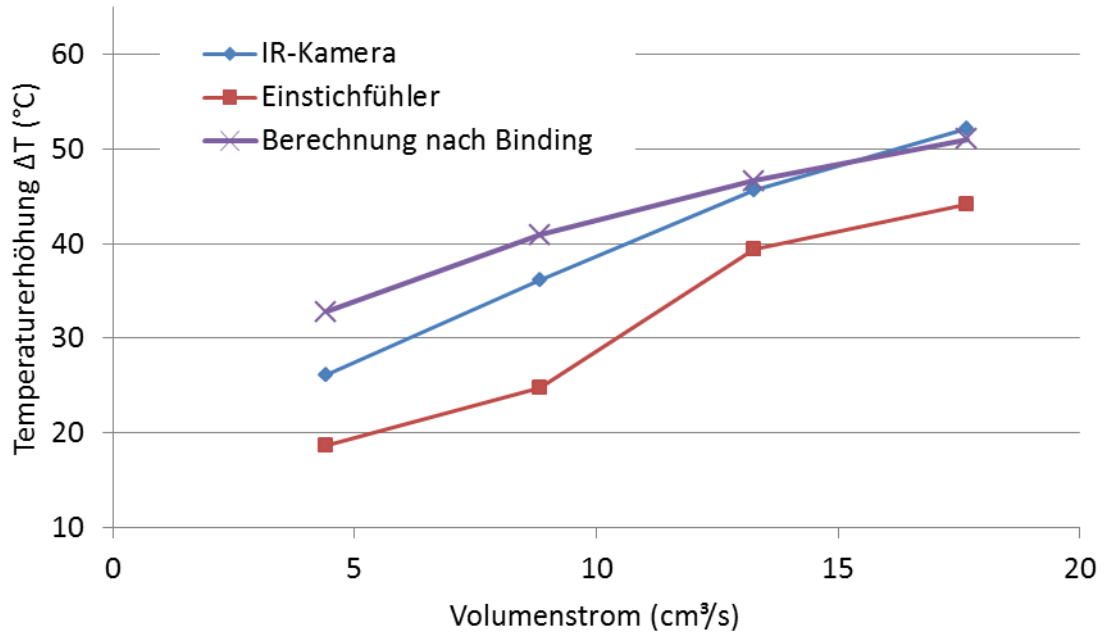


Abbildung 54: Versuchsnr. 8-11, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 30^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 81,8°C

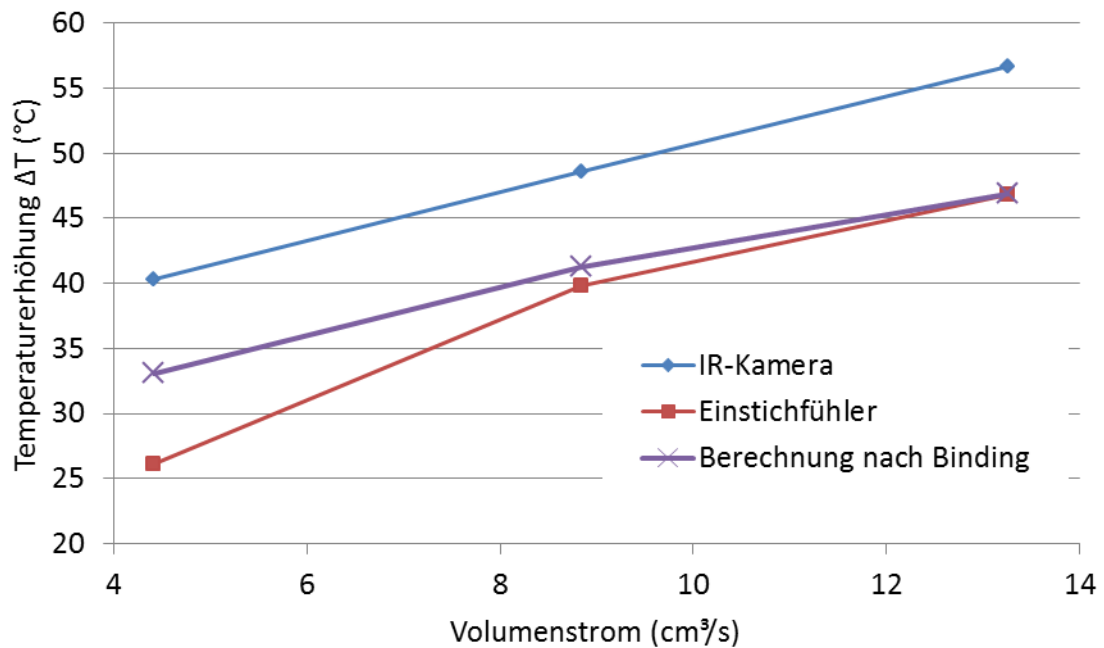


Abbildung 55: Versuchsnr. 16-18, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 45^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 81,8°C

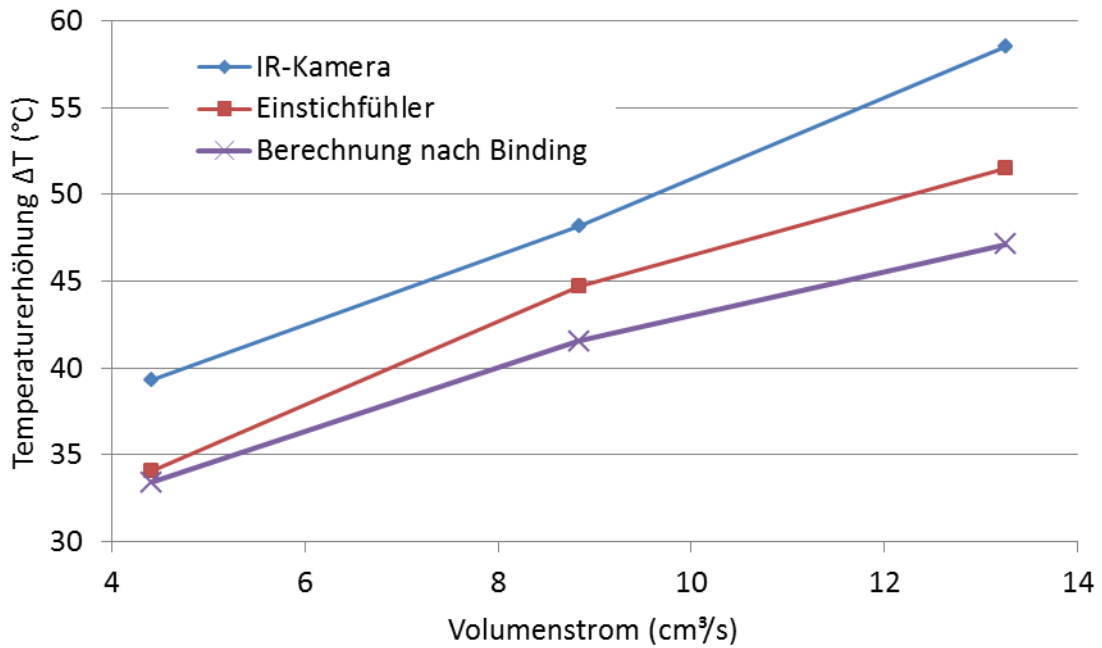


Abbildung 56: Versuchsnr. 22-24, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 60^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $81,8^\circ\text{C}$

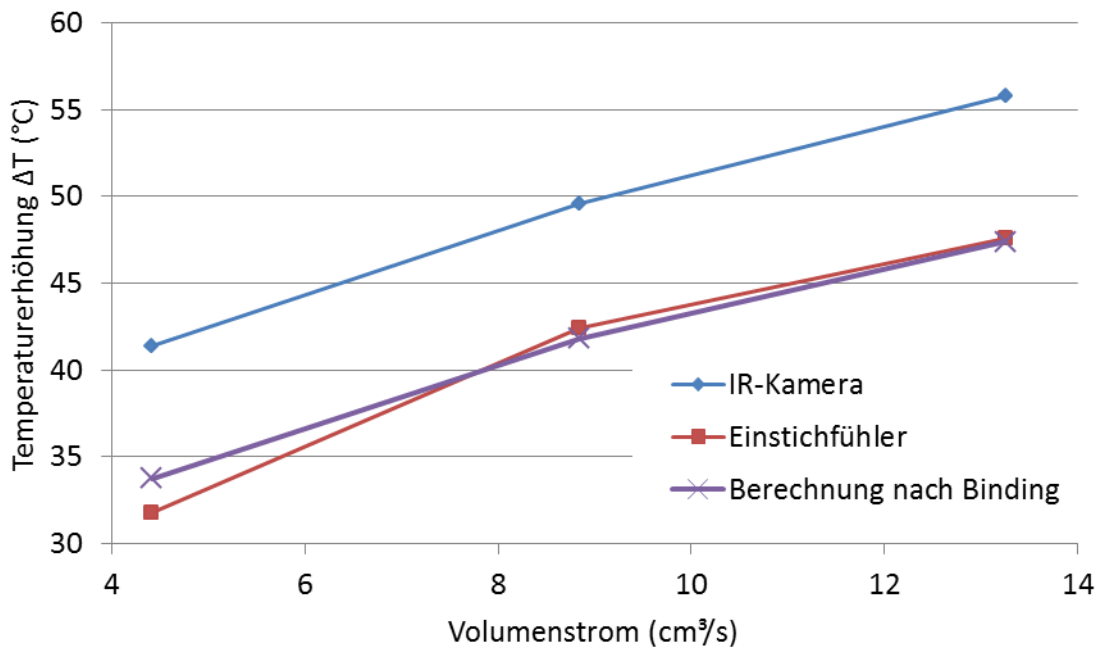


Abbildung 57: Versuchsnr. 28-30, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 75^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $81,8^\circ\text{C}$

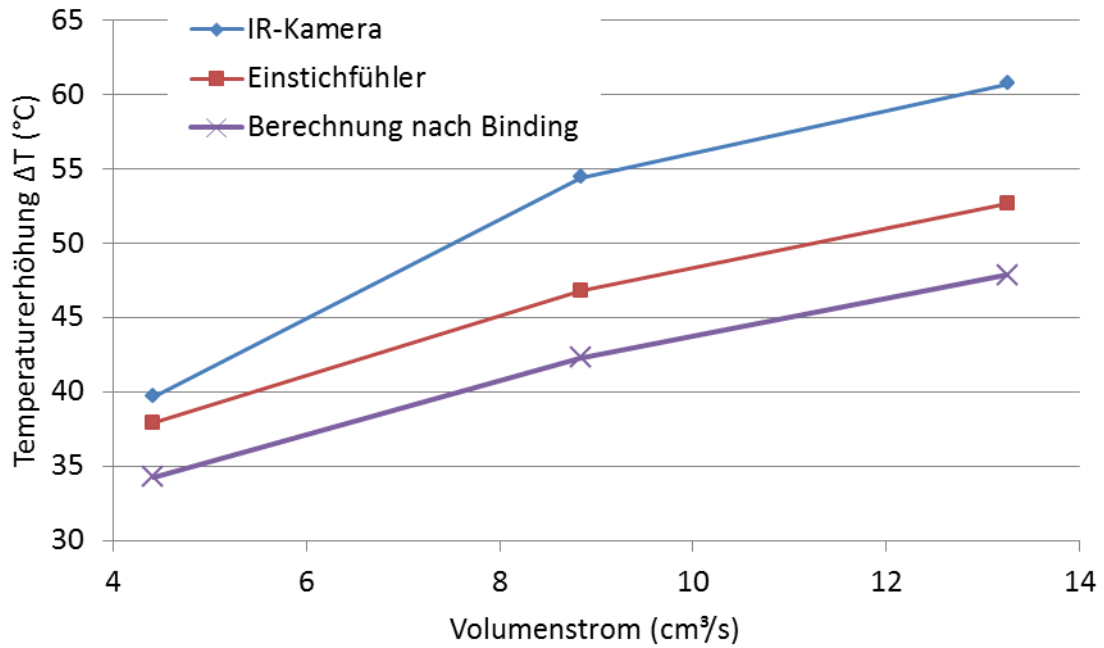


Abbildung 58: Versuchsnr. 34-36, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 90^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $81,8^\circ\text{C}$

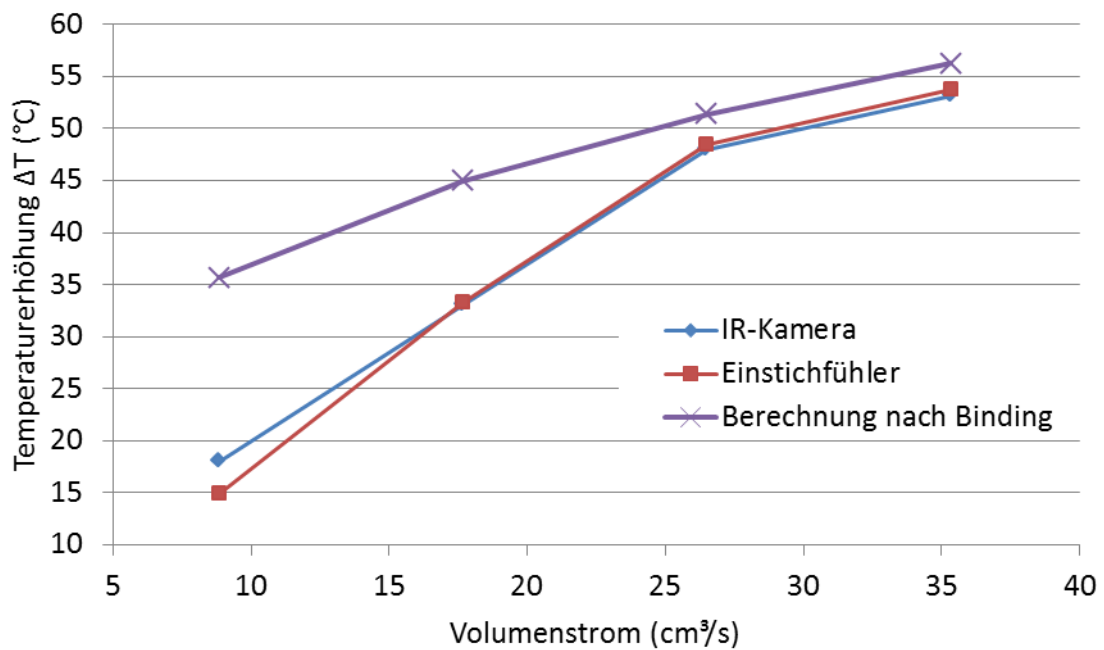


Abbildung 59: Versuchsnr. 4-7, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $97,9^\circ\text{C}$



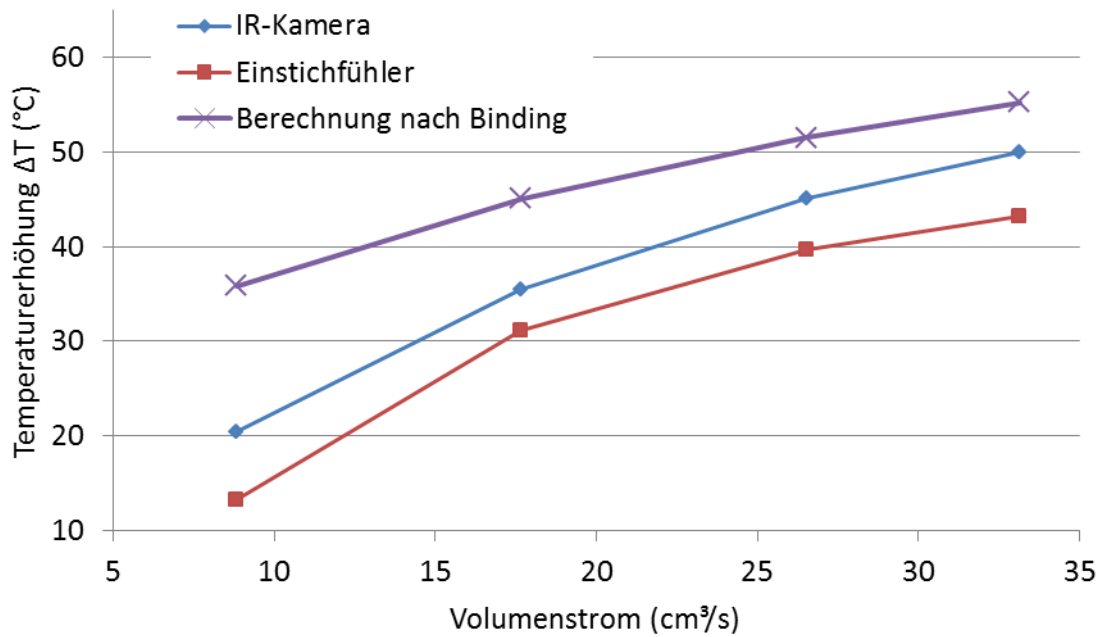


Abbildung 60: Versuchsnr. 12-15, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 30^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 97,9°C

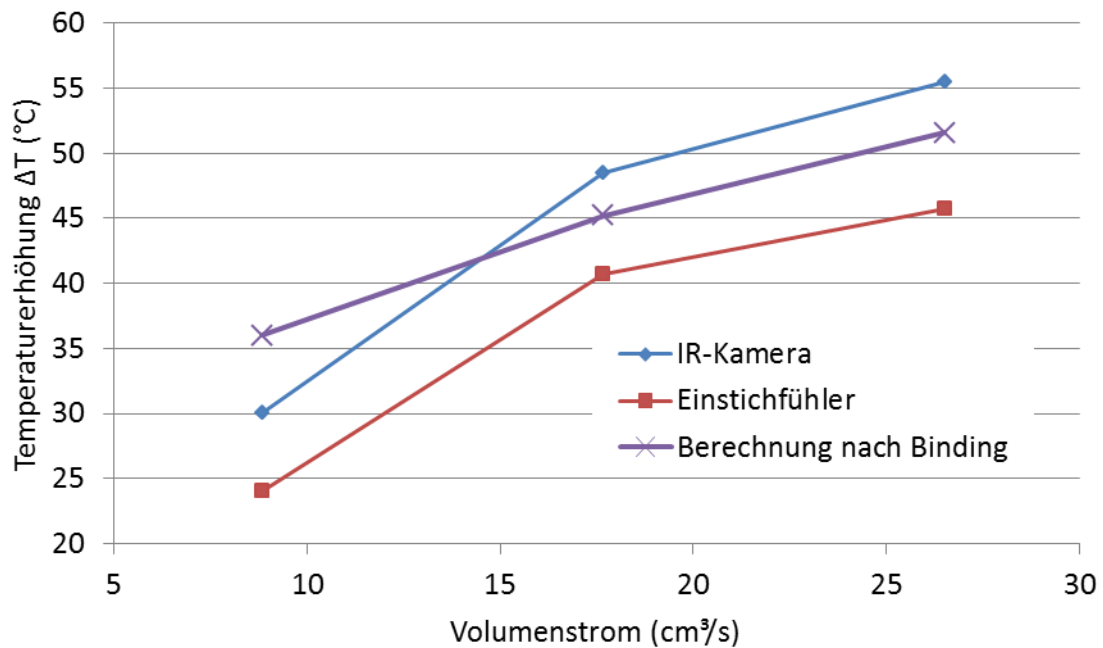


Abbildung 61: Versuchsnr. 19-21, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 45^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 97,9°C

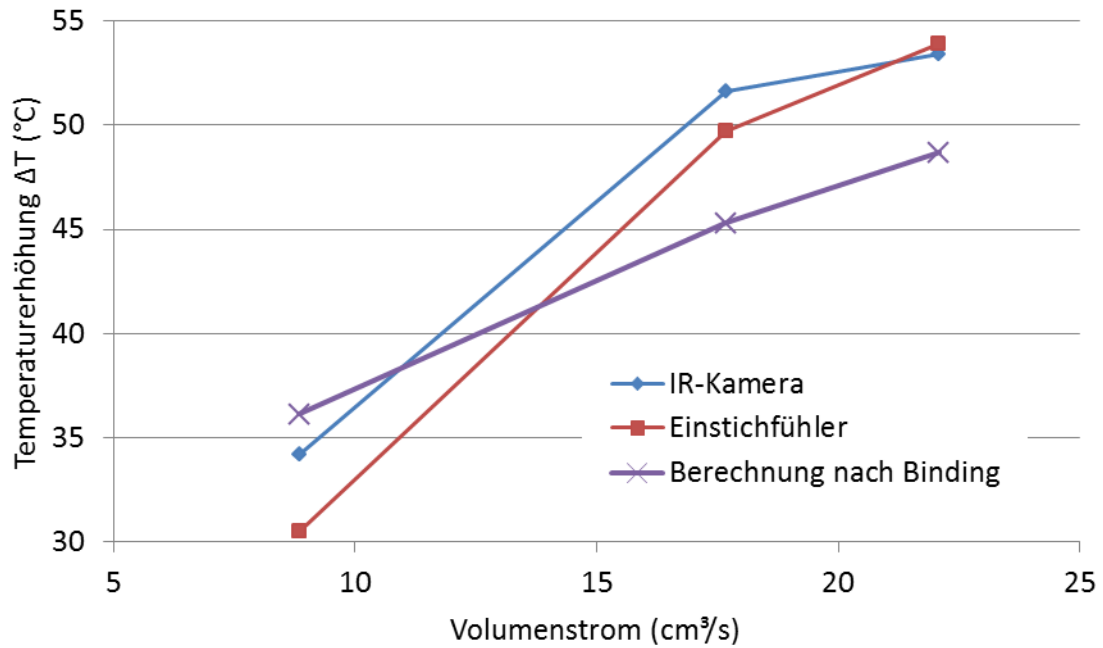


Abbildung 62: Versuchsnr. 25-27, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 60^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 97,9°C

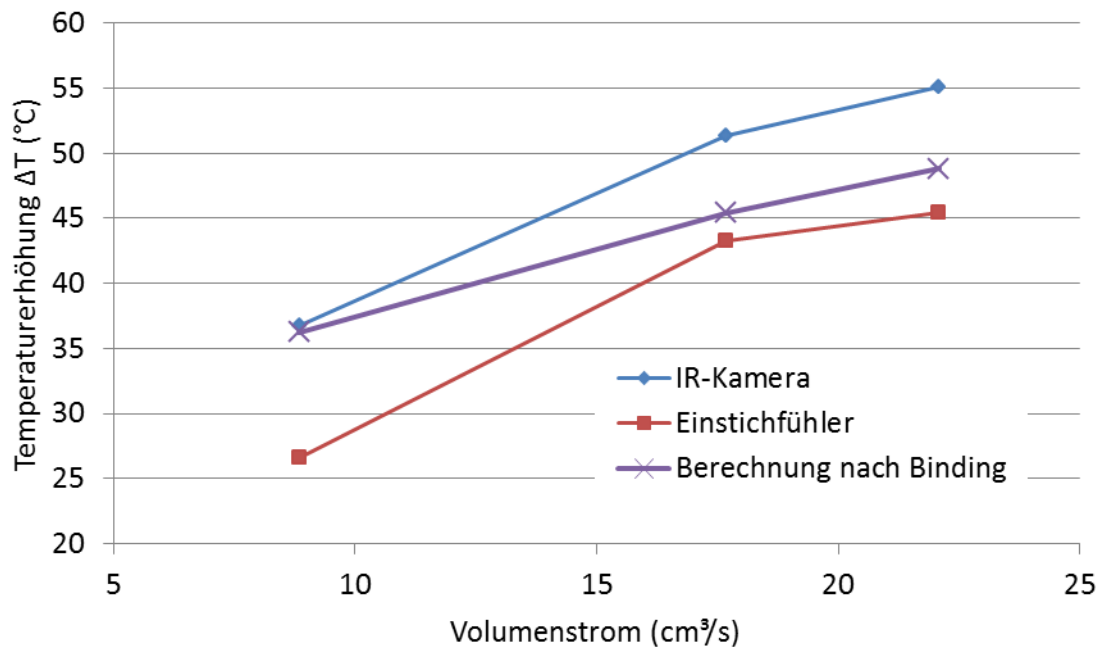


Abbildung 63: Versuchsnr. 31-33, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 75^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur 97,9°C

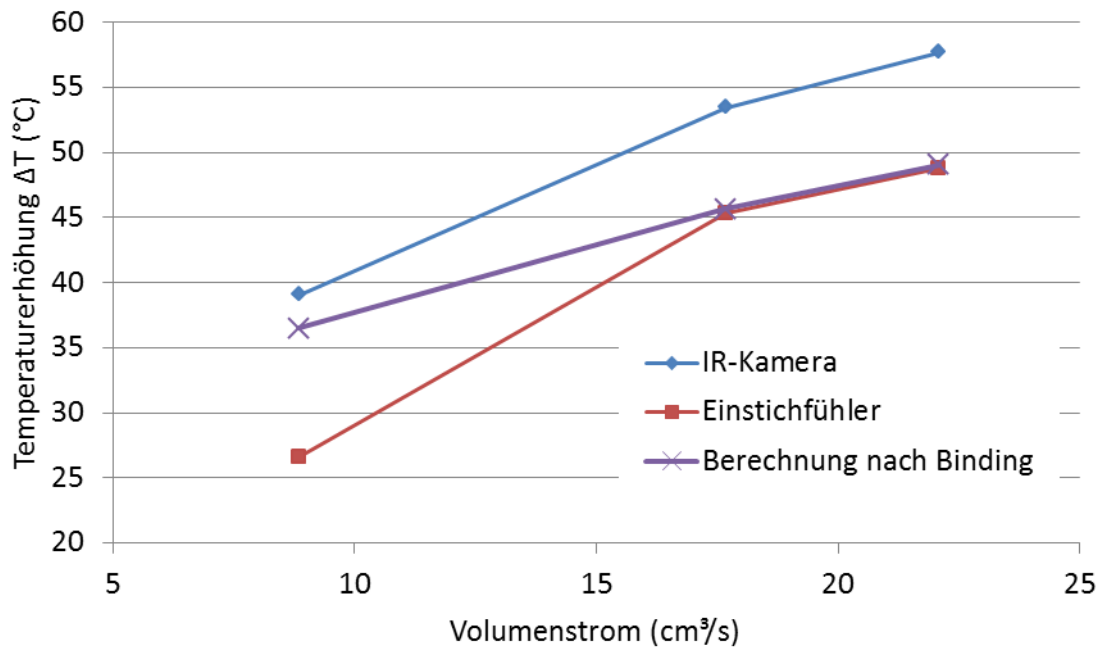


Abbildung 64: Versuchsnr. 37-39, SBR A2542, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 90^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $97,9^\circ\text{C}$

#### 14.2.2 EPDM EM503-1

Auch für das EPDM EM503-1 wurden tatsächliche Starttemperaturen abhängig vom Volumenstrom gemessen, wie Tabelle 16 zeigt.

Tabelle 16: Starttemperaturen bei EPDM EM503-1 abhängig vom Volumenstrom

eingestellte Temperatur ( $^\circ\text{C}$ )	Volumenstrom ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )	gemessene Temperatur ( $^\circ\text{C}$ )
60	4,42	59,5
	8,84	59,7
	17,67	60,1
	26,51	60,5
80	8,84	76,1
	13,25	76,2
	17,67	76,3
	26,51	76,5
	33,13	76,7
	35,34	76,8

Ähnlich wie bei SBR A2542 ist eine Abhängigkeit vom Volumenstrom zu messen, die jedoch unter  $1^\circ\text{C}$  liegt. Die Abb. 65-76 zeigen die Berechnungs- und Messergebnisse für die Mischung EPDM EM 503-1.

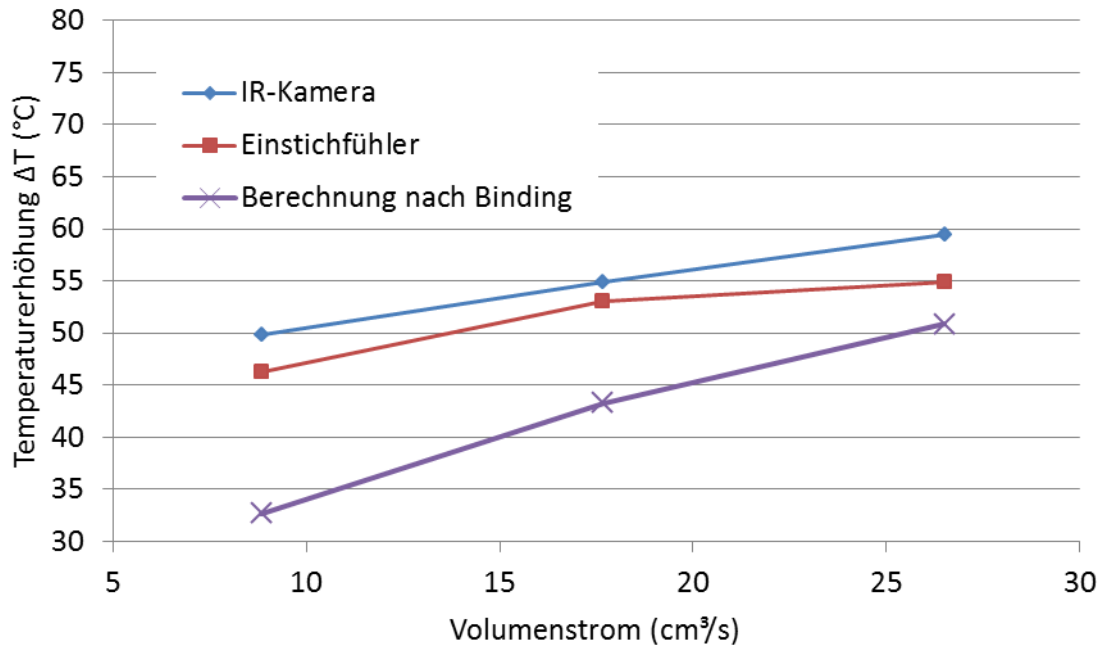


Abbildung 65: Versuchsnr. 40-42, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

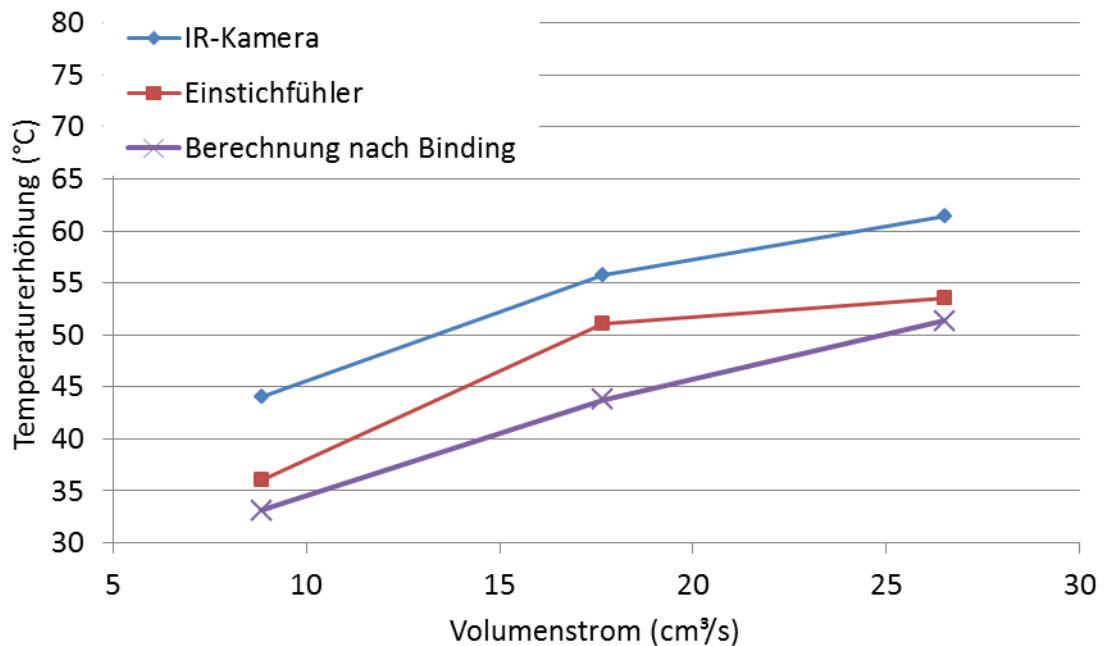


Abbildung 66: Versuchsnr. 46-48, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 30^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

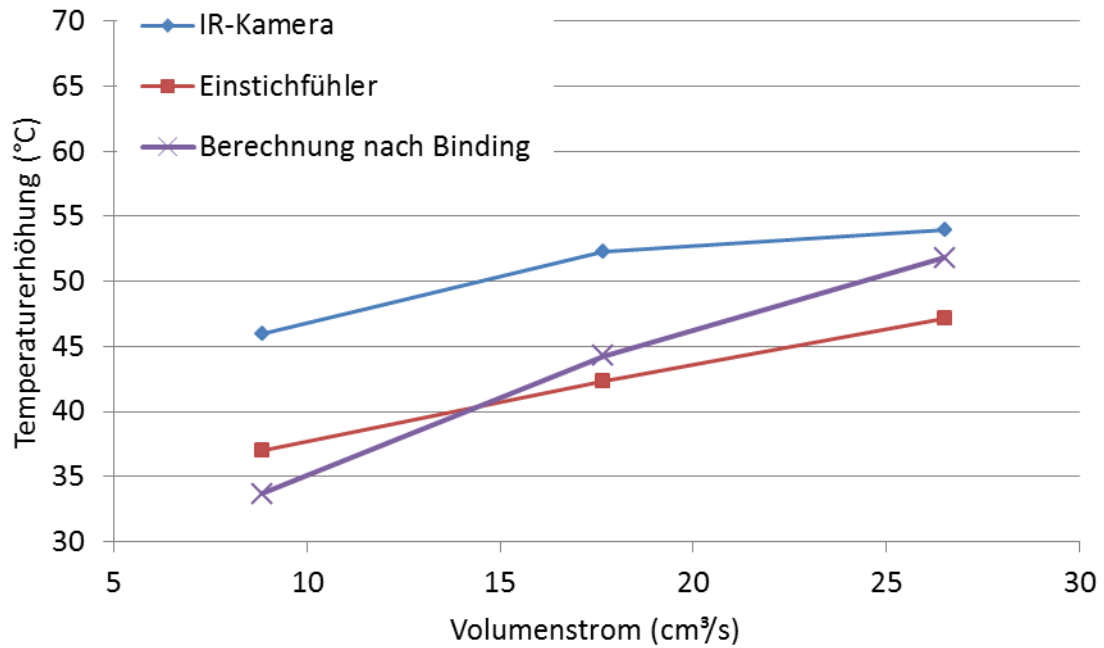


Abbildung 67: Versuchsnr. 52-54, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 45^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

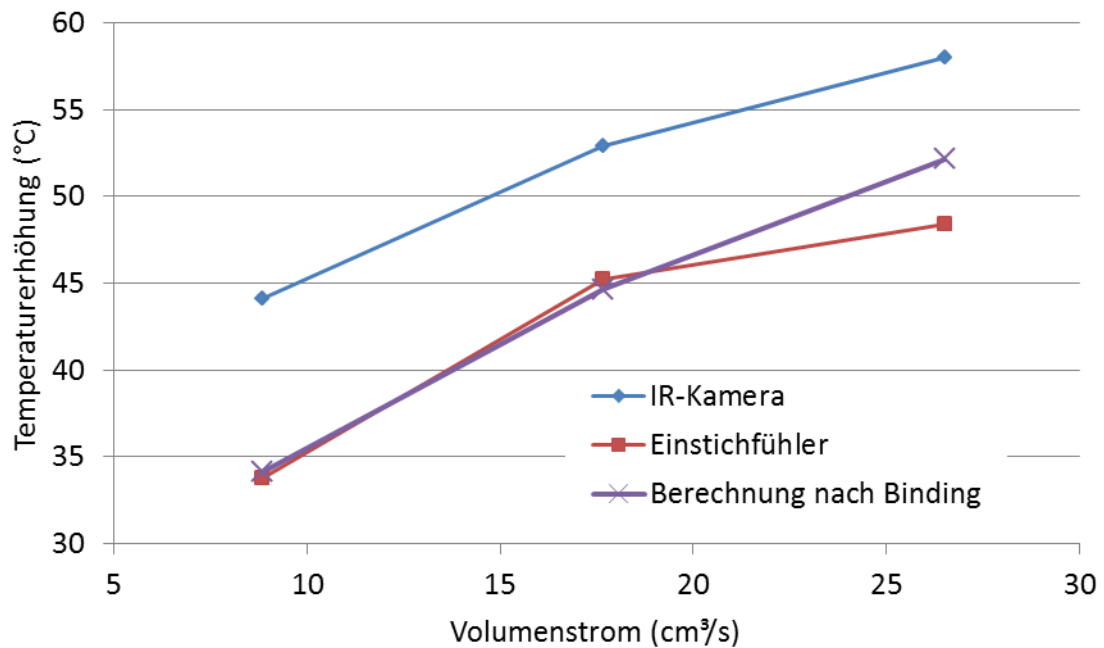


Abbildung 68: Versuchsnr. 59-61, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 60^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

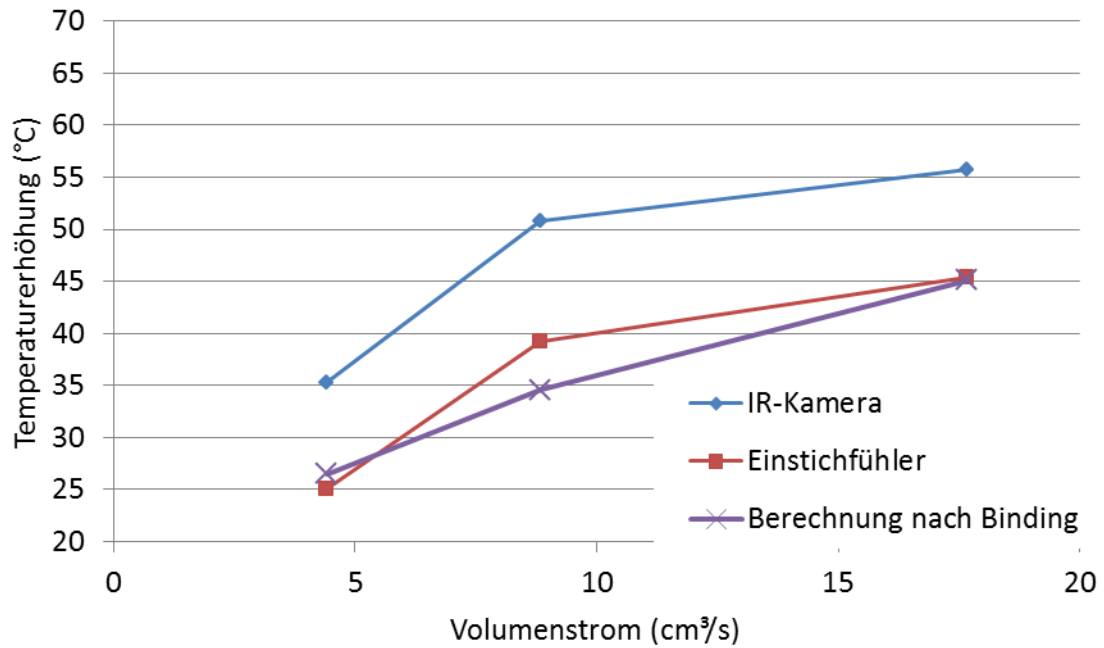


Abbildung 69: Versuchsnr. 65-67, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 75^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

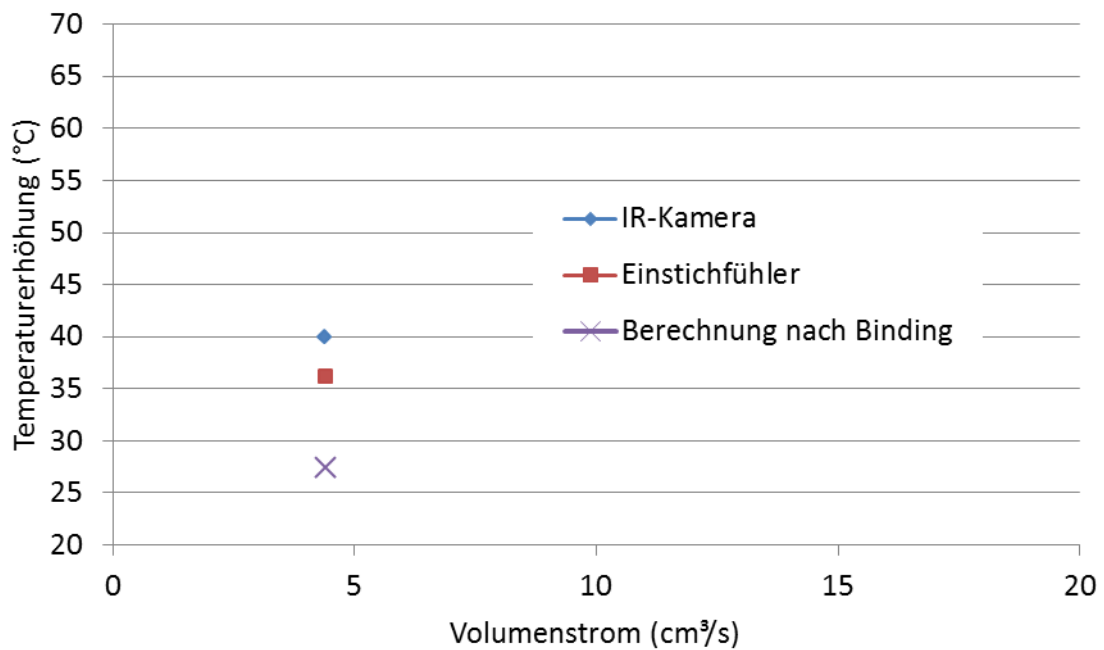


Abbildung 70: Versuchsnr. 70, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 90^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $60,0^\circ\text{C}$

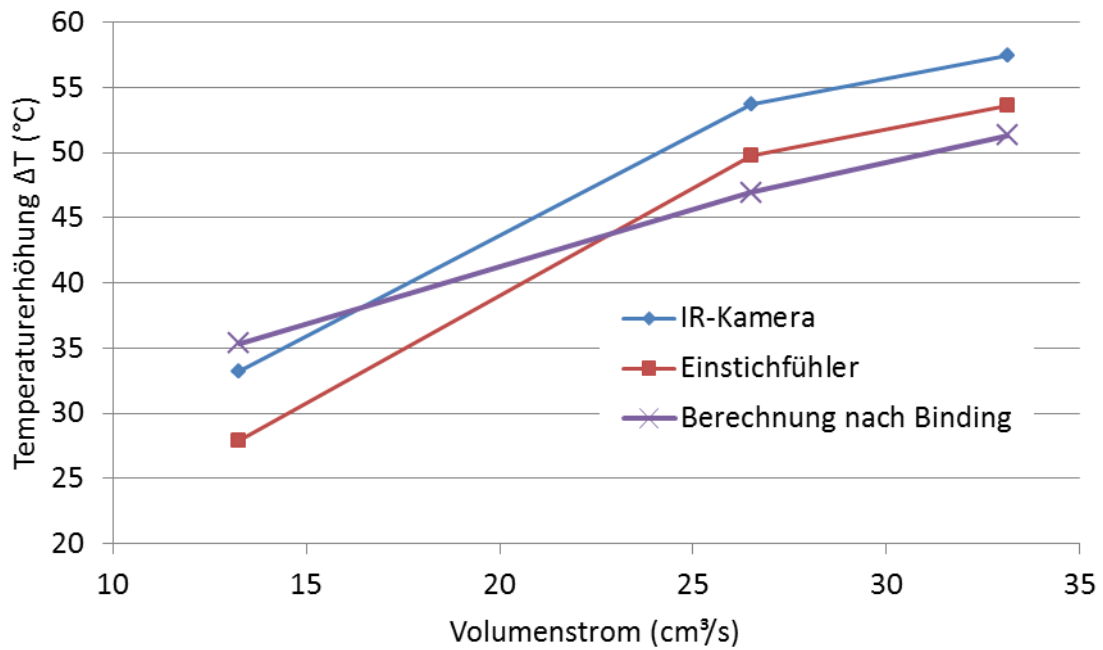


Abbildung 71: Versuchsnr. 43-45, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 20^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$

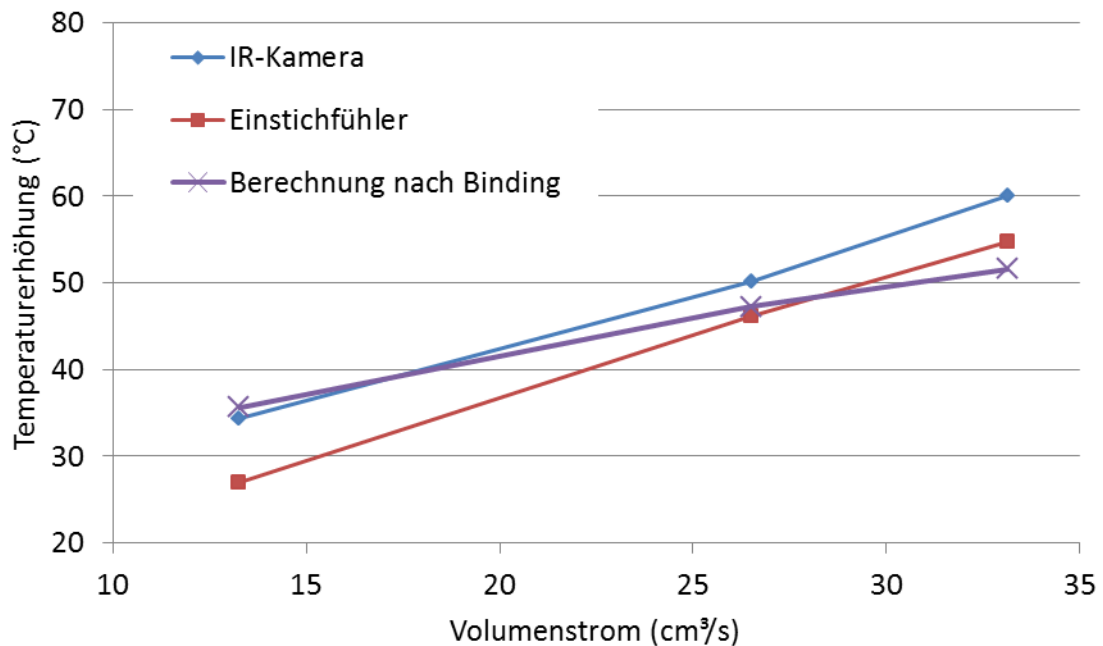


Abbildung 72: Versuchsnr. 49-51, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 30^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$

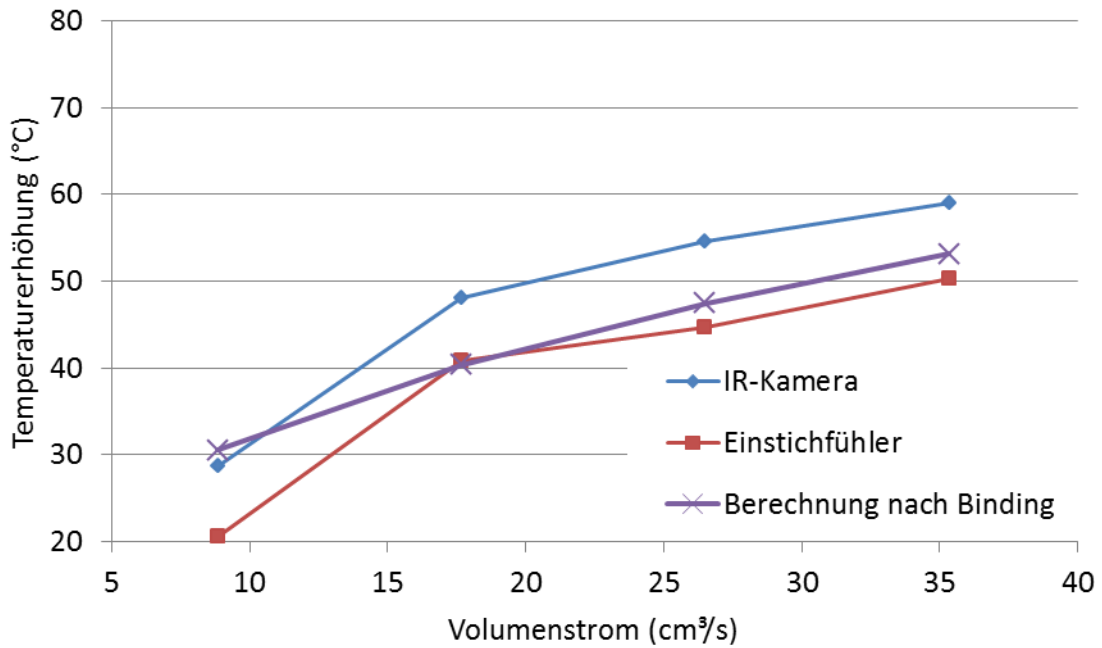


Abbildung 73: Versuchsnr. 56-58, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 45^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$

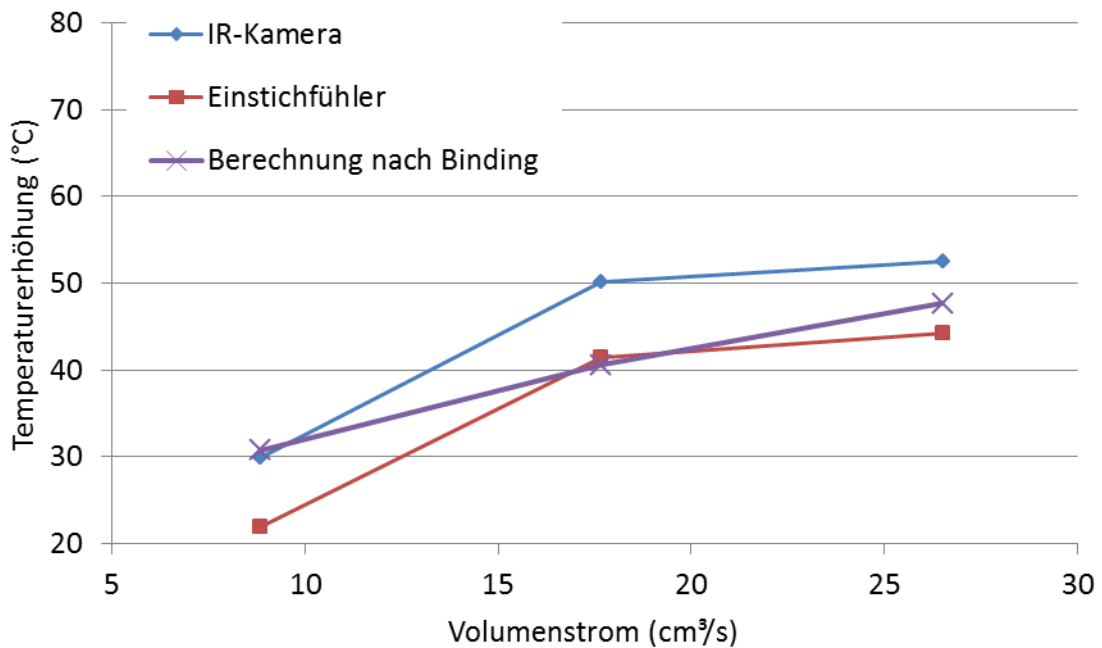


Abbildung 74: Versuchsnr. 62-64, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 60^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$



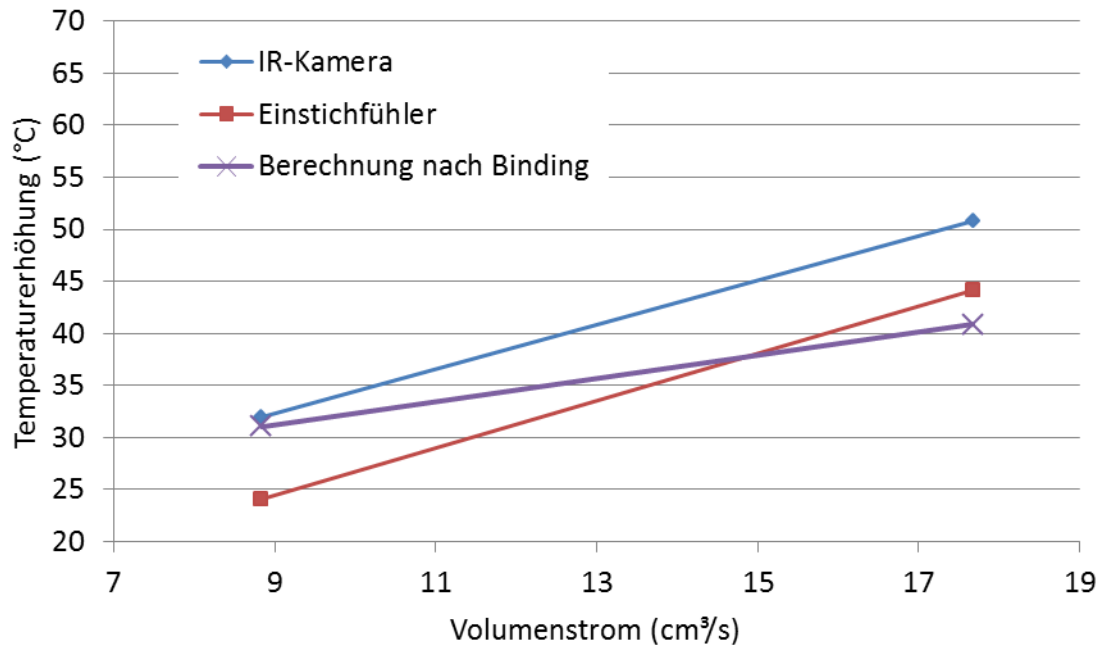


Abbildung 75: Versuchsnr. 68-69, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 75^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$

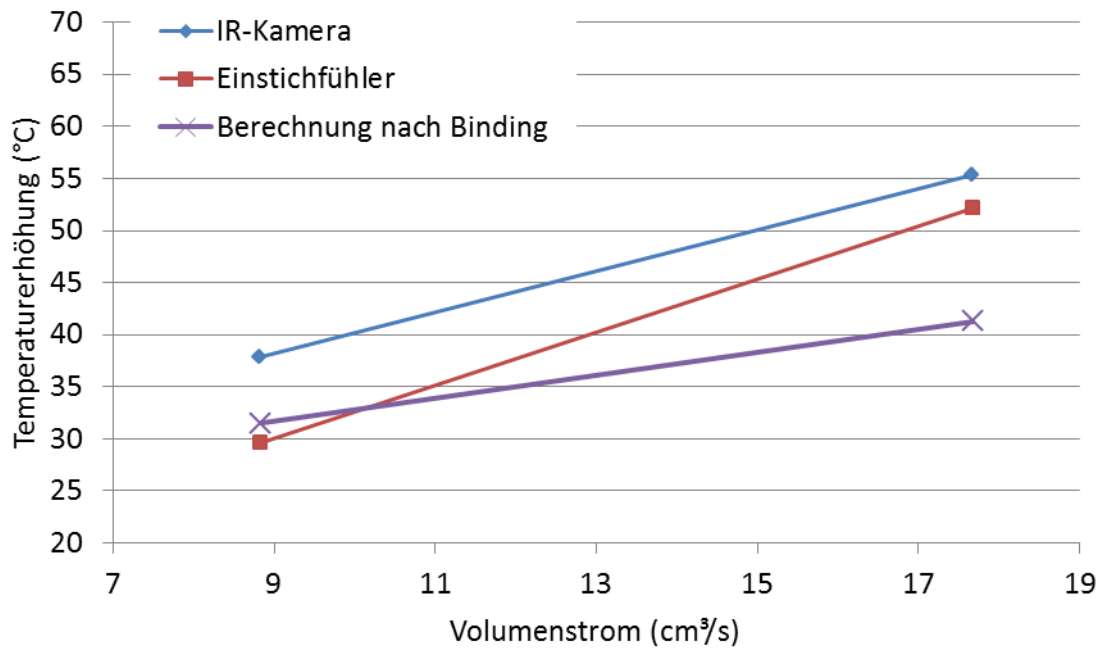


Abbildung 76: Versuchsnr. 71-72, EPDM EM503-1, Düsenöffnungswinkel  $\theta = 90^\circ$ , durchschnittliche Starttemperatur  $76,4^\circ\text{C}$