

BRANDSCHUTZ - FORSCHUNG

DER BUNDESLÄNDER

BERICHTE

Löscheinsatz bei gelagerten Stoffen

Teil II: Literaturübersicht und Berechnungs-
grundlagen für die Wärmeübertragung
bei Tropfen in einer Heißgasströmung

54

ARBEITSGEMEINSCHAFT DER INNENMINISTERIEN DER BUNDESLÄNDER
ARBEITSKREIS V – UNTERAUSSCHUSS "FEUERWEHRANGELEGENHEITEN"

Arbeitsgemeinschaft der Innenministerien der Bundesländer
Arbeitskreis V - Unterausschuß "Feuerwehrangelegenheiten"

Forschungsbericht Nr.54

Löscheinsatz bei gelagerten Stoffen
Teil 2: Literaturübersicht und
Berechnungsgrundlagen
für die Wärmeübertragung
bei Tropfen in einer
Heißgasströmung

von
Dipl.-Ing. Hermann Schatz
und
Dipl.-Ing. Jürgen Kunkelmann

Forschungsstelle für Brandschutztechnik
an der Universität Karlsruhe (TH)

Karlsruhe
September 1985

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG	1
2. LITERATURÜBERSICHT: WÄRME UND STOFFAUSTAUSCH AN TROPFEN IN EINER RAUCHGASSTRÖMUNG	2
3. BERECHNUNGSGRUNDLAGEN	16
3.1 Fallbewegung und Widerstand	16
3.2 Modellvorstellung	19
3.3 Wärme- und Stoffaustausch am fallenden Tropfen	20
3.4 Übertragene Wärmemenge an einen Tropfen	21
3.5 Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten	22
3.6 Lösungsmethode	24
3.7 Rauchgasströmung	24
4. RECHENERGEBNISSE UND DISKUSSION	27
5. BESCHREIBUNG DES RECHENPROGRAMMES	33
6. ZUSAMMENFASSUNG	34
7. FORMELZEICHEN	35
8. LITERATURVERZEICHNIS	38
9. TABELLE UND BILDER	45

1. EINLEITUNG UND ZIELSETZUNG

Bei der Lagerung von Stoffen entstehen hohe Brandrisiken, die im Falle eines Schadenfeuers das Eingreifen durch die Feuerwehr sehr erschweren. Als vorbeugende Brandschutzmaßnahmen werden in diesen Fällen ortsfeste Löschanlagen installiert, wobei als häufigstes Löschmittel Wasser verwendet wird.

Bei einem Einsatz hängt die Löschwirkung, die von einer ortsfesten Löschanlage ausgeht, hauptsächlich von ihrer ordnungsgemäßen Installation und dem rechtzeitigen Auslösen der Anlage ab, d.h. sie sollte ohne wesentliche Zeitverzögerung einsetzen, was wiederum ein funktionsgerechtes Ansprechen der Meldeeinrichtung voraussetzt.

Die aus einer ortsfesten Löschanlage austretende Löschwassermenge und die räumliche Verteilung der an der Löschdüse entstehenden Tropfen beeinflussen ebenso den Löscherfolg wie die Tropfengröße und der Anfangsimpuls der Tropfen.

Diese wesentlichen Kriterien geben u.a. Aufschluß darüber, ob ein aus einem Sprinkler austretender Tropfen entgegen der Brandrauchströmung den Brandherd erreichen kann oder nicht.

Die bisherigen Arbeiten /1/ befassen sich u.a. mit einer Literaturübersicht über die Verbesserung der Löschwirkung von Wasser durch Versprühen. Dabei wurde näher auf die Zerstäubung des Wassers eingegangen, die für den Löschvorgang eine entscheidende Rolle spielt. Weiterhin wurden einige mathematische Ansätze für die Zerstäubung und den Wärmeübergang am Wassertropfen genannt und von der Stabilität der Tropfen berichtet. Zusätzlich wurde bei Untersuchungen an unterschiedlichen Testbränden auf die jeweils löschwirksamen Tropfengrößen hingewiesen, die zwischen 0,1 mm und 1,5 mm liegen. Diesbezüglich wird weitere Literatur ergänzend ausgewertet.

Als Weiterführung wird im vorliegenden Bericht auf die Grundlagen einer Diplomarbeit /2/ zurückgegriffen, in der der Tropfenabbau

durch Verdampfen in einer realen Brandbedingungen entsprechenden Heißgasströmung rechnerisch simuliert wird. Dabei wird angenommen, daß ein Tropfen aus einer Düse in eine senkrecht nach oben gerichtete Strömung eintritt. Die Anfangsgeschwindigkeit des Tropfens, sowie dessen Einsprühwinkel werden vorgegeben und als Strömung eine über einer Wärmequelle entstehende, nach oben gerichtete freie Konvektionsströmung angenommen.

Der Tropfenabbau wird durch das Lösen der Wärme-, Massen- und Impulsbilanzen am Einzeltropfen unter Zugrundelegung der für das System relevanten Anfangs- und Randbedingungen gelöst.

2. LITERATURÜBERSICHT: WÄRME- UND STOFFAUSTAUSCH AN TROPFEN IN EINER RAUCHGASSTRÖMUNG

In zahlreichen Forschungsarbeiten wird der Wärme- und Stoffübergang an Tropfen oder auch an festen Teilchen behandelt.

Schlünder /3/ beschreibt Vorgänge in Zerstäubungstrocknern, wobei dem Wärme- und Stoffaustausch sowie der Trocknung an einzelnen, ruhenden Wassertropfen mit und ohne dispergiertem Feststoff eine bedeutende Rolle zukommt. Der bei diesen Untersuchungen zugrunde liegende Temperaturbereich liegt zwischen 20 °C und 700 °C. Bei der Berechnung von Stoffwerten wurde für die Temperatur das arithmetische Mittel zwischen Luft- und Tropfentemperatur gebildet. Weiterhin wird die Fallbewegung trocknender Einzeltropfen sowie ganzer Sprühnebel aus verschiedenen großen Tropfen untersucht. In diesem Fall wird die Gleichstrombewegung von Tropfen und Luft behandelt.

Bei der Verdunstung von Wassertropfen in Luft liegt fast immer die zu jedem Momentanwert des Tropfenradius gehörende stationäre Temperatur- und Dampfdruckverteilung vor. Dies gilt auch für hohe Lufttemperaturen. Dabei ist der thermische Anlaufvorgang bei konstantem Tropfenradius, d.h. Erwärmen oder Abkühlen des Tropfens auf Gleichgewichtstemperatur, innerhalb eines Bruchteiles der

gesamten Verdunstungszeit bereits beendet. Die Annahme des Temperaturengleiches im Tropfeninnern und der quasistationäre Wärme- und Stofftransport auf der Luftseite werden als zulässig betrachtet. Dagegen entsteht ein geringer Fehler, wenn beim fallenden und gleichzeitig schrumpfenden Tropfen, also verzögerter Fallbewegung, mit der zu jedem Momentanwert des Tropfenradius gehörenden stationären Sinkgeschwindigkeit gerechnet wird.

Bei der Berechnung des Trocknungsablaufes fallender Sprühnebel treten Unterschiede auf, je nachdem, ob die Tropfen und die Luft in gleicher Richtung strömen (Gleichstrom) oder ob die Luft den Tropfen entgegenströmt (Gegenstrom). Bei letzterem tritt der Fall ein, daß bei einer großen Massenänderung der Tropfen, diese nach einem gewissen Fallweg von der entgegenkommenden Luft mitgerissen werden und somit ihre ursprüngliche Bewegungsrichtung umkehren und dabei mit anderen Tropfen kollidieren und koagulieren. Es ist demnach nicht möglich, einen stetigen Ablauf aller Einzeltropfenschicksale anzunehmen und diese aufzusummieren.

Wahl /4/ verwendet für die Berechnung des Kräftegleichgewichts an einem Einzeltropfen die Impulsbilanz, wobei die Trägheitskraft, die Gewichtskraft und die Widerstandskraft berücksichtigt werden. Bei der Änderung des Tropfendurchmessers längs des Fallweges wird die Wärme- und Stoffübertragung in der Gasphase quasistationär angenommen, während sich das entsprechende Temperatur- und Konzentrationsfeld verzögerungsfrei einstellt. Bei der Berechnung wurde die durch Strahlung übertragene Wärmemenge sowie die zur Erwärmung des entstehenden Dampfes auf Umgebungstemperatur benötigte Wärmemenge nicht berücksichtigt, wodurch ein resultierender Fehler von max. 3% der übertragenen Wärmemenge entsteht.

Hilprecht /5/ gibt zunächst eine Aufstellung bekannter Ergebnisse von Untersuchungen von mehreren Autoren des Impuls- und Stoffaustausches an Partikeln. Dabei wird sowohl auf die stationäre und instationäre Partikelbewegung als auch auf den instationären Stoffaustausch eingegangen. Es wurden theoretische Untersuchungen über die Fallbewegung von Partikeln nur für schleichende Strömungen durchgeführt. Mit Ausnahme der quasistationären Rechenmethoden

wurden bei höheren Fallgeschwindigkeiten experimentelle Daten korreliert. Der instationäre Wärme- und Stoffaustausch wurde mit stationären Geschwindigkeitsverteilungen untersucht.

Die Arbeit befaßt sich weiterhin mit dem Einfluß der instationären Strömungsfelder auf den Wärme- und Stoffaustausch und vergleicht mit bisherigen Rechnungen. Dabei wird der Transportwiderstand nur in der fluiden Phase berücksichtigt. Mittels Kennzahlen, Rand- und Nebenbedingungen werden die Reynolds-Zahl, der Widerstandsbeiwert und der Fallweg des Teilchens berechnet. Zur Lösung der vollständigen Transportgleichungen auf numerischem Wege gilt der Newtonsche Schubspannungsansatz sowie konstante Stoffgrößen und konstante geometrische Abmessungen. Kleine Tropfen werden aufgrund der Oberflächenspannung als starre Kugeln betrachtet. Das umgebende Fluid wird durch die Partikel nicht gestört. Außerdem seien die auftretenden Wärme- und Stoffstromdichten so klein, daß die freie Konvektion vernachlässigt wird. Das Geschwindigkeitsfeld und das Konzentrationsfeld beeinflussen sich gegenseitig nicht, so daß auch der Impuls- und Stofftransport getrennt behandelt werden können. Zusätzlich wird Analogie zwischen dem Wärme- und Stofftransport angenommen, was bedeutet, daß für beide Vorgänge die gleichen Gesetze gelten und die Ergebnisse auf den instationären Wärmeübergang anwendbar sind.

Ranz und Marshall /6/ beschreiben die Verdampfung sowohl von reinen Flüssigkeitstropfen als auch von solchen mit ungelösten Feststoffen. Die Berechnung erfolgt für den stationären Fall, wobei die Wärme durch Konduktion und Konvektion zugeführt wird. Der betrachtete Bereich der Reynolds-Zahlen für die Berechnung der Nusselt- und Sherwood-Zahl wird zwischen 0 und 200 angegeben. Für die Nusselt-Zahl wird folgende Gleichung angegeben:

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{ Pr}^{1/3} \text{ Re}^{1/2} \quad (1)$$

Ranz /7/ beschreibt die Verdampfung eines Flüssigkeitstropfens in einer Umgebung mit hoher Temperatur. Bei der Aufstellung der

Wärmebilanz wird der Massentransport, die Wärmestrahlung oder die Wärmeleitung berücksichtigt. Wird der stationäre oder quasi-stationäre Fall untersucht, wird die Konvektion vernachlässigt.

Rasbash /8/ beschreibt die Wärmeübertragung zwischen versprühtem Wasser und frei brennenden Kohlenwasserstoffflammen bei vollständiger Verbrennung. Er geht von der von Ranz und Marshall /6/ aufgestellten Gleichung (1) für die Nusselt-Zahl aus, stellt jedoch fest, daß die Verdampfungszeit verschieden großer Tropfen 60% größer ist als die aus der Gleichung berechnete.

In diesem Zusammenhang wird über andere Autoren berichtet, die bei Untersuchungen in heißen Gasen von 600 °C Tropfen verdampften und dabei feststellten, daß der Wärmetransport geringer war als er von Ranz und Marshall /6/ angegeben wurde.

Rasbash gibt eine Gleichung mit einem multiplikativen Korrekturfaktor an, die die isolierende Wirkung der Dampfschicht berücksichtigt. Dies bedeutet, daß die Verdampfungsrate vermindert wird. Die Notwendigkeit einer derartigen Korrektur wird von Masters /9/ bestätigt.

Bild 1 gibt den konvektiven Wärmetransport von einer 1000 °C heißen Flamme auf Wassertropfen verschiedener Größen wieder. Bis zu diesem Temperaturbereich ist die Strahlung gegenüber der Konvektion vernachlässigbar. Der Wärmetransport ist in Abhängigkeit von der Tropfengeschwindigkeit aufgetragen. Innerhalb der Flamme ist der Massenverlust direkt proportional zum Wärmetransport.

Bild 2 zeigt die Abnahme der Tropfengröße und -geschwindigkeit in einer Flamme und Bild 3 die Eindringtiefe von Tropfen in eine Flamme für verschiedene Tropfen- und Flammengeschwindigkeiten nach /8/. Die Eindringtiefe ist etwa proportional dem Quadrat der Tropfengröße bei vorgegebener Tropfen- und Flammengeschwindigkeit. Dagegen tragen kleine Tropfen am meisten zur Wärmeübertragung bei, d.h. es greifen mehrere Parameter ineinander, so daß die Tropfen entweder in die Flamme eindringen, mehr oder weniger schnell verdampfen oder auch bei Gegenströmung ihre Richtung umkehren.

Weiterhin wird in /8/ festgestellt, daß bei Löschversuchen einer Wanne mit dem Durchmesser von 30 cm, die mit Kerosin, Benzin oder Benzol gefüllt ist, bei einer Vorbrennzeit von 5 min und mehr, die Tropfen 20% bis 45% der Wärme aufnehmen müssen und daß Tropfen, die kleiner als 0,3 mm sind nur 10 cm in die Flamme eindringen können. Bei einer Flammenhöhe von 1 m erreichen nur wenige Tropfen unter 0,5 mm die brennende Flüssigkeit.

Brauer und Mewes /10/ untersuchen den Strömungswiderstand sowie den stationären und instationären Stoff- und Wärmeübergang an Kugeln, die feste oder fluide Körper sein können. Es wird erwähnt, daß die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Teilchen vernachlässigbar ist, wenn der Abstand größer ist als etwa der 6-fache Teilchendurchmesser. Bei der Berechnung der stationären Bewegung werden die Widerstands-, Massen- und Auftriebskraft sowie die entsprechenden Geschwindigkeiten und Widerstandsbeiwerte eingesetzt. Für den Gültigkeitsbereich von Gleichung (4) wird der Bereich $0 \leq Re \leq 3 \cdot 10^5$ angegeben. Im Bereich der schleichenden Strömung bei $0 < Re \approx 1$ erhält man das theoretische Widerstandsgesetz von Stokes:

$$c_w = \frac{24}{Re} \quad (2)$$

Für den Bereich $10 \approx Re \approx 3 \cdot 10^5$ ist der Widerstandsbeiwert konstant und hat folgenden Wert:

$$c_w = 0,44 \quad (3)$$

während für einen Bereich von $0 \leq Re \leq 10^4$ Gleichung (10) angegeben wird. Außerdem werden die bei der Berechnung des stationären Stoff- und Wärmeaustausches auftretenden Kennzahlen aufgeführt und Hinweise für den instationären Fall gegeben.

Dieselben Autoren erwähnen in /11/, daß der Stoff- und Wärmeaustausch zwischen einem Teilchen und seiner Umgebung immer instationär ist. In dieser Veröffentlichung werden ebenfalls die entsprechenden Widerstandsgesetze sowie die maßgebenden Geschwindigkeiten für kugelförmige Blasen und Tropfen angegeben. Für den

Stoff- und Wärmeübergang an der Kugeloberfläche werden die maßgebenden Sherwood-Zahlen aufgeführt.

Brauer und Krüger /12/ beschreiben die Bewegung der erzeugten Tropfen innerhalb eines Trockners sowie die Verdunstung im Verlauf der Tropfenbewegung. Der Wärme- und Stoffübergang am verdunstenden Tropfen ist aufgrund der zeitlichen Durchmesserabnahme und der veränderlichen Geschwindigkeit instationär. Als einfachste Gleichung wird die von Ranz und Marshall /6/ aufgestellte Gleichung angegeben. In der Bewegungsgleichung werden die Trägheitskraft, die Schwerkraft, der Auftrieb und die Widerstandskraft berücksichtigt und für die Widerstandsbeiwerte folgende Gleichung angegeben:

$$c_w = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{1/2}} + 0,4 \quad (4)$$

Die sich ergebenden gekoppelten nichtlinearen Differentialgleichungen werden numerisch gelöst. Mit den entsprechenden Randbedingungen und Kennzahlen werden die Flugbahnen und -wege der Tropfen ermittelt.

Brauer und Sucker /13/ erarbeiten Grundlagen zur Berechnung des Stoff- und Wärmeübergangs bei laminarer Strömung um Platten, Zylinder und Kugeln. Es wird auf die mit der Wirbelbewegung hinter einer stationär umströmten Kugel zusammenhängenden Probleme und auf das Widerstandsgesetz eingegangen. Der Widerstandsbeiwert ist eine Funktion der Reynolds-Zahl. Bei kleinen Reynoldszahlen tritt z.B. auf der Rückseite der Kugel ein einziger Ringwirbel auf, so daß auch hier ein grenschichtähnlicher Zustand für das Konzentrationsfeld vorliegt.

In /14/ geben sie die entsprechenden Gesetze für den Wärme- und Stoffübergang an, wobei Analogie zwischen beiden angenommen wird. Dabei wird Wert auf die Feststellung gelegt, daß die Grenzschicht-Hypothese allein im turbulenten Strömungsbereich als Berechnungsgrundlage annehmbar ist. Im weiteren Verlauf werden Abhängigkeiten von örtlichen und mittleren Sherwood-Zahlen aufgezeigt.

Brauer /15/ untersucht im ersten Teil seiner Arbeit den instationären Stofftransport durch die Grenzfläche kugelförmiger Teilchen wie Blasen, Tropfen und Körner in einem ruhenden System und in einem System mit Bewegung. Für das umgebende Fluid wird schleichende Strömung angenommen und damit die physikalischen Bedingungen ausführlich erörtert. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse diskutiert, wobei auf mittlere Konzentrationen und mittlere Sherwood-Zahlen eingegangen wird. Zusätzlich wird der Einfluß der Konvektion behandelt.

In einer weiteren Arbeit beschreibt Brauer /16/ ebenfalls den instationären Wärmetransport durch die Grenzfläche von Kugeln. Hier wie auch in den vorherigen Arbeiten wird anhand von Temperaturprofilen der Wärmetransport erläutert, qualitativ beschrieben und berechnet. Dabei werden in beiden Phasen oder nur in der umgebenden Phase Transportwiderstände angenommen. Zusätzlich werden mittlere Temperaturen und Nusselt-Zahlen angegeben.

Brauer /17/ zeigt die theoretischen Gesetze für die Umströmung sowie den Wärme- und Stofftransport durch die Grenzfläche kugelförmiger Partikel wie Kugeln und Blasen auf. Es wird festgestellt, daß der Stoff- und Wärmetransport immer instationär ist, unabhängig davon, in welchem Bewegungszustand die Teilchen sind. Für eine Kugel wird eine Reynolds-Zahl von 80 angegeben und für eine Blase eine Reynolds-Zahl von 200, wobei die Relativgeschwindigkeit vom Durchmesser abhängt. Zur Berechnung der an einem Teilchen angreifenden Widerstandskraft bedient man sich eines Gesetzes, das den Zusammenhang zwischen dem Widerstandsbeiwert und der Reynolds-Zahl enthält. Für den Widerstandsbeiwert gilt

$$c_w = \frac{\frac{w}{F}}{\rho_G \cdot \frac{u_{Res}^2}{2}} \quad (5)$$

und für einen Bereich von $0 \leq Re \leq 3 \cdot 10^5$ gilt die empirisch abgeleitete Gleichung:

$$c_w = \frac{24}{Re} + \frac{3,73}{Re^{1/2}} - \frac{4,83 \cdot 10^{-3} \cdot Re^{1/2}}{1 + 3 \cdot 10^6 \cdot Re^{1/2}} + 0,49 \quad (6)$$

Die Reynolds-Zahl wird wie folgt definiert:

$$Re = \frac{u_{Res} \cdot D_{Tr}}{v_G} \quad (7)$$

Der stationäre Stoff- und Wärmetransport läßt sich durch Gleichungen wiedergegeben, in denen die Sherwood-Zahl und die Schmidt-Zahl maßgebend sind. Diese Kennzahlen werden wie folgt definiert:

$$Sh = \frac{\beta_G \cdot D_{Tr}}{D} \quad (8)$$

$$Sc = \frac{v_G}{D} \quad (9)$$

In einer weiteren Arbeit von Brauer /18/ wird die Partikelbewegung im Gleich- und Gegenstrom erläutert und für die stationären und instationären Fall unter Angabe der an eine Kugel angreifenden Kräfte die Bewegungsgleichungen angegeben.

Ihme, Schmidt-Traub und Brauer /19/ berichten von Untersuchungen für den stationären Fall des Stofftransportes in einer unendlich ausgedehnten Umgebung bei einer Kugel mit starrer Oberfläche. Aus der Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes ergibt sich das Widerstandsgesetz und aus dem Konzentrationsfeld erhält man die den Stoffübergang kennzeichnende Sherwood-Zahl. Bei den theoretischen Grundlagen der symmetrischen Umströmung einer Kugel werden dazu winkelunabhängige Kugelkoordinaten eingeführt. Das Gleichungssystem läßt sich auch zur Berechnung des Wärmeübergangs anwenden, wobei die entsprechenden Kennzahlen eingesetzt werden müssen.

In Bild 4 ist der Widerstandsbeiwert für Kugeln in schwach turbulenter Strömung in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl dargestellt /10,13,17,20,23/. Mit zunehmendem Wert der Reynolds-Zahl bis ca. 10^4 nimmt der Widerstandsbeiwert ab. Höhere Reynolds-Zahlen beruhen nur auf Meßwerten.

Im Bereich $0 \leq Re \leq 80$ gilt das Widerstandsgesetz als gesichert.

$$c_w = \frac{24}{Re} + \frac{5,48}{Re^{0,573}} + 0,36 \quad (10)$$

Außerdem werden für den Stoffübergang örtliche und mittlere Sherwood-Zahlen beschrieben.

Plöcker und Schmidt-Traub /21/ untersuchen den instationären Stofftransport zwischen einer Einzelkugel und einer ruhenden Umgebung, wenn die Transportwiderstände vornehmlich in der Kugel bzw. in der Umgebung liegen. Unter dem Einfluß verschiedener Parameter wird die zeitliche Änderung der mittleren Konzentration und der mittleren Sherwood-Zahlen dargestellt. Für die entsprechenden Anfangs- und Randbedingungen sowie Sherwood-Zahlen werden Lösungen für kurze und lange Zeiten angegeben, d.h. es liegen einerseits große Konzentrationsgradienten und andererseits ein Ausgleich an den Phasengrenzflächen vor.

Mersmann /22/ gibt die Differentialgleichung des Kräftegleichgewichts an einem Tropfen mit Berücksichtigung der Trägheitskraft, der Gewichtskraft und der Widerstandskraft an, die sich unter Beachtung der Randbedingung geschlossen lösen läßt.

$$\frac{D_{Tr}^3 \cdot \pi}{6} \cdot \rho_{Tr} \cdot \frac{du_{Tr}}{dt} = \frac{D_{Tr}^3 \cdot \pi}{6} \cdot \Delta\rho \cdot g - c_w \cdot \frac{u_{Tr}^2 \cdot \rho_G}{2} \cdot \frac{D_{Tr}^2 \cdot \pi}{4} \quad (11)$$

Für die Geschwindigkeit des Tropfens und des Gases gibt er die Beziehung für Gleichstrom und Gegenstrom an:

$$\text{Gleichstrom} \quad u_{Tr} = u_{Tr}(z) + u_G \quad (12)$$

$$\text{Gegenstrom} \quad u_{Tr} = u_{Tr}(z) - u_G \quad (13)$$

Bei kleinen Anteilen der dispersen Phasen, d.h. bei wenigen Tropfen ist die Fallgeschwindigkeit dieser Tropfen im Schwarm etwa so groß wie die von einzelnen Tropfen. Aber bei einer Gegenströmung wird auch hier eine Tropfenvereinigung erwähnt.

Nitsch /23/ trifft Aussagen über den Wärmeübergang für einen durch ein kontinuierliches Medium fliegenden Tropfen. Unberücksichtigt bleibt dabei die Enthalpieänderung durch Veränderung der Tropfenmasse infolge Stoffaustausch sowie die Durchmesseränderung, da beide von geringem Einfluß sind. Es wird jedoch unterschieden, ob der Tropfen vollkommen durchmischt ist und eine einheitliche Temperatur hat oder ob er als starre Kugel aufgefaßt werden kann und deshalb reine Wärmeleitung auftritt.

Die tropfenseitige Wärmeübertragungszahl hängt von der Zirkulationsbewegung im Innern des Tropfens ab, die durch Schubspannungen, Geschwindigkeitsunterschiede und Druckkräfte hervorgerufen wird. Die Zirkulationsbewegung wird durch Schwingungen des Tropfens beeinflusst, die bei seiner Bildung oder während des Fluges entstehen können. Sie ist von der Oberflächenspannung und der Zähigkeit abhängig. Temperatur- und Konzentrationsgradienten können auf die Zirkulationsbewegung zurückwirken und freie Konvektion verursachen.

Stein /24/ gibt Methoden zur numerischen Berechnung des freien Falles kugelförmiger Teilchen in Luft und zur Bestimmung des Abkühlens und Erstarrens dieser Teilchen an. Beim freien Fall wird die Impulsbilanz zweidimensional durchgeführt, wobei das Kräftegleichgewicht aus Impulskraft, Gewichtskraft und Widerstandskraft besteht. Der Widerstandsbeiwert wird mit der für Kugeln bei $0,1 \leq Re \leq 4000$ geltenden Gleichung berechnet:

$$c_w = 0,28 + \frac{6}{\sqrt{Re}} + \frac{21}{Re} \quad (14)$$

Die instationäre Wärmeleitung für die Kugel wird eindimensional angesetzt und für die numerische Berechnung ein Differenzenverfahren erläutert.

Stein /25/ gibt Methoden zur Berechnung des freien Falles von kugelförmigen Teilchen, die Wasser und unlöslichen Feststoff enthalten, in zirkulierender Luft im Sprühturm und zur Bestimmung der Verdunstung dieser kugelförmigen Teilchen an. Das instationäre

Kräftegleichgewicht wird dafür in dreidimensionaler Form aufgestellt sowie Enthalpiebilanzen und das Widerstandsgesetz wie in /23/ angegeben.

In einer weiteren Arbeit werden von Stein /26/ Methoden zur Berechnung des freien Falles kugelförmiger Teilchen in einem überhitzten Dampf sowie zur Bestimmung der Verdampfung der Flüssigkeit der Teilchen angegeben. Auch hier wird die dreidimensionale

Bewegung unter Berücksichtigung der Schwerkraft, der Dampfzirkulation und eines Widerstandsgesetzes berechnet. Der Widerstandsbeiwert wird wie in /18/ angenommen.

Armbruster /27/ beschreibt die Zerstäubungstrocknung und weist auf die im Luftstrom freie verdunstende Feuchte an der Teilchenoberfläche hin. Er gibt den in /3/ berechneten Bremsweg eines Teilchens mit dem Durchmesser von 0,1 mm bzw. 0,5 mm bei einer Anfangsgeschwindigkeit von 50 m/s bzw. 100 m/s mit ca. 1 m bzw. 5 m an. Zu diesem Zeitpunkt besitzt das Teilchen die sogenannte Schwebegeschwindigkeit, d.h. die angreifenden Kräfte heben sich auf. Weiterhin werden als Verfahren der Trocknung das Gleichstromprinzip bzw. das Gegenstromprinzip genannt.

Kessler /28/ beschreibt Gleichungen zur Berechnung des Bremsweges, der Verdunstungszeit und der Sinkgeschwindigkeit von Tropfen. Außerdem werden für die verschiedenen Strömungsbereiche Reynoldszahlen kleiner 12 (laminar) und größer 588 (turbulent) angegeben. Bild 5 zeigt die Sinkgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Teilchendurchmessers bei verschiedenen Dichten des versprühten Stoffes nach /27,28/.

Mühle /29,30/ untersucht den Einfluß wichtiger Kennzahlen für die Bewegung kugelförmiger Teilchen in Strömungen mit rotationssymmetrischer Geschwindigkeitsverteilung. Dabei ist die Partikelbewegung instationär, da sich die Widerstandskraft ständig ändert. Der Widerstandsbeiwert wird nach Gleichung (4) angegeben.

Frössling /31/ führte theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Verdunstungsgeschwindigkeit fallender Tropfen durch. Da es nur auf die Relativgeschwindigkeit ankommt, wurden die Tropfen z.B. an einer Glaskapillaren aufgehängt und angeblasen. Die dabei untersuchte Tropfengröße betrug 0,1 mm bis 0,9 mm. Eine Erhöhung der Verdunstungsgeschwindigkeit bei sehr kleinen Tropfen infolge der starken Krümmung bzw. des höheren Dampfdruckes wurde vernachlässigt.

Hoffman und Ross /32/ untersuchen den Massen- und Wärmetransport an einem verdampfenden Tropfen. Die Berechnung erfolgt quasi-stationär mit den dadurch vereinfachten allgemeinen Transportgleichungen. Dabei wird die freie Konvektion gegenüber der erzwungenen Konvektion vernachlässigt.

Matlosz, Leipziger und Torda /33/ beschreiben die Phänomene der Tröpfchenverdampfung in einer ruhenden Umgebung bei hoher Temperatur und hohem Druck und stellen dafür instationäre Transportgleichungen auf. Experimentelle Arbeiten untersuchen n-Hexan-Tropfen mit den Durchmessern von ca. 0,8 mm und ca. 1,6 mm. Es zeigt sich, daß bei höheren Drücken der molekulare Massentransport nicht der kontrollierende Mechanismus für den Verdampfungsprozeß sein kann.

Schlünder /34/ beschreibt Vorgänge der adiabaten Trocknung, d.h. die Wärmezufuhr und die Feuchtigkeitsabfuhr wird nur vom umgebendem Gas besorgt. Wird dieser Zustand als konstant angenommen, was bei großem Luftüberschuß in der Umgebung der Fall ist, so nimmt das zu trocknende Gut die sogenannte Beharrungstemperatur an, die mit den Gesetzen der Wärme- und Stoffübertragung berechnet wird. Diese bestimmt wiederum die Trocknungsgeschwindigkeit. Bei den Ausführungen befinden sich Angaben über die Temperaturabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten, der Verdampfungsenthalpie und des Dampfdruckes.

Dietz /35/ untersucht den Stoff- und Wärmeübergang an fallenden Tropfen bei der Zerstäubungstrocknung. Dabei wird festgestellt, daß trotz großer Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Tropfen

am Anfang der Meßstrecke kein Maximum bei den Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten auftreten. Das Maximum tritt erst in einigem Abstand von der Düse auf, was im Gegensatz zur Anwendung der Gleichungen nach Ranz und Marshall /6/ steht. Dies hängt wohl damit zusammen, daß zunächst eine Kette von Tropfen aus der Düse austritt, die nicht wie ein Einzeltropfen von der Luft umspült wird und dabei ausreichend Wärme heranzführt.

Cox und Chitty /36/ beschreiben in ihrer Arbeit Eigenschaften der frei brennenden Flamme und geben empirische Gleichungen für den vertikalen und horizontalen Verlauf der im Rauchgas vorhandenen Temperatur und Geschwindigkeit an. Für diese Untersuchungen wird ein Brand mit einem Gasbrenner simuliert, dessen Fläche $0,3 \text{ m}^2$ groß ist.

Die sich oberhalb der Energiequelle ausbreitenden Gase werden dabei in 3 Bereiche unterteilt. Im ersten Bereich, der sich in Brennernähe befindet, werden die Gase beschleunigt, im zweiten Bereich ist die Strömungsgeschwindigkeit konstant, und im dritten Bereich weiter stromab nimmt die Geschwindigkeit der Gase wieder ab. Zusätzlich wird festgestellt, daß im Gegensatz zu anderen Autoren bei der Querverteilung die Temperaturprofile innerhalb der Geschwindigkeitsprofile liegen, was in neueren Untersuchungen bestätigt wird. Auf diese Ausführungen wird im Verlauf dieser Arbeit noch näher eingegangen.

Hauschild /37/ geht auf die Bewegung eines einzelnen Tropfens bei Zerstäubungsvorgängen ein. Je nach Strömungsart, d.h. Reynolds-Zahl, werden verschiedene Widerstände wirksam, die dann zu den jeweiligen Werten der Geschwindigkeit und des Bremsweges führen.

Dolinskiy /38/ berichtet über Temperatur- und Konzentrationsfelder bei der Tropfenverdampfung bei hohen Temperaturen und löst die Wärmeleitungsgleichung, die im Kugelkoordinaten angesetzt ist.

Holman, Jenkins und Sullivan /39/ untersuchen den Wärmetransport an individuellen Wasser-, Freon-, Aceton- und Äthanoltröpfchen der Größe 0.5 mm bis 3.8 mm bei Wasser, Freon, Aceton und Äthanol.

Dabei kommt der Dampfschichtdicke eine große Bedeutung zu.

Von den Autoren Frazier und Hellier /40/ wird die Verdampfung von Freon-Tröpfchen bei hohen Temperaturen beschrieben, wobei eine photographische Methode angewendet wurde.

Law /41/ behandelt die Tröpfchenverbrennung und Tröpfchenverdampfung, führt Experimente mit aufgehängten Tröpfchen durch, die kleiner als 1 mm sind und beschreibt z.B. Vorgänge der Diffusion, der Wärmeübertragung und der freien und erzwungenen Konvektion.

In einer weiteren Arbeit berichten Matalon und Law /42/ ebenfalls über die Verdampfung und Verbrennung von Tropfen unter Berücksichtigung der Diffusion in der Gasphase, die bewirkt, daß sich die Verdampfung, die Temperatur- und die Abbrandgeschwindigkeit erhöht und der Flammenabstand abnimmt. Dabei wird angenommen, daß die heterogene Verbrennung in der Gasphase quasistationär ist.

Strahle /43/ macht Angaben über die erzwungene Konvektion bei der Verbrennung tropfenförmiger Brandstoffe. Für die Berechnung der Gasphase im Staupunkt oder des Wärmetransportes werden in Bezug auf die Grenzschicht, die Gasbestandteile, die Temperatur, den Massentransport und die Kennzahlen unterschiedliche Annahmen getroffen.

Gnielinski /44/ ermittelt die Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an Platten, Zylindern und Kugeln und vergleicht mit experimentellen Daten, wobei verschiedene Kennzahlen wie Nusselt, Reynolds und Sherwood angegeben werden.

Bullen /45/ gibt in seiner Arbeit die Ausbreitung des ausströmenden Wassers bei einem stehenden Sprinkler sowie die Zahl der Tropfen in einem vorgegebenen Volumenelement an. Er stellt eine Bewegungsgleichung auf. Als Kräfte am Tropfen wirken die Gewichtskraft und die Reibungskraft. Um nun eine Rauchgasschicht nach unten zu drücken, muß der Auftrieb kleiner sein als die von den Tropfen nach unten gerichtete Kraft.

Marberry, Ray und Leung /46/ behandeln die gegenseitige Beeinflussung von brennenden Tropfen. Verglichen mit einem Einzeltropfen verringert sich z.B. die Verdampfungsrate. Es besteht eine Abhängigkeit des Abstandes zwischen den Tropfen. Die Verbrennungszeit nimmt mit kleiner werdenden Tropfen zu. Für die Berechnung wird der quasistationäre Fall und eine isotherme Tropfentemperatur angenommen.

3. BERECHNUNGSGRUNDLAGEN

3.1 Fallbewegung und Widerstand

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird eine Grundlage für die Berechnung des Durchmessers eines einzelnen Tropfens vorgestellt, der mit einer vorgegebenen Anfangsgeschwindigkeit in eine Gegenströmung eines Gases höherer Temperatur eintritt.

Bei der Fallbewegung von Tropfen treten unterschiedliche Kräfte auf, die teils von außen und teils von innen auf den Tropfen einwirken. Für den zweidimensionalen Fall werden in der Bewegungsgleichung die am Einzeltropfen angreifenden Kräfte aufgeführt. Der eindimensionale Fall ist dabei ein Sonderfall, bei dem die Querkomponente unberücksichtigt bleibt. Im zweidimensionalen Fall gilt für die horizontale Bewegung einer Einzelkugel in einer unendlich ausgedehnten Gassphase:

$$\left(\rho_{\text{Tr}} \cdot D_{\text{Tr}}^3 \cdot \frac{\pi}{6}\right) \cdot \frac{du_{\text{Tr},x}}{dt_{\text{Tr}}} = - \left(\frac{\rho_G}{2} \cdot c_w \cdot D_{\text{Tr}}^2 \cdot \frac{\pi}{4}\right) \cdot u_{\text{Res}}^2 \cdot \sin\gamma_{\text{Res}} \quad (15)$$

Entsprechend gilt für die vertikale Bewegung:

$$\left(\rho_{\text{Tr}} \cdot D_{\text{Tr}}^3 \cdot \frac{\pi}{6}\right) \cdot \frac{du_{\text{Tr},z}}{dt_{\text{Tr}}} = \left(\rho_{\text{Tr}} \cdot D_{\text{Tr}}^3 \cdot \frac{\pi}{6}\right) \cdot g - \left(\frac{\rho_G}{2} \cdot c_w \cdot D_{\text{Tr}}^2 \cdot \frac{\pi}{4}\right) \cdot u_{\text{Res}}^2 \cdot \cos\gamma_{\text{Res}} \quad (16)$$

Im Realfall sind bei einem Sprühvorgang bzw. Sprinklereinsatz immer beide Komponenten maßgebend. In der Bewegungsgleichung werden infolge der beschleunigten Bewegung die Trägheitskraft, infolge der Reibung die Widerstandskraft und die Gewichtskraft berücksichtigt. Der Auftrieb des Tropfens dagegen wird nach /4/ in der Bilanz vernachlässigt, da die Tropfendichte wesentlich größer ist als die Dichte des umgebenden Gases.

Der Widerstandsbeiwert wird für den stationären Fall mit kleinen Zeitschritten berechnet. Die Gleichung wird ebenfalls angegeben in /20,24,25,47,48/.

Der Gültigkeitsbereich der Gleichung liegt bei $0,1 \leq Re \leq 4 \cdot 10^3$, wobei eine max. Abweichung zu experimentell bestimmten Werten von $\pm 4\%$ angegeben wird. Der Zusammenhang zwischen der Reynolds-Zahl und dem Widerstandsbeiwert bei Wassertropfen ist bis maximal $Re = 1000$ mit ausreichender Genauigkeit gleich dem von starren Kugeln. Bei höheren Reynolds-Zahlen wird die berechnete Geschwindigkeit unter der Annahme einer starren Kugel wegen eines zu kleinen Widerstandsbeiwertes zu groß.

Bei kleinen Tropfen, bei denen durch Einwirkung der Oberflächenspannung die Kugelform beibehalten wird und die innere Zirkulationsströmung so gering ist, daß keine merkliche Erhöhung der Geschwindigkeit hervorgerufen wird, ist die Annahme der starren Kugel gerechtfertigt und nach /20/ im betrachteten Bereich zulässig.

Für die Starrkugelbetrachtung bei Wassertropfen wird nach /4/ für eine Lufttemperatur von 150°C und Atmosphärendruck als Grenze ein Tropfendurchmesser von 2 mm angegeben. Die bei der Berechnung betrachteten Durchmesser liegen dagegen weit unterhalb dieses Grenzwertes.

Um die Änderung des Tropfendurchmessers längs des Fallweges berechnen zu können, wird eine quasistationäre eindimensionale Wärme- und Stoffübertragung in der Gasphase angenommen, d.h. die Übertragungswiderstände liegen allein in der Umgebung.

Im Tropfeninnern wird ein Temperatúrausgleich vorausgesetzt und außerdem wird der thermische Anlaufvorgang vernachlässigt. Das bedeutet, daß die Tropfen sofort die Anfangstemperatur besitzen. Von Schlünder /3/ wurde nachgewiesen, daß sich bei zeitlich veränderlichem Tropfendurchmesser das entsprechende stationäre Temperatur- und Konzentrationsfeld praktisch verzögerungsfrei einstellt.

Da der Auftrieb nur einen sehr kleinen Beitrag liefert, wird die freie Konvektion gegenüber der erzwungenen Konvektion vernachlässigt. Der Strahlungseinfluß wird jedoch berücksichtigt. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß zwischen dem Wärme- und Stofftransport Analogie besteht, d.h. es gelten für beide Vorgänge die gleichen Gesetzmäßigkeiten.

Für die Berechnung des Widerstandes ist die Relativgeschwindigkeit der Teilchen gegenüber der sie umgebenden Strömung maßgebend. Dies ist nach /24/ im zweidimensionalen Fall die Resultierende aus der Relativgeschwindigkeit in vertikaler Richtung und der Tropfengeschwindigkeit in horizontaler Richtung /24/. Dabei wird die Horizontalgeschwindigkeit der Gasströmung vernachlässigt, was strenggenommen nur bei einer Kolbenströmung zulässig ist.

Bild 6 zeigt ein Schema für den freien Fall eines kugelförmigen Teilchens bzw. Tropfens in einer Gasströmung. Dabei wird die Relativgeschwindigkeit in vertikaler Richtung definiert und das Vorzeichen für die Geschwindigkeit in Fallrichtung, d.h. nach unten, positiv und für eine Gasströmung, die nach oben gerichtet ist, negativ angesetzt. Somit ergibt sich für die Relativgeschwindigkeit eines Tropfens in einer gleichgerichteten Strömung (Gleichstrom)

$$u_{\text{Res}, x=0} = u_{\text{Tr}, z} - /u_G/ \quad (17)$$

und in einer entgegengerichteten Strömung (Gegenstrom)

$$u_{\text{Res}, x=0} = u_{\text{Tr}, z} + /u_G/ \quad (18)$$

Die Tropfengeschwindigkeit in horizontaler Richtung wird wie in Bild 6 in Richtung der positiven x-Achse als positiv angenommen.

Bei zweidimensionaler Betrachtungsweise und für den Fall des Gegenstromes ergibt sich daraus die Resultierende der Geschwindigkeit zu

$$u_{\text{Res}} = \sqrt{u_{\text{Tr},x}^2 + (u_{\text{Tr},z} + /u_G/)^2} \quad (19)$$

oder mit den entsprechenden Winkelbeziehungen

$$u_{\text{Res}} = \frac{u_{\text{Tr},x}}{\sin\gamma_{\text{Res}}} = \frac{u_{\text{Tr},z} + /u_G/}{\cos\gamma_{\text{Res}}} \quad (20)$$

3.2 Modellvorstellung

Die Rauchgasströmung wird durch einen Gasbrenner hervorgerufen, dessen Fläche ca. $0,3 \text{ m}^2$ groß ist. Zur Charakterisierung dieser Rauchgasströmung wird jeweils sowohl das Längs- als auch das Querprofil der Temperatur- und der Geschwindigkeitsverteilung angegeben. Bei den verwendeten Stoffwerten für die Rauchgasströmung werden näherungsweise die der Luft verwendet und eine Temperaturabhängigkeit mit berücksichtigt. Abweichungen gegenüber dem Rauchgas sind nach /49/ im Bereich unter $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ vernachlässigbar, wenn ein großer Luftanteil vorausgesetzt wird. Zusätzlich werden Stoffwertgleichungen aus der Literatur durch an Tabellenwerte angepaßte Beziehungen ergänzt.

Die Bewegungsgleichungen stellen ein System gekoppelter Differentialgleichungen dar, das mittels eines Näherungsverfahrens /50,51/ gelöst wird. Das Ergebnis dieser Rechnung stellt für jeweils einen Zeitabschnitt der Fallbewegung die Komponenten der Tropfengeschwindigkeit dar. Die Fallzeit selbst ergibt sich durch Addition der einzelnen Zeitabschnitte.

Der Flugweg eines Tropfens in horizontaler bzw. vertikaler Richtung wird nach /4/ aus folgenden Gleichungen bestimmt.

$$w_x = u_{Tr,x} \cdot \Delta t \quad (21)$$

$$w_z = u_{Tr,z} \cdot \Delta t \quad (22)$$

3.3 Wärme- und Stoffaustausch am fallenden Tropfen

Wie bereits für die Berechnung der Impulsbilanz für einen Zeitschnitt erwähnt, wird auch der Wärme- und Stoffaustausch quasi-stationär berechnet. Die Lösung der Gleichungen der Wärme- und Stoffbilanz liefert die entsprechende Gleichgewichtstemperatur des Tropfens.

Für die einseitige Diffusion wird die zeitliche Abnahme der Tropfenmasse durch folgende Stoffbilanz dargestellt /49,52/.

$$\dot{m}_{Tr} = - A_{Tr} \cdot \tilde{\rho}_G \cdot \tilde{M}_{H_2O} \cdot \beta_G \cdot \ln\left(\frac{1-c_\infty}{1-c_{Tr}}\right) \quad (23)$$

Die molare Dichte wird dabei wie folgt berechnet

$$\tilde{\rho}_G = \frac{p}{\tilde{R} \cdot (\bar{\theta} + 273,15)} \quad (24)$$

und die mittlere Temperatur nach /3/ ergibt sich zu:

$$\bar{\theta} = \frac{\theta_{Tr} + \theta_G}{2} \quad (25)$$

Die Stoffwerte des den Tropfen umgebenden Gases werden mit dieser mittleren Temperatur berechnet.

Als weitere Größen werden die universelle Gaskonstante mit dem Wert von 8,314 J/kMol und das Molekulargewicht des Wassers mit

einem Wert von 18,02 kg/kMol in dieser Gleichung benötigt. Der Wasserdampfmolesbruch wird wie folgt ermittelt:

$$\tilde{c}_{Tr} = \frac{p_{satt}}{p} \quad (26)$$

In der Umgebung wird er zu Null angenommen. Der Stoff- bzw. Wärmeübertragungskoeffizient ergibt sich jeweils aus der Sherwood- bzw. Nusselt-Kennzahl.

3.4 Übertragene Wärmemenge an einen Tropfen

Der einem Tropfen zugeführte Wärmestrom setzt sich zusammen aus einem konvektiven Anteil und einem Strahlungsanteil und wird wie folgt dargestellt:

$$\dot{Q}_{Sum} = \dot{Q}_{Konv} + \dot{Q}_{Rad} \quad (27)$$

Der konvektive Anteil wird dabei angegeben mit

$$\dot{Q}_{Konv} = \alpha_G \cdot A_{Tr} \cdot (T_G - T_{Tr}) \quad (28)$$

und der Strahlungsanteil mit

$$\dot{Q}_{Rad} = \varphi \cdot \epsilon_G \cdot A_{Tr} \cdot \epsilon_{Tr} \cdot \sigma_S (T_G^4 - T_{Tr}^4) \quad (29)$$

In dieser Berechnung wird für die Emissionszahl des Wassers nach /52/ ein Wert von $\epsilon_{Tr} = 0,95$ verwendet und für die Emissionszahl des Rauchgases nach /53/ ein Wert von $\epsilon_G = 0,3$. Dieser Wert ist ein für diese Rechnung gewählter Näherungswert, da es bei Bränden meist zu einer Überlagerung der Ruß- und Gasstrahlung kommt, die unterschiedliche Emissionszahlen aufweisen. Die Rußstrahlung ist abhängig von örtlichen und zeitlichen Schwankungen im Verbrennungsablauf von den Eigenschaften des zu verbrennenden Stoffes. Bei einer stark leuchtenden Flamme liegt hauptsächlich Rußstrahlung vor. Für das in der Gleichung auftretende Winkelverhältnis wird der Wert eins angenommen und für die Strahlungszahl des schwarzen Körpers der Wert $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$ angesetzt. Zur weiteren Berechnung werden nach /4/ die Gleichungen (23) und (27) durch die adiabatische Kopplungsbedingung miteinander verknüpft.

$$\dot{Q}_{Sum} = - \dot{m}_{Tr} \cdot \Delta h_v \quad (30)$$

3.5 Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten

Für die Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten werden die notwendigen Nusselt- und Sherwood-Zahlen berechnet, wobei nach /6/ für den Gültigkeitsbereich eine obere Grenze von $Re=200$, jedoch nach einer anderen Untersuchung /54/ eine obere Grenze von $Re=1000$ für dieselbe Gleichung angegeben wird. Aus der nach /6,12/ aufgeführten Gleichung (1) für die Nusselt-Zahl ergibt sich nach /55/ analog für die Sherwood-Zahl

$$Sh = 2,0 + 0,6 \cdot Sc^{1/3} \cdot Re^{1/2} \quad (31)$$

Die verwendeten Kennzahlen wie Nusselt-Zahl und Sherwood-Zahl sind nur vom Durchmesser der jeweiligen Kugel abhängig, aber nicht vom Ort auf der Kugel.

Da im Falle eines Brandes durch die Rauchgase die Umgebungstemperatur höher wird, wird die Überhitzung des Dampfes von der Temperatur am Tropfen auf die Temperatur der Umgebung berücksichtigt, d.h. die Gleichung für die Nusselt-Zahl wird durch einen multiplikativen Korrekturfaktor modifiziert, der nach /8/ wie folgt lautet:

$$K_{Nu} = \frac{\Delta h_v}{\Delta h_v + 0,4 c_{p,H_2O,g} \cdot (T_G - T_{Tr})} \quad (32)$$

Die korrigierte Nusselt-Zahl wird somit wie folgt berechnet

$$Nu = K_{Nu} \cdot (2,0 + 0,6 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re^{1/2}) \quad (33)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie ergibt sich nach /32/ aus der Beziehung

$$\Delta h_v(\theta_w) = \Delta h_v(\theta_s) - (c_{p,H_2O,fl} - c_{p,H_2O,g}) \cdot (\theta_{Tr} - \theta_s) \quad (34)$$

Die Verdampfungsenthalpie von Wasser hat bei einer Temperatur von 100°C und einem Druck von $1,0133\text{ bar}$ den Wert von $2257,3\text{ kJ/kg}$ bzw. $40676,6\text{ kJ/Mol}$. Die spezifische Wärmekapazität von Wasserdampf

wird nach /56/ mit folgender Beziehung bestimmt:

$$\tilde{c}_{p, H_2O, g} = 30,54 + 10,29 \cdot 10^{-3} (\bar{\theta} + 273,15) \quad (35)$$

Die spezifische Wärmekapazität von flüssigem Wasser beträgt nach /56/ im Bereich zwischen Schmelz- und Siedepunkt 75,48 kJ/kMol K. Weitere temperaturabhängige Stoffwerte von Luft werden aus Tabellen entnommen und durch eine Kurve angepaßt. So wird z.B. die Dichte der Luft bei Temperaturen unter 100 °C nach /52/ wie folgt approximiert

$$\rho_G = 1,26 + (-3,41 \cdot 10^{-3}) \cdot \bar{\theta} \quad (36)$$

und über 100 °C durch folgende Gleichung angenähert.

$$\rho_G = 12,41 \cdot \bar{\theta}^{-0,54} \quad (37)$$

Für den gesamten Temperaturbereich wird nach /41/ für Luft die spezifische Wärmekapazität durch folgende Funktion angenähert

$$c_{p, g} = 2,05 \cdot 10^{-4} \cdot \bar{\theta} + 0,99 \quad (38)$$

Entsprechend gilt für die dynamische Viskosität

$$\eta_G = (0,03 \cdot \bar{\theta} + 21,12) \cdot 10^{-6} \quad (39)$$

Die Wärmeleitfähigkeit wird nach /57/ durch folgende Gleichung dargestellt

$$\lambda_G = 4,71 \cdot 10^{-5} \cdot \bar{\theta} + 0,03 \quad (40)$$

Für die Dichte des Wassers wird näherungsweise ein Wert von 1000 kg/m³ eingesetzt. Der Diffusionskoeffizient für ein Wasser/Luft-Gemisch läßt sich nach /34/ mit folgender Beziehung berechnen

$$D = 0,08 \cdot \frac{1,0133}{p} \cdot \left(\frac{\bar{\theta} + 273,15}{273,15} \right) \cdot \frac{1}{3600} \quad (41)$$

und der Dampfdruck für Wasser mit der Gleichung

$$p_{\text{satt}} = e^{(11,99 + \frac{-4004}{234,3 + \theta_{\text{Tr}}})} \quad (42)$$

3.6 Lösungsmethode

Die Gleichung der gekoppelten Wärme- und Stoffbilanz wird numerisch gelöst, indem ein modifiziertes Newton-Verfahren angewendet wird. Als Ergebnis erhält man die Temperatur des Tropfens. Mit Hilfe dieser Tropfentemperatur wird nun aus der Wärmebilanz der Massenstrom im Zeitschritt berechnet. Die Massenabnahme in diesem Zeitschritt wird aus folgender Beziehung berechnet.

$$\Delta m_{\text{Tr}} = \dot{m}_{\text{Tr}} \cdot \Delta t \quad (43)$$

Nach dem Verdampfungsvorgang in einem Zeitschritt ergibt sich die Masse des Tropfens zu

$$m_{\text{Tr},n} = m_{\text{Tr}} - \Delta m_{\text{Tr}} \quad (44)$$

Hieraus und dem Volumen eines Tropfens (Kugel) läßt sich der Durchmesser eines Tropfens bestimmen

$$D_{\text{Tr}} = \sqrt[3]{\frac{m_{\text{Tr},n} \cdot 6}{\rho_{\text{Tr}} \cdot \pi}} \quad (45)$$

3.7 Rauchgasströmung

Als Grundlage für die Charakterisierung und Berechnung einer Rauchgasströmung wird die Arbeit von Cox und Chitty /36/ angesehen, in der der Brandherd durch einen Gasbrenner simuliert wird. Diese Energiequelle besitzt eine Fläche von ca. $0,3 \text{ m}^2$. Die Rauchgasströmung selbst wird mit Hilfe von Längs- und Querprofilen der Temperatur und Geschwindigkeit beschrieben. Die näherungsweise für Luft verwendeten Stoffwerte werden hierfür temperaturabhängig berechnet. Dabei sind bei Temperaturen im Bereich unter $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ Abweichungen vernachlässigbar, besonders dann, wenn der

Luftanteil im Rauchgas sehr hoch ist /49/. Zusätzliche Stoffwerte werden aus Tabellen entnommen und durch Gleichungen approximiert.

Zur Berechnung der Vertikalprofile wird die Rauchgassäule nach /36/ in 3 Bereiche eingeteilt. Der Bereich I befindet sich in der Nähe der Energiequelle im Beschleunigungsbereich der zusammenhängenden Flamme. Der Bereich II liegt etwas stromab im Bereich der pulsierenden Flamme, in dem die Geschwindigkeit etwa konstant bleibt. Der Bereich III befindet sich im Bereich der Rauchgassäule in weiterer Entfernung von der Energiequelle. Dort nimmt die Geschwindigkeit bereits wieder ab.

Die Grenzen der 3 Bereiche werden nach /36/ mittels einer Gleichung angegeben, die die Größe der Wärmequelle und eine über dieser Wärmequelle betrachtete Höhenkoordinate berücksichtigt.

$$z' = \frac{z}{Q_E^{2/5}} \quad (46)$$

Für die Berechnung der Gastemperatur wird folgende Beziehung angegeben

$$T_{G,x=0} = T_a + B_G \cdot (z')^{2N_G-1} \quad (47)$$

und die Gasgeschwindigkeit wie folgt berechnet

$$u_{G,x=0} = A_G \cdot (z')^{N_G} \cdot Q_E^{1/5} \quad (48)$$

Um diese Gleichungen lösen zu können, werden folgende Konstanten und Bereichsgrenzen benötigt, die hier für die 3 Bereiche einzeln aufgeführt sind.

Bereich I	Bereich II	Bereich III
$0,03 < z' < 0,08$	$0,08 < z' < 0,2$	$0,2 < z' < \infty$
$N_G = 0,5$	$N_G = 0$	$N_G = -1/3$
$A_G = 6,83$	$A_G = 1,85$	$A_G = 1,08$
$B_G = 880$	$B_G = 70$	$B_G = 23,6$

Da für den Fall eines realen Brandes der Bereich direkt oberhalb Flamme hier nicht definiert ist, wird für die vorliegende Arbeit der Bereich I näherungsweise bis zur Energiequelle erweitert. Die Temperatur und die Geschwindigkeit besitzen bei $z=z'=0$ den Wert Null. In der Umgebung außerhalb der Rauchgasströmung wird eine Temperatur von 285 K angenommen.

Die Temperatur und die Geschwindigkeit quer zur Strömungsrichtung des Rauchgases werden durch Gauß-Verteilungen approximiert, die wie folgt dargestellt werden. Für die Temperatur des Rauchgases gilt

$$T_G = T_a + (T_{G, x=0} - T_a) \cdot \exp \left[-\left(\frac{x}{\sigma_T}\right)^2 \right] \quad (49)$$

und für die entsprechende Gasgeschwindigkeit

$$u_G = u_{G, x=0} \cdot \exp \left[-\left(\frac{x}{\sigma_n}\right)^2 \right] \quad (50)$$

Die Strömungsparameter σ_T bzw. σ_u stellen die Standardabweichungen der normalverteilten Temperatur bzw. Geschwindigkeit dar. Beide Streuungen wurden aus Tabellenwerten nach /36/ mittels linearer Regression ermittelt und stellen empirische Größen dar, die wie folgt lauten. Für die Temperatur gilt:

$$\sigma_T = (0,10 \cdot z' + 0,017) \cdot Q_E^{2/5} \quad (51)$$

Für die Geschwindigkeit gilt:

$$\sigma_u = (0,15 \cdot z' + 0,022) \cdot Q_E^{2/5} \quad (52)$$

Für die Bestimmung der Grenze zwischen der Flammen- bzw. der Rauchgassäule und der Umgebung wird in der vorliegenden Arbeit angenommen, daß diese erreicht ist, wenn die Rauchgasgeschwindigkeit auf 5% des Achswertes abgefallen ist. Dies bedeutet, daß $u_G = 0,05 u_{G, x=0}$ sein muß. In Gleichung (50) eingesetzt erhält man daraus die Grenzkoordinate. Mit Hilfe dieser Grenzkoordinate kann nun die Grenztemperatur berechnet werden. Der Berechnung liegen die in der Tabelle aufgeführten Anfangswerte zugrunde, wie die Höhe der Düse über der Energiequelle, der Tropfendurchmesser, die Anfangsgeschwindigkeit des Tropfens und dessen Winkel sowie die Stärke der Energiequelle.

4. RECHENERGEBNISSE UND DISKUSSION

In diesen und allen weiteren Bildern wird die Energiequelle mit E, der Umkehrpunkt mit U und die Sprinklerdüse mit D gekennzeichnet.

In Bild 7 ist die Grenze der Rauchgassäule (Strahlgrenze) über der Höhe aufgetragen. Parameter ist die Leistungsstärke der Energiequelle. Es zeigt sich, daß der Radius für die Strahlgrenze mit zunehmender Entfernung von der Energiequelle größer wird, d.h. die Rauchgassäule wird breiter. Ebenso nimmt die Strahlbreite mit stärker werdener Energiequelle zu. Zusätzlich ist zum Vergleich eine Strahlgrenze eingezeichnet, bei der die Gasgeschwindigkeit auf 1% des Achswertes abgefallen ist, die jedoch für reale Brände zu breit erscheint. Die Kurven wurden bis zu einem unteren Grenzwert berechnet, da die Gleichungen nach /36/ direkt an der Energiequelle strenggenommen nicht mehr gültig sind.

Bild 7 zeigt außerdem die Querverteilung der Gasgeschwindigkeit bei einer Leistung der Energiequelle von 50 kW in unterschiedlichen Höhen. Die eingetragenen Kurven bilden Gaußverteilungen, die mit zunehmender Höhe immer flacher werden. Sie sind bis zur vorgebenen Strahlgrenze von 5% des Achswertes eingetragen.

Bild 8 zeigt bei der gleichen Leistung von 50 kW die Gastemperatur in Abhängigkeit vom Radius der Rauchgassäule in unterschiedlichen Höhen. Auch hier sind die Gaußverteilungen, die stromab immer flacher werden, deutlich zu erkennen.

Die Bilder 9 und 10 zeigen die nach /36/ berechneten Achswerte der Gasgeschwindigkeit und der Gastemperatur als Funktion des Fallweges. Als Parameter wurden die 3 verschiedenen Leistungen von 20 kW, 50 kW und 100 kW der bereits erwähnten $0,3 \text{ m}^2$ großen Energiequelle gewählt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Gasgeschwindigkeit im näheren Bereich der Energiequelle steil ansteigt. Mit zunehmender Leistung erhöht sich das Maximum der Gasgeschwindigkeit von 3,2 m/s auf 4,7 m/s und wird entsprechend später erreicht. Danach fällt die Gasgeschwindigkeit kontinuierlich bis zur Düse hin auf Werte zwischen 1,8 m/s und 3,2 m/s ab.

Die Gastemperatur besitzt an der Energiequelle jeweils ihren höchsten Wert und fällt stromab zunächst steiler, dann immer langsamer ab und erreicht an der Düse in 4 m Höhe Werte zwischen 300 °C und 350 °C.

In Bild 11 ist der Achswert der Relativgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Fallweges bei konstanter Wärmeleistung aufgetragen. Parameter ist dabei der Tropfendurchmesser. Zum Zeitpunkt Null ist die Relativgeschwindigkeit für alle Tropfen gleich, da die Einsprühgeschwindigkeit und der Winkel gleich sind. Sie nimmt mit zunehmendem Fallweg bei größeren Tropfen weniger ab als bei kleineren, da sie einen höheren Impuls besitzen. Hieraus ist bereits zu ersehen, daß größere Tropfen, gleiche Gegenströmung vorausgesetzt weiter fliegen, also auf die Energiequelle auftreffen, während kleinere auf ihrem Flug einen Umkehrpunkt erreichen.

Die Bilder 12 und 13 zeigen den Wärme- bzw. den Stoffübertragungskoeffizienten in Abhängigkeit vom Fallweg bei verschiedenen großen Tropfen. In beiden wurde der senkrechte Fall eines Tropfens mit der Anfangsgeschwindigkeit von 20 m/s und einer Wärmequelle von 50 kW aufgetragen. Je weiter der Tropfen fliegt, desto geringer wird der jeweilige Koeffizient, da die Relativgeschwindigkeit durch den Abbremsvorgang immer kleiner wird. Wegen des geringeren Impulses und der größeren Durchmesserabnahme kleinerer Tropfen werden diese stärker abgebremst und erreichen früher den Umkehrpunkt. Diese Kurve fällt deutlich steiler ab.

Der Korrekturfaktor für die Nusselt-Zahl nach Gleichung (33) ist in Bild 14 in Abhängigkeit des zurückgelegten Weges dargestellt. Parameter ist die Leistung der Wärmequelle. Für die Darstellung wurde ein Tropfen mit einem Durchmesser von 1 mm ausgewählt, da nur dieser die Energiequelle in 4 m Abstand erreicht. Es ist deutlich zu sehen, daß der Korrekturfaktor mit zunehmendem Fallweg eines Tropfens gleichen Durchmessers oder bei Zunahme der Leistung der Energiequelle bei gleichem Fallweg kleiner wird, da er in heißere Zonen eindringt und dabei mehr Dampf gebildet wird. Dadurch wird der Wärmeübergang schlechter und die Verdampfungsrates geringer.

Auf Bild 15 ist der Quotient aus dem konvektiv zugeführten Wärmestrom und dem durch Strahlung zugeführten Wärmestrom in Abhängigkeit des Tropfenflugweges eines 1 mm Tropfens dargestellt. Beim Eindringen des Tropfens in die heißere Gaszone, nimmt der Strahlungseinfluß zu. Dies gilt besonders bei großen Tropfen, die weiter fliegen. Der Strahlungseinfluß nimmt ebenso mit zunehmender Leistung zu, da das Temperaturniveau der Rauchgassäule höher ist. Jedoch wird aber auch mit größerer Energiezufuhr die Gegenströmung größer, was zur Folge hat, daß der Tropfen nicht mehr so weit in heißere Zonen vordringen kann, früher seine Flugrichtung umkehrt und mit der Rauchgasströmung aufsteigt.

Bild 16 zeigt den gleichen Quotienten in Abhängigkeit vom Anfangstropfendurchmesser. Die Angaben beziehen sich auf eine vertikale Wegstrecke von 0,3 m, da innerhalb dieses Weges auch kleine Tropfen noch nicht umkehren. In diesem Bereich ist für kleinere Tropfen der konvektive Wärmeanteil wegen des höheren Übertragungskoeffizienten höher als für größere. Bei gleichem Tropfendurchmesser nimmt mit steigender Energie der Strahlungsanteil zu, wobei sich besonders die vierte Potenz der Temperatur im Strahlungsansatz auswirkt.

Bild 17 zeigt den von einem Tropfen zurückgelegten vertikalen Fallweg in Abhängigkeit von seinem Durchmesser bei 3 verschiedenen Leistungen der Energiequelle. Der Fallweg nimmt bei einer kleineren Leistung mit größer werdendem Durchmesser stärker zu als bei einer größeren Leistung. Hier wirkt einerseits der stärkere Impuls des größeren Tropfens in Richtung größeren Fallweges und andererseits die höhere Gegenströmung bei mehr Energie in Richtung kleineren Fallweges, d.h. es muß beim realen Brand möglichst in der Anfangsbrandphase gelöscht werden, da dann die meisten Tropfen auf den Brandherd gelangen.

In Bild 18 wird die gleiche Abhängigkeit bei konstanter Wärmequelle dargestellt. Als Parameter wird die Tropfeneinsprühgeschwindigkeit gewählt, die, je größer sie ist, den Tropfen weiter fliegen läßt.

Bild 19 zeigt die Fallzeit des Tropfens in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers mit der Tropfeneinsprühgeschwindigkeit als Parameter. Da der Fallweg mit größer werdendem Tropfendurchmesser zunimmt, steigt auch die Fallzeit an. Eine höhere Tropfenanfangsgeschwindigkeit bewirkt, daß der gleiche Weg in einer kürzeren Zeit zurückgelegt wird. Dadurch gelangt der Tropfen schneller in die heiße Zone und wird je nach seiner Größe früher oder später umgelenkt.

Auf den Bildern 20, 21 und 22 sind Bahnkurven der Tropfen mit den Durchmessern 0,2 mm, 0,5 mm und 1 mm aufgetragen. Parameter ist der Einsprühwinkel. Um die Kurven vergleichen zu können, wurde jeweils die gleiche Anfangsgeschwindigkeit und die gleiche Leistung gewählt. Hier wird deutlich, daß der Fallweg mit zunehmendem Winkel stark abnimmt, da die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit kleiner wird. Die Strahlgrenze wird von kleinen Tropfen überhaupt nicht erreicht, d.h. sie werden mit der aufsteigenden Rauchgaströmung mitgerissen (Bild 20). Bei größeren Tropfen, insbesondere auch größeren Einsprühwinkeln wird die Strahlgrenze erreicht, so daß der Tropfen, je nach Impuls, von der Strömung ungestört weiterfliegt und dann mit konstanter Sinkgeschwindigkeit nach unten fällt.

Bild 23 zeigt die vertikale Tropfengeschwindigkeit in Abhängigkeit des zurückgelegten Fallweges für 3 verschiedene Tropfendurchmesser und einer Anfangsgeschwindigkeit von 20 m/s. Es ist deutlich zu erkennen, daß größere Tropfen aufgrund ihrer größeren Masse weiterfliegen.

Bild 24 zeigt die horizontale Tropfengeschwindigkeit in Abhängigkeit des zurückgelegten horizontalen Flugweges für 3 verschiedene Tropfendurchmesser und Einsprühwinkel und der Anfangsgeschwindigkeit von 20 m/s. Auch in horizontaler Richtung werden größere Tropfen nicht so stark abgebremst und fliegen weiter. Sie fliegen ebenfalls weiter, wenn der Einsprühwinkel vergrößert wird.

Die Bilder 25 und 26 zeigen Geschwindigkeitskomponenten des Tropfens in horizontaler und vertikaler Richtung in Abhängigkeit vom

Einsprühwinkel nach einer Fallzeit von 0 s bzw. 0,02 s bei einer Anfangsgeschwindigkeit von 20 m/s. Zum Zeitpunkt Null (Bild 25) ist die Tropfengeschwindigkeit unabhängig von Einflußgrößen, während kurze Zeit später (Bild 26) die Abhängigkeit z.B. vom Tropfendurchmesser, Abbremsvorgang usw. besteht. Wie bereits erwähnt, nimmt die Horizontalkomponente der Tropfengeschwindigkeit mit zunehmendem Einsprühwinkel zu, während die Vertikalgeschwindigkeit abnimmt. Die Fallzeit wurde mit 0,02 s (Bild 26) so gering gewählt, damit in die Betrachtung auch kleine Tropfen einbezogen werden konnten, die wegen ihres geringen Impulses früh ihren Umkehrpunkt erreichen.

In Bild 27 ist die Tropfentemperatur während des Flugweges für einen Tropfendurchmesser von 1 mm und einer Anfangsgeschwindigkeit von 20 m/s mit der Leistung der Energiequelle als Parameter aufgetragen. Da der Tropfen mit zunehmendem Fallweg in die heißeren Zonen der Rauchgassäule gelangt, nimmt die Temperatur zu. Bei gleichem Fallweg steigt sie mit der Leistung der Energiequelle.

Bild 28 zeigt die einem Tropfen zugeführte Wärme in Abhängigkeit von seinem Anfangsdurchmesser. Es ist deutlich zu erkennen, daß der größere Tropfen später seine Flugrichtung umkehrt und umso mehr Wärme zugeführt wird, je größer der Tropfen ist.

Bild 29 zeigt den auf seinen Anfangswert bezogenen Tropfendurchmesser als Funktion des Anfangsdurchmessers für 3 Leistungen der Energiequelle. Der relative Tropfendurchmesser ist ein Maß für die Durchmesserabnahme bei der Verdampfung. Er nimmt unabhängig von der Leistung bei kleineren Tropfen zu, erreicht bei einem Durchmesser von ca. 0,4 mm ein Maximum und fällt zu größeren Tropfen hin stark ab. Dies ist damit zu erklären, daß sich bei kleineren Tropfen die hohen Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten bemerkbar machen, die zu einem stärkeren Tropfenabbau führen. Größere Tropfen gelangen dagegen, wie bereits erwähnt, durch ihren weiteren Fallweg in heißere Zonen der Rauchgassäule und die Verdampfungsrate steigt.

Bei einer Leistung von 20 kW erreicht der Tropfen mit dem Durchmesser von 1 mm die Energiequelle, da das Temperaturniveau in der Rauchgassäule niedrig ist. Bei höheren Leistungen liegt das Temperaturniveau höher, d.h. der relative Tropfendurchmesser wird kleiner, aber infolge der höheren Gegenströmung kehrt der Tropfen früher um. Damit ist zu erklären, daß die Kurve bei dem Tropfen mit dem Durchmesser von 1 mm bei einer Leistung von 100 kW in der Mitte liegt und bei kleineren Tropfendurchmessern unterhalb derjenigen mit den geringeren Leistungen der Energiequelle.

Bild 30 zeigt nun im Gegensatz dazu den auf seinen Anfangswert bezogenen Tropfendurchmesser in Abhängigkeit des Einsprühwinkels bei sonst gleichen Daten. Bei kleinen Winkeln besitzen die Tropfen eine größere Vertikalkomponente der Geschwindigkeit. Sie fallen tiefer und gelangen deshalb in den Bereich höherer Temperaturen. Dadurch verdampfen sie stärker, d.h. der relative Tropfendurchmesser wird viel schneller kleiner als bei größeren Einsprühwinkeln. Bei einem Tropfendurchmesser von 1 mm und einem Winkel von mehr als 10° bleibt der Durchmesser nahezu konstant. Bei kleineren Tropfen von 0,5 mm bzw. 0,2 mm Durchmesser ist dies ab ca. 30° bzw. ca. 40° der Fall. Dies bedeutet, daß der Tropfen z.B. eine höhere Horizontalgeschwindigkeit besitzt, in kältere Zonen fliegt oder auch schneller umkehrt.

Bild 31 zeigt den auf seinen Anfangswert bezogenen Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom Fallweg. In dem gewählten Bereich können auch kleinere Tropfen mitberücksichtigt werden. Wird der zurückgelegte Weg größer, dann wird der relative Durchmesser kleiner. Nimmt die Leistung der Energiequelle zu, fällt der Tropfen nicht mehr so weit.

5. BESCHREIBUNG DES RECHENPROGRAMMES

Bild 32 zeigt den schematischen Aufbau des Rechenprogrammes, mit dessen Hilfe die Ergebnisse berechnet wurden. Um das Programm übersichtlicher zu gestalten, wurden einige Unterprogramme eingeführt. Der Verdampfungsvorgang des Tropfens in einer Heißgasströmung wurde als quasistationär betrachtet, wobei im eindimensionalen Fall die vertikale Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung, im zweidimensionalen Fall zusätzlich die Querverteilung der Gasströmung berücksichtigt wurde. Bei der Berechnung der Stoffwerte wurde ebenfalls die Temperaturabhängigkeit mit berücksichtigt. Der Wärme- und Stofftransport wurde quasistationär berechnet, obwohl dieser im betrachteten Fall instationär ist. Als umgebendes Medium wurde trockene Luft und als Wassertemperatur die Gleichgewichtstemperatur vorausgesetzt. Durch diverse Abfragen können mittels eines Testausdruckes Zwischenwerte der Berechnung überprüft werden.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Die von einer ortsfesten Löschanlage mit dem Löschmittel Wasser ausgehenden Löschwirkung besteht hauptsächlich darin, daß die aus einer Sprinklerdüse austretenden Wassertropfen auf dem Brandherd auftreffen. Es ist deshalb notwendig, Berechnungen darüber durchzuführen, wie weit ein in einer Rauchgasgegenströmung fliegender Tropfen gelangen kann.

Für diesen Fall ist es erforderlich, ein Rechenprogramm aufzustellen, das den Einsprühvorgang des an der Sprinklerdüse austretenden Tropfens, die am Tropfen angreifenden Kräfte, die Massen- und Volumenänderung des Tropfens während seines Fluges sowie die zugehörigen Stoffwerte, Anfangs- und Randbedingungen berücksichtigt. Für die Berechnung ist es ebenso notwendig, praktische Erfordernisse zu beachten oder auch vereinfachende Annahmen zu treffen, um z.B. den Verdampfungsvorgang oder die Rauchgasströmung beschreiben zu können.

Es hat sich gezeigt, daß bei der Betrachtung eines fallenden Einzeltropfens und einer in einem Abstand von 4 m vorgegebenen Energiequelle, die einen Entstehungsbrand darstellen soll, nur Tropfen ab einem Durchmesser von ca. 1 mm die Wärmequelle erreichen können. Kleinere Tropfen dagegen fallen einerseits wegen ihres geringeren Impulses und andererseits wegen der größeren Durchmesserabnahme infolge Verdampfung durch höhere Wärme- und Stoffübertragungskoeffizienten nur eine geringere Strecke und werden dann, je nach Durchmesser, etwas früher oder später von der aufsteigenden Gasströmung mitgerissen.

Durch die Änderung des Einsprühwinkels wird die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit kleiner, so daß der Fallweg ebenfalls abnimmt. Bei den größeren in die leuchtende Flammen eindringenden Tropfen kann der Wärmeübergang durch Strahlung nicht mehr vernachlässigt werden.

7. FORMELZEICHEN

A_G	Konstante bei der Berechnung der Rauchgasströmung
A_{Tr}	Tropfenoberfläche
B_G	Konstante bei der Berechnung der Rauchgasströmung
\tilde{c}_∞	Wasserdampfmolenbruch der Umgebung
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
\tilde{c}_p	Molare Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_w	Widerstandsbeiwert
\tilde{c}_{Tr}	Wasserdampfmolenbruch des Tropfens
D	Diffusionskoeffizient für Wasserdampf-Luftgemisch
D_{Tr}	Durchmesser des Tropfens
F	Größte Querschnittsfläche der Kugel
g	Erdbeschleunigung
Δh_v	Verdampfungsenthalpie des Wassers
$\tilde{\Delta h}_v$	Molare Verdampfungsenthalpie des Wassers
K_{Nu}	Korrekturfaktor für die Nusselt-Zahl
\tilde{M}_{H_2O}	Molekulargewicht von Wasser
m_{Tr}	Masse der Kugel im Zeitabschnitt
$m_{Tr,n}$	Masse der Kugel im darauffolgenden Zeitabschnitt
\dot{m}_{Tr}	Verdampfungsmassenstrom im Zeitabschnitt
Δm_{Tr}	Massenverlust des Tropfens im Zeitabschnitt
N_G	Konstante bei der Berechnung der Rauchgasströmung
Nu	Nusselt-Zahl
p	Umgebungsdruck
p_{satt}	Dampfdruck des Wassers
Pr	Prandtl-Zahl
Q_E	Leistung der punktförmigen Energiequelle
\dot{Q}_{Konv}	Dem Tropfen zugeführter konvektiver Wärmestrom
\dot{Q}_{Rad}	Dem Tropfen zugeführter Strahlungswärmestrom
\dot{Q}_{Sum}	Summe aus konvektivem- und Strahlungswärmestrom
\tilde{R}	Universelle Gaskonstante
Re	Reynolds-Zahl
Sc	Schmidt-Zahl
Sh	Sherwood-Zahl
t	Zeit

t_{Tr}	Fallzeit des Tropfens
Δt	Zeitabschnitt
T_a	Temperatur außerhalb der Rauchgasströmung (absolut)
T_G	Absolute Rauchgastemperatur
$T_{G,x=0}$	Achswert der absoluten Rauchgastemperatur
T_{Tr}	Tropfentemperatur
T_e	Teilchen
u_G	Geschwindigkeit der Rauchgasströmung
$u_{G,x=0}$	Achswert der Geschwindigkeit der Rauchgasströmung
u_{Res}	Resultierende der Geschwindigkeit von Gas und Tropfen (= Relativgeschwindigkeit)
$u_{Res,Tr}$	Resultierende der Geschwindigkeit des Tropfens
u_{Tr}	Tropfengeschwindigkeit
$u_{Tr,x}$	Horizontale Tropfengeschwindigkeit
$u_{Tr,z}$	Vertikale Tropfengeschwindigkeit
W	Widerstandskraft (Reibungskraft + Normalkraft)
w_x	Weg des Tropfens in horizontaler Richtung
w_z	Weg des Tropfens in vertikaler Richtung (Fallweg)
x	Horizontalkoordinate
z	Vertikalkoordinate (Nullpunkt=Energiequelle)
z'	Höhenkoordinate ($z' = \frac{z}{Q^{2/5}}$)
α_G	Wärmeübertragungskoeffizient
β_G	Stoffübertragungskoeffizient
γ_{Res}	Winkel der Resultierenden (Geschwindigkeit von Tropfen und Gas) mit der Vertikalen
γ_{Tr}	Winkel der Resultierenden (Geschwindigkeit des Tropfens) mit der Vertikalen
$\gamma_{Tr,0}$	Einsprühwinkel des Tropfens
ϵ_G	Emissionszahl des Rauchgases im Strahlungsansatz
ϵ_{Tr}	Emissionszahl von Wasser im Strahlungsansatz
η_G	Dynamische Viskosität des Rauchgases (Luft)
θ_G	Temperatur der Umgebung
$\bar{\theta}$	Mittelwert aus Gas- und Tropfentemperatur
θ_s	Siedetemperatur
θ_{Tr}	Tropfentemperatur
θ_w	Temperatur auf der Oberfläche

λ_G	Wärmeleitfähigkeit des Rauchgases (Luft)
ν_G	Kinematische Viskosität des Rauchgases (Luft)
π	Zahl Pi
ρ_G	Dichte des Rauchgases (Luft)
$\tilde{\rho}_G$	Molare Dichte des Rauchgases (Luft)
ρ_{Tr}	Dichte des Wassers
σ_S	Stahlungszahl des schwarzen Körpers
σ_T	Streuung der Temperaturverteilung (Rauchgasströmung)
σ_u	Streuung der Geschwindigkeitsverteilung (Rauchgasströmung)
φ	Winkelverhältnis im Strahlungsansatz

Indizes

0	Zeitpunkt Null
D	Düse
E	Energiequelle
fl	flüssig
g	gasförmig
G	Gasströmung
H ₂ O	Wasser
Konv	Konvektion
Nu	Nusselt
n	neu
p	Druck
Res	Resultierende
Rad	Strahlung
S	Schwarzer Körper
Sum	Summe
s	Siedepunkt
satt	Sattdampf
T	Temperatur
Te	Teilchen
Tr	Tropfen bzw. Tropfenoberfläche
u	Geschwindigkeit
w	Widerstand
x	Horizontalkoordinate
z	Vertikalkoordinate
∞	Umgebungszustand
\sim	Molare Größe

8. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Schatz, H.: Löscheinsatz bei gelagerten Stoffen
Teil 1: Literaturlauswertung und
Errichtung der Versuchsanlage
Forschungsbericht Nr.53 der Arbeitsgemein-
schaft der Innenministerien der Bundesländer
Arbeitskreis V-Unterausschuß "Feuerwehr-
angelegenheiten" (1985)
- /2/ Kunkelmann, J.: Bestimmung des Tropfenabbaus in Heißgasströ-
mungen durch Verdampfen beim Einsatz
ortsfester Löschanlagen mit dem Löschmittel
Wasser
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Feuerungs-
technik, Forschungsstelle für Brandschutz-
technik, Universität Karlsruhe (1984)
- /3/ Schlünder, E.U.: Über die Trocknung ruhender Einzeltropfen
und fallender Sprühnebel
Darmstadt: Dissertation (1962)
- /4 Wahl, B.: Über den Trocknungsverlauf frei fallender,
feststoffhaltiger Tropfen.
Karlsruhe: Dissertation, Lehrstuhl für
Thermische Verfahrenstechnik (1976)
- /5/ Hilprecht, L.: Instationärer Impuls- und Stoffaustausch bei
beschleunigter Bewegung von Einzelpartikeln.
VDI-Forschungsheft 577,
Düsseldorf: VDI-Verlag (1976)
- /6/ Ranz, W.E. Evaporation from Drops. Part I, II.
Marshall, W.R.: Chemical Engineering Progress 48
(1952) Nr.3, S.141-180

- /7/ Ranz, W.E.: On the evaporation of a drop of volatile liquid in high-temperature surroundings
Transactions of the ASME (1956)
- /8/ Rasbash, D.J.: Heat transfer between water sprays and flames of freely burning fires.
Proceedings of the symposium on the interaction between fluids and particles.
London: (20-22 June 1962) S. 217-223
- /9/ Masters, K.: Spray Drying Handbook.
London: George Godwin Limited (1979)
- /10/ Brauer, H.
Mewes, D.: Strömungswiderstand sowie stationärer und instationärer Stoff- und Wärmeübergang an Kugeln.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.13, S.865-868
- /11/ Brauer, H.
Mewes, D.: Strömungswiderstand sowie stationärer Stoff- und Wärmeübergang an Blasen und Tropfen.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.15, S.953-956
- /12/ Brauer, H.
Krüger, R.: Untersuchungen zur Flüssigkeitszerstäubung und Tropfenbewegung in Zerstäubungstrocknern.
vt verfahrenstechnik 3(1969) Nr.3, S.107-116
- /13/ Brauer, H.
Sucker, D.: Umströmung von Platten, Zylindern und Kugeln.
Chem.-Ing.-Techn. 48(1976) Nr.8, S.665-671
- /14/ Brauer, H.
Sucker, D.: Stoff- und Wärmeübergang an umströmten Platten, Zylindern und Kugeln.
Chem.-Ing.-Techn. 48(1976) Nr.9, S.737-741
- /15/ Brauer, H.: Unsteady state mass transfer through the interface of spherical particles I and II.
Int.J.Heat Mass Transfer 21(1978), S.445-465

- /16/ Brauer, H.: Instationärer Wärmetransport durch die Grenzfläche von Kugeln.
Wärme- und Stoffübertragung 12(1979), S.145-156
- /17/ Brauer, H.: Impuls-, Stoff- und Wärmetransport durch die Grenzfläche kugelförmiger Partikel.
Chemie-Ing.-Techn. 45(1973) Nr.18, S.1099-1103
- /18/ Brauer, H.: Grundlagen der Einphasen und Mehrphasenströmungen.
Bewegung starrer Partikeln.
Aarau und Frankfurt: 1971
- /19/ Ihme, F.
Schmidt-Traub, H.
Brauer, H.: Theoretische Untersuchung über die Umströmung und den Stoffübergang an Kugeln.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.5, S.306-313
- /20/ Schubert, M.
Viehweg, H.: Sprühturmtechnik.
Leipzig: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie (1969)
- /21/ Plöcker, U.J.
Schmidt-Traub, H.: Instationärer Stofftransport zwischen einer Einzelkugel und einer ruhenden Umgebung.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.5, S.313-319
- /22/ Mersmann, A.: Volumenanteil der dispersen Phase in Sprühkolonnen sowie Blasen- und Tropfensäulen.
vt verfahrenstechnik 12(1978) Nr.7, S. 426-429
- /23/ Nitsch, J.: Der Wärmeübergang in Wassertropfen und seine Berücksichtigung bei der Berechnung hochbelasteter Einspritzkühler.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.5, S.301-306

- /24/ Stein,W.A.: Berechnung des Wärmeübergangs im Sprühturm.
Chemie-Ing.-Techn. 43(1971) Nr.21,
S. 1153-1158
- /25/ Stein,W.A.: Berechnung der Trocknung wasserfeuchter
Produkte im Sprühturm.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.22,
S. 1241-1246
- /26/ Stein,W.A.: Berechnung der Verdampfung von Flüssigkeit
aus feuchten Produkten im Sprühturm.
vt verfahrenstechnik 7(1973) Nr.9, S.262-267
- /27/ Armbruster,W.: Die Zerstäubungstrocknung I und II
Chemiker-Ztg./Chem.Apparatur/
Verfahrenstechnik 93(1969) Nr.12 und Nr.13,
S.469-473 und S.493-504
- /28/ Kessler,H.G.: Zur Dimensionierung von Zerstäubungs-
trocknertürmen.
Chemie-Ing.-Techn. 39(1967) Nr.9/10,
S. 601-606
- /29/ Mühle,J.: Untersuchungen von Partikelbahnen in
Drehströmungen.
Teil I: Über den Einfluß der wichtigsten
Kennzahlen.
Chemie-Ing.-Techn. 43(1971) Nr.21,
S. 1158-1168
- /30/ Mühle,J.: Untersuchungen von Partikelbahnen in
gekrümmten Strömungen.
Teil II: Numerische Ergebnisse für
technisch bedeutsame Strömungsformen.
Chemie-Ing.-Techn. 44(1972) Nr.14,
S. 889-899

- /31/ Frössling, N.: Über die Verdunstung fallender Tropfen.
Beitr. Geophys. 52(1938), S. 170-216,
(AERE Harwell, Translation August 1963)
- /32/ Hoffman, T.W.
Ross, L.L.: A theoretical investigation of the effect
of mass transfer on heat transfer to an
evaporating droplet.
Inst. J. Heat Mass Transfer 15
Pergamon Press (1972), S. 599-617
- /33/ Matosz, R.L.
Leipziger, S.
Torda, T.P.: Investigation of liquid drop evaporation
in a high temperature and high pressure
environment.
Int. J. Heat Mass Transfer, 15,
Pergamon Press (1972), S. 831-852
- /34/ Schlünder, E.U.: Die Berechnung von Beharrungstemperaturen
bei Trocknungsvorgängen.
vt-Hochschulkurs I:
Thermische Verfahrenstechnik,
vt verfahrenstechnik 9(1975), Nr. 12
- /35/ Dietz, H.: Untersuchungen des Stoff- und
Wärmeüberganges an fallenden Tropfen.
Chem. Techn. 15(1963), Nr. 8, S. 463-472
- /36/ Cox, G.
Chitty, R.: A study of deterministic properties
of unbounded fire plumes.
Combustion and Flame 39(1980), S. 191-209
- /37/ Hauschild, H.: Die Bewegung eines einzelnen Tropfens bei
Zerstäubungsvorgängen.
Energie, Jahrgang 13 (1961), Nr. 5, S. 207-211
- /38/ Dolinskiy, A.A.: Features of transient evaporation of a
droplet of a solution in a hightemperature
gas medium.
Heat Transfer
Soviet Research 5 (1973), Nr. 3, S. 69-74

- /39/ Holman, J.P. Experiments on individual droplet heat
 Jenkins, P.E. transfer rates.
 Sullivan, F.G.: Int.J.Heat Mass Transfer 15,
 Pergamon Press (1972), S.1489-1495
- /40/ Frazier, G.C. Vaporization of liquid droplets in high
 Hellier, W.W.: temperature air streams.
 I u. EC Fundamentals 8(1969), Nr.4
- /41/ Law, C.K.: Recent advances in droplet vaporization
 and combustion.
 Prog.Energy Combustion, Sci.8,
 Pergamon Press (1982), S.171-201
- /42/ Matalon, M. Gas-phase transient diffusion in
 Law, Ch.K.: droplet vaporization and combustion.
 Combustion and Flame 50(1983), S.219-229
- /43/ Strahle, W.C.: Forced convection droplet
 evaporization with finite vaporization
 kinetics and liquid heat transfer.
 Int.J.Heat Mass Transfer 15
 Pergamon Press (1972), S.2077-2089
- /44/ Gnielinski, V.: Berechnung mittlerer Wärme- und Stoff-
 übergangskoeffizienten an laminar und
 turbulent überströmten Einzelkörpern
 mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung.
 Forsch.Ing.-Wes. 41(1975) Nr.5
- /45/ Bullen, M.L.: The effect of a sprinkler on the stability
 of a smoke layer beneath a ceiling.
 Fire Technology 13, (1977) Nr.1, S.21-34
- /46/ Marberg, M. Effect of multiple particle interactions
 Ray, A.K. on burning droplets.
 Leung, K.: Combustion and Flame 57, (1984), S.237-245

- /47/ Löffler, F.: Kurs: Staubabschneiden
Karlsruhe (Okt.1982)
- /48/ Rumpf, H.: Grundlagen der Mechanischen
Verfahrenstechnik
Karlsruhe (1968/69)
- /49/ Krischer, O. Trocknungstechnik Band 1, 2
Kröll, K. Berlin-Heidelberg-New York:
Kast, W: Springer-Verlag (1978)
- /50/ Jordan-Engeln, G. Numerische Mathematik für Ingenieure.
Reutter, F.: Mannheim-Wien-Zürich:
Bibliographisches Institut (1978)
- /51/ UNIVAC LARGE SCALE SYSTEMS,
Math.-Pack. Sperry Rand Corporation
(1973)
- /52/ VDI-Wärmeatlas.
Berechnungsblätter für den Wärmeübergang.
Düsseldorf: VDI-Verlag (1984)
- /53/ Hottel, H.C. Radiative Transfer
Sarofin, A.F.: McGraw-Hill Book Company (1967)
- /54/ Vauck, W.R.A. Grundoperationen chemischer Verfahrenstechnik.
Müller, H.A.: Weinheim: Verlag Chemie (1982)
- /55/ Schlünder, E.U.: Skriptum Stoffübertragung I
Karlsruhe (1980)
- /56/ Barrow, G.M.: Physikalische Chemie. Bd. 1
Braunschweig: Vieweg Verlag (1978)
- /57/ Raznjewic; Thermodynamische Tabellen
Kuzmann: Düsseldorf (1977)

9. TABELLE UND BILDER

Tabelle.

Für die Tropfenberechnung verwendete Anfangswerte.

Höhe des Sprinklers über der Energiequelle m	Tropfendurchmesser mm	Tropfeneinsprühgeschwindigkeit m/s	Tropfeneinsprühwinkel Grad	Stärke der Energiequelle kW
4	0,2	10	0	20
	0,4	20	10	50
	0,5	30	20	100
	0,6		40	
	1,0		60	
				80

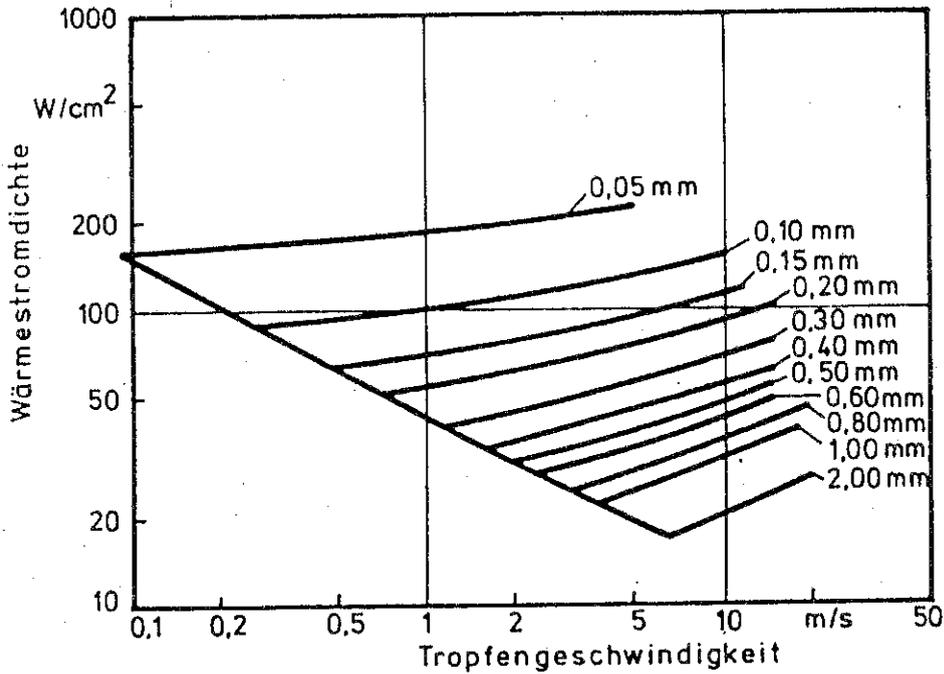


Bild 1. Konvektive Wärmeübertragung in Abhängigkeit der Tropfengeschwindigkeit bei verschiedenen Tropfendurchmessern nach / 8 /.

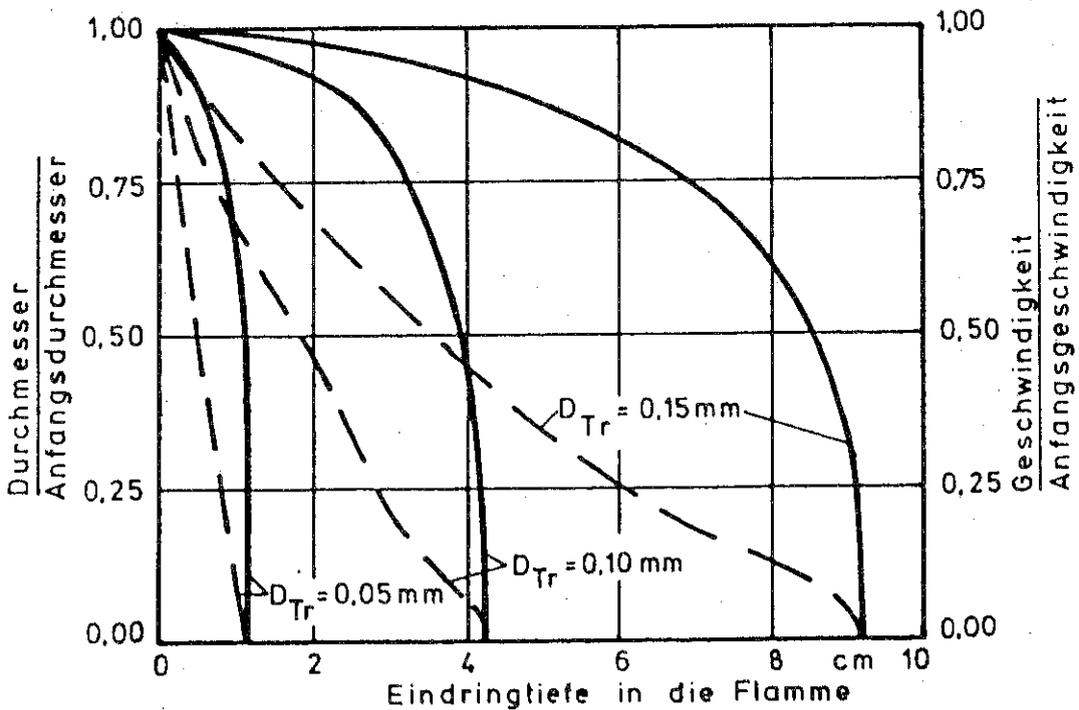


Bild 2. Abnahme der Tropfengröße (—) und der Tropfengeschwindigkeit (---) in einer Flamme nach / 8 /.

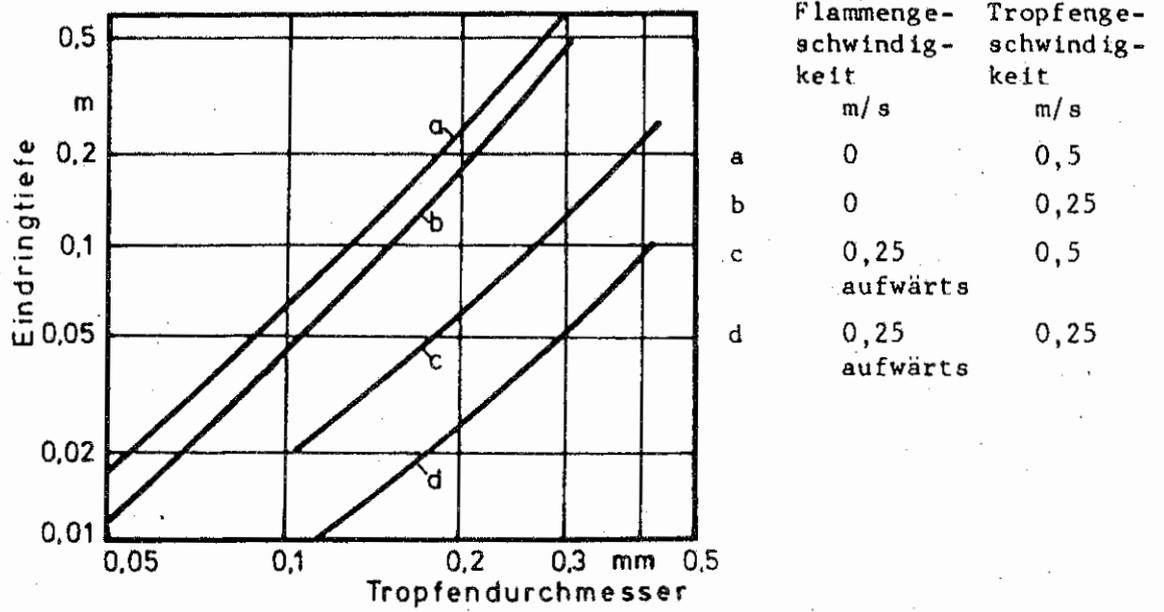


Bild 3. Eindringtiefe in eine Flamme in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser nach / 8 /.

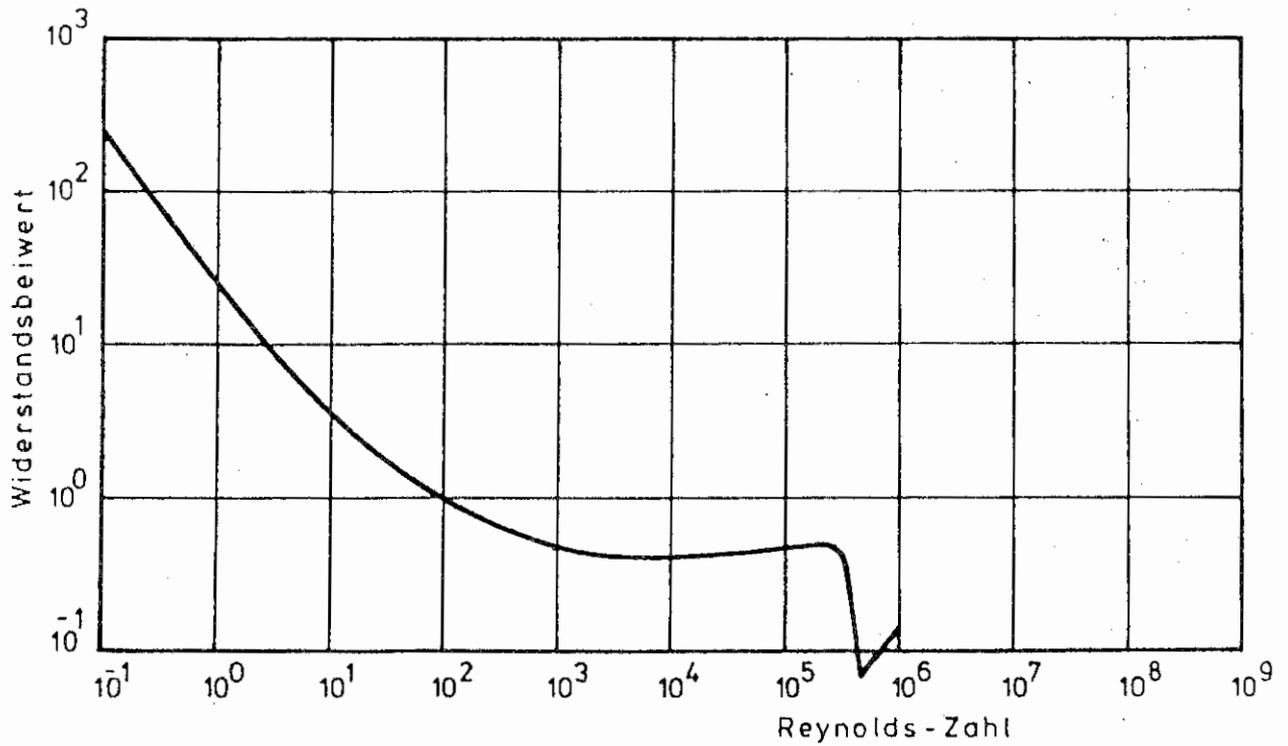


Bild 4. Widerstandsbeiwert für Kugeln in schwach turbulenter Strömung nach / 10,13;17,20,23/.

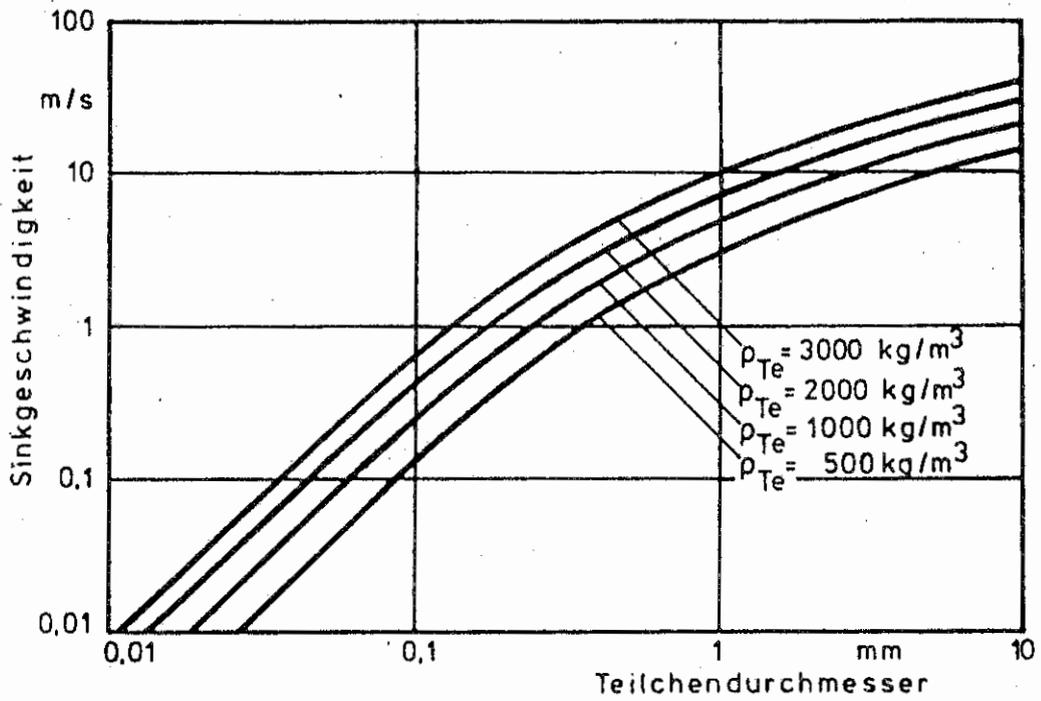


Bild 5. Sinkgeschwindigkeit als Funktion des Teilchendurchmessers bei verschiedenen Dichten des versprühten Stoffes nach /27,28 /.

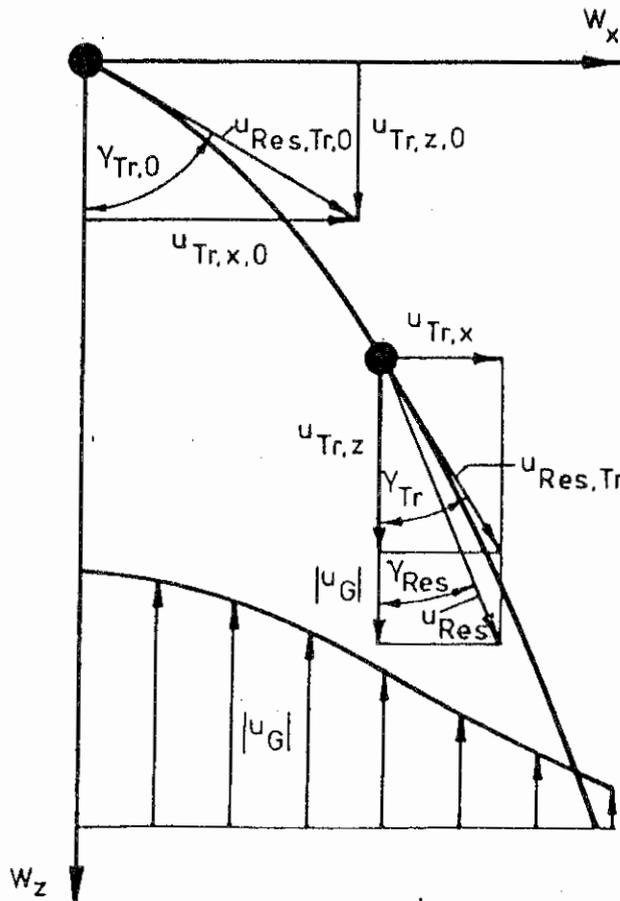


Bild 6. Bewegung eines kugelförmigen Tropfens in einer Gasströmung.

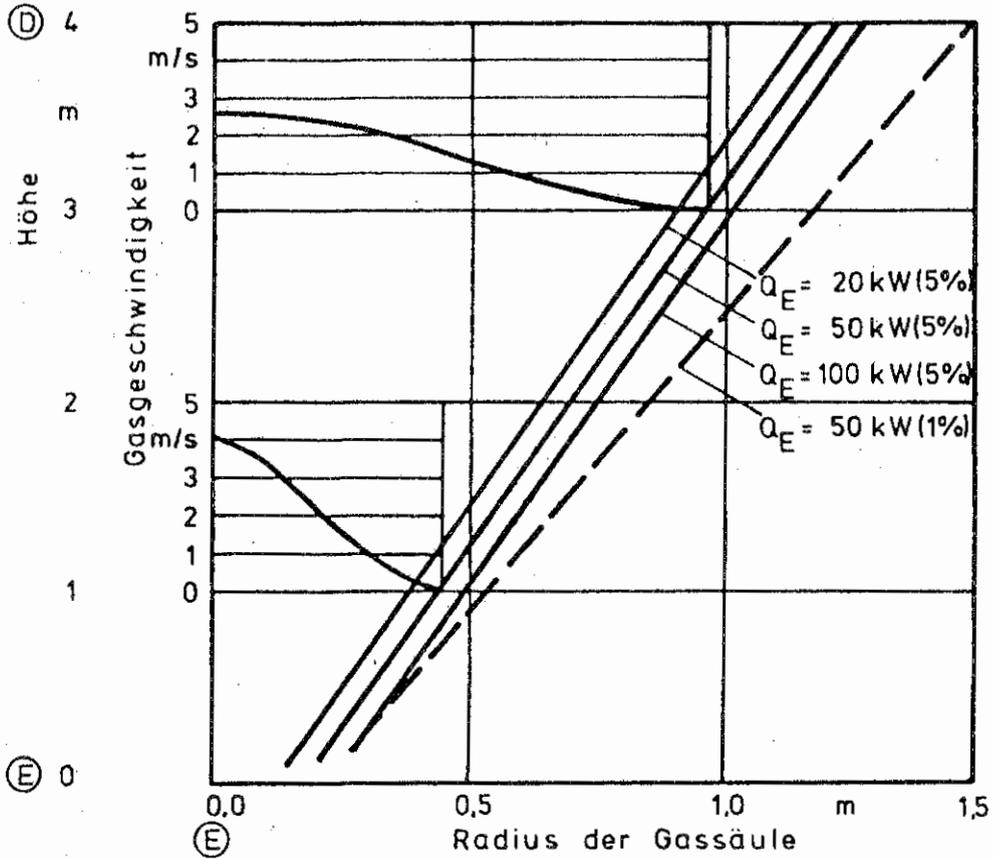


Bild 7. Querverteilung der Gasgeschwindigkeit in verschiedenen Höhen und Strahlgrenzen für 3 Leistungen der Energiequellen und 2 Grenzggeschwindigkeiten.

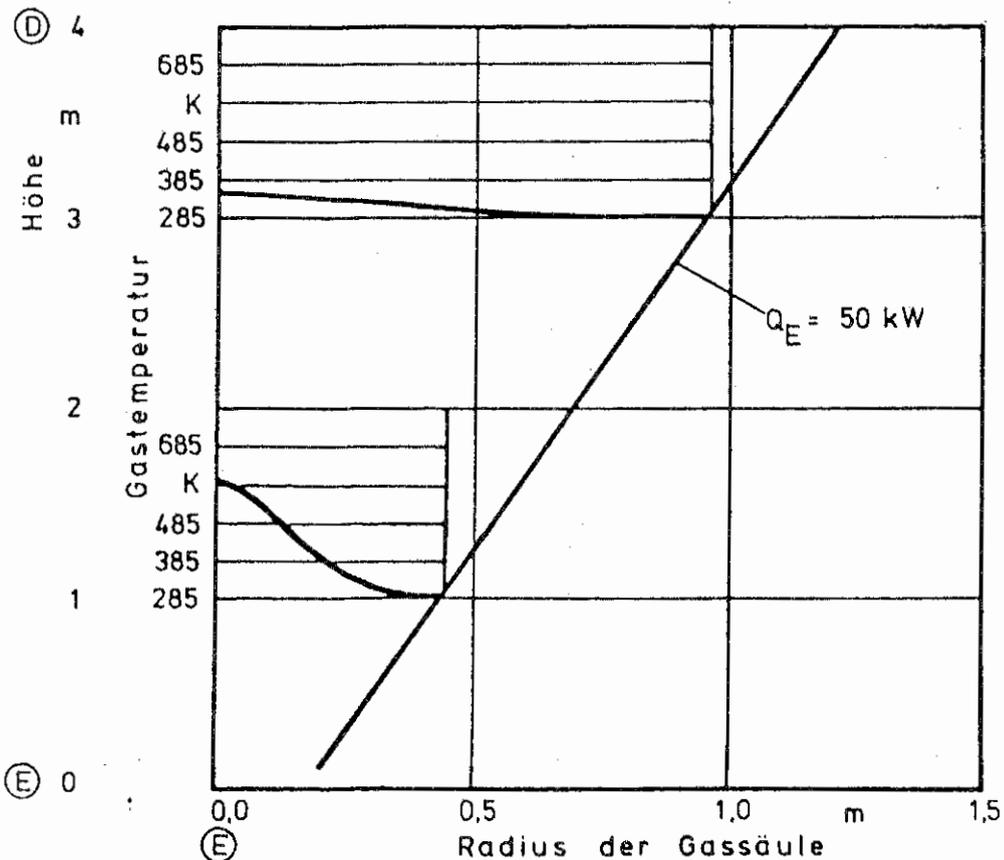


Bild 8. Querverteilung der Gastemperatur in verschiedenen Höhen und Strahlgrenze bei 50 kW Leistung.

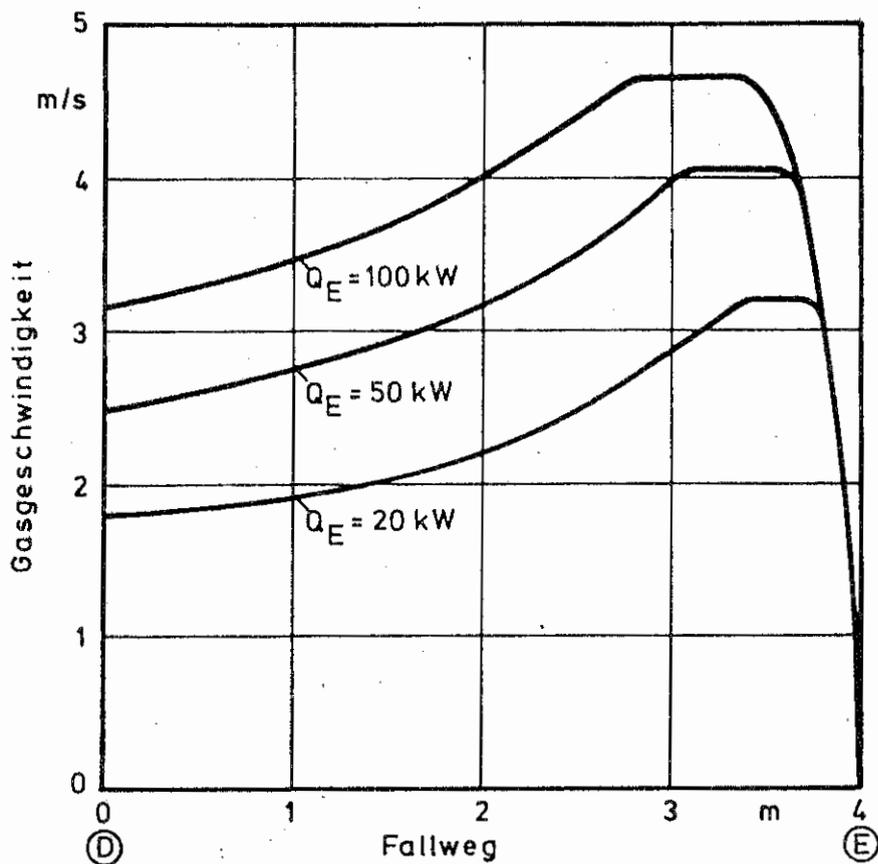


Bild 9. Gasgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Leistungen der Energiequelle.

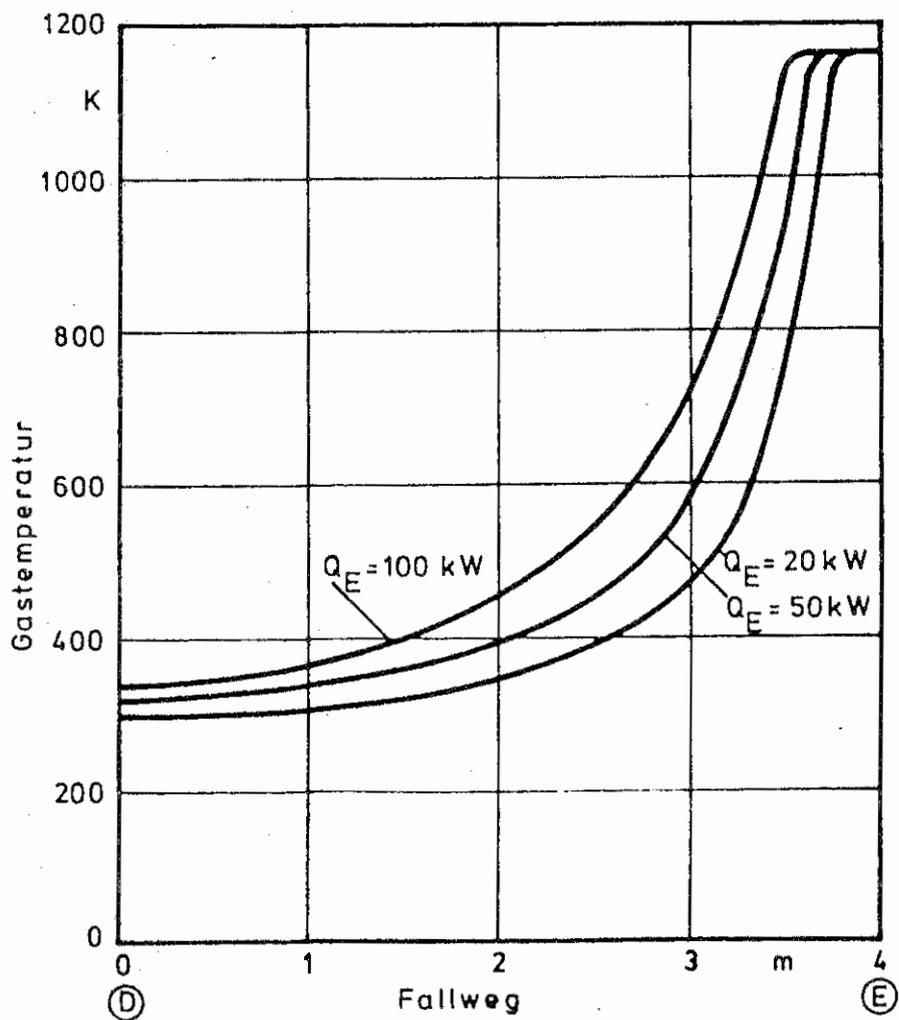


Bild 10. Gastemperatur in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Leistungen der Energiequelle.

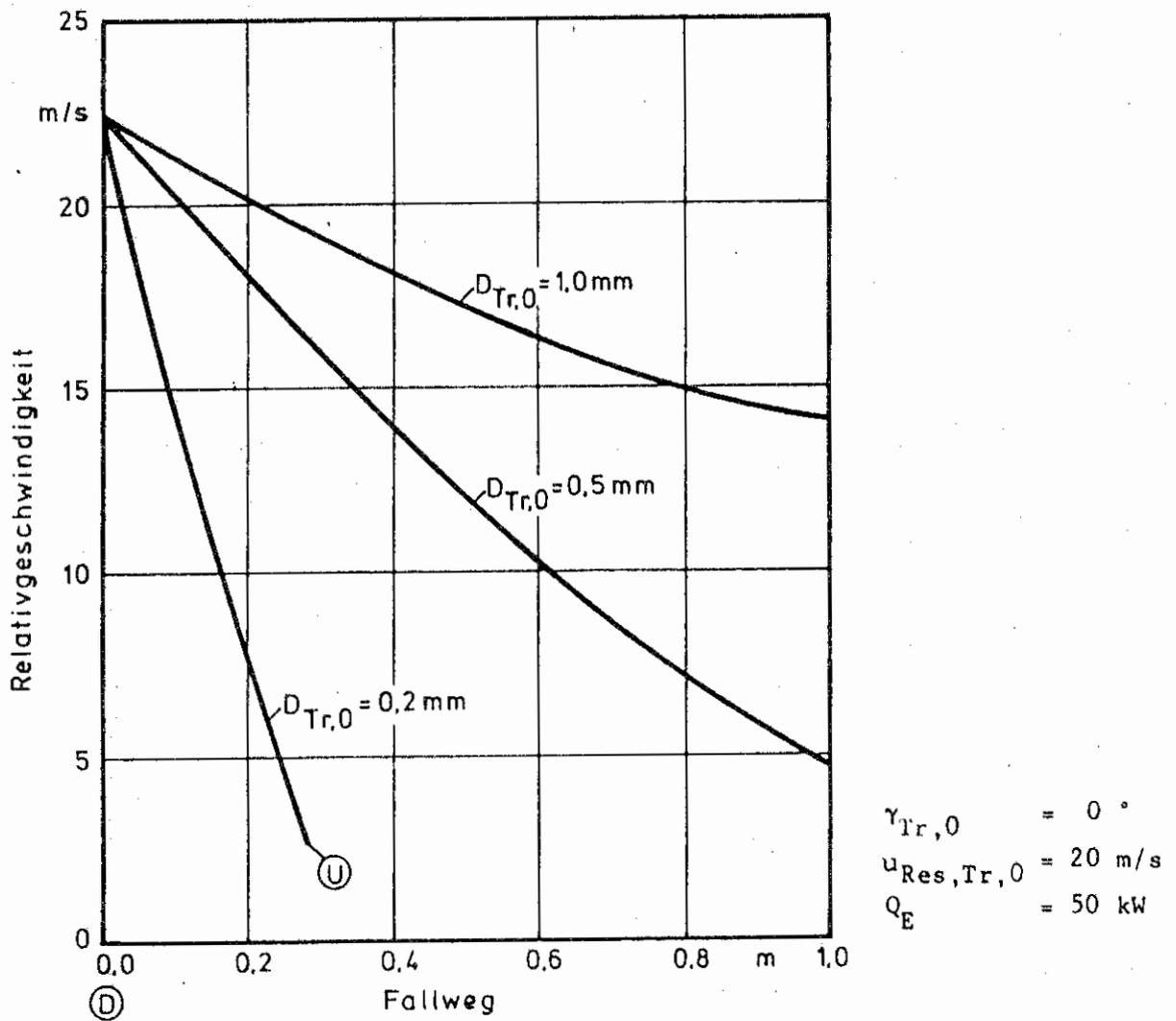


Bild 11. Achswert der Relativgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Tropfendurchmesser.

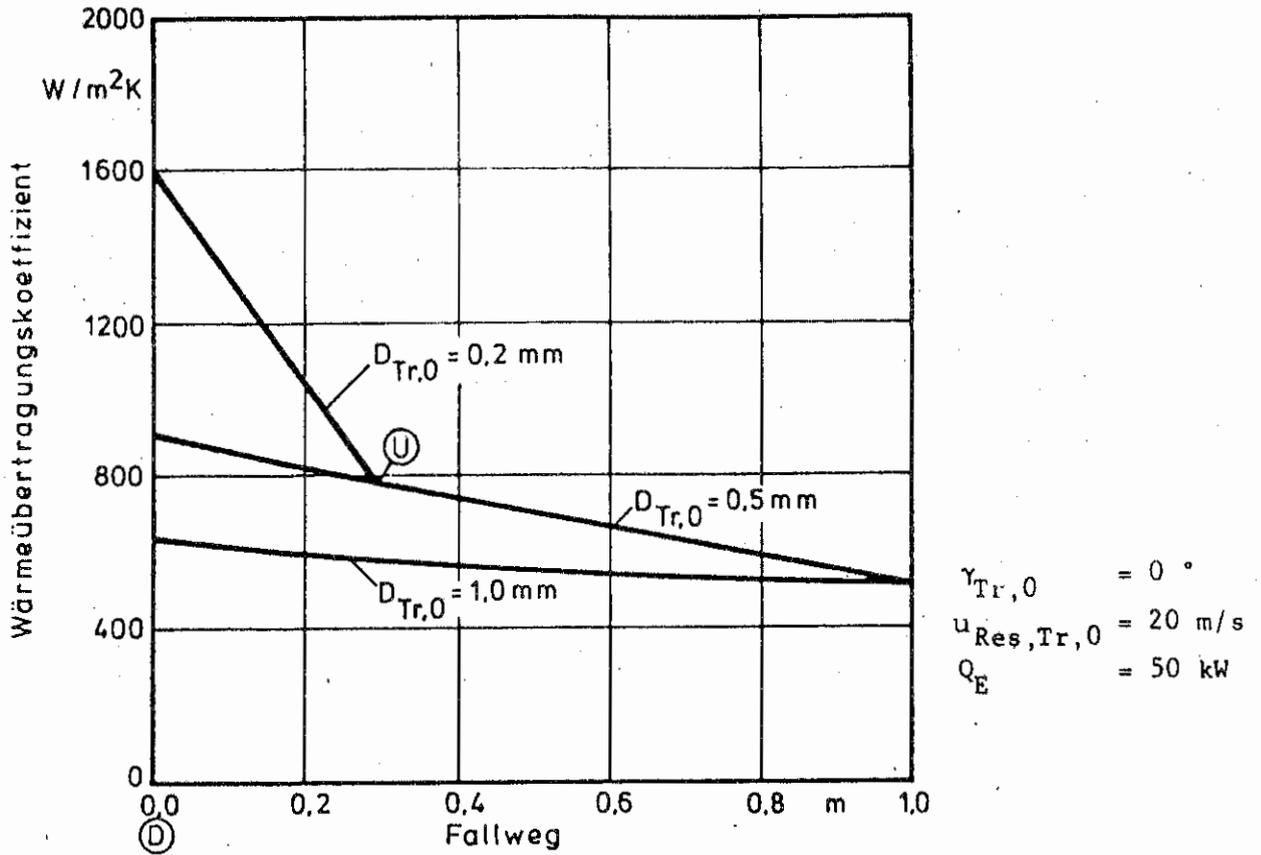


Bild 12. Wärmeübertragungskoeffizient in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Tropfendurchmesser.

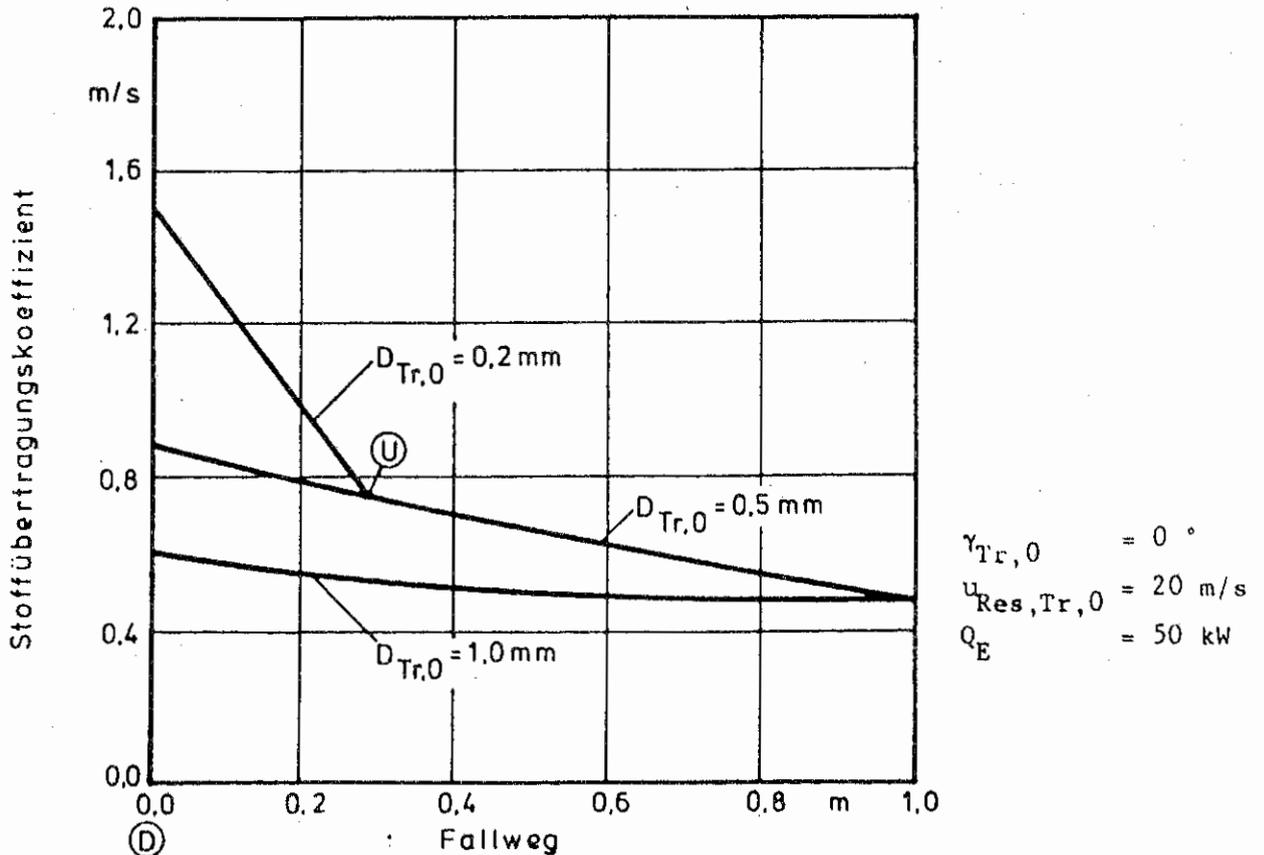
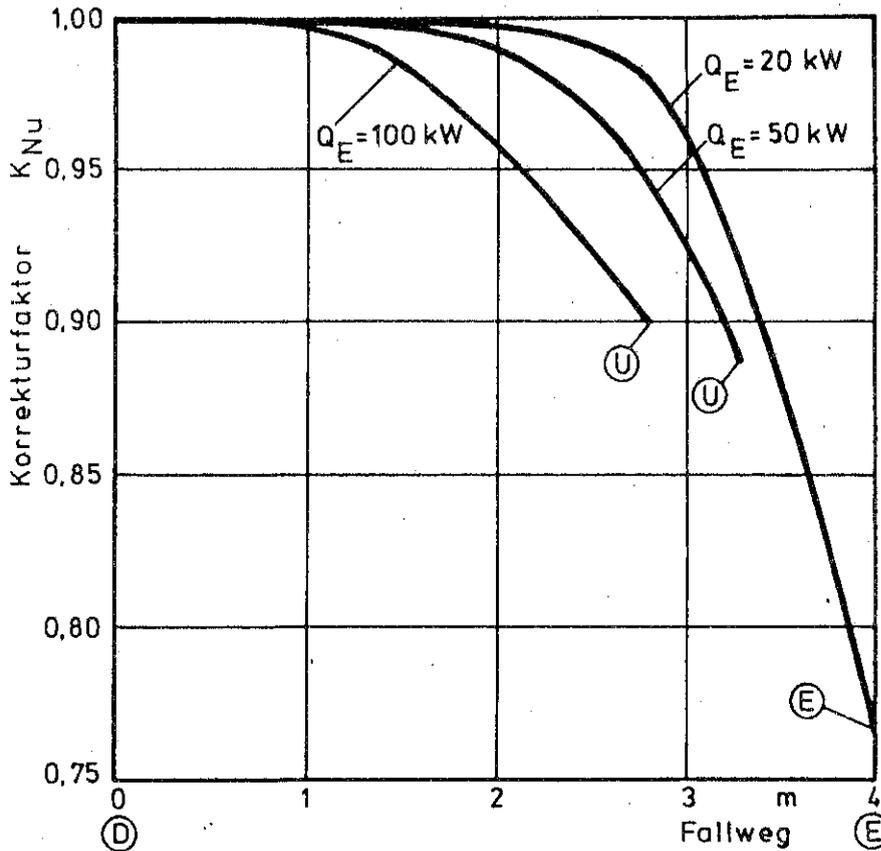
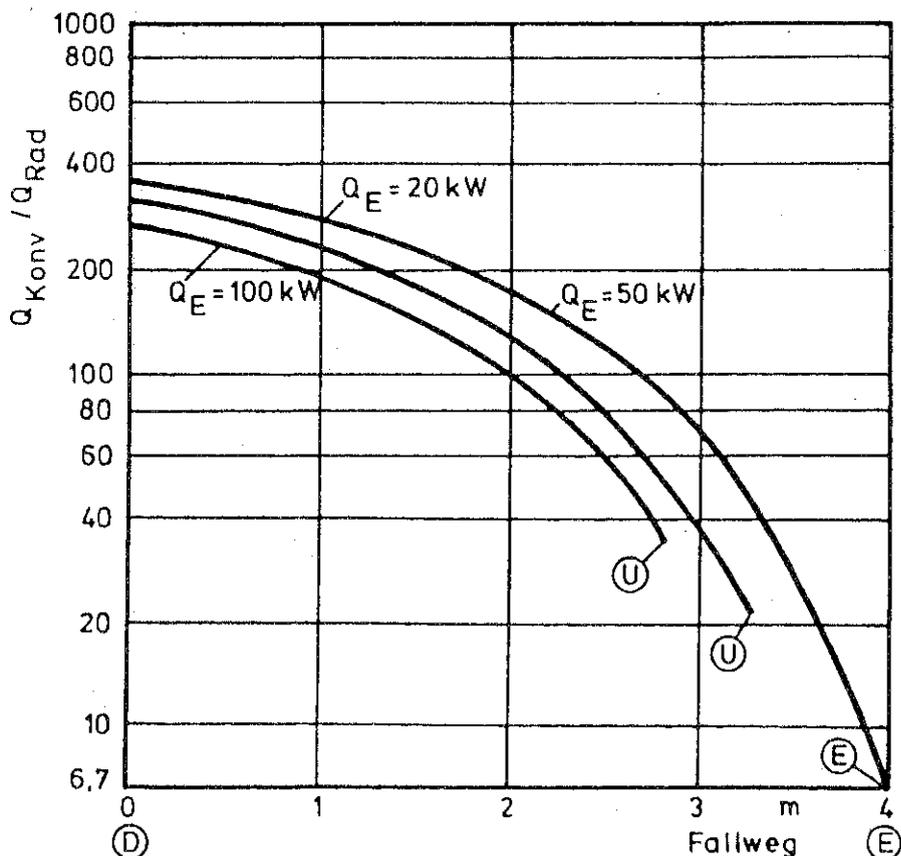


Bild 13. Stoffübertragungskoeffizient in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Tropfendurchmesser.



$\gamma_{Tr,0} = 0^\circ$
 $u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$
 $D_{Tr,0} = 1 \text{ mm}$

Bild 14. Korrekturfaktor für die Nusselt-Zahl in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Leistungen der Energiequelle.



$\gamma_{Tr,0} = 0^\circ$
 $u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$
 $D_{Tr,0} = 1 \text{ mm}$
 $\epsilon_G = 0,3$

Bild 15. Änderung des Strahlungseinflusses während des Tropfenfluges für 3 Leistungen der Energiequelle.

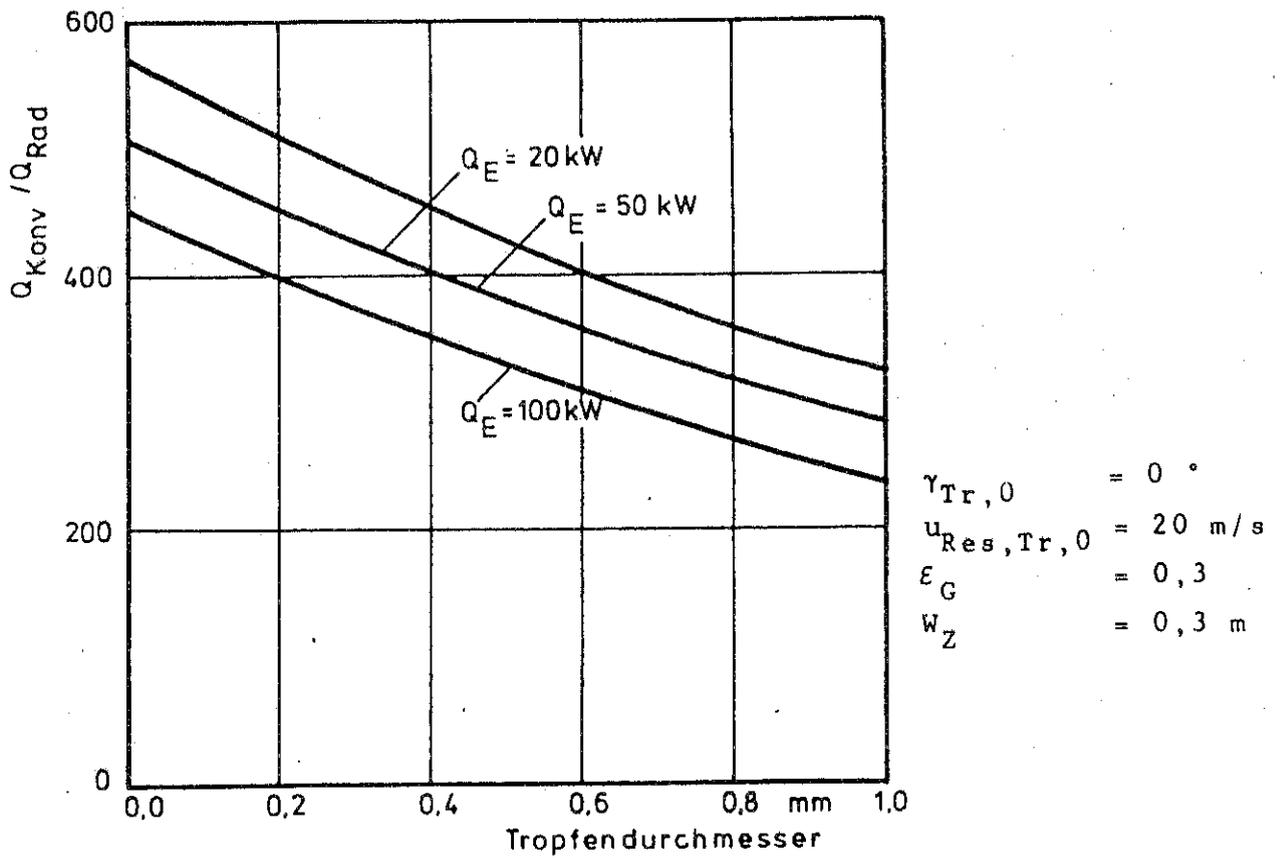


Bild 16. Änderung des Strahlungseinflusses in Abhängigkeit vom Tropfendurchmesser für 3 Leistungen der Energiequelle.

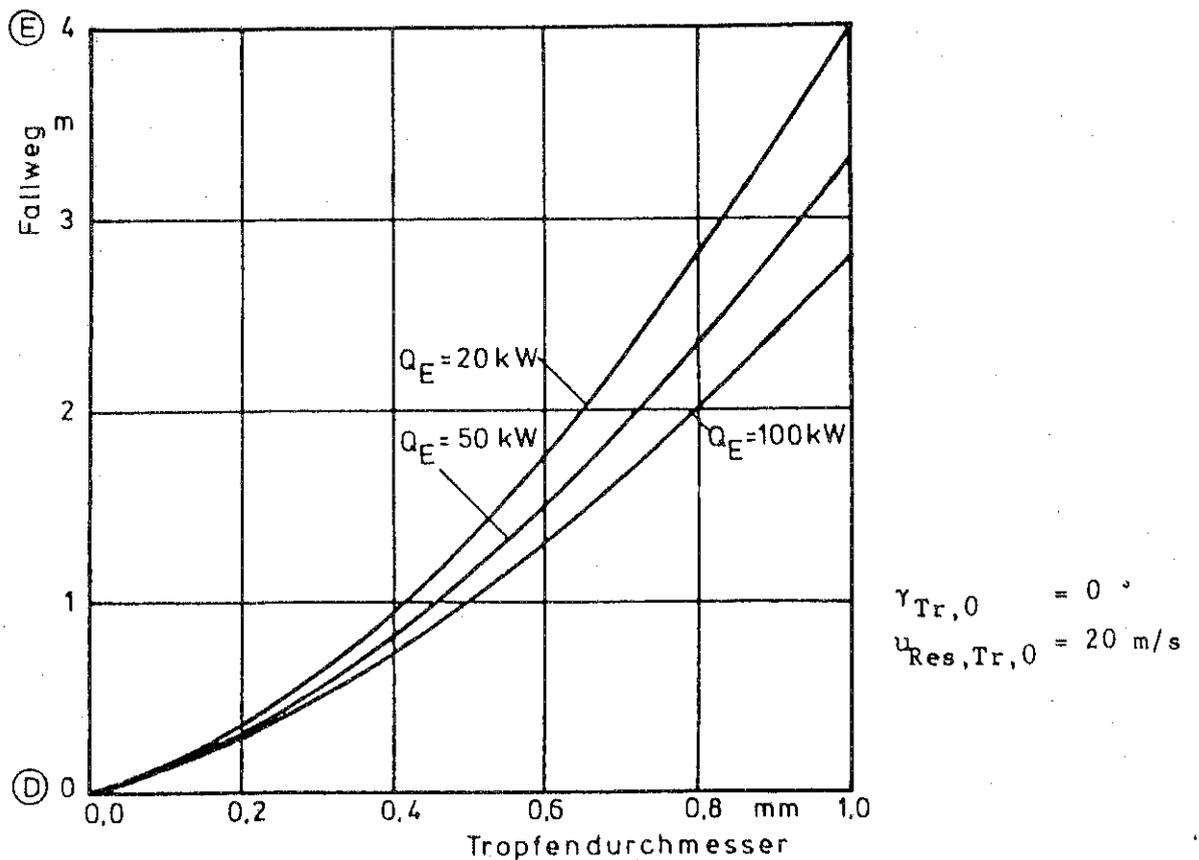


Bild 17. Vertikaler Fallweg des Tropfens in Abhängigkeit vom Durchmesser für 3 Leistungen der Energiequelle.

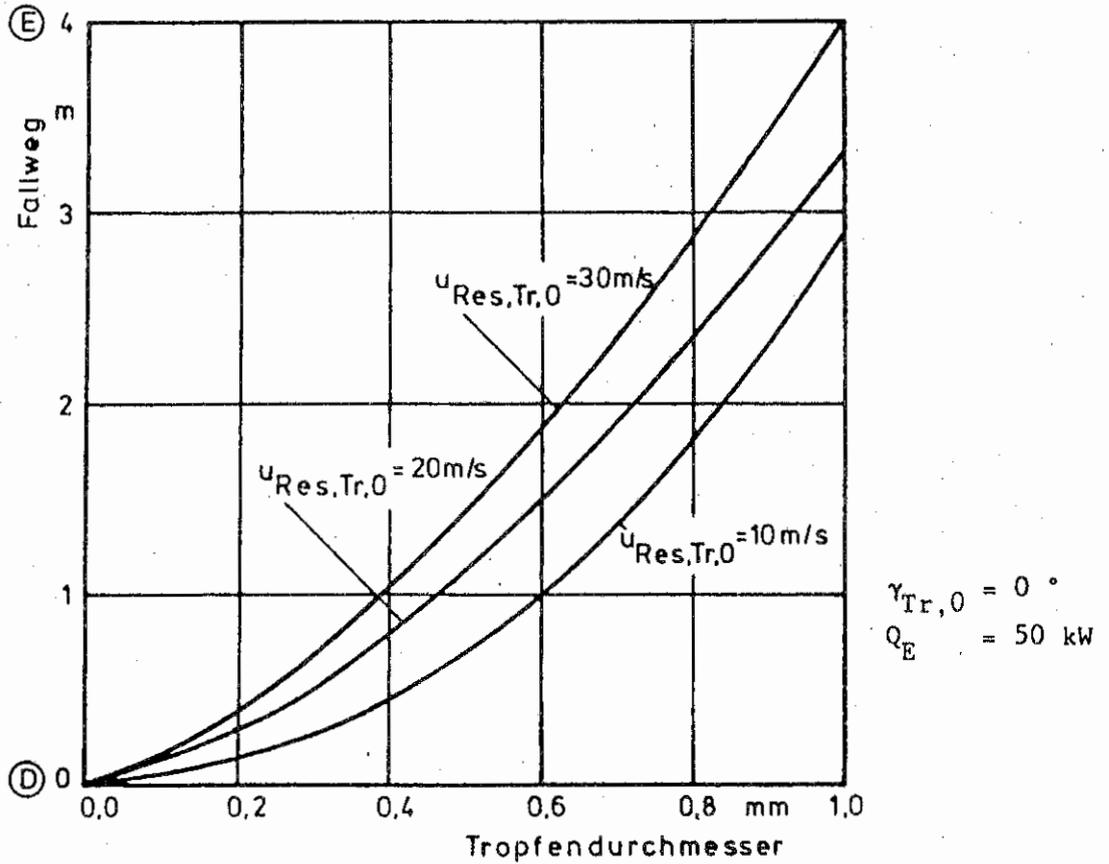


Bild 18. Vertikaler Fallweg des Tropfens in Abhängigkeit vom Durchmesser für 3 Tropfeneinsprühgeschwindigkeiten.

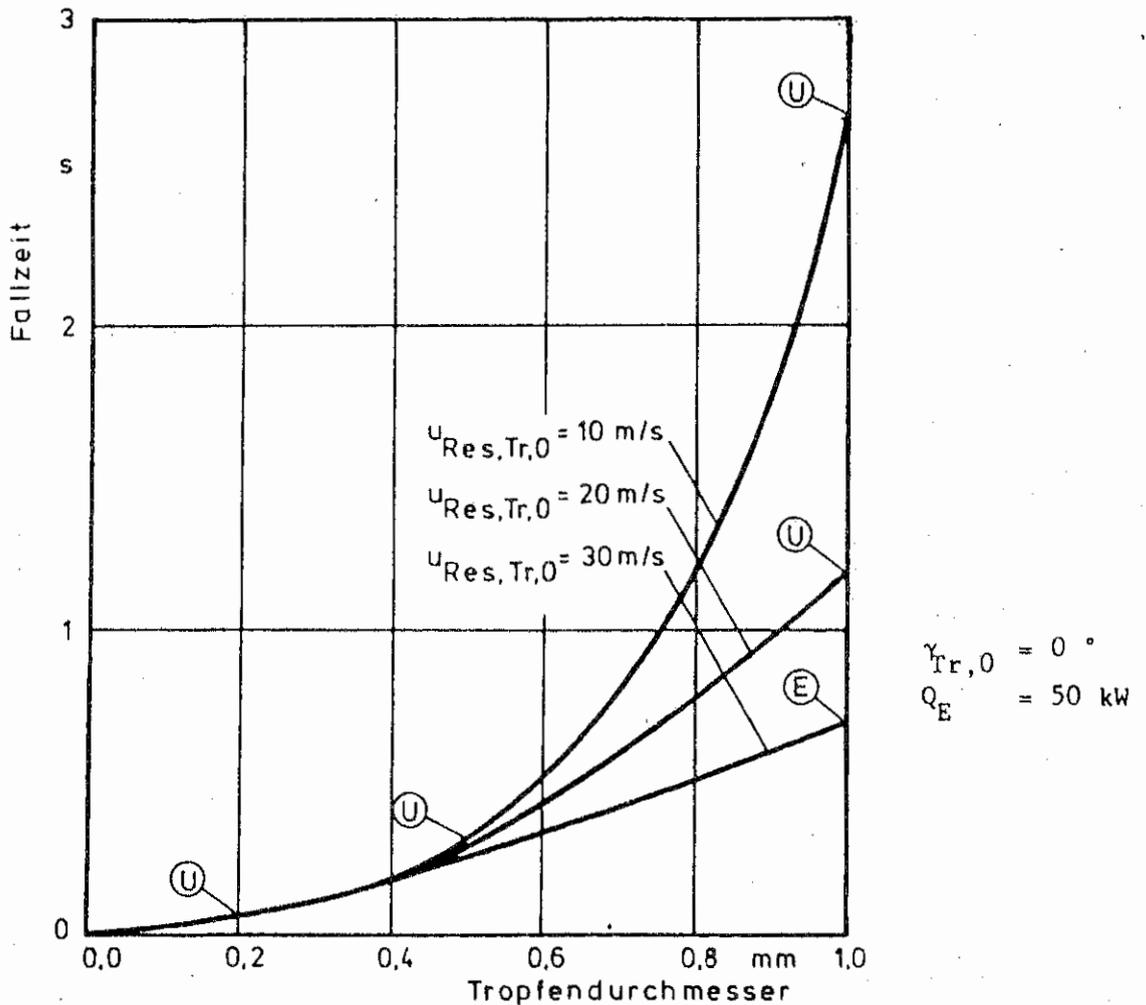
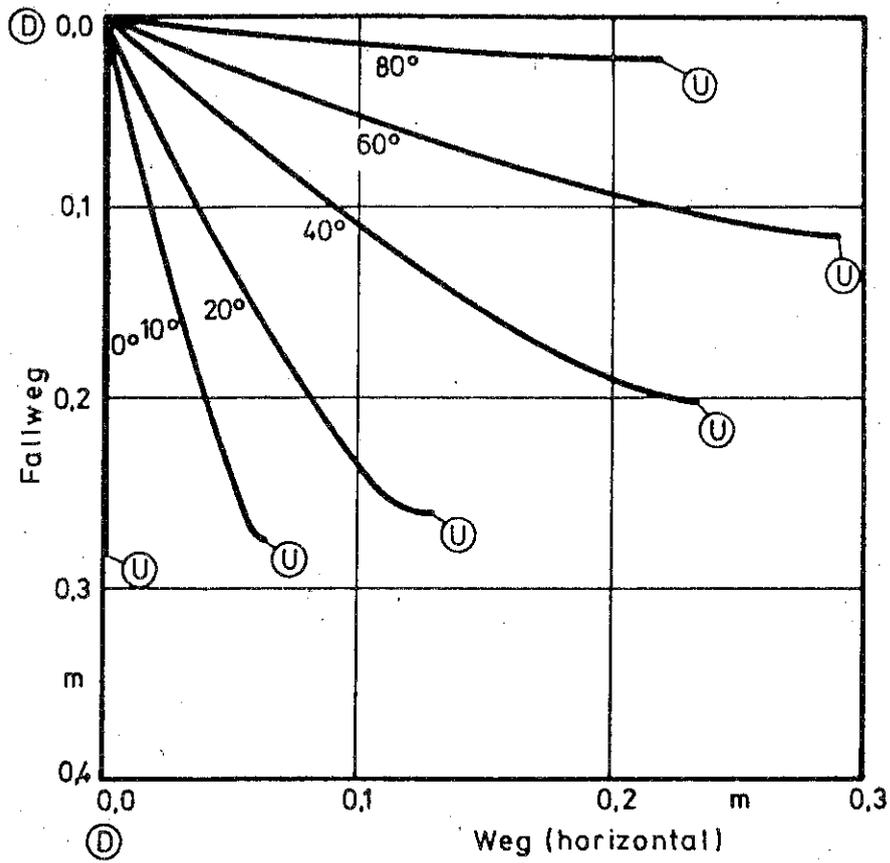
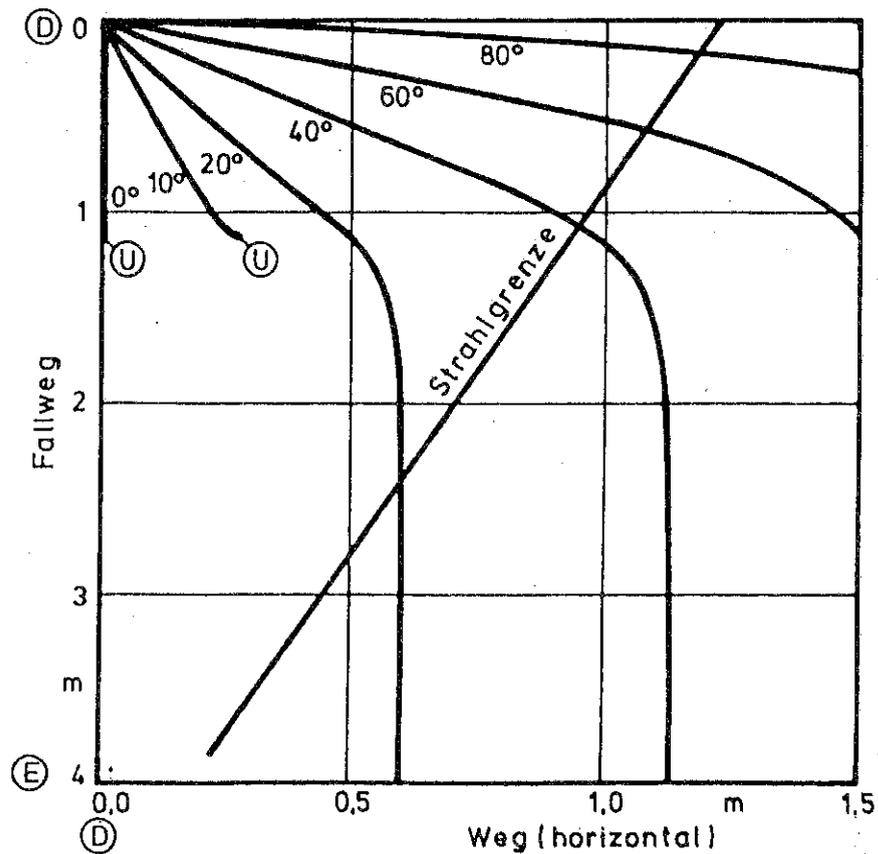


Bild 19. Fallzeit des Tropfens in Abhängigkeit vom Durchmesser für 3 Tropfeneinsprühgeschwindigkeiten.



$u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$
 $D_{Tr,0} = 0,2 \text{ mm}$
 $Q_E = 50 \text{ kW}$

Bild 20. Bahnkurven eines Tropfens mit dem Einsprühwinkel als Parameter.



$u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$
 $D_{Tr,0} = 0,5 \text{ mm}$
 $Q_E = 50 \text{ kW}$

Bild 21. Bahnkurven eines Tropfens mit dem Einsprühwinkel als Parameter.

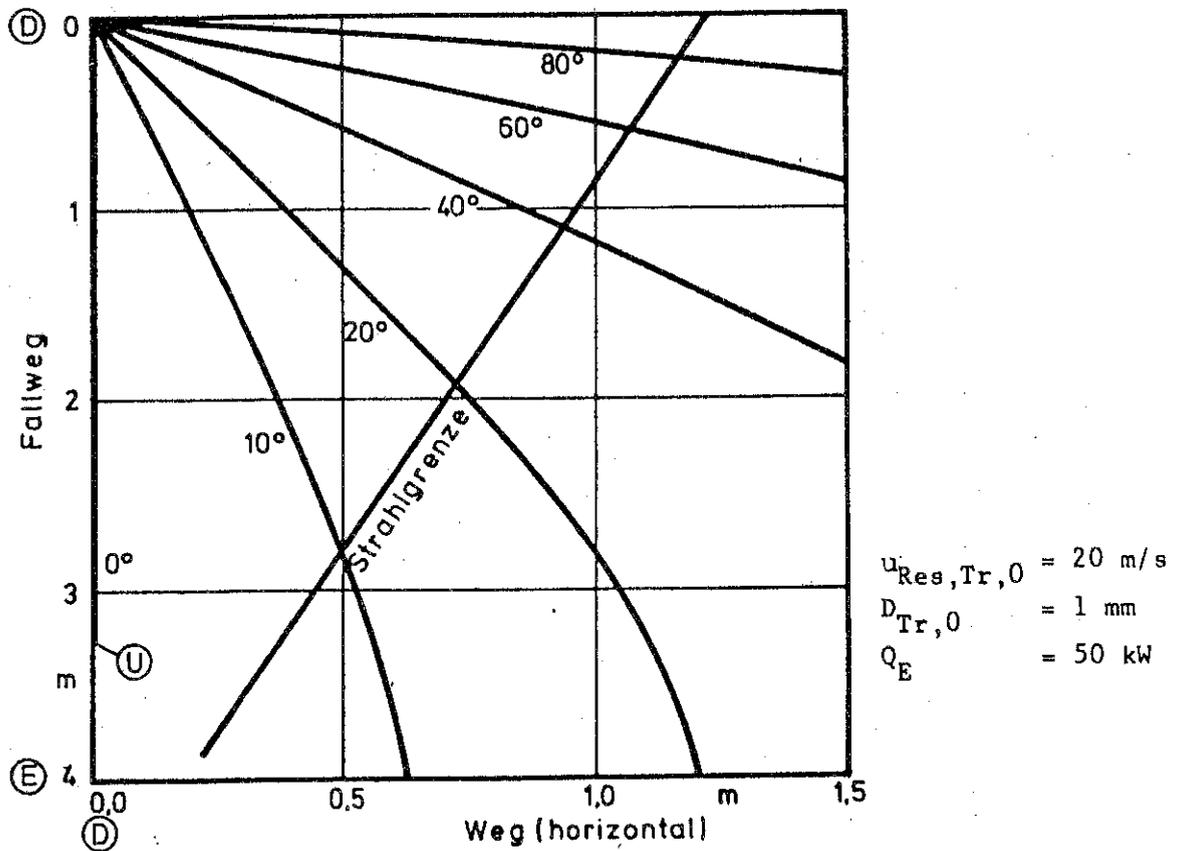


Bild 22. Bahnkurven eines Tropfens mit dem Einsprühwinkel als Parameter.

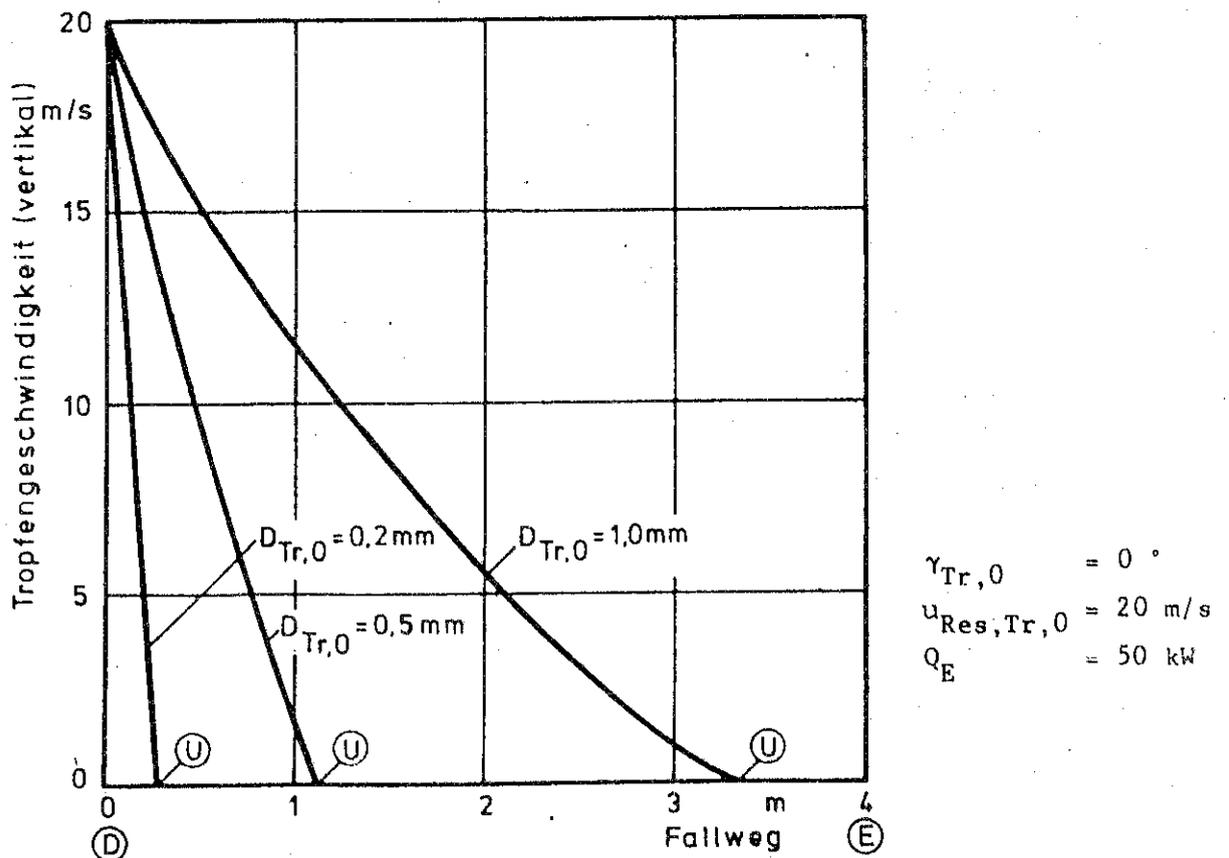


Bild 23. Vertikale Tropfengeschwindigkeit in Abhängigkeit des Fallweges für 3 verschiedene Tropfengrößen.

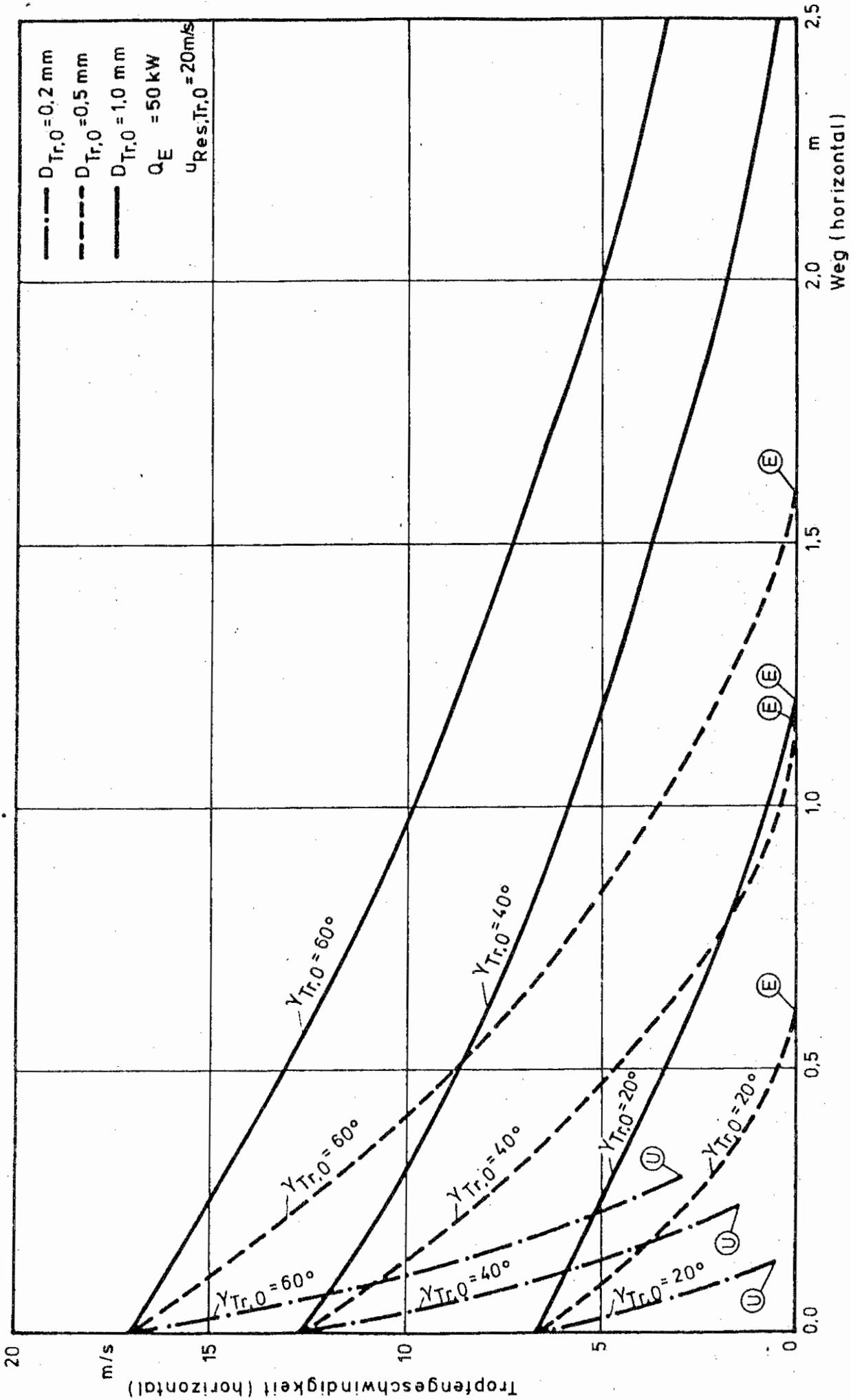


Bild 24. Horizontale Tropfengeschwindigkeit in Abhängigkeit des zurückgelegten horizontalen Weges für 3 Tropfendurchmesser und 3 Einsprühwinkel.

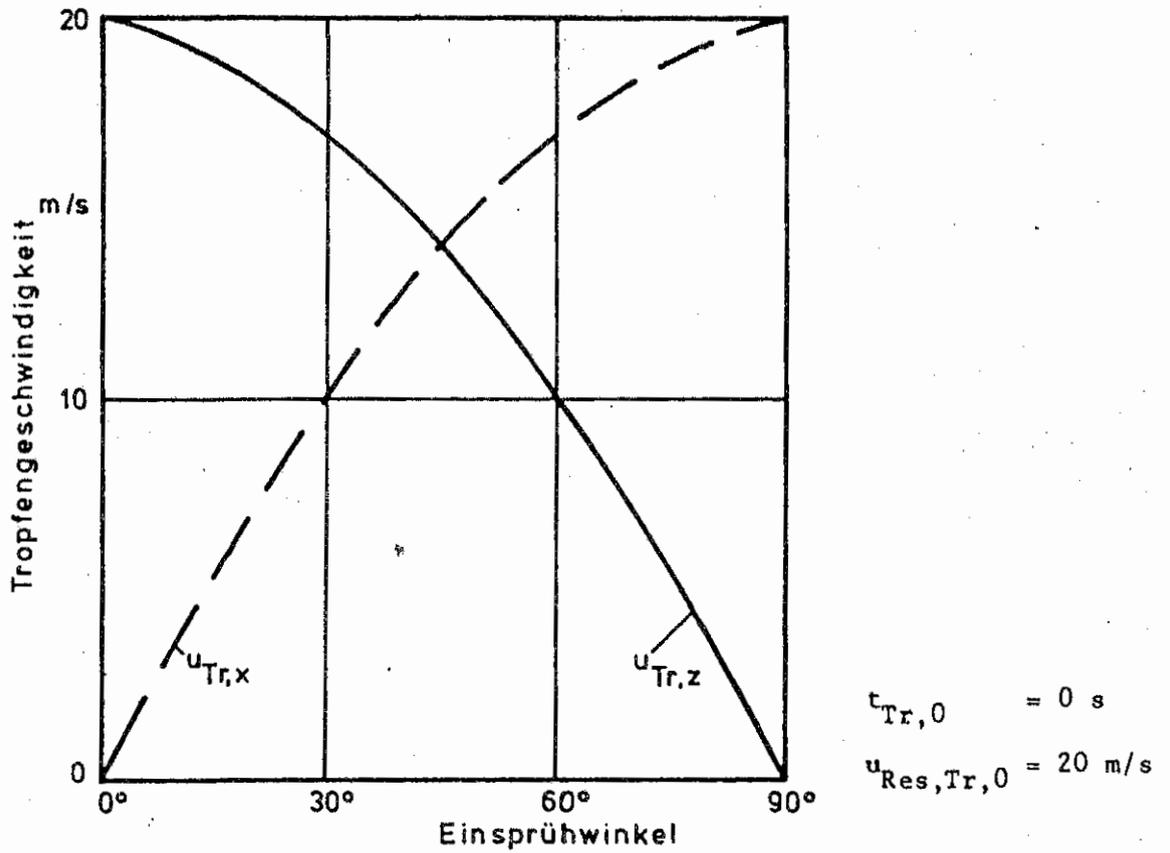


Bild 25. Geschwindigkeit in horizontaler und in vertikaler Richtung in Abhängigkeit vom Einsprühwinkel.

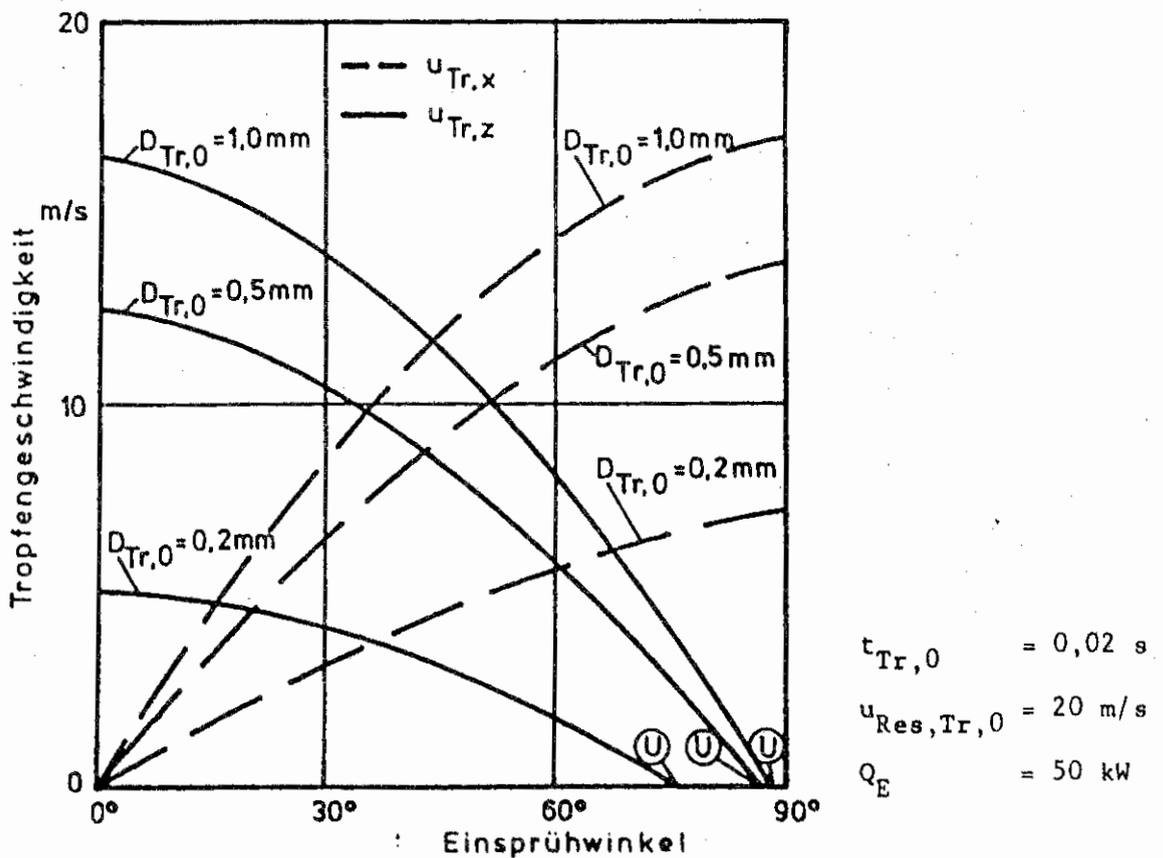
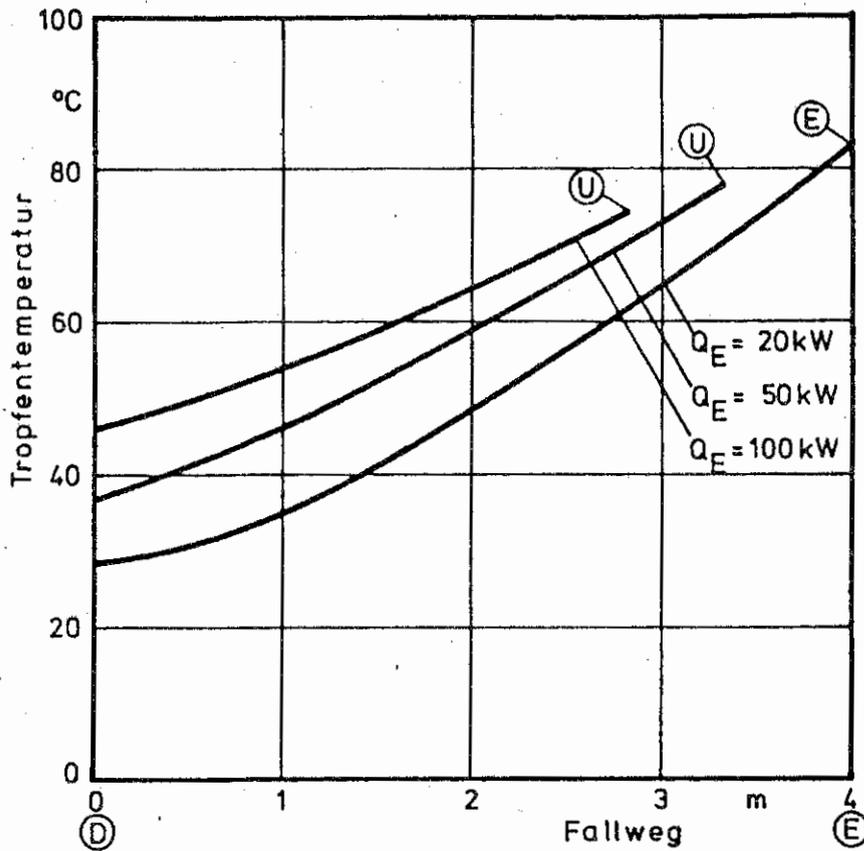
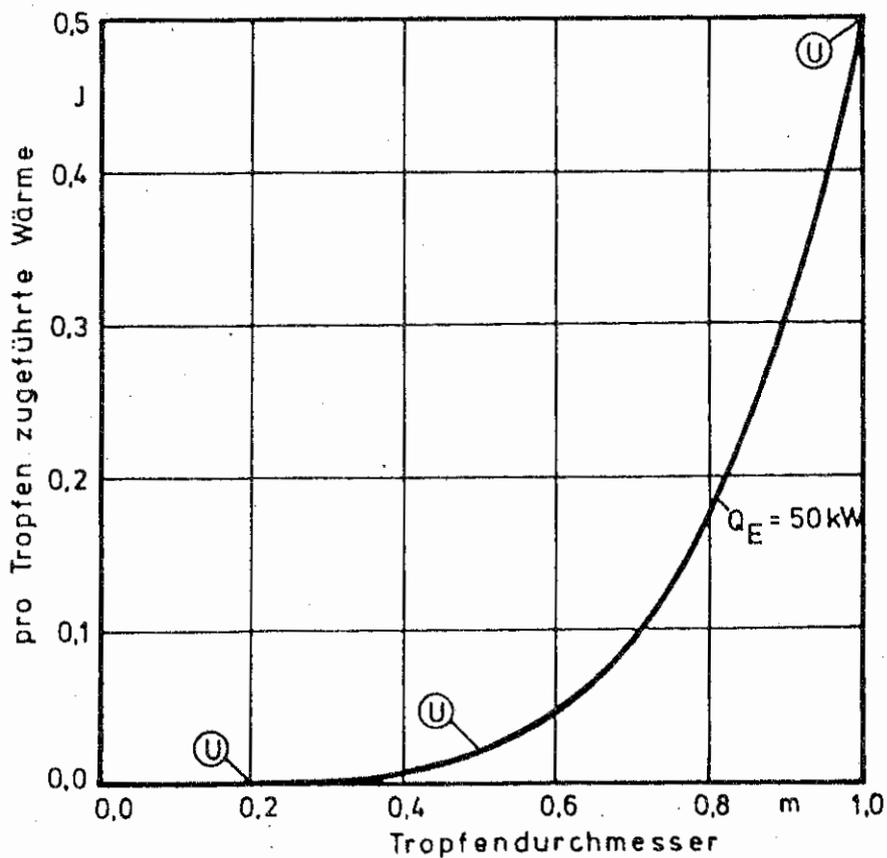


Bild 26. Geschwindigkeit in horizontaler und in vertikaler Richtung in Abhängigkeit vom Einsprühwinkel für 3 Tropfendurchmesser.



$\gamma_{Tr,0} = 0^\circ$
 $u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$
 $D_{Tr,0} = 1 \text{ mm}$

Bild 27. Tropfentemperatur in Abhängigkeit des Fallweges für 3 Leistungen der Energiequelle.



$\gamma_{Tr,0} = 0^\circ$
 $u_{Res,Tr,0} = 20 \text{ m/s}$

Bild 28. Die einem Tropfen zugeführte Wärmemenge in Abhängigkeit vom Anfangsdurchmesser des Tropfens.

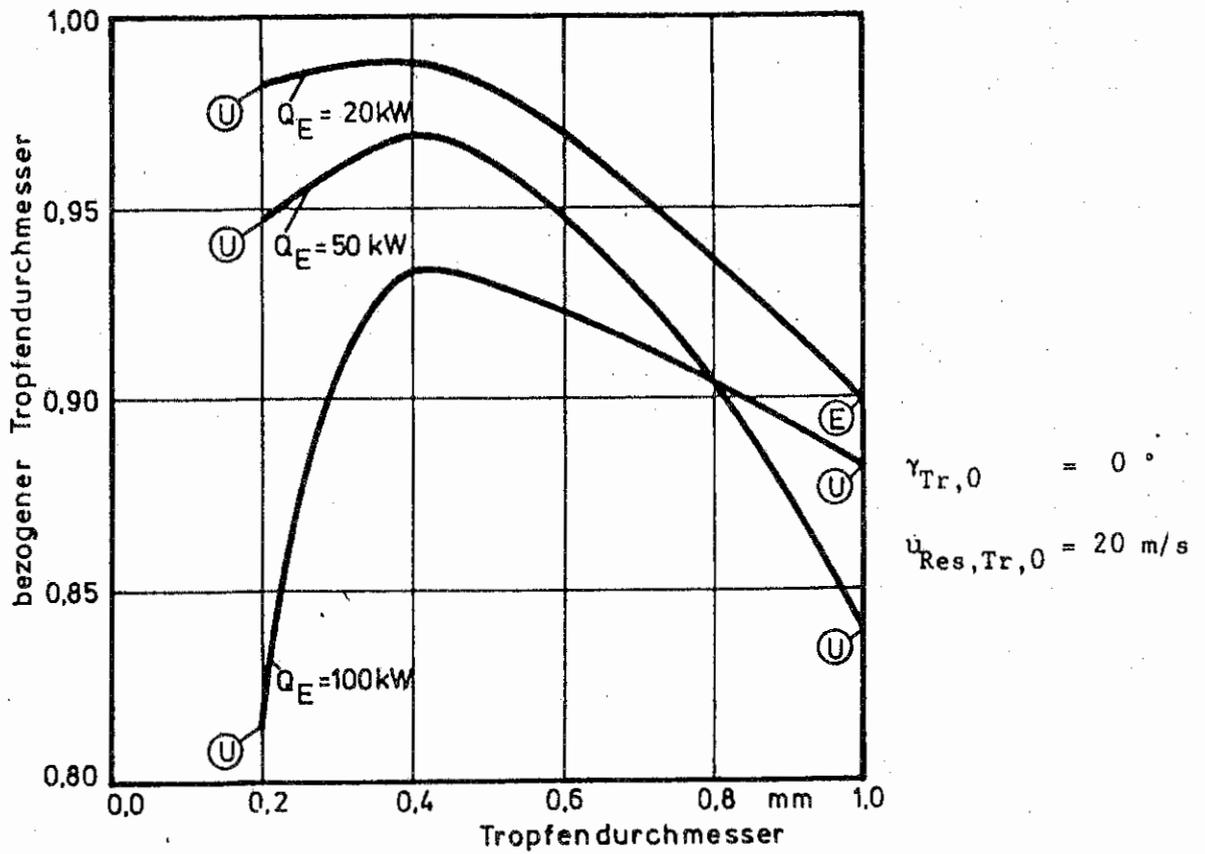


Bild 29. Auf seinen Anfangswert bezogener Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom Anfangstropfendurchmesser für 3 Leistungen der Energiequelle.

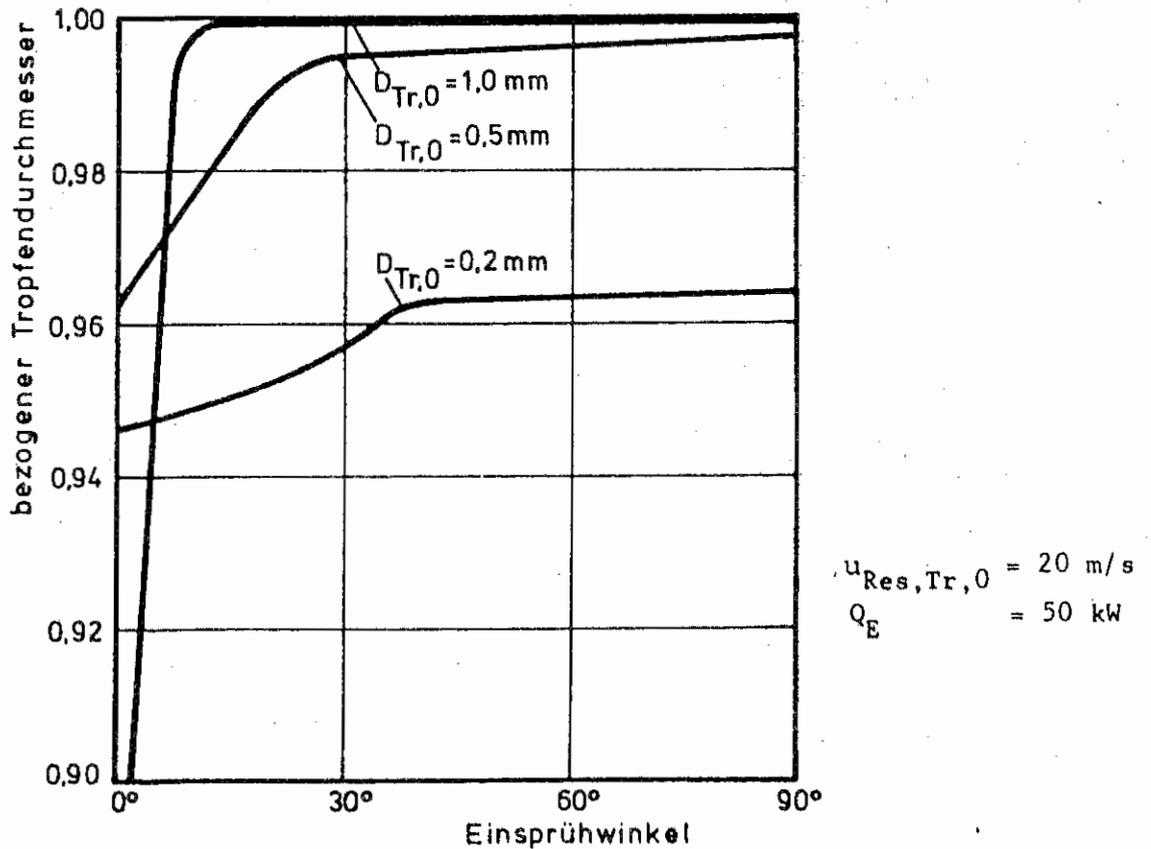


Bild 30. Auf seinen Anfangswert bezogene Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom Einsprühwinkel für 3 verschiedene Tropfendurchmesser.

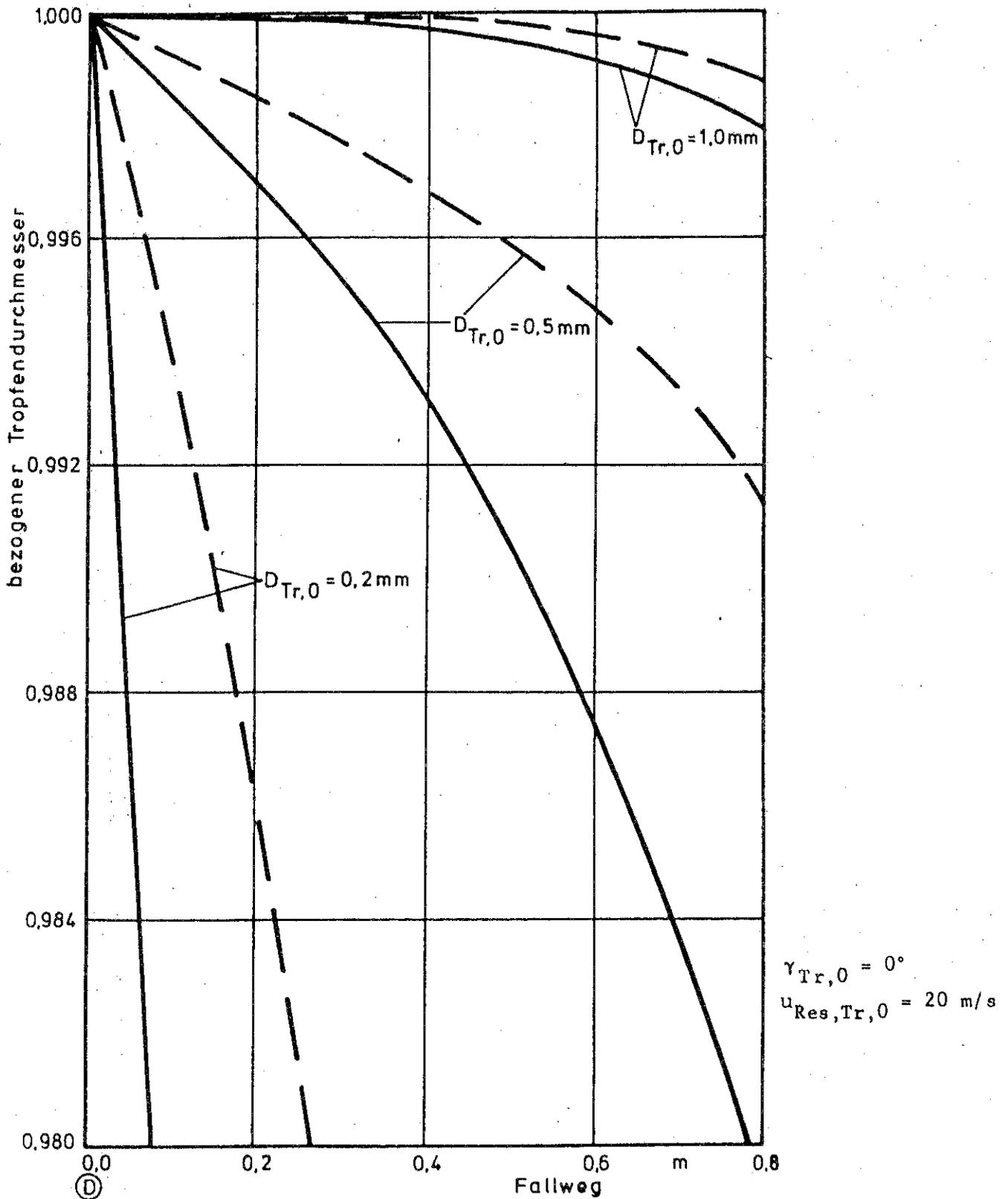


Bild 31. Auf seinen Anfangswert bezogener Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom Fallweg für 3 verschiedene Tropfendurchmesser.

— $Q_E = 100\text{ kW}$
--- $Q_E = 50\text{ kW}$

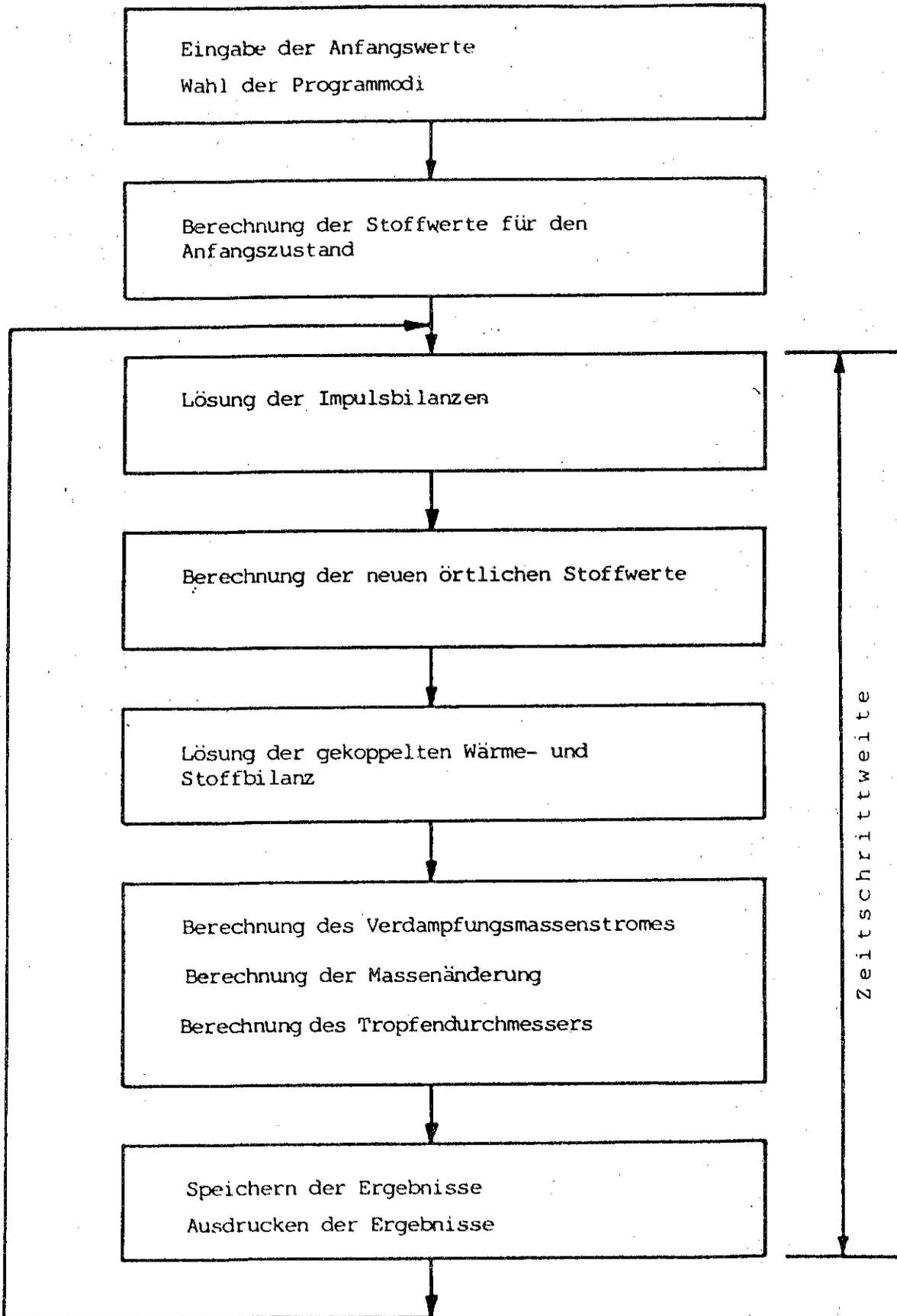


Bild 32. Schematischer Aufbau des Rechenprogrammes.