

**Das Potential der elektrostatisch unterstützten
Kraftstoffzerstäubung zur Verbesserung der Einspritzung im
Verbrennungsmotor**

Vom Fachbereich Maschinenbau
der Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Ing. Uwe Leuteritz
geboren am 25.März 1963 in Dresden
2001

1. Referent : Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker
2. Referent : Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. Karlheinz Prescher

Tag der mündlichen Prüfung : 7. Dezember 2000

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Forschungsinstitut Fahrzeugtechnik der Hochschule für Technik und Wirtschaft Dresden (FH) im Rahmen eines mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung geförderten Forschungsvorhabens.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. G. P. Merker für die Anregungen und Hinweise bei der Vollendung der Arbeit und für die Übernahme des Referates.

Herrn Univ. Prof. Dr.-Ing. habil. K. Prescher danke ich herzlich für sein Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des Korreferates.

Beim Institutsdirektor Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. E. Bach möchte ich mich besonders für die Betreuung, zahlreichen Anregungen und die stetige Förderung der Untersuchungen bedanken.

Mein Dank gilt ebenfalls Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G. Oppermann für die erwiesene Unterstützung beim Anfertigen der Arbeit.

Für die Übernahme des Vorsitzes der mündlichen Prüfung bin ich Herrn Univ. Prof. Dr.-Ing. M. Gietzelt zu Dank verpflichtet.

Ferner möchte ich mich bei allen Mitarbeitern des Forschungsinstitutes, insbesondere bei Herrn Dr.-Ing. A. Velji, Herrn Dr.-Ing. H. Fusan, Frau Dipl.-Phys. J. Kopte, Herrn Dipl.-Ing. T. Noschka sowie Herrn P. Fuhrmann für ihre fachliche Unterstützung und sachdienlichen Hinweise bedanken. Frau Pfützenreuter bin ich für das sorgfältige Korrekturlesen der Arbeit ebenfalls zu Dank verpflichtet.

Auch außerhalb des Institutes wurde mir Hilfe und Unterstützung zuteil. Mein Dank gilt den Herrn Dr.-Ing. D. Auerbach und Dr.-Ing. H.-J. Schmidt vom Fachbereich Elektrotechnik der HTW Dresden, Dr.-Ing. J. Speck von der Fakultät Elektrotechnik der TU Dresden, Dipl.-Ing. Y. Julliard vom IEH der Universität Karlsruhe, Herrn Dr. rer.nat. Dipl.-Chem. M. Herrmann vom Fraunhofer Institut Keramische Technologien und Sinterwerkstoffe Dresden sowie Herrn Dipl.-Ing. (FH) U. Schütz von der Firma DES GmbH & Co. KG Dresden.

Zusammenfassung :

Das Ziel der Untersuchungen bestand in der Überprüfung der Anwendbarkeit einer elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung für den Einspritzvorgang im Verbrennungsmotor. Denn die Erfüllung der sich ständig verschärfenden Emissionsgesetze ohne Einbußen im Kraftstoffverbrauch hängt stark von der Realisierung einer prozessoptimierten Kraftstoffeinbringung und -zerstäubung ab. Die Anwendung der elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung ist bei höherem Kraftstoffdruck neu. Deshalb wurden die Untersuchungen auf eine sukzessive Annäherung an den intermittierenden Einspritzvorgang ausgelegt. Der Kraftstoff wird dabei in der Einspritzdüse zwischen Düsennadel und Düsenkörper elektrisch aufgeladen.

Ein wichtiges Ergebnis der Arbeit besteht in der Erfassung und Bewertung des elektrostatischen Zerstäubungseinflusses bis zu einem Kraftstoffdruck von 300 bar. So ruft die elektrostatische Kraftkomponente am kompakten Kernstrahl des aus dieseltypischen Sacklochdüsen austretenden Kraftstoffes zusätzliche Oberflächenwellen hervor. Diese führen zum vorzeitigen Strahlzerfall. Im Ergebnis können kleinere, mittlere Tropfendurchmesser, größere Strahlkegelwinkel und eine bessere Strahlhomogenität festgestellt werden. Der elektrostatische Einfluss auf die Zerstäubung von Dieselmotorkraftstoff nimmt mit höherer elektrischer Aufladung des Kraftstoffes zu und mit wachsendem Druck tendenziell ab. In der Ionisationsfestigkeit des Umgebungsmediums, den konkreten strömungstechnischen und elektrischen Bedingungen am Aufladungsort, bestimmten kraftstoffspezifische Kenngrößen sowie der Zeitdauer der Aufladung sind weitere Einflussgrößen vorhanden, deren jeweilige Wirkungsrichtungen durch theoretische Betrachtungen tendenziell begründet werden.

Mit einer speziellen Konfiguration der Düsennadel wird das zur Aufladung des Kraftstoffes notwendige Hochspannungsniveau unter 20 kV gehalten. Der elektrische Leistungsbedarf ist generell kleiner als 10 W. Durch die zielgerichtete Verwendung von Keramik konnte ein elektrostatischer Common-Rail-Injektor entwickelt und dessen Funktionsfähigkeit bis 1200 bar und 20 kV nachgewiesen werden.

Endgültige Aussagen über die Tauglichkeit dieser Einspritztechnologie sind nur nach Versuchen unter motorrelevanten Randbedingungen möglich. Trotz des hohen Applikationsaufwandes ist für den Ottomotor mit Direkt- bzw. Saugrohreinjection ein Anwendungspotential ableitbar.

Schlagwörter :

elektrostatische Fluidzerstäubung, elektrostatisch unterstützte Kraftstoffzerstäubung, elektrische Kraftstoffaufladung, elektrostatischer Common-Rail-Injektor, Keramikdüse, Siliciumnitrid, Dieselmotor, Ottomotor, Direkteinspritzung, Saugrohreinjection, Primärzerfall, Sekundärzerfall, Oberflächenwellen, Tropfengrößenverteilung, Strahlkegelwinkel, Strahlhomogenität

Abstract :

The objective of this research was to assess an electrostatic fluid atomization method for application in injection systems for combustion engines. To meet future severe exhaust emission standards without fuel penalty it is necessary to optimize mixture formation. A literature study revealed that the electrostatic fluid atomization has not been applied at high injection pressures. Therefore, the investigations aimed at first adapting this new method under steady hydraulic and electric conditions and then extending it to intermittent injection systems.

The most important finding of this study was that it is possible to detect influence of electrostatic atomization at injection pressures up to 300 bar using diesel fuel. The electrostatic force affects the liquid core of the fuel spray from typical diesel nozzles in such a way that additional surface waves are produced which in turn cause the spray to breakup earlier, i.e. the spray breakup length is reduced significantly. This early breakup leads to smaller mean droplet diameters, larger spray angles and an overall higher homogenization of the spray. The electrostatic influence increases with increasing electrostatic charge and decreases when injection pressure is increased. Further parameters governing this process are: ionization capability of the surrounding fluid (commonly air), flow and electric conditions during fuel charging, electric properties of the fuel and the charge duration. The electrostatic charge can be accomplished within the injection nozzle. By optimizing the nozzle needle it was possible to reduce the electric input below 20 kV and the electrical power below 10 W. Theoretical models were derived to explain the effects of electrostatic charge on fluid atomization.

An electrostatic Common-Rail-injector was constructed using silicon nitride as material. Lab tests demonstrated feasibility of this injector for injection pressures up to 1200 bar and 20 kV electric voltage input. Final assessment of potential of the electrostatic atomization to be applied in combustion engines can be only done after testing in engines. A promising application area of electrostatic atomization is the spark ignition engine, both with direct and port injection.

Keywords :

electrostatic fluid atomization, electrostatic aided fuel injection, electric charging of fuel, electrostatic Common-Rail-injector, nozzle with ceramic, silicon nitride, diesel engine, spark ignition engine, direct injection, inlet pipe injection, primary breakup, secondary breakup, surface waves, droplet diameter distribution, spray angle, spray homogeneity

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------------|---|-----------|
| 1. | Einleitung | 1 |
| 2. | Motivation und Aufgabenstellung | 3 |
| 3. | Stand der Technik | 5 |
| 3.1. | Mechanische Zerstäubung | 5 |
| 3.1.1. | <i>Allgemeine Betrachtungen</i> | 5 |
| 3.1.2. | <i>Primärzerfall</i> | 10 |
| 3.1.3. | <i>Sekundärzerstäubung und Tropfenprall</i> | 12 |
| 3.1.4. | <i>Motorische Einspritzung</i> | 16 |
| 3.2. | Elektrostatische Zerstäubung | 18 |
| 3.2.1. | <i>Allgemeine Betrachtungen</i> | 18 |
| 3.2.2. | <i>Einflussfaktoren</i> | 19 |
| 3.2.3. | <i>Kontaktaufladung</i> | 26 |
| 3.2.4. | <i>Direktaufladung</i> | 29 |
| 4. | Untersuchungsmethodik | 36 |
| 4.1. | Untersuchungsstrategie | 36 |
| 4.2. | Versuchsstand | 37 |
| 4.3. | Versuchsmatrix | 40 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 5. | Charakterisierung der elektrostatisch unterstützten Zerstäubung von Dieselkraftstoff unter stationären hydraulischen Bedingungen | 42 |
| 5.1. | Erfassung der Ausgangssituation | 42 |
| 5.1.1. | <i>Elektrostatischer Zerstäubungsvorgang im Niederdruckbereich</i> | 42 |
| 5.1.2. | <i>Mechanische Zerstäubung</i> | 46 |
| 5.2. | Kombiniertes Zerstäubungsverhalten | 49 |
| 5.2.1. | <i>Allgemeine Betrachtungen</i> | 49 |
| 5.2.2. | <i>Einfluss der elektrostatischen Komponente auf den Primärzerfall</i> | 53 |
| 5.2.3. | <i>Elektrostatische Beeinflussung des Sekundärzerfalles</i> | 57 |
| 5.2.4. | <i>Resümee</i> | 61 |
| 5.3. | Die Wirkung anderer Faktoren auf den elektrostatisch unterstützten Zerstäubungsvorgang | 62 |
| 5.3.1. | <i>Der Einfluss des Umgebungsmediums</i> | 62 |
| 5.3.2. | <i>Die Spezifik der elektrischen Kraftstoffaufladung</i> | 65 |
| 5.3.3. | <i>Das Zeitverhalten der elektrischen Kraftstoffaufladung</i> | 72 |
| 5.3.4. | <i>Die Findung einer zielführenden Elektrodenkonfiguration</i> | 73 |
| 5.3.5. | <i>Der Einfluss des Kraftstoffes</i> | 75 |
| 5.4. | Qualitative Beschreibung des Gesamtprozesses | 77 |
| 5.5. | Diskussion der Ergebnisse | 80 |
| 6. | Übergang zur intermittierenden Einspritzung | 82 |
| 6.1. | Applikation der Elektrodenkonfiguration in eine Einspritzdüse | 82 |
| 6.2. | Konstruktion des Injektors | 85 |
| 6.3. | Erste Untersuchungen mit dem Injektor | 88 |
| 7. | Schlussfolgerungen und Ausblick | 90 |
| 8. | Zusammenfassung | 92 |
| | Formelzeichen und Indizes | 94 |
| | Literaturverzeichnis | 96 |
| | Anlagenteil | 104 |

1. Einleitung

Für die Optimierung des motorischen Verbrennungsprozesses in Bezug auf eine

- **schadstoff- und geräuscharme Verbrennung bei hohem Prozesswirkungsgrad** -

spielt die Gemischbildung eine bedeutende Rolle. Global wird die Gemischbildung durch die Brennraumform, die Bewegung der Luftladung und vom Kraftstoffeinspritzsystem gesteuert.

Betrachtet man die Entwicklungsrichtung **beim Dieselmotor mit Direkteinspritzung**, zeigt sich, dass seine, insbesondere durch die Emissionsgesetzgebung getriebene, Weiterentwicklung untrennbar mit den Fortschritten auf dem Gebiet der Einspritztechnik verbunden ist. So legt die Anhebung der Einspritzdrücke (bis 2000 bar bei Pumpe-Düse-Systemen) durch den Einsatz hydraulisch leistungstärkerer Einspritzanlagen die Basis für Brennverfahren mit geringen Partikelemissionen. Als eine weitere, wesentliche Innovation ist der Einsatz der Common-Rail-Technik zu sehen, die eine möglichst freie Wahl des Einspritzbeginnes und -drucks erlaubt und darüber hinaus ein hohes Potential zur definierten Formung des Einspritzverlaufes aufweist. Neben der Anwendung anderer Schlüsseltechnologien (wie z.B. Abgasrückführung, Aufladung, Motormanagement) wird gerade in der definierten Formung des Einspritzverlaufes ein weiterer Entwicklungsschritt zur Senkung der NO_x - und Geräuschemission ohne Verschlechterung des Kraftstoffverbrauches gesehen. Dadurch werden an das Einspritzsystem weitergehende Forderungen nach druck- oder durchflussmodulierter Einspritzverlaufsförmung, Flexibilität des maximalen Einspritzdruckes im Motorkennfeld, Vor- und Mehrfach-Einspritzung sowie schnelle Schaltzeiten durch die Anwendung piezobetätigter Injektoren gestellt.

Beim Ottomotor mit Direkteinspritzung (Otto-DE) liegen weniger Entwicklungserfahrungen vor. Heute sind wand-, luft- bzw. strahlgeführte Brennverfahren bekannt. Für die technische Darstellung der Brennverfahren besitzt die Einspritztechnik eine Schlüsselrolle. Ein voll flexibler Einspritzbeginn, ein zeit- und raumoptimiertes, stabiles „Strahlbild“ zur präzisen Zündung des Gemisches an der Zündkerze und der Wunsch nach schneller Verdampfung des Kraftstoffes sind wichtige Punkte aus dem Anforderungskatalog an das Einspritzsystem. Common-Rail-Technik in Verbindung mit Kegelstrahldüsen und Einspritzdrücke zwischen 50 und 150 bar stellen heute den Stand der Technik dar.

Gerade die komplexen Ansprüche an die Strahlausbreitung im transienten Motorbetrieb generieren weitergehende Forderungen nach einer erhöhten Flexibilität der Einspritzung. So sollte einerseits eine möglichst gleiche Strahlkontur im Brennraum während des gesamten Schichtladebetriebes, trotz unterschiedlicher Randbedingungen für die Strahlausbreitung, darstellbar sein. Andererseits weisen spezielle Untersuchungen beim strahlgeführten Brennverfahren auf den Vorteil einer möglichst flexiblen Steuerung des Strahlkegelwinkels zwischen den unterschiedlichen Betriebsarten des Motors hin.

Die dargestellten Entwicklungsrichtungen zeigen :

- **dass die Optimierung des motorischen Verbrennungsprozesses in hohem Maße von der Vervollkommnung der Einspritzsysteme abhängt.**
- **dass zur Verbesserung der vorhandenen Einspritzsysteme diese neu überdacht und mit immer mehr Freiheitsgraden ausgestattet werden müssen.**
- **dass die Erhöhung der Freiheitsgrade vorrangig auf die freie, zeitlich definierte Regulierung von Austrittsgeschwindigkeit und Massenstrom des Kraftstoffes aus der Düse sowie auf die direkte Gestaltung einer flexiblen Strahlausbreitung (Otto-DE) zielt.**

Bekanntermaßen steht beim Einspritzvorgang kurz vor dem oberen Totpunkt nur ein Intervall von wenigen Grad Kurbelwinkel zur Mischung der Reaktionspartner zur Verfügung. Das verdeutlicht den engen kausalen Zusammenhang zwischen Einspritzung und Verbrennung (trotz der Fremdzündung beim Ottomotor). Somit sind die sich aus dem Zerfall des flüssig eingespritzten Kraftstoffes ergebenden Zerstäubungsparameter wie **Tropfengrößenverteilung, Strahlkegelwinkel, Strahleindringtiefe und Kraftstoffmassenverteilung im Strahl** von hohem Stellenwert für die unmittelbar vor der eigentlichen Verbrennung lokal ablaufenden Transport-, Durchmischungs-, Verdampfungs- und Reaktionsvorgänge. In der gerichteten Beeinflussung dieser Zerstäubungsparameter bei der Gemischbildung liegt deshalb ein wesentliches Ziel für die Vervollkommnung der Einspritzsysteme begründet. Aufgrund der Motorspezifität ändern sich die Randbedingungen für die Zerstäubung bei unterschiedlichen Betriebspunkten. Der Wunsch nach einer **optimal angepassten Kraftstoffzerstäubung im gesamten Motorkennfeld** stellt demzufolge eine große Herausforderung an die Einspritzsysteme dar.

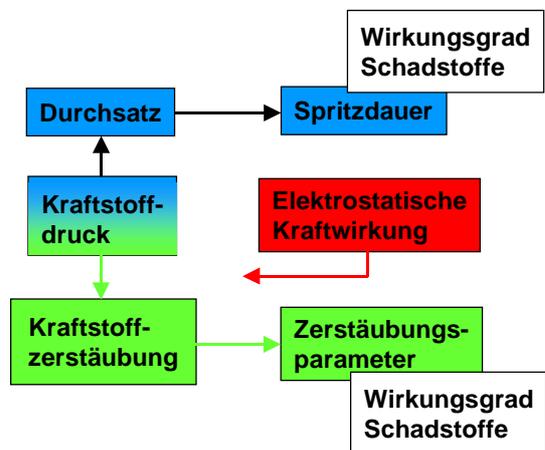
Unter diesem aktuellen Hintergrund steht die motorische Kraftstoffzerstäubung auch weiterhin im Blickpunkt der Diskussion. Neben Untersuchungen, die zum besseren Verständnis der Physik des Prozesses beitragen, werden Arbeiten zur zusätzlichen Implikation anderer, druckunabhängiger Zerstäubungsmechanismen in den Einspritzvorgang motiviert. Vorteilhafterweise sollten diese ein schnelles Ansprechverhalten besitzen und darüber hinaus keine Auswirkungen auf den Fluiddurchsatz ausüben.

Hierfür bietet sich das Prinzip der elektrostatischen Fluidzerstäubung an. Der Zerstäubungseffekt wird durch die elektrischen Kraftwirkungen bei Anwesenheit gleichgepolter elektrischer Ladungsträger im elektrostatisch aufgeladenen Fluid hervorgerufen. Im Ergebnis der elektrischen Aufladung ist bei bestimmten Flüssigkeiten mit relativ geringen elektrischen Leistungen eine sehr feine Zerstäubung erzielbar. **Eine erfolgreiche Anwendung der elektrostatisch unterstützten Kraftstoffeinspritzung kann zu einer weiteren Flexibilitätserhöhung des Einspritzsystems beitragen,** da über die Regelung der elektrischen Spannung eine zusätzliche Beeinflussungsmöglichkeit der Zerstäubung im Kennfeld gegeben ist. Von daher gliedern sich diese Untersuchungen in die allgemeinen Entwicklungstendenzen auf diesem Gebiet ein.

2. Motivation und Aufgabenstellung

Ausgehend von den Darlegungen im vorangegangenen Kapitel kann die Hinwendung zur elektrostatisch unterstützten Kraftstoffeinspritzung beispielhaft durch die Abb. 2.1 verdeutlicht werden.

Dieselmotor :

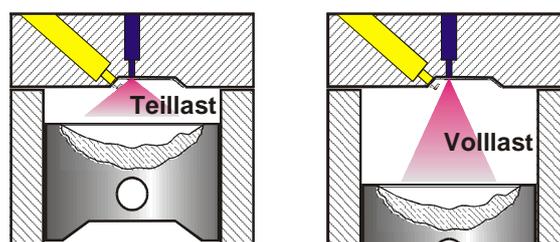


Bessere Abstimmung im Kennfeld :
 Entkopplung zwischen Strahleindringtiefe und Spritzdauer sinnvoll
 → **druckunabhängig, durch zusätzliche elektrische Kraftkomponente**

Ottomotor mit Direkteinspritzung :

mittel- bis langfristiger Einsatz :
 •aufgrund der hohen Abmagerungsfähigkeit

Strahlgeführtes Brennverfahren mit Hohl- / Vollkegeldralldüsen bzw. Ring-spaltdüsen



Flexible Zerstäubung sinnvoll
 → **druckunabhängig, durch zusätzliche elektrische Kraftkomponente**

Abb. 2.1 : Motivation der Untersuchungen

Beim Dieselmotor wird der Ansatzpunkt in der Entflechtung zwischen den Zerstäubungsparametern (insbesondere Strahleindringtiefe) und der Spritzdauer gesehen. Diese Parameter sind bei festliegender Düsengeometrie, gegebenem Zustand der Verbrennungsluft und feststehender Einspritzmenge, über den Kraftstoffdruck miteinander gekoppelt, was bei der schadstoff- und verbrauchsoptimierten Abstimmung im Motorkennfeld zu unerwünschten Kompromissen führt.

Für die vom Otto-DE begründete Forderung nach einer flexiblen Zerstäubung ist in Abb. 2.1 die Variation des Strahlkegelwinkels im Kennfeld beim strahlgeführten Brennverfahren dargestellt.

Generell erscheint der Einfluss der elektrostatischen Komponente auf den in aller Regel schlecht zerstäubenden Vorstrahl interessant, der bei nach innen öffnenden Düsen infolge Sitzdrosselung zu Beginn des Nadelhubes beobachtet wird.

Erste Versuche zur motorischen Applikation dieser interessanten Zerstäubungstechnologie sind in den sechziger Jahren ins Auge gefasst worden. Bisher ist jedoch noch kein motorischer Einsatz bekannt.

Die Qualität der heute verwendbaren elektrischen Isolationsmaterialien und die aufgezeigten motorischen Entwicklungstendenzen lassen die Einsatzfähigkeit der elektrostatischen Zerstäubung von Kraftstoffen unter neuem Licht erscheinen.

Das Anliegen dieser Arbeit besteht deshalb in der grundsätzlichen Überprüfung der Anwendbarkeit einer elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung für den Einspritzvorgang aus heutiger Sicht.

Dazu sind folgende experimentelle und theoretische Untersuchungen notwendig :

- die Ermittlung des elektrostatisch bedingten Verbesserungspotentiales bei der Kraftstoffzerstäubung unter Variation verschiedenster Randbedingungen
- die Herausarbeitung der einzelnen Prozessabhängigkeiten
- ein kritischer Vergleich dieser Ergebnisse zur Motivation der Arbeit
- die Erlangung eines grundsätzlichen Verständnisses über die Wirkungsweise der elektrostatischen Kraftkomponente während des mechanischen Zerstäubungsvorganges
- die Ableitung optimaler Bedingungen für die elektrostatische Kraftstoffaufladung
- Erkenntnisse bei der konkreten konstruktiven Applikation in Einspritzdüsen

Die Untersuchungsergebnisse sollen eine Globaleinschätzung des motorischen Einsatzbereiches dieser Zerstäubungstechnologie gestatten, eine Abschätzung des Aufwand - Nutzen - Verhältnisses ermöglichen und damit die Basis für nachfolgende motorische Untersuchungen schaffen.

In Anbetracht der Vielfalt verfügbarer Einspritzsysteme müssen für die praktischen Untersuchungen Eingrenzungen getätigt werden. Dabei ist zu klären, ob und inwieweit bestimmte Aussagen verallgemeinerungsfähig sind. Eine Schlüsselstellung dafür nimmt eine sorgfältige Prozessanalyse ein. Daraus sind letztendlich **Tendenzen für weitere Entwicklungen auf diesem Gebiet abzuleiten.**

3. Stand der Technik

3.1. Mechanische Zerstäubung

3.1.1. Allgemeine Betrachtungen

Das Globalziel der Zerstäubung liegt in einer Vergrößerung der Fluidoberfläche für einen nachfolgenden Stofftransport oder für eine chemische Reaktion.

Wie aus den bisherigen Darlegungen hervorgeht, können aus Sicht der motorischen Gemischbildung:

- **die entstehenden Tropfengrößen d_T ,**
- **der Strahlkegelwinkel Θ ,**
- **die Massenverteilung im Strahl,**
- **und das Strahleindringverhalten $S(t)$**

als konkrete **Erfolgsparameter** der intermittierenden Kraftstoffzerstäubung angesehen werden.

Nachfolgend wird versucht, eine Systematisierung des Zerstäubungsprozesses vorzunehmen. Dazu enthält die Anlage 1, basierend auf /39/ und /40/, einen Überblick über die Arten der Fluidzerstäubung. Der Zweig „mechanische Zerstäubung“ wird auf Zerstäuber, die in der Mehrheit einen motorischen Einsatz erfahren, fokussiert. Die physikalischen Grundprinzipien des Fluidzerfalles sind bei allen Düsen gleich. Somit kann der Zerstäubungsablauf in bestimmte Bereiche unterteilt werden /41/, was durch die Abb. 3.1.1 vermittelt werden soll.

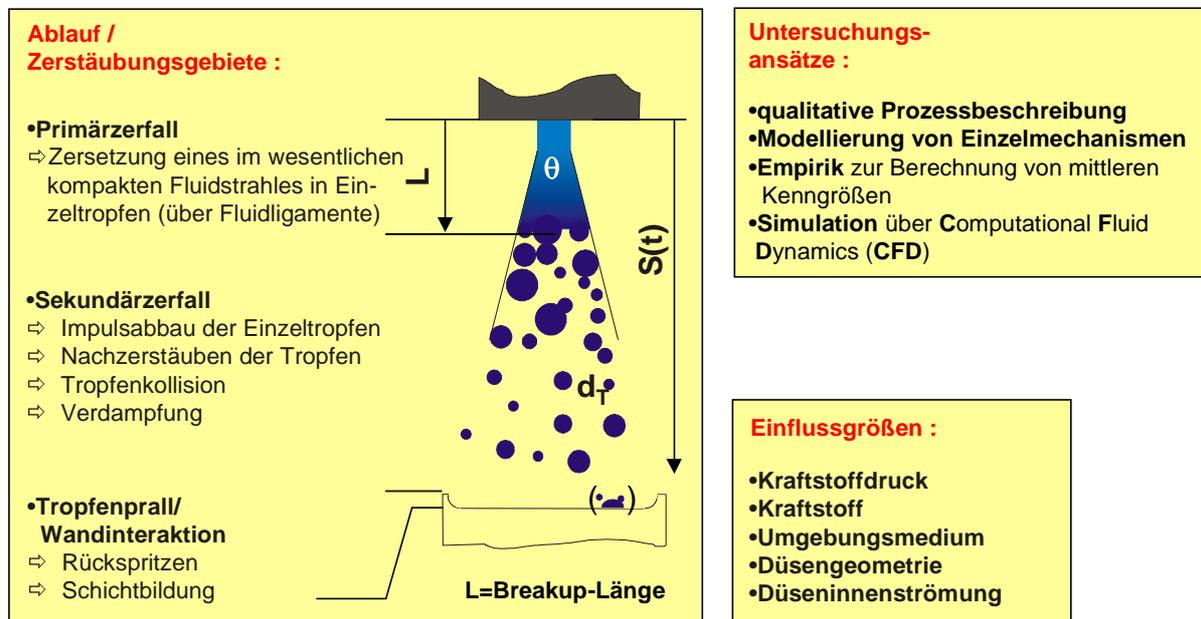


Abb. 3.1.1 : Mechanischer Zerstäubungsprozess (Systematisierung)

Zur Abrundung des allgemeinen Überblickes sollte an dieser Stelle bemerkt werden, dass der Zerstäubungsprozess aufgrund seiner industriellen Bedeutung ein hohes Maß an Beachtung erfuhr und erfährt. Bis heute existiert jedoch noch kein durchgehendes Modell zur mathematischen Beschreibung dieses Vorganges. Hierfür sind im wesentlichen die folgenden Faktoren verantwortlich :

- physikalische Ursachen: wie die Stochastik des Prozesses, der hohe Komplexitätsgrad und die damit verbundene starke Anfälligkeit auf schwer quantifizierbarer Einflüsse (z.B. der Düseninnenströmung),
- Schwierigkeiten bei der messtechnischen Erfassung des Vorganges,
- Rechenleistung der Computer.

Die physikalischen Ursachen betreffen vor allen Dingen den Bereich des Primärzerfalles.

Gerade im abgelaufenen Jahrzehnt lässt sich ein weiterer, progressiver Interessen- und Wissenszuwachs konstatieren. Dieser liegt sowohl in den enormen Fortschritten auf dem Gebiet der Lasertechnik zur Sprayanalyse, als auch im zunehmenden Einfluss der numerischen Simulation begründet. Der Trend stimmt in Bezug auf einen weiteren Erkenntniszuwachs positiv.

Schon aus der historischen Entwicklung heraus sind verschiedene Untersuchungsansätze über den Zerstäubungsvorgang feststellbar (Abb. 3.1.1, S. 5). Neben Arbeiten, die zur generellen Verbesserung des Verständnisses beitragen und zumindest eine qualitative Prozessbeschreibung ermöglichen, besitzen auch empirische Ansätze ihren Anteil an der Weiterentwicklung der Zerstäuber. Hierbei werden die Erfolgsparameter des Zerstäubungsvorganges als mittlere Größen (z.B. eine mittlere Tropfengröße) mit verschiedenen, systemabhängigen Eingangsgrößen korreliert. Der Vorteil dieser empirischen Gleichungen liegt in der schnellen Aussagefähigkeit über bestimmte Einflusstendenzen. Als nachteilig müssen jedoch die mangelnde Verallgemeinerungsfähigkeit und die unzureichende Widerspiegelung der eigentlichen physikalischen Phänomene angesehen werden.

Die durchgängige, allein auf physikalischen Grundgesetzen basierende, Berechnung des motorischen Einspritzvorganges stellt heutzutage eine große Herausforderung an die Fluidsimulation dar. Diesem Ziel stehen die heutigen Rechnerleistungen entgegen. Von daher ergibt sich die Notwendigkeit der Einführung von Submodellen (TAB-, CCD-Modell), wodurch eine Verknüpfung zwischen Empirik und mathematischem Modell entsteht. Der Stand der Technik ist in /14, 15, 16/ ausführlich beschrieben. Derzeit geht es darum, dass der rechentechnisch motivierte Übergang zum stochastischen Strahlmodell in Lagrange'scher Formulierung nicht ganz unproblematisch ist. So ist das Eindringverhalten des Strahles stark abhängig vom Breakup-Modell, der Impulsbilanz im Strahlbereich und dem Rechennetz. Gerade die Notwendigkeit, im Bereich der Düsenbohrung ein enges Netz zu generieren, erbringt Probleme mit der Lagrange'schen Beschreibung, so dass letztendlich Rechennetz und Breakup-Modell durch Messungen des Druckverlaufes über „Modellparameter“ aufeinander abgestimmt werden müssen. Dadurch wird eine Vorausberechnung im eigentlichen Sinne erschwert.

Ein Ansatzpunkt zur Verbesserung wird z.B. in der Lösung der Boltzmann-Gleichung mittels ICAS-Modell

(Integrated Cross-Averaged Spray) gesehen, das im 3-Dimensionalen Ortsraum auf die Euler-Formulierung zurückgreift /16/.

Die folgenden Darlegungen dienen der Einordnung des Zerstäubungsprozesses in den allgemeinen Vorgang des Flüssigkeitszerfalles. Erhöht man den Volumenstrom durch eine geometrisch definierte Düse von Null an stetig, so kann man die verschiedenen Phasen des Fluidzerfalles

- Abtropfen, Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben -

beobachten. Die dabei durchwanderten Bereiche hängen in hohem Maße von der Intensität und dem Zusammenspiel der am Tropfenzerfall beteiligten Kräfte ab. Global zählen dazu (/42/):

- die Trägheitskraft der Fluides,
- dessen Oberflächenkraft,
- die Zähigkeitskraft der Flüssigkeit und
- die Trägheitskraft der Luft.

Aus diesen Kräften lassen sich wichtige dimensionslose Kennzahlen (Reynoldszahl: Re, Weberzahl: We, Ohnesorgezahl: Oh) ableiten, die u.a. zur Einordnung und teilweisen Beschreibung der jeweiligen Zerfallsphase dienen :

(Index 1 = Fluid, Index 2 = Umgebungsmedium)

$$Re = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Zähigkeitskraft}} = \frac{\Delta w d}{\nu_1} \quad (3.1.1)$$

$$We_{1/2} = \frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Oberflächenkraft}} = \frac{(\Delta w)^2 d \rho_{1/2}}{\sigma_1} \quad (3.1.2)$$

$$Oh = \frac{\text{Zähigkeitskraft}}{\text{Oberflächenkraft}} = \frac{\eta_1}{\sqrt{\sigma_1 \rho_1 d}} = \frac{\sqrt{We_1}}{Re} \quad (3.1.3)$$

Mit:

ν = kinematische Viskosität [m^2 / s]; σ = Oberflächenspannung [N / m]

ρ = Dichte [kg / m^3]; w = Geschwindigkeit [m / s]; d = charakteristische Länge [m]

Die Gleichungen (3.1.1) bis (3.1.3) zeichnen sich bekanntermaßen durch die Einbeziehung einer charakteristischen Länge d aus, die über die jeweilige Anwendungsspezifik bestimmt ist. Im Gebiet der Zerstäubung werden dafür zumeist der Spritzlochdurchmesser d_L oder der Tropfendurchmesser d_T benutzt.

Die Frage, welche Zerfallsphase unter gegebenen Einsatzbedingungen vom Zerstäuber erwartet werden kann, läßt sich in erster Näherung (Störungen infolge der Düseninnenströmung bleiben unberücksichtigt) mit Hilfe eines Ohnesorge-Reynolds-Diagramms /42/ beantworten. Der Sachverhalt wird in der nachfolgenden Abbildung für den Austritt von Dieselmotorkraftstoff aus einer dieseltypischen Einlochdüse bis zu einem Druck von 200 bar in das Umgebungsmedium dargestellt.

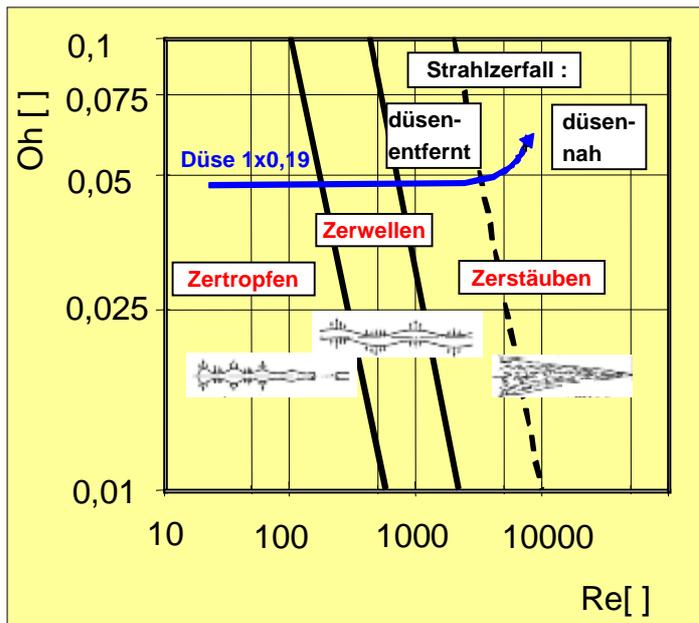


Abb. 3.1.2 :
Darstellung der Phasen des Fluidzerfalles im Ohnesorge-Reynolds-Schaubild

Grundsätzlich grenzt sich das Zerstäuben von den anderen Arten des Fluidzerfalles durch die Erzeugung von Tropfengrößenspektren ab, wobei die Mehrzahl der Einzeltropfen viel kleiner als der Düsenöffnungsdurchmesser d_L ist. Die Hauptursache dafür ist prinzipiell in der Zunahme der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Umgebungsmedium zu sehen. Die Generierung einer hohen Turbulenz im Strahl führt in erster Linie zu einem starken Anwachsen der Trägheitskraft des Fluides und im Endeffekt zu einem dynamischen Zerfall des kompakten Strahles im Umgebungsmedium.

Die jeweiligen Begrenzungslinien im Schaubild sind fluidspezifisch und werden durch praktische Versuche bestimmt. In den Gleichungen (3.1.1) bis (3.1.3) wird d_L als charakteristische Länge eingesetzt. Das dargestellte Diagramm für Dieselkraftstoff basiert auf Untersuchungen von Reitz /36/. Reitz unterscheidet im Gebiet des Zerstäubens zwischen düsenentfernt (in erster Linie aerodynamisch bedingt) und düsen-nah (durch den zusätzlichen Einfluss der Düseninnenströmung) Strahlerfall (gestrichelte Linie).

Die globalen Einflussgrößen auf den Zerstäubungsprozess gehen aus Abb. 3.1.1, S. 5, hervor. In den nachfolgenden Darlegungen werden diese spezifiziert.

Hinter dem Kraftstoffdruck verbirgt sich die, über das Druckgefälle zwischen Düse und Umgebung erzeugte, **Relativgeschwindigkeit Δw** des Kraftstoffes. Die Abhängigkeit der Kraftstoffaustrittsgeschwindigkeit vom Druckgefälle ist über die bekannte Ausflussgleichung gegeben.

Bezüglich des Kraftstoffes sind neben der **Oberflächenspannung σ_1** in erster Linie **Dichte ρ_1** und **Viskosität (kin. Visk. ν_1)** zu nennen. Dazu sind insbesondere Untersuchungen von Prescher et al. (/6/, /7/) an Dieselkraftstoff und Schwerölen durchgeführt worden. Danach führt eine Viskositätserhöhung in erster Linie zur Zunahme der Strahleindringtiefe und der Tropfendurchmesser. Im Vergleich zu Diesel besitzt Benzin eine geringere Viskosität. Unter gleichen Randbedingungen zerstäubt deshalb Benzin feiner.

Abgesehen davon, dass die Kraftstoffspezifik auch im Bereich der Verdampfung eine Rolle spielt, muss unter dem Gesichtspunkt der Hochdruckeinspritzung vor allen Dingen die Druck- und Temperaturabhängigkeit dieser Größen berücksichtigt werden. Hierzu sind Untersuchungen von Schindler bekannt. Auf deren Grundlage sind die Kennfelder im oberen Teil der Anlage 2 erstellt. Es zeigt sich, dass sowohl Viskosität als auch Dichte in hohem Maße durch die Kraftstofftemperatur beeinflusst werden.

Beim Eindringen des Fluides in das Umgebungsmedium spielt die **Gasdichte** ρ_2 der Luft eine sehr wichtige Rolle für die Primär- und Sekundärzerstäubung. Darüber hinaus wird das „Tropfenleben“ und damit die Strahleindringtiefe über die Verdampfung durch die **Gastemperatur** T_2 beeinflusst. Auch muss die **Viskosität** ν_2 des Gases ins Kalkül gezogen werden. Im unteren Teil der Anlage 2 ist der Einfluss des Verdichtungsverhältnisses auf die Luftdichte beispielhaft dargestellt. Dem gezeigten Verlauf liegt eine polytrope Verdichtung mit $\kappa=1,36$ (Ansaugluft 25°C) zugrunde. Die Erhöhung der Luftdichte wird bei der dieselmotorischen Prozessführung extrem. Eine zusätzliche Berücksichtigung der Luftaufladung drängt hier die gedankliche Vorstellung vom Einspritzvorgang in „Honig“ auf. Dadurch wird die Bedeutung der Strahleindringtiefe für die makroskopische Gemischbildung beim Dieselmotor untermauert (/1/, /3/, /4/).

Ein weiterer Einfluss seitens des Umgebungsmediums ist in der **Bewegung der Luftladung** zu sehen. Infolge der Geschwindigkeit sollte sich die Luftströmung vorrangig im Gebiet der Sekundärzerstäubung auf die Tropfenbewegung und den weiteren Tropfenzerfall auswirken. Bekanntlich wird der Dieselstrahl im Brennraum relativ spät vom Drall ausgelenkt. Seine Wirkung tritt also erst nach Abbau eines Großteiles des Strahlimpulses ein. Bedeutungsvoller wird die Luftbewegung für wand- und luftgeführte Verfahren beim Otto-DE und generell bei der Anwendung niedrigerer Einspritzdrücke (geringerer Strahlimpuls). So spielt die beschleunigte Ansaugluft während der Saugrohreinjection eine tragende Rolle für den sekundären Tropfenzerfall von Benzin /32, 33/. Generelle Anwendung findet dieser Effekt auch bei pneumatischen Zerstäubern.

Der Einfluss der Düsengeometrie ist in erster Linie über den **Düsenöffnungsdurchmesser** d_L gegeben, der den Querschnitt des austretenden Strahles mitbestimmt. Daneben beeinflussen weitere geometrische Faktoren wie Verhältnis aus Spritzlochlänge L_L und d_L , Spritzlochlage, Spritzlochwinkel, Rundungsgrad des Spritzlocheinlaufes sowie Form der Nadelspitze /6,10, 26/ in hohem Maße den Strahlzerfall. Ihre Rolle ist im Zusammenhang mit der **Düseninnenströmung** zu sehen, da die turbulente Fluidströmung an prädestinierten Stellen kurz vor bzw. im Spritzloch Kavitationsblasen erzeugen kann. Gerade hierzu sind in letzter Zeit zahlreiche Untersuchungen durchgeführt worden. Zum einen konnte über eine gezielte Beeinflussung von bestimmten Geometrieparametern (wie z.B. dem Rundungsgrad des Spritzlocheinlaufes /6/, /26/ oder der Form der Nadelspitze /10/) deren Einfluss auf die Strahlausbreitung analysiert werden. Zum anderen sind Versuche von Leipertz et al. /69/, zur direkten messtechnischen Erfassung der Düseninnenströmung im Spritzloch bekannt.

Durch die Erzeugung eines zusätzlichen axialen Dralles im Fluid kann mit Dralldüsen ein intensiver, düsennaher Strahlzerfall bei vergleichsweise niedrigem Kraftstoffdruck erzielt werden.

Mit der nachfolgenden Tabelle wird versucht, die grundsätzlichen Wirkrichtungen der genannten Einflussgrößen auf bestimmte Erfolgsparameter des Zerstäubungsprozesses zu dokumentieren. Es sind letzten Endes Tendenzen, die aus der Betrachtung bestimmter empirischer Gleichungen und über das Literaturstudium ableitbar sind.

Tabelle 3.1.1 : Wirkrichtungen bestimmter Einflussgrößen auf die Zerstäubung

| | Δw | d_L | σ_1 | ρ_1 | v_1 | ρ_2 | v_2 | Turbu- lenz/Ka- vitation | L_L/d_L |
|-------------------|------------|------------|------------|------------|------------|---------------------|------------|--------------------------------|------------|
| $d_T \searrow$ | \nearrow | \searrow | \searrow | \searrow | \searrow | \nearrow | \nearrow | \searrow | |
| $\Theta \nearrow$ | \nearrow | \nearrow | \searrow | \searrow | | $\nearrow \searrow$ | \nearrow | \nearrow | \searrow |

3.1.2. Primärzerfall

Der Bereich der Primärzerstäubung wird auch als Disintegrationsgebiet /41/ bezeichnet. In dieser Phase erfolgt der Aufbruch des kompakten Strahles in einzelne Fluidligamente (unförmige Fluidgebilde), die sich dann zu Einzeltröpfchen umbilden. Damit legt der primäre Strahlzerfall die Grundlage für die Erfolgsparameter des Zerstäubungsvorganges. Die Kenntnis der Detailvorgänge beim Primärzerfall ist derzeit noch unvollständig.

Bei dieseltypischen Düsen und Vollkegeldralldüsen tritt das Fluid als runder Flüssigkeitsstrahl aus. Bei Hohlkegeldüsen und Fächerstrahldüsen entwickelt sich der Fluidzerfall aus einer Flüssigkeitslamelle. Die Ursachen für den Lamellenzerfall (infolge Kontraktion des Lamellenrandes, durch aerodynamische Wellenbildung, über Lochbildung) sind auch, wie beim Rundstrahl, auf die Interaktion zwischen dem turbulenten Fluid und dem Umgebungsmedium zurückzuführen /39/.

Als konkrete Einflussfaktoren auf den Zerfall von Dieselstrahlen können laut /70/ :

- **aerodynamisch induzierte Oberflächeninstabilitäten**
- **turbulenzinduzierte Instabilitäten**
- **blasenzerfallsinduzierte Störungen durch Kavitation**

genannt werden.

Die grundsätzliche Problematik besteht einfach darin, dass der Einfluss aerodynamischer Instabilitäten zwar relativ exakt physikalisch begründet werden kann /35/, die zusätzliche Wirkung der anderen Faktoren jedoch derzeit eine geschlossene Darstellung des Primärbreakup's nicht zulässt. Sowohl Turbulenz als auch Kavitation werden über die entsprechende Düsengeometrie im strömenden Medium generiert. Die Kenntnis über ihre konkrete Wirkung auf den Strahlzerfall ist noch unvollständig. Aufgrund der Kompliziertheit sind bisher verschiedene, zum Teil physikalisch begründete, wie auch rein empirische Modelle über den düsen nahen Strahlzerfall von Dieselkraftstoff bekannt (z.B. Reitz /46/, Baritaud /68/, Obermeier und Schneider /14/). An der Ausarbeitung umfassenderer, physikalischer Modelle wird derzeit intensiv gearbeitet /69, 70/.

Die aerodynamisch induzierten Oberflächeninstabilitäten werden durch Störungen an der Oberfläche des austretenden Strahles (z.B. infolge Oberflächenrauigkeiten im Spritzloch, Schwingungen im Einspritzdruck usw.) hervorgerufen und durch instabiles Wellenwachstum aufgrund der Aerodynamik verstärkt, was schließlich zum Strahlzerfall führt. Eine visuelle Veranschaulichung der Vorgänge erfolgt durch Abb. 3.1.3.

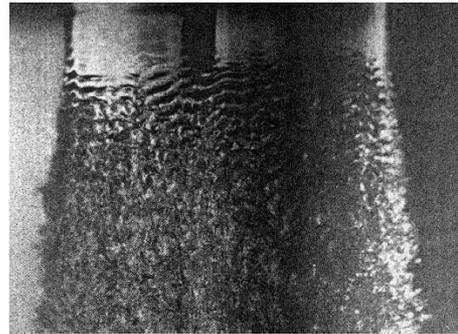


Abb. 3.1.3 :
Primärbreakup infolge aerodynamischer Instabilitäten /36/

Auch beim Zertropfen bzw. Zerwellen werden Oberflächenwellen festgestellt (Abb.3.1.2). Der physikalische Hintergrund besteht darin, dass bei einer sehr kleinen Störung der anfangs glatten Strahloberfläche durch Kapillarkräfte (wirken infolge der

Oberflächenspannung und der Oberflächenkrümmung) ein geringfügiger Druckunterschied sowie eine Fluidbewegung an der Strahloberfläche erzeugt wird, um die ursprüngliche Oberfläche wieder herzustellen. Eine mathematische Beschreibung dieses Vorganges kann durch eine lineare Stabilitätsanalyse erfolgen. Dafür stellt die Navier-Stokes Beziehung *eine* wichtige Ausgangsgleichung dar.

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \vec{w}_1}{\partial t} + \vec{w}_1 \nabla \vec{w}_1 \right) = - \nabla p_1 + \eta_1 \Delta \vec{w}_1 \quad (5.1.4)$$

(η_1 = dynamische Viskosität)

Aus der Einbindung weiterer Erhaltungsgleichungen für die Flüssigkeits- und Gasphase und der Linearisierung dieser Gleichungen (Ableitungen höherer Ordnung werden vernachlässigt) ergeben sich relativ komplexe mathematische Beziehungen für die Wachstumsrate einer Störung als Funktion der Wellenlänge. Näheres dazu kann /35/ entnommen werden. Bei geringen Relativgeschwindigkeiten zwischen Gas und Fluid werden vornehmlich langwellige Störungen verstärkt. Mit Zunahme der Relativgeschwindigkeit (>100 m/s) und der Gasdichte wächst die Dominanz kleiner Wellenlängen (Kelvin-Helmholtz-Instabilität).

Auf dieser physikalischen Grundlage basiert das von Reitz und Bracco /14, 46/ geschaffene Breakup-Modell („WAVE“-Modell). In ihrer Modellierung der Wachstumsgeschwindigkeit von axialsymmetrischen zweidimensionalen Kapillarwellen finden auch viskose Effekte der Gasphase ihre Berücksichtigung. Durch eine lineare Stabilitätsanalyse werden die maximale Wachstumsrate Ω und die dazugehörige Wellenlänge λ bestimmt. Die Ermittlung der Zerfallszeit τ aus Ω und λ erfolgt empirisch. Die konkreten Endgleichungen sind im oberen Teil der Anlage 3 angegeben.

Aus Sicht der Messtechnik kann über die Ermittlung der Breakup-Länge L , als Entfernung zwischen Düsenaustritt und dem Vorliegen einzelner, voneinander getrennter Fluidligamente, der Primärzerfall beurteilt werden. Für nicht allzu dichte Sprays ist dies z.B. mittels Schattenriss- oder Laserlichtschnittverfahren möglich. Bei der Hochdruckeinspritzung unter dieselmotorischen Randbedingungen versagen die herkömmlichen Visualisierungsmethoden aufgrund der hohen Tropfendichte in Düsennähe. Arai et al. /65/ sowie laut /14/ auch Chehroudi et al., Yule und Salters versuchten über Leitfähigkeitsmessungen (unter Verwendung von Wasser) die Existenz eines zusammenhängenden Fluidkernes

nachzuweisen. Aus den Untersuchungen von Arai et al. und Chehroudi et al. geht hervor, dass die Breakup-Länge mit wachsender Austrittsgeschwindigkeit des Fluides, abnehmendem Spritzlochdurchmesser und zunehmender Dichte des Umgebungsmediums sinkt. Allerdings nähert sich L bei höheren Relativgeschwindigkeiten (>100 m/s) asymptotisch einem bestimmten Wert an. Für diesen Bereich ist die in der Anlage 3 links unten angegebene Gleichung (3.1.9) zur Bestimmung der Breakup-Länge herausgearbeitet worden. Die Struktur der Formeln geht auf Stabilitätsbetrachtungen am Fluidstrahl bei hohen Relativgeschwindigkeiten von Levich /35/ zurück.

Neuere Untersuchungen basieren auf einer anwendungsspezifisch verbesserten Messtechnik. Hierbei sind insbesondere die Arbeiten von Leipertz et al. /69/ zu nennen. Über die Erweiterung der herkömmlichen, auf der Mie-Streuung basierenden, 2D-Laserlichtschnitttechnik durch eine spezielle Detektoroptik wird die optische Auflösung des Systems erhöht, was die Untersuchungen im Strahlnahbereich ermöglicht. Dabei wird festgestellt, dass sich die Dimension eines kompakten Kernstrahles nur auf eine Länge von einem bis wenigen Düsendurchmessern erstreckt. Dies ist der Inhalt der Darstellung unten rechts in Anlage 3. Trotz ähnlicher Versuchsbedingungen unterscheiden sich die ermittelten Breakup-Längen im Vergleich zu Arai et al. erheblich. Dies zeigt den noch ausstehenden Untersuchungsbedarf.

3.1.3. Sekundärzerstäubung und Tropfenprall

Das Gebiet der Sekundärzerstäubung ist durch den Transport und den Impulsabbau der Einzeltropfen im Umgebungsmedium sowie durch die Vorgänge der Tropfenkoagulation und -neubildung gekennzeichnet (Abb. 3.1.1, S. 5). Während die Mechanismen der Primär- und Sekundärzerstäubung für die Strahlausbreitung im Brennraum von vorrangiger Bedeutung sind, spielt der Tropfenprall für die Strahl-Wandinteraktion eine entscheidende Rolle.

Tropfenbewegung

Eine allgemeine Kräftebilanz zur Berechnung der Tropfenbewegung ist aus /68/ entnehmbar. Der Impulsabbau des Tropfens wird im Strömungsfeld in hohem Maße durch seine Luftwiderstandskraft mitbestimmt. Der dafür mitverantwortliche Luftwiderstandsbeiwert des Tropfens ist wiederum eine Funktion der Reynoldszahl des Tropfens.

Sekundärer Tropfenzerfall

Bei hohen Relativgeschwindigkeiten ist durch die unsymmetrische Druckverteilung um den Tropfen eine Verformung und ein sich anschließendes Nachzerstäuben zu verzeichnen. In Abhängigkeit der Weberzahl am Tropfen

$$We_{2,T} = \frac{\rho_2 w_{rel}^2 d_T}{\sigma_1} \quad (3.1.10)$$

können die nachfolgend dargestellten Zerfallsmechanismen eines Einzeltropfens registriert werden.

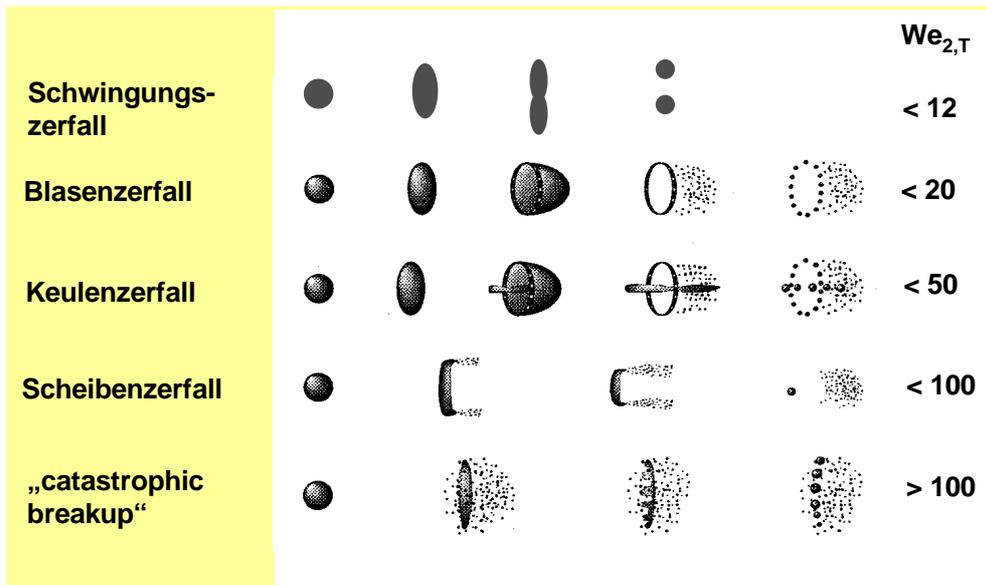


Abb. 3.1.4 :
Tropfen - Zerfallsmechanismen nach Mayer /2/, Pilch und Erdmann /14/

Zur Modellierung des Zerfalles von Einzeltropfen existiert eine Vielzahl von Untersuchungen und Modellen. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Modelle erfolgt z.B. in /14/. Beim TAB-Modell (Taylor-Analogy-Breakup) von O'Rourke und Amsden /55/ wird der Tropfen als ein schwingungsfähiges System behandelt. Tropfenzerfall tritt ein, wenn die durch die Verformung hervorgerufene Auslenkung des Tropfenäquators den Tropfenradius überschreitet. Andere Untersuchungen stellen die durch aerodynamische Effekte auftretenden Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten (siehe Primärzerfall) in den Vordergrund. Nach diesem Modell entsteht Tropfenzerfall, wenn die Wachstumsgeschwindigkeit von Oberflächenwellen, die durch die Anströmung verursacht werden, größer als die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Wellen auf der Oberfläche ist /45, 58/. Das DDB-Modell (Drop Deformation and Breakup) nach Ibrahim et al. /14/ ist dem TAB-Modell ähnlich. Unterschiede bestehen in der Definition des Zerfallkriteriums.

Die Nachteile dieser analytischen Modelle bestehen laut /14/ darin, dass zum einen von anfangs sphärischen Tropfen ausgegangen wird und zum anderen die Aussagefähigkeit auf moderate Weberzahlen limitiert ist. Sie sind daher wenig geeignet, den Zerfall von Ligamenten aus dem Bereich der Primärzerstäubung abzubilden.

Tropfenkollision

In sehr dichten Sprayströmungen mit hoher Tropfenbelastung treten mit hoher Wahrscheinlichkeit Zusammenstöße zwischen Einzeltropfen auf. Falls zwei Tropfen miteinander kollidieren, können sowohl Koaleszenz als auch Koagulation (Zunahme des Tropfendurchmessers) eintreten. Die Kollisionshäufigkeit hängt in hohem Maße von der freien Weglänge zwischen den Tropfen und damit von ihrer Anzahlkonzentration ab (bei der dieselmotorischen Einspritzung bis 10^{14} m^{-3} im düsenahen Bereich /14/). Die Simulation des Vorganges erfolgt nach O'Rourke über die Einführung einer Kollisionswahrscheinlichkeit. Ihre Berechnung erfolgt analog zur kinetischen Gastheorie (siehe /14/).

Tropfengrößenverteilung

Der aus den bisher genannten Zerfallsmechanismen entstandene „Endzustand“ ist erreicht, wenn der Impulsabbau und die Sprayausbreitung so weit fortgeschritten sind, dass sekundäres Nachzerstäuben bzw. Tropfenkollisionen mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit auftreten. Dabei ist „Endzustand“ im Sinne der Fluidzerteilung zu verstehen, da der Einfluss von Verdunstung bzw. Verdampfung immer noch gegeben ist. Die Aussagefähigkeit der messtechnischen Erfassung von Tropfengrößen hängt somit in hohem Maße von der Wahl des Messortes und der Angabe der entsprechenden Randbedingungen ab.

Bei der Messung werden an einem Messpunkt im Strahlkegel über die Messzeit bestimmte Tropfengrößenspektren registriert. Als Verteilungsfunktion zur Nachbildung der Tropfenhäufigkeiten hat sich die logarithmische Normalverteilung durchgesetzt. Sie ist eine dreiparametrische Verteilung und wird durch einen Einheitlichkeitsparameter der transformierten Tropfengröße, einen Lageparameter und die maximale Tropfengröße vollständig beschrieben /36, 42/. Die Herleitung erfolgt aus der Maximierung der thermodynamischen Wahrscheinlichkeit für ein Vielteilchensystem unter bestimmten Nebenbedingungen /36/.

Zur Einschätzung und zum Vergleich von verschiedenen Zerstäubungsvorgängen erweist sich die Angabe mittlerer Tropfengrößen als vorteilhaft. Bei Verbrennungsprozessen interessiert dabei v.a.D. der Sauterdurchmesser d_{32} . Das ist die Tropfengröße, für die das Verhältnis von Tropfenvolumen zu -Oberfläche gleich dem des gesamten Sprühs ist. Zur Veranschaulichung sind in Anlage 4 eine berechnete Tropfenhäufigkeitsverteilung, die sich daraus ergebenden Oberflächen- und Volumenhäufigkeiten sowie die Ermittlung von d_{32} beispielhaft dargestellt. Die Anlage 5 enthält einen Überblick gängiger empirischer Formeln zur Berechnung des Sauterdurchmessers bei dieseltypischen Düsen. Während grundsätzliche Abhängigkeiten, wie z.B. von der Relativgeschwindigkeit oder dem Spritzlochdurchmesser, in etwa gleicher Tendenz wiedergegeben werden, weichen die Absolutwerte der errechenbaren d_{32} teilweise erheblich voneinander ab.

Tropfenverdampfung

Im Verständnis darum, dass der Fluidzerfall im Kontext zu den gegebenen Randbedingungen gesehen werden muss, wird an dieser Stelle kurz auf die Verdampfung eingegangen. Denn durch diesen Vorgang werden die Tropfengrößen und damit die Strahleindringtiefe wesentlich beeinflusst.

Für die Beschreibung der Tropfenverdampfung sind verschiedene Betrachtungsweisen möglich, die sich vor allen Dingen hinsichtlich des Berechnungsaufwandes stark unterscheiden. Zur vollständigen Berechnung des Vorganges sind die jeweiligen Erhaltungsgleichungen (Energie, Impuls usw.) für die Gas- und Flüssigphase gekoppelt zu lösen /14/. Aufgrund der dafür notwendigen, hohen Netzauflösung ist der Berechnungsaufwand jedoch enorm, so dass zumeist auf empirische Zusammenhänge zurückgegriffen wird. Beispielhaft dafür sei an dieser Stelle auf die in /1/ angeführten Beziehungen nach Herzog hingewiesen. Hiernach wird die Verdampfungszeit bei Halbierung des Tropfendurchmessers auf weniger als 33% verkürzt.

Strahleindringtiefe und Strahlkegelwinkel

Wie aus zahlreichen experimentellen Untersuchungen hervorgeht, verhält sich der Dieselstrahl in Bezug auf das Eindringverhalten in sehr guter Näherung wie ein quasistationärer Gasfreistrahler. Dadurch kann die Strahleindringtiefe durch eine stationäre Impulsbilanz über den Impulsstrom und den Strahlkegelwinkel berechnet werden /15,16/. Der sich bei einem konstanten Einspritzprofil ergebende formelmäßige Zusammenhang ist wie folgt darstellbar:

$$S(t) = \sqrt{\frac{2}{\sqrt{\pi\rho_2} \cdot \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right)}} \cdot \sqrt[4]{I(t)} \cdot \sqrt{t} \quad \text{mit: } I = \rho_1 w_1^2 \mu A_L \quad (3.1.26)$$

Auf dieser Grundlage kann auch das Eindringverhalten bei instationären Einspritzprofilen ermittelt werden. Das Auftreten eines Strahlkegelwinkels beim Zerstäubungsvorgang wird aus dem Impulsabbau in Zusammenhang mit der Kontinuität klar. Die Massenverteilung im Kraftstoffstrahl beeinflusst in starkem Maße das lokale Kraftstoffluftverhältnis. Eine gute Homogenität in axialer- und radialer Strahlrichtung wird erfahrungsgemäß durch einen möglichst schnellen Strahl-Breakup erzielt.

Innerhalb der bisherigen Abfolge ist die Strahleindringtiefe und damit der zeitabhängige Weg der Strahlspitze beim intermittierenden Einspritzprozess als das Ergebnis aus Primärzerfall, Strahlausbreitung und Verdampfung zu sehen. Wenn sich das Eindringverhalten wie bei einem Gasstrahl verhält liegt die Annahme nahe, dass bei der dieselmotorischen Einspritzung ein sehr rascher Impulsaustausch zwischen den Tropfen und der verdichteten Luft stattfindet und sich Fluid- und Gasphase mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. Laut /13/ besteht darin die Grundannahme der Gasstrahlmodelle u.a. von Lustgarten. Wie aus /16/ hervorgeht, zeigen Experimente verschiedener Autoren z.B. Winklhofer, dass die Annahme von gleichen lokalen Verhältnissen in Bezug auf die Kinematik zwischen Gas- und Fluidphase nicht zulässig ist, und je nach Tropfengröße falsch sein kann. Dieser Effekt ist für die Simulation der Einspritzung von Bedeutung, da ansonsten die Austauschprozesse zwischen Gas- und Fluidphase unbefriedigend beschrieben werden.

Empirische Gleichungen zur Ermittlung des Strahlkegelwinkels sind im unteren Teil der Anlage 5 dargestellt.

Tropfenprall

Trifft der Kraftstoffstrahl auf die Wand bzw. auf den Kolbenboden setzen weitere Interaktionsprozesse ein. Wie nachfolgend ersichtlich, können in Abhängigkeit von der für den Einzeltropfen gebildeten Weber- und Ohnesorgezahl (Gl. (3.1.2 bzw. 3.1.3), S. 7, anstatt d_L , hier d_T) verschiedene Regimes festgestellt werden. Die Wandinteraktion spielt im ottomotorischen Sektor eine größere Rolle als beim Dieselmotor.

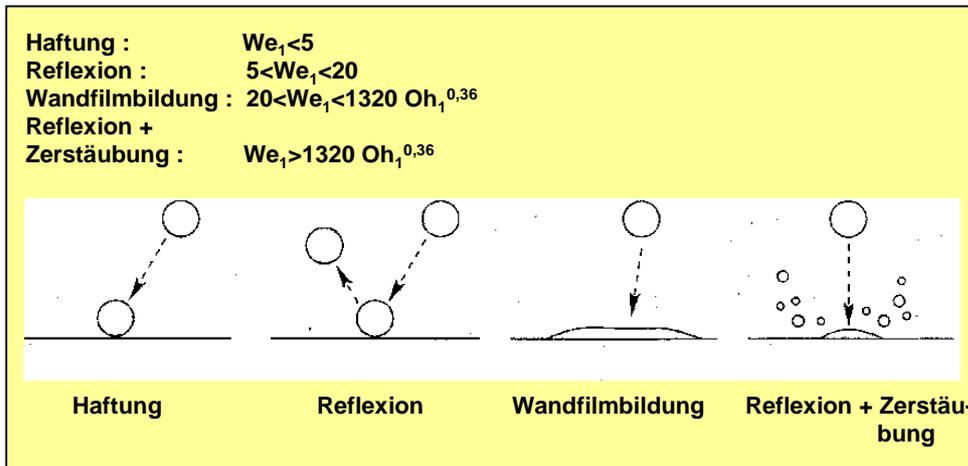


Abb. 3.1.5 : Tropfenprall, nach /15/

3.1.4. Motorische Einspritzung

Einen motorischen Einsatz erfahren in erster Linie sogenannte Einstoff-Druckdüsen (Anlage 1), wobei die Anwendung von luftunterstützten Zerstäuberdüsen (ORBITAL) ebenfalls bekannt ist.

Prinzipiell entscheiden die seitens der motorischen Gemischbildung gegebenen Randbedingungen über den Einsatz der Zerstäuber. Beim Otto-DE wird während des Schichtbetriebes in erster Linie die Erzeugung eines brennbaren Kraftstoff-Luft-Gemisches an der Zündkerze und eine schnelle Verdampfung des Kraftstoffs gefordert. Deshalb werden hier vorrangig Düsen eingesetzt, die aufgrund ihrer großen Strahloberfläche sehr gute Verdampfungsbedingungen bieten. Bei Dralldüsen werden über den eingebrachten Drall kurze Breakup-Längen (siehe Primärzerfall), kleine Tropfen und große Strahlkegelwinkel (85-100°) erzeugt. Bei Düsendrücken bis 150 bar sind im Vergleich zur Dieseleinspritzung moderate Strahleindringtiefen zu verzeichnen.

Beim Dieselmotor erfährt die Strahleindringtiefe zur Gewährleistung einer guten Luftausnutzung höhere Wichtigkeit. Deshalb werden hier Düsen eingesetzt, die den Druckunterschied vordergründig in einen hohen Vortrieb des Strahles umsetzen und die geringste Durchsatzdrosselung aufweisen. Bekanntermaßen gelangen dabei sitzgebohrte- bzw. Sacklochdüsen zum Einsatz (Anlage 1). Bei den genannten Düsen kann der Wirkungsgrad der Zerstäubung nach /40/ aus der "Oberflächenbildungsleistung" (mit einem mittleren d_{32}) und der eingesetzten Pumpleistung aus der Gleichung (3.1.27) bestimmt werden. Die besten Wirkungsgrade besitzen laut /34/ Hohlkegeldüsen, gefolgt von Fächer-

strahldüsen und Vollkegeldralldüsen. Dieselmotorische Düsen schneiden am schlechtesten ab.

$$\eta_z = \frac{P_z}{P_{\text{mech}}} = \frac{6\sigma_1}{d_{32}\Delta p} \quad (3.1.27)$$

Ein wesentlicher Unterschied zur stationären Zerstäubung liegt bei der intermittierenden Kraftstoffeinspritzung im zeitlichen Verlauf des wirksamen Druckgefälles zwischen Düse und Umgebungsmedium begründet. Die Abb. 3.1.6 soll diesen Umstand beispielhaft am Verlauf des Kraftstoffdruckes im Sackloch in Abhängigkeit vom Nadelhub vermitteln.

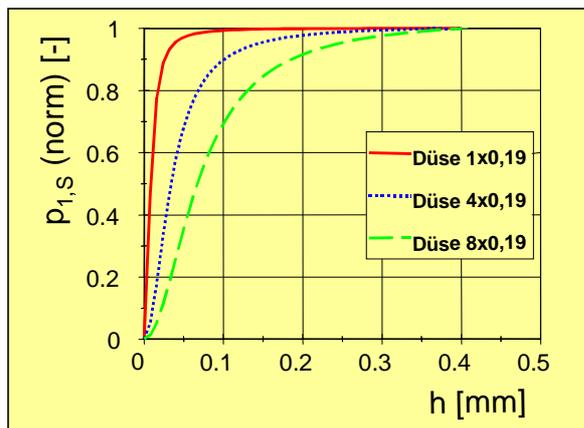


Abb. 3.1.6 : Durchflusscharakteristiken verschiedener Düsen

Die Ursache hierfür ist in der Drosselung im Nadelsitz zu sehen, da zu Beginn des Nadelhubes nur ein sehr kleiner Strömungsquerschnitt freigegeben wird. Die Wirkung des Nadelsitzes muss dabei im Zusammenhang mit den anderen Drosselquerschnitten im Sackloch bzw. in den Spritzlöchern (Durchflussbeiwert $\mu_B=f(p_1,p_2)$) gesehen werden. Deshalb wirkt sich z.B. die Spritzlochzahl auf den Druckverlauf aus. Eine umfassende Abhandlung dieser Problematik ist in /8/ und /13/ zu finden.

Der Berechnungsalgorithmus basiert auf den Betrachtungen in /22, 23 und 24/.

Durch diesen Effekt ist eine zusätzliche Beeinflussung der Kraftstoffzerstäubung gegeben. Bei nach innen öffnenden Düsen ist mit einem relativ unzerstäubten Vorstrahl zu Beginn der Einspritzung zu rechnen. Wie aus /1/ hervorgeht, führt ein weiterer stetiger Druckanstieg zur „Interaktion“ des Kraftstoffes und damit zum Ausfächern des Strahles. Die Kollision des mit höherer Geschwindigkeit austretenden Kraftstoffstrahles mit dem zeitlich früher gestarteten wirkt sich in hohem Maße auf die dargelegten Zerstäubungsmechanismen aus. Für die motorspezifische Anpassung der Strahlausbreitung bietet deshalb die Formung des Einspritzverlaufes beim Dieselmotor ein hohes Potential. Trotz der Verkokungsgefahr sind Untersuchungen zum Einsatz nach außen öffnender Düsen aus dem Bereich des Otto-DE bekannt. Diese Düsen erbringen ein vergleichsweise konstantes Strahlbild während der Einspritzung.

Insgesamt kann eingeschätzt werden, dass bestimmte Mechanismen des mechanischen Zerstäubungsvorganges phänomenologisch erkannt sind. Für eine durchgängige Quantifizierung des Prozesses ist in erster Linie das bessere Verständnis über den Primärzerfall des Strahles erforderlich. Die Anwendung verschiedener Düsenarten liegt in der konkreten motorischen Anwendungsspezifik begründet. Grundsätzlich besteht bei allen Düsen noch ein Verbesserungspotential in Bezug auf ihre Flexibilität zur optimalen Kraftstoffzerstäubung im gesamten Kennfeld des Motors.

3.2. Elektrostatische Zerstäubung

3.2.1. Allgemeine Betrachtungen

Dass eine Vergrößerung der Fluidoberfläche auch durch elektrostatische Kraftwirkungen erzielt werden kann, ist seit langem bekannt. Laut /73/ wurde die elektrostatische Flüssigkeitszerstäubung erstmalig 1749 erwähnt. Heute erfährt diese Art der Zerstäubung einen breiten Einsatz, z.B. in der Lackiertechnik, beim Versprühen von Pestiziden in der Landwirtschaft, zur Erzeugung von Mikrosprays in der Medizintechnik usw. /75, 80/. Untersuchungen zur elektrostatischen Kraftstoffzerstäubung sind aus /82 - 93/ bekannt.

Um eine Systematisierung vornehmen zu können, wird zunächst das Wesen dieses Zerstäubungsprozesses verdeutlicht. Dazu dient die Abb. 3.2.1, welche den elektrostatischen Effekt aus der Kräftebilanz an einem elektrisch aufgeladenen Flüssigkeitstropfen (idealisiert als Kugel dargestellt) modellhaft vermittelt.

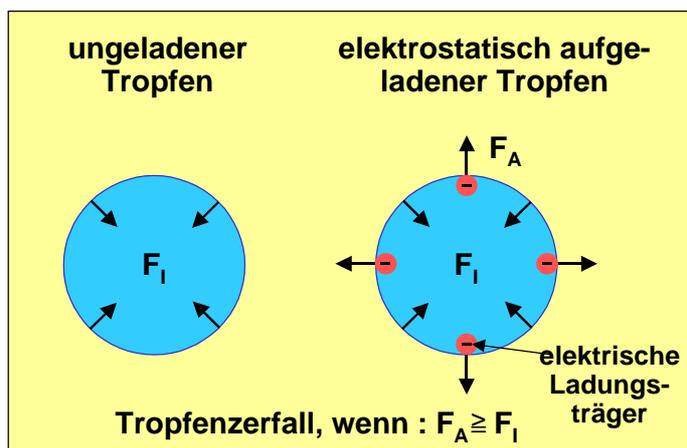


Abb. 3.2.1 : Modellvorstellung vom Wesen der elektrostatischen Zerstäubung

Global läßt sich folgendes formulieren :
Überwiegt die nach außen gerichtete Abstoßungskraft F_a gleichpoliger Ladungsträger die zum Kugellinneren gerichtete Kapillarkraft F_i , setzt der Zerfallsprozess in kleinere Tropfen ein. Auf die Abbildung 3.2.1 wird an späterer Stelle noch einmal zurückgegriffen.

Zur Initialisierung des Tropfenzerfalls bildet demnach die vorherige elektrische Aufladung des Fluides und somit dessen Anreicherung mit freien, gleichpoligen elektrischen Ladungsträgern eine wichtige Voraussetzung. Zur Beurteilung der elektrischen Aufladung dient die spezifische Ladungsdichte ρ_e [As/m³]. Sie ist wie folgt definiert :

$$\rho_e = \frac{ne}{V_1} = \frac{3ne}{4\pi r_T^3} = \frac{3Q}{4\pi r_T^3} \quad (3.2.1)$$

$Q=ne$ =elektrische Ladung [As]

n =Anzahl der gleichgepolten Ladungsträger

$e=1,602 \cdot 10^{-19}$ As = Elementarladung

V_1 = Fluidvolumen [m³] ; r_T = Kugelradius [m]

Auf rein mechanischem Wege kann prinzipiell jedes Fluid unterhalb einer gewissen Viskosität über die Turbulenz mehr oder weniger gut zerstäubt werden. Die Einteilung der Zerstäuber erfolgt dort in erster Linie nach den konkreten geometrischen Gegebenheiten in der Düse, die zur Turbulenzgenerierung führen. Der elektrostatische Zerstäuber muss einen bestimmten Ladungsgrad in das Fluid einbringen, um den Fluidzerfall durch die elektrostatische Kraft auszulösen. Eine Ordnung dieser Zerstäuber wird deshalb in Anlage 6 nach der Art und Weise der Ladungsträgererzeugung im Fluid vorgenommen. Influenz- sowie Ionisationsaufladung werden gegenwärtig vorrangig zur nachfolgenden elektrostatischen Aufladung von bereits mechanisch zerstäubten Partikeln bzw. Tropfen eingesetzt, um eine definierte Abscheidung am, z.B. auf Erdmasse liegenden, Beschichtungsgut zu erreichen. Dem gleichen Ziel dient die triboelektrische Aufladung bei der Pulverbeschichtung. Die Aufladung durch intensive Reibung zwischen elektrischem Leiter und Isolator ist hinlänglich bekannt und muss vor allen Dingen beim Betanken beachtet werden.

Praktische Zerstäubungsrelevanz besitzen **Kontaktaufladung** und **Direktaufladung**. Herkömmliche Kraftstoffe können bei motorrelevanten Durchsätzen nur „direkt“ aufgeladen werden. Elektrisch leitfähigere Fluide werden bei vergleichsweise geringen Volumenströmen über die Kontaktaufladung zerstäubt. Die letztgenannte Arbeitsweise ist das derzeitige Hauptanwendungsgebiet der elektrostatischen Fluidzerstäubung.

Der elektrostatische Zerstäubungsprozess erweist sich als ein komplex ablaufender Vorgang, der durch die im molekularen Bereich stattfindenden Mechanismen der Ladungsträgererzeugung, deren Gruppierung an der Fluidoberfläche und der damit verbundenen Kraftwirkung an der Grenzfläche des Fluids geprägt ist. Diese Wirkungskette wird dabei sowohl durch elektrische als auch strömungstechnische Komponenten beeinflusst. Eine durchgängige mathematische Formulierung fehlt bis dato auch hier. Ähnlich der mechanischen Zerstäubung kann gerade in jüngster Zeit ein hoher Erkenntniszuwachs konstatiert werden /78 - 80/.

3.2.2. Einflussfaktoren

Das Ziel der Ausführungen in diesem Kapitel besteht in der überblicksmäßigen Darstellung von wichtigen elektrischen Zusammenhängen, die aus der Betrachtung der Einflussgrößen abgeleitet werden können.

Bekanntlich erzeugen elektrische Ladungen Kraftfelder und üben dadurch aufeinander Kräfte aus. Dieser Umstand wird durch das Coulombsche Gesetz widerspiegelt. Für zwei punktförmige Ladungen, die sich im Abstand r voneinander befinden, ergibt sich die Coulombsche Kraft F_Q in skalarer Form zu :

$$F_Q = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon r^2} \quad (3.2.2)$$

ϵ = Dielektrizitätszahl [As/Vm]

Das Vektorfeld, das zur Kraftwirkung auf elektrische Ladungen führt, wird als elektrisches Feld **E** bezeichnet :

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}_Q}{Q} \quad (3.2.3)$$

Grundsätzlich lassen sich alle elektromagnetischen Phänomene auf die Wirkung von bestimmten Raum- und Zeitverteilungen elektrischer Ladungsträger und der dadurch entstehenden, miteinander gekoppelten Felder **E** und **H** (Magnetfeld) zurückführen. Die Berücksichtigung der Materialeigenschaften führt zu weiteren Feldgrößen, die über die bekannten Maxwell'schen Gleichungen miteinander verknüpft sind. Die im weiteren Verlauf des Kapitels aufgeführten Zusammenhänge sind alle aus diesem Gleichungssystem ableitbar.

Wie beim mechanischen Zerstäubungsvorgang bestehen die globalen Einflussfaktoren auch hier in der Kraftstoffspezifik, im Umgebungsmedium und der Düsengeometrie.

Die Bedeutung der **Düsengeometrie** ist bei der elektrostatischen Zerstäubung in erster Linie im Zusammenhang mit der Kraftstoffaufladung zu sehen. Zur schnellen Bildung gleichgepolter Ladungsträger sind möglichst große elektrische Kräfte notwendig. Dafür wird eine hohe elektrische Feldstärke benötigt. Deshalb muss mit einer elektrischen Hochspannung gearbeitet werden. Das daraus resultierende **E**-Feld wird maßgeblich durch die konkrete Düsengeometrie bestimmt.

Wichtige **fluidspezifische Einflussgrößen** sind in der elektrischen Leitfähigkeit und der Polarisation (Dielektrizitätskonstante) des Kraftstoffes zu sehen.

Die Fähigkeit eines Materiales, den elektrischen Strom zu leiten, ist bei m Ladungsträgerarten wie folgt definiert (/101, 102, 103/):

$$\kappa_e [S / m \text{ bzw. } 1 / (\Omega m)] = \sum_{i=1}^m (e \cdot z_i \cdot n_{Di} \cdot b_i) \quad (3.2.4)$$

Dabei ist e [As] die Elementarladung, z die Wertigkeit (z.B. Ca^{2+} oder H^+), n_D [$1/m^3$] die Dichte der Ladungsträger und b [m^2/Vs] die feldstärkeabhängige Beweglichkeit der Ladungsträger im Fluid.

Die elektrische Beweglichkeit eines Ladungsträgers b kennzeichnet sein Vermögen, unter der Einwirkung des elektrischen Feldes eine bestimmte Geschwindigkeit zu entwickeln :

$$b = \frac{|\vec{W}_{el}|}{|\vec{E}|} \quad (3.2.5)$$

Elektronen besitzen aufgrund ihrer geringen Masse eine sehr hohe Beweglichkeit. Nach dem Gesetz

von Walden /95/ ist die elektrische Beweglichkeit von Ionen durch die folgende Gleichung gegeben :

$$b \cdot \eta_1^k = \text{konst. mit } k = [1..1,5] \quad (3.2.6)$$

Die Bewegung von elektrischen Ladungsträgern wird also über die Viskosität durch die Stokes'sche Reibung gebremst.

Zum besseren Verständnis der dielektrischen Polarisation, charakterisiert über die Dielektrizitätszahl ϵ , dient die Darstellung in Bild 3.2.2 für jeweils zwei „ideale“ Fluide. Ein elektrisches Feld ruft im Leiter

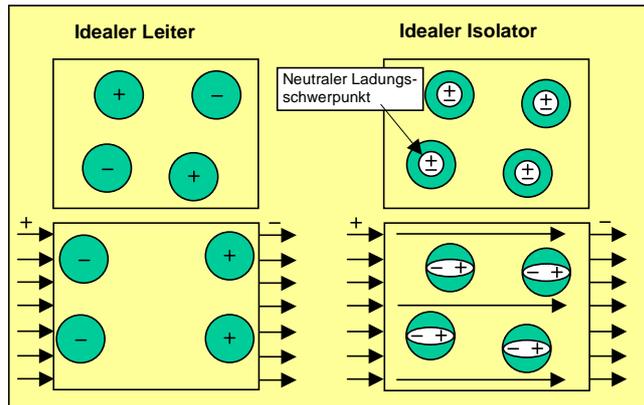


Abb. 3.2.2 : Verhalten von Leiter und Dielektrikum im E-Feld

den Transport der freien Ladungsträger zum Materialrand der entgegengesetzten Polarität hervor. Dadurch wird die elektrische Feldstärke im Inneren des Leiters Null. Im idealen Dielektrikum fehlen die freien Ladungsträger. Es wird polarisiert. Die Ursache hierfür ist in der Verschiebung der Ladungsschwerpunkte im Molekül parallel zum elektrischen Feld zu sehen. Dadurch entsteht ein **E**-Feld um die Moleküle, was durch seine entgegengesetzte Richtung zu einer Abschwächung des äußeren elektrischen Feldes im Materialinneren führt.

Das Verhältnis, in dem die Kapazität eines Kondensators (dessen Raum zwischen den Elektroden mit diesem Isolator ausgefüllt ist) gegenüber Luft zunimmt, wird durch die relative Dielektrizitätszahl ϵ_r (ϵ_r von Luft =1) beschrieben. Mit der Dielektrizitätszahl in Vakuum $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$ gilt generell :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (3.2.7)$$

Sowohl Diesel als auch Benzin besitzen eine relative Dielektrizitätszahl von 2,1 bis 2,2 im praxisrelevanten Temperaturbereich (bei Diesel bis 80°C vermessen). Die Moleküle anderer Fluide, wie z.B. Methanol oder Wasser, weisen bereits im feldfreien Raum eine Verschiebung der Ladungsschwerpunkte (Dipolmoment) auf. Bei Feldeinwirkung drehen sich diese Dipole zusätzlich in Feldrichtung ein. Deshalb besitzen diese Stoffe höhere Dielektrizitätszahlen (Wasser: 80, Methanol:32).

Im realen Dielektrikum sind stets mehr oder weniger freie Ladungsträger vorhanden. Unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes wird neben der Polarisation ein Transport dieser frei beweglichen Ladungsträger an den Materialrand festgestellt. Dadurch wird eine Oberflächenladungsdichte erzeugt.

Ausgehend von diesen grundsätzlichen Aussagen zur elektrischen Materialspezifik wird im Weiteren auf das einfache Kugelmodell der Abb. 3.2.1, S. 18, zurückgegriffen. Die sich am Kugelrand befindenden Ladungsträger führen zu einer Oberflächenladungsdichte σ_e gemäß Gl. (3.2.8) /102, 103/ :

$$\sigma_e [\text{As} / \text{m}^2] = \frac{Q}{A_{O,1}} = \frac{Q}{4\pi r_T^2} \quad (3.2.8)$$

Mit $A_{O,1} = \text{Kugeloberfläche} [\text{m}^2]$

Beim Kugelmodell (Abb. 3.2.1, S.18) wirkt der mechanischen Druckspannung p_l (aus der Kraft F_l) eine elektrostatische Zugspannung p_e (infolge der Kraft F_A) entgegen.

Aus den elektrotechnischen Basisgleichungen kann über die Formulierung der elektrostatischen Energiedichte eine wichtige Beziehung für die elektrische Kraftdichte abgeleitet werden /102, 103/ :

$$\vec{f}_e = \rho_e \vec{E} - \frac{1}{2} \vec{E}^2 \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla \left(E^2 \rho_1 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho_1} \right) \quad (3.2.9)$$

Der erste Term spiegelt die Kraftwirkung der „wahren“ Ladungsträger wider. Term zwei ist überall dort wirksam, wo ϵ örtlich variiert, wie z.B. an der Grenzfläche zweier Medien. Im 3. Term ist die Elektrosriktion, also die Formveränderung eines Dielektrikums im elektrischen Feld, verankert. Letztendlich drückt diese allgemeine Gleichung sämtliche Kraftwirkungen auf ein reales, geladenes Dielektrikum im elektrischen Feld aus. Ähnlich der Navier-Stokes Gleichung in der Fluidmechanik ist die konkrete Handhabung dieser Formulierung schwierig.

Aus dieser volumenbezogenen Kraftdichte kann an der Grenzfläche zweier Medien unter der Bedingung eines stetigen Überganges der Dielektrizitätskonstanten innerhalb einer schmalen Schicht eine Flächenkraftdichte abgeleitet werden /103/. Da die Symmetriebedingungen einer Kugel nur „Normalkomponenten“ zulassen, wird daraus direkt der Betrag der Flächenkraftdichte und damit ein elektrischer Druck erhalten.

$$p_e = \frac{1}{2} \frac{\sigma_e^2}{\epsilon_2} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} \quad (3.2.10)$$

Die Gleichung (3.2.10) zeigt, dass für diesen elektrischen Druck die Oberflächenladungsdichte eine entscheidende Rolle spielt /71, 73/. Die elektrischen Ladungsträger müssen also an die Kugeloberfläche gelangen. Die Modellvorstellung beschreibt die reale Verteilung der Ladungsträger nur annähernd. Um aus ingenieurtechnischem Gesichtspunkt einen sofortigen Bezug zur Aufladung zu erhalten, kann der elektrische Druck auch über die Ladungsdichte p_e dargestellt werden.

$$p_e = \frac{1}{2\epsilon_2} \left(\frac{\rho_e r_T}{3} \right)^2 \quad (3.2.11)$$

Der Kapillardruck p_i (/38/) ergibt sich zu :

$$p_i = \frac{2\sigma_1}{r_T} \quad (3.2.12)$$

Die Gleichsetzung beider Drücke führt zu Gleichung (3.2.13):

$$r_T = \sqrt[3]{\frac{36 \varepsilon_0 \sigma_1}{\rho_e^2}} \quad (3.2.13)$$

Diese Formulierung stellt somit eine Bedingung dar, ab wann ein elektrostatischer Tropfenzerfall einsetzen kann. Zum Zerfall kleinerer Tropfen werden demnach höhere Ladungsdichten benötigt. Dieser Umstand soll durch Abb. 3.2.3 verdeutlicht werden. Aus Gl. (3.2.13) lässt sich mit Gl (3.2.1), S. 18, das aus der Literatur bekannte Rayleigh-Kriterium (/73/ - /77/) ableiten.

$$Q = 8\pi \sqrt{\varepsilon_0 \sigma_1} r_T^3 \quad (3.2.14)$$

Im Umkehrschluss zu Gl.(3.2.13) wird hiermit eine Aussage über die Mindestanzahl elektrischer Ladungen im Tropfen getroffen, ab der er zerfällt.

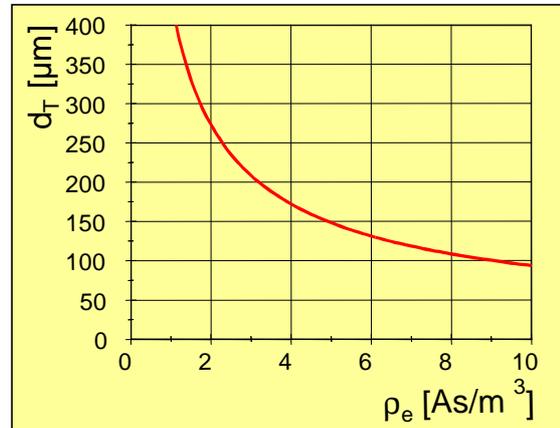


Abb. 3.2.3 :
Tropfendurchmesser in Abhängigkeit der Ladungsdichte für Diesel ($\sigma_1=0,032$ N/m) nach Gl. (3.2.13)

Eine weitere wichtige Erkenntnis soll durch die Abb. 3.2.4 vermittelt werden.

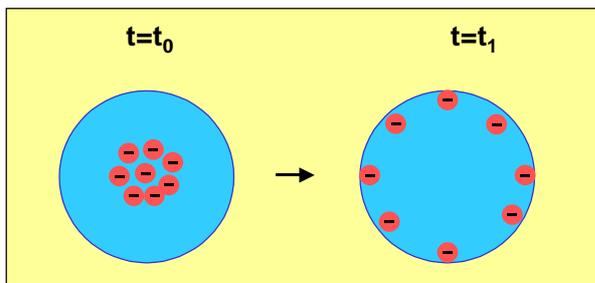


Abb. 3.2.4 : Dielektrische Relaxationszeit

Wie an späterer Stelle noch deutlich wird, kann nicht davon ausgegangen werden, dass die Ladungsträger durch den Aufladungsprozess sofort an der Fluidoberfläche erzeugt werden. In Reflexion dieser Aussage auf das Kugelmodell können sich die Ladungsträger zeitlich gesehen durchaus zuerst im Fluidinneren befinden. Der Drang der gleichgepolten Ladungsträger zur Bewegung an die Oberfläche liegt in ihrer gegenseitigen Abstoßungskraft begründet, denn jeder einzelne Ladungsträger stellt selbst die Quelle eines elektrischen Feldes dar. Diese Drift ist jedoch mit einer gewissen Zeitdauer verbunden. Eine, anfänglich im Medium vorhandene, Raumladungsverteilung $\rho_e(\vec{r},0)$ wird nach /103/ exponentiell mit der Zeitkonstanten τ_e verändert bzw. in eine Oberflächenladungsdichte „umgewandelt“.

Das heißt :

$$\rho_e(\vec{r}, t) = \rho_{e,0}(\vec{r}, t = 0) e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (3.2.15)$$

Dabei ist τ_e :

$$\tau_e = \frac{\epsilon_1}{\kappa_e} \quad (3.2.16)$$

Demzufolge wird die Zeitdauer der Ausbreitung von freien Ladungsträgern an die Fluidoberfläche durch die Dielektrizitätszahl des Mediums und deren elektrische Leitfähigkeit bestimmt. Diese **dielektrische Relaxation** besitzt eine starke Prozessrelevanz.

Zur Veranschaulichung weiterer Prozessgrößen beinhaltet die Anlage 7 beispielhaft die Ermittlung der elektrischen Feldstärke an einer Kugel unter der Bedingung einer konstanten Raumladungsverteilung im Kugellinneren. Aus dem dargestellten Verlauf der Feldstärke in Anlage 7 können mehrere Schlüsse gezogen werden :

Es ist erkennbar, dass durch die Ladungsträger in der Kugel eine elektrische Feldstärke im Umgebungsmedium produziert wird, deren Wert an der unmittelbaren Grenzfläche am höchsten ist.

Überschreitet die erzeugte Feldstärke die Ionisationsfestigkeit der Luft, können **Entladungserscheinungen im Umgebungsmedium** auftreten, die letztendlich zur „Neutralisation“ der Ladungsträger im Fluid führen. Von daher ist der ständigen Erhöhung der Tropfenladungsdichte eine Grenze gesetzt. Das sich ergebende Außenfeld ist, symmetrische Bedingungen vorausgesetzt, unabhängig von der Konfiguration des elektrischen Feldes im Kugellinneren.

Die Ionisationsfestigkeit der Luft liegt unter Normalbedingungen bei 30 kV/cm und ist vom thermodynamischen Zustand, dem Feuchtegrad und der Einwirkzeit des elektrischen Feldes abhängig. Bei einer konstanten Tropfenladung Q nehmen die elektrischen Feldstärken mit sinkender Tropfengröße zu. Bei technisch relevanten Ladungsdichten liegen sie über der Ionisationsfestigkeit der Luft, ohne das jedoch Entladungen auftreten /73, 75/. Für die einsetzenden Entladungserscheinungen ist demzufolge noch eine zusätzliche Geometrieabhängigkeit gegeben. Hierzu wird auf /71, 72, 73/ verwiesen, wo diese Problematik umfassend behandelt wird.

Die Erhöhung der Einsatzfeldstärke E_L an runden Drähten beschreibt die folgende Gleichung /73/:

$$E_L [\text{kV} / \text{cm}] = 30 + 9 \cdot \sqrt{\frac{1}{r[\text{cm}]}} \quad (3.2.21)$$

Weiterhin erkennt man aus der Anlage 7, dass gleichgepolte Einzeltropfen in einem Sprühkegel durch die Wirkung jedes Einzelfeldes auseinander driften, was sich zerstäubungstechnisch in einem vergrößerten Strahlkegelwinkel niederschlagen kann.

Diese sogenannte Raumladungskraft für die Driftbewegung der Individuen einer kugelsymmetrischen

Raumladungsverteilung ergibt sich mit Gl. (3.2.19), Anlage 7, zu :

$$|\vec{F}_R| = Q \cdot |\vec{E}| = n \cdot e \cdot \left| \frac{\rho_e \cdot r}{3\epsilon_0} \right| \quad (3.2.22)$$

Für die Formulierung der Kraftwirkung spielt auch die geometrische Form des Raumladungsgebildes eine Rolle. Dazu wird auf /71/ verwiesen. Hier sind die Kraftwirkungen bei verschiedenen geometrischen Raumladungsformen für eine Tropfengröße von 50 µm gegenübergestellt. So beträgt die Kraft bei einer kugelsymmetrischen Raumladungsverteilung $11,7 \times 10^{-7}$ N und bei Zylindersymmetrie 17×10^{-7} N. Beim Vergleich mit der Gravitationskraft auf einen solchen Tropfen liegt die elektrische Kraft um ungefähr 3 Größenordnungen höher.

Bekanntermaßen influenziert eine elektrische Ladung bei der Annäherung an eine elektrisch leitende Fläche in ihr Ladungen der entgegengesetzten Polarität. Durch diese **Bildkraft** wird der Tropfen in Richtung der Oberfläche beschleunigt. Dafür spielen in erster Linie die Ladung des Tropfens, seine Größe, der Abstand zur Fläche und die Form der Fläche eine Rolle. Ausgehend vom Coulombschen Gesetz nimmt Bildkraft auf eine Punktladung mit dem Quadrat ihres Abstandes zur elektrisch leitfähigen Fläche ab.

Aus den grundlegenden Betrachtungen am idealisierten Kugelmodell können folgende prozessrelevante Aussagen konstatiert werden :

- Elektrische Ladungsträger im Fluid führen in erster Linie zu einem zusätzlichen Fluiddruck. Diese „Zugspannung“ ist für den elektrostatischen Kugelzerfall verantwortlich.
- Die Bewegung der im Fluidvolumen erzeugten elektrischen Ladungsträger zur Fluidoberfläche beansprucht eine gewisse Relaxationszeit, die von den fluidspezifischen Parametern Dielektrizität und Leitfähigkeit bestimmt wird.
- Mit Zunahme der Ladungsträgerkonzentration können zunehmend kleinere Tropfen elektrostatisch zerfallen.
- Einer ständigen Erhöhung der Ladungsträgeranzahl auf der Kugel sind durch die einsetzende Ionisation des Umgebungsmediums Grenzen gesetzt.
- Im Ensemble von vielen geladenen Tropfen wird durch die Raumladungskraft eine Drift erzeugt.
- In der Nähe einer elektrisch leitenden Oberfläche erfährt die geladene Kugel eine nicht mehr zu vernachlässigende elektrische Anziehungskraft.

3.2.3. Kontaktaufladung

Das Versprühen von bestimmten Fluiden über Kontaktaufladung stellt das derzeitige Hauptanwendungsgebiet der elektrostatischen Fluidzerstäubung dar. Dabei werden vergleichsweise kleine Volumenströme mit geringem mechanischen Druck über die elektrostatische Komponente in das Gebiet des Zerstäubens übergeführt.

In aller Regel werden dazu Aggregate gemäß Anlage 6 (Nr.4), die durch eine mittige Metallelektrode gekennzeichnet sind, eingesetzt. Aus der Lackiertechnik ist auch der Betrieb mit Rotationszerstäubern /73, 74/ bekannt. Die elektrische Aufladung des Fluides erfolgt hier an der scharf ausgebildeten Zerstäuberkannte.

Zur Veranschaulichung eines elektrostatischen Zerstäubungsvorganges über Kontaktaufladung dient Anlage 8. Sie enthält das Ergebnis eigener Untersuchungen beim Zerstäuben mit Methanol ($\kappa_e \sim 85 \mu\text{S/m}$, $\epsilon_r=32$). Durch das Anlegen der Hochspannung an die „Düse“ wird der Abtropfvorgang in das Gebiet der Zerstäubung übergeführt. Makroskopisch äußert sich der Sprühvorgang in großen Strahlkegelwinkeln, feinen monodispersen Tropfen und in einer hohen Strahlhomogenität /71 - 75, 92/.

Bei festliegender Düsengeometrie, gegebenem Fluid und Durchsatz ist die Überführung in das Zerstäubungsgebiet spannungsabhängig. Das heißt, eine stationäre, feine Zerstäubung wird erst ab einem bestimmten Spannungs- und damit Feldstärkeniveau erreicht. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Arten des Fluidzerfalls ist u.a. in /78/ zu finden. Kurz umrissen, wird mit steigender Spannung zuerst eine Erhöhung der Abtropffrequenz (und damit kleinere Einzeltropfen) festgestellt. Danach entstehen mehr oder weniger unförmige Einzeltropfen. Bei einer weiteren Potentialerhöhung bildet sich aus der Fluidschicht an der Elektrode ein Strahl, der dann in Einzeltropfen zerfällt. Die feinste und stabilste Zerstäubung wird im so genannten „cone-jet-mode“ erreicht. Danach wird die Zerstäubung wieder instabiler, was in erster Linie in den Entladungserscheinungen im Umgebungsmedium begründet liegt. Die Zerstäubung im „cone-jet-mode“ wird deshalb industriell angestrebt und bildet gleichzeitig das Hauptaugenmerk der Untersuchungen auf diesem Gebiet /73, 78, 79, 80, 81/.

Als Ansatzpunkt für die von Taylor entwickelte Theorie ist der sich im Fluid ausbildende Konus an der Elektrode (unterer Teil der Anlage 9) zu werten. Aus Stabilitätsbetrachtungen zwischen Kapillar- und elektrischer Kraft (Ausgangsgleichung (3.2.9), S. 22) wies er einen konstanten Konuswinkel um $49,3^\circ$ (Taylorkegel) nach /75/. Die praktischen Experimente ergeben, dass der Winkel um 45° variiert. Eine Verfeinerung dieser theoretischen Erkenntnisse ist in neueren Arbeiten /78, 79/ feststellbar.

Phänomenologisch lässt sich der Zerstäubungsprozess im „cone-jet-mode“ wie folgt erklären :

Bei elektrisch leitfähigen Stoffen bis hin zu bestimmten Alkoholen, wie z.B. Methanol (die im elektrischen Sinn schlechte Isolatoren darstellen), sind von vornherein mehr oder weniger freie elektrische Ladungsträger im Fluid vorhanden. Während des kurzen Vorbeileitens an der Hochspannungselek-

trode reicht die Zeit bei hinlänglich kleinem Durchsatz aus, um über die starke elektrische Kraftkomponente eine Ladungstrennung im Fluid durchzuführen. Durch die kurze dielektrische Relaxationszeit (Gl. 3.2.16) begünstigt, gelangen diese Ladungsträger sehr schnell an die Oberfläche des Tropfens und führen zu einer entsprechenden Oberflächenladungsdichte. Damit besitzt der Tropfen das gleiche Potential wie die Elektrode, so dass die Tropfenoberfläche jetzt als die eigentliche Hochspannungselektrode angesehen werden kann. Im Ergebnis des entstandenen elektrischen Druckes verformt sich die Tropfenoberfläche konisch. Die Oberflächenladungen erfahren durch das elektrische Feld zwischen dem Tropfen und der außerhalb liegenden Gegenelektrode eine Beschleunigung in Richtung der Konusspitze, was zu einer hohen Ladungsdichte in diesem Bereich und damit zum Strahlzerfall führt. In Ergänzung zu den Aussagen Taylors wird in /79/ die Form des Konus noch vom statischen, dynamischen, viskosen und kapillaren Fluiddruck abhängig gemacht. Zur Entstehung des „Taylorkegels“ und auch innerhalb dieses Sprühregimes spielt deshalb die Balance zwischen mechanisch zugeführtem und elektrostatisch „verarbeitbarem“ Fluidfluss eine entscheidende Rolle. Gerade die entstehenden Tropfengrößen werden, neben der Art des Strahlzerfalles, durch die Fadendicke beeinflusst, die mit Zunahme des Durchsatzes wächst /73,78,79/.

Somit besitzt natürlich auch hier der **Primärzerfall** eine entscheidende Bedeutung für die Tropfenbildung und den Strahlkegelwinkel. Dabei sind verschiedene Formen des Strahlzerfalls beobachtbar (Anlage 9, oben), die sowohl vom zu versprühenden Fluid /73/ als auch von den konkreten Systemparametern wie Durchsatz und Spannung /71/ abhängig sind. Tiefergehende Betrachtungen werden hierzu in /71, 72, 73 und 79/ durchgeführt.

Gerade neuere Untersuchungen versuchen, über lineare Stabilitätsbetrachtungen am noch unzerstäubten Fluidfaden seinen elektrostatischen Zerfall zu erklären /71/, insbesondere jedoch /79, 81/. Aufgrund dieses Untersuchungsansatzes, der den elektrostatischen Effekt nicht losgelöst von der Fluidmechanik betrachtet, wird in neuer Literatur der Prozess auch als elektrohydrodynamische Zerstäubung bezeichnet /79, 80, 81/.

Im Unterschied zum reinen mechanischen Fluidzerfall (Kapitel 3.1.) muss hierbei die bekannte Navier-Stokes Gleichung aus der Fluidmechanik durch die elektrische Kraftdichte (Gleichung (3.2.9), S. 22) erweitert werden. Die Wachstumsrate der instabilen, axialsymmetrischen Oberflächenwellen, die zum „varicose breakup“ führen, wird in /79/ von der Oh-Zahl (Gl. 3.1.3), S. 7, dem Strahlradius und einer dimensionslosen Kennzahl abhängig gemacht. Diese Kennzahl gibt dabei das Verhältnis zwischen elektrischem Druck (gemäß Gl. (3.2.10), S.22) und Kapillardruck (Gl.(3.2.12), S. 23) an.

Beispielhaft für den „lateral kink breakup“ ist im unteren Teil der Anlage 9 der Fluidzerfall von Methanol bei höherem Durchsatz (höhere Abtropffrequenz) als der in Anlage 8 dargestellt. Mit wachsendem Durchsatz steigt auch der „Stromfluss“ im Fluidfaden. Dadurch erhöht sich die Oberflächenladungsdichte im Strahl. Ab einem bestimmten Wert werden laut /79/ zusätzliche seitliche Instabilitäten im Fluidfaden erzeugt, was seine seitliche Auslenkung bewirkt. Die hierbei erzeugten Tropfengrößen sind im Gegensatz zum Sprühvorgang bei geringem Durchsatz eher bimodal, so dass neben sehr kleinen

Tropfen in der Strahlperipherie relativ große Tropfen in der Strahlmitte beobachtet werden können. Insgesamt wird also das Tropfengrößenspektrum breiter und zu höheren Mittelwerten hin verschoben. Von der Größenordnung her liegen die Breakup-Längen L bei diesem Zerstäubungsvorgang durchsatzabhängig im Bereich von mehreren 100 μm bis wenigen Millimetern /79/.

Für die **Sekundärzerstäubung** spielen, aufgrund des geringen Geschwindigkeitsgefälles zwischen Fluid und Umgebungsmedium, in erster Linie elektrische Komponenten eine Rolle. Zur Problematik der Tropfenkoagulation bzw. Koaleszenz ist aus der Literatur relativ wenig bekannt. In /88/ wird nur verbal von einer fehlenden Tropfenagglomeration gesprochen. Die weitausladenden Strahlkegelwinkel können über die Wirkung der Raumladungskraft (Gl. (3.2.22), S. 25) und aus den gezeigten Verhältnissen beim Primärbreakup erklärt werden. Im gekennzeichneten Bild der Anlage 9 wird das elektrostatische Nachzerstäuben eines Tropfens, wie er beim Zerstäubungsvorgang von Methanol beobachtet wird, beispielhaft dargestellt. Es kann davon ausgegangen werden, dass große, geladene Tropfen, die über dem Rayleigh-Kriterium liegen (Gl. 3.2.14), elektrostatisch nach zerstäuben. Offensichtlich werden dabei dieselben Mechanismen wie beim Primärzerfall initiiert.

Basierend auf Arbeiten von Cañán-Calvo, ist in /79/ die folgende Formulierung für die mittlere Tropfengröße d_{10} dargestellt :

$$d_{10} = 3,78\pi^{-2/3} \cdot 0,6\sqrt{\dot{V}} \cdot \left(\frac{\rho_1 \epsilon_0}{\sigma_1 \kappa_e} \right)^{1/6} \quad (3.2.23)$$

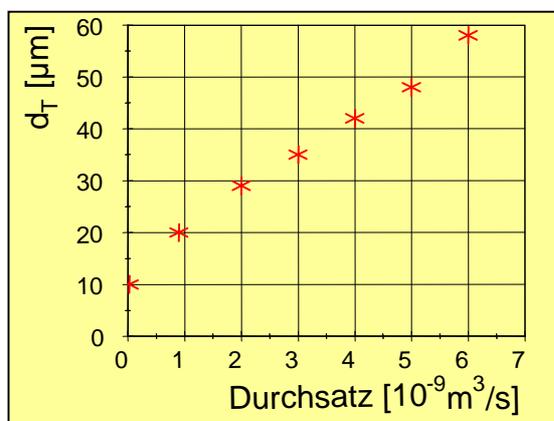


Abb. 3.2.5 :
erreichbare Tropfengrößen im „cone-jet-mode“ mit n-Butanol ($\kappa_e=15^{-6} \text{ S/m}$)

Zur Veranschaulichung der erreichbaren Tropfengrößen dient die folgende Abbildung /79/. Bei geringsten Durchsätzen werden sehr feine Tropfen erzeugt. Gemäß Gleichung (3.2.23) kann mit Zunahme der elektrischen Leitfähigkeit die Zerstäubungsgüte noch weiter verbessert werden. Dabei sind sehr hohe elektrische Ladungsdichten erreichbar. Wie aus Abbildung 3.2.5 noch ersichtlich ist, sind die Durchsatzraten in diesem elektrostatischen Zerstäubungsregime für den motorischen Einspritzvorgang irrelevant.

In /71/ und /72/ werden Untersuchungen über das Verdunstungs- bzw. Verdampfungsverhalten von geladenen Tropfen beschrieben. Hieraus geht hervor, dass die elektrischen Ladungsträger im vorerst unverdampften Fluid verbleiben. Bei einer Verkleinerung des Tropfendurchmessers führt eine konstante Anzahl der Ladungsträger zu einem überproportionalen Anwachsen der elektrischen Druckkomponente, was zu einem weiteren Tropfenzerfall und damit zu einer schnelleren Verdampfung führt. Dieser Effekt ist unmittelbar aus Gleichung (3.2.11), S. 22, einsehbar.

Mit konstanter Ladung Q kann der elektrische Druck an der Kugel auch durch :

$$p_e = \frac{1}{2\epsilon_0} \cdot \left(\frac{Q}{4\pi r_T^2} \right)^2 \quad (3.2.24)$$

dargestellt werden. Bei gleichbleibender Ladungszahl (Q=konst.) steigt der elektrische Druck mit r_T^{-4} . Der Kapillardruck (Gl. (3.2.12) S. 23) nimmt hingegen nur mit r_T^{-1} zu.

Zur Frage, welche Fluide mittels Kontaktaufladung elektrostatisch zerstäubt werden können, äußert sich z. B. Kleber in /73/. Er gibt einen optimalen Bereich zur elektrostatischen Zerstäubung von Lackierstoffen über Kontaktaufladung an. Dazu müssen die elektrische Leitfähigkeit zwischen 10^{-4} S/m und 10^{-6} S/m sowie die relative Dielektrizitätszahl zwischen 5 und 10 liegen.

Andere Autoren, wie z.B. in /86/, nehmen eine Einteilung nach bestimmten Relaxationszeiten vor. So wird aus :

$$\tau_V = \frac{r_T^2}{\nu_1} \quad (3.2.25)$$

eine viskose Relaxationszeit bestimmt. Dabei kann r_T als Tropfenradius identifiziert werden. Diese viskose Relaxation wird der elektrischen Relaxation gegenübergestellt. Der gedankliche Hintergrund liegt im Gesetz von Walden begründet (Gl. 3.2.6). Bei $\tau_e \ll \tau_V$ können hochleitfähige Fluide sehr fein dispergiert werden. Liegt die elektrische Relaxationszeit in der Größenordnung der viskosen Relaxation (wie z.B. bei niederkettigen Alkoholen Methanol, Ethanol), ist die Erzeugung von feinen Tropfen stark abhängig vom Durchsatz. Ist $\tau_e \gg \tau_V$, muss mit Direktaufladung gearbeitet werden.

3.2.4. Direktaufladung

Im nachfolgenden Bild ist beispielhaft die elektrische Leitfähigkeit von Dieseldieselkraftstoff in Abhängigkeit der Kraftstofftemperatur (gemessen nach DIN VDE 0380 T.2) dargestellt.

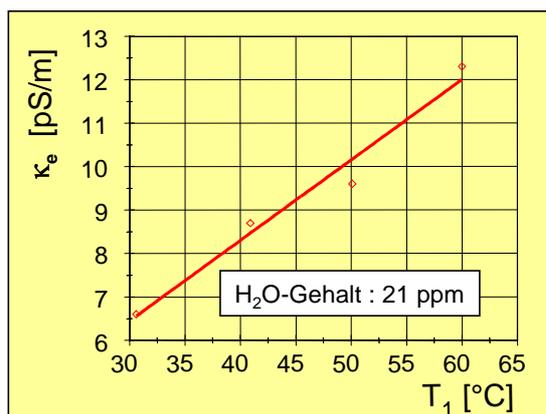


Abb. 3.2.6 :
elektrische Leitfähigkeit von Diesel =f (T₁)

Die Werte liegen im Bereich von 10^{-12} Siemens/m. Eine Zunahme der Leitfähigkeit mit wachsender Temperatur wird auch bei Heiz- bzw. Trafo-Ölen beobachtet. Entscheidend ist an dieser Stelle, dass sowohl Diesel als auch Benzin hervorragende elektrische Isolatoren sind. Herkömmliche Kraftstoffe für Verbrennungsmotoren besitzen somit kaum freie elektrische Ladungsträger.

Die dielektrische Relaxationszeit (Gl. (3.2.15), S. 23) liegt bei $\epsilon_r=2,1$ über einer Sekunde und damit um 4 Größenordnungen über der viskosen Relaxation (bei

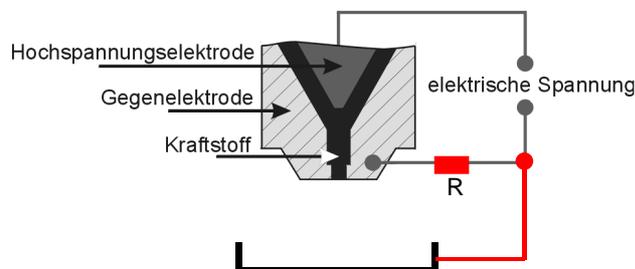
einem angenommenen Tropfendurchmesser von 100 μm , siehe Gleichung (3.2.25), S. 29). Bevor sich an der Fluidoberfläche (Strahloberfläche) eine Oberflächenladungsdichte ausbildet, ist also mit einer

sehr langen, zerstäubungstechnisch irrelevanten, Zeitdauer zu rechnen. Eigene Untersuchungen bestätigen, dass mittels Kontaktaufladung nur kleinste Mengen von Diesel bzw. Benzin (dünner Film auf der Hochspannungselektrode) relativ grob zerstäubt werden können.

Das Ziel der Direktaufladung besteht demzufolge in der „Injektion“ des Kraftstoffes mit gleichgepolten elektrischen Ladungsträgern um :

- einen möglichst hohen Ladungsgrad zu erreichen,
- eine Verkürzung der dielektrischen Relaxation zu erzielen,
- auch bei weitaus höherem Durchsatz einen elektrostatischen Zerstäubungseffekt zu ermöglichen.

Laut /88/ sind erste Untersuchungen zur motorisch relevanten elektrostatischen Zerstäubung von Kraftstoffen ab 1960 bekannt. Diese Aussage wird auch durch die ausgewiesenen Patentlösungen /105 - 108/ untersetzt. Als besonders wichtig für die Entwicklung eines elektrostatischen Kraftstoffzerstäubers sind in diesem Zusammenhang die Arbeiten von Kelly zu nennen /82, 83, 84, 109/.



In seinem, ursprünglich als „Triode“ konzipierten, Aufladeaggregat kann die Aufladung des isolierenden Kraftstoffes über ein E -Feld innerhalb der Düse durchgeführt werden. Die im Düsenaußenbereich liegende Elektrode (siehe Abb. 3.2.7) kann zur Aufladung entfallen.

Abb. 3.2.7 :
Direktaufladung; mögliche konstruktive Ausführung vom „Triodenkonzept“

Untersuchungen über die Mechanismen zur Erzeugung von elektrischen Ladungsträgern in isolierenden Fluiden werden in erster Linie durch die Hochspannungstechnik zur Vermeidung von elektrischen Durchschlägen in Transformatorölen motiviert /94 - 97/. Einer genauen Beschreibung des physikalischen Ablaufs der Ladungsträgererzeugung im Fluid stehen bis dato jedoch noch Unklarheiten entgegen, die sich insbesondere aus der Überlagerung der im molekularen Bereich, an der Grenzfläche zweier Medien, ablaufenden Einzelvorgänge ergeben. Die nachfolgenden Aussagen über den Aufladungsvorgang sind deshalb als ein mögliches Vorgangsszenario aufzufassen.

Die Fluidphase stellt bekanntlich einen Zwischenzustand der beiden Extrema fest- und gasförmig dar. Aufgrund intermolekularer Wechselwirkungen (die elektrischer Natur sind) entsteht in der Flüssigkeit eine Nahordnung, die jedoch nach wenigen Molekülen abbricht.

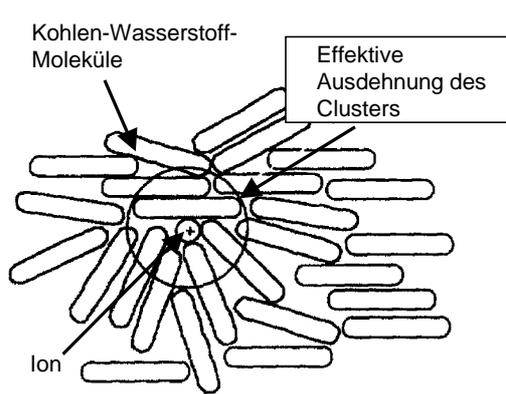


Abb. 3.2.8 : Ionencluster

Ionencluster wird beispielhaft durch die Abbildung 3.2.8 vermittelt /95/. Unter dem Begriff Ladungsträger sind im Kraftstoff also vorrangig positive bzw. negative Ionencluster anzusehen, die aufgrund ihrer Größe mit einer relativ geringen elektrischen Beweglichkeit ausgestattet sind (Gl. (3.2.6), S. 21) und dadurch relativ geringe Geschwindigkeiten im elektrischen Feld aufweisen.

Die Struktur eines Fluides, das wie Trafoöl oder Dieselmotorkraftstoff längerkettige Kohlenwasserstoffe aufweist, ist laut /97/ durch eine Ansammlung von Molekülen, die zur Bildung von Clustern führen, geprägt. Diese Clusterbildung kann durch elektrische Wechselwirkungen zwischen unpolaren Molekülen hervorgerufen werden /97/. Bevorzugt setzt diese Clusterbildung jedoch an polaren Molekülen oder Ionen an, die im Kraftstoff infolge der Additivierung, der Verunreinigung oder des Wassergehaltes stets vorhanden sind /95, 97/. Eine visuelle Vorstellung der

Wird ein isolierendes Material einem elektrischen Feld ausgesetzt, so können bei sehr hohen Feldstärken Vorentladungen beobachtet werden, die bei weiter steigender Feldstärke zum elektrischen Durchschlag führen. Die Aufladungstechnik des Kraftstoffes zielt auf den Bereich der Vorentladungen.

Das Durchschlagsverhalten der Isolierstoffe ist polaritätsabhängig. Bei, in Bezug auf das Erdpotential, negativen Hochspannungen tritt der Durchschlag später auf. Deshalb wird bei der Aufladung in aller Regel mit negativen Hochspannungen gearbeitet /82, 83, 86,87/.

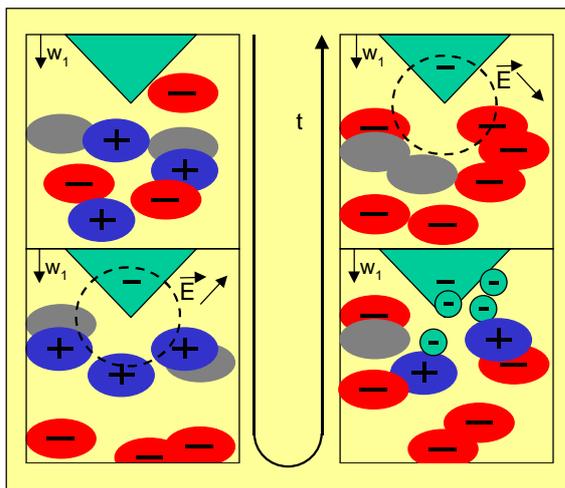


Abb. 3.2.9 : Grobdarstellung des Aufladungsvorganges

An der Spitze der Hochspannungselektrode werden sehr hohe Feldstärken erzielt. Positive und negative Ionencluster wandern als jeweilige Raumladung zur Elektrode der entgegengesetzten Polarität. Dabei wird der Verlauf des ursprünglichen Feldes geändert, so dass vor den Elektroden eine zusätzliche Feldstärkerhöhung eintreten kann. Überschreitet diese Erhöhung der Feldstärke an der negativen Hochspannungselektrode einen Wert von ungefähr 10^9 V/m, können Elektronen in messbarer Größenordnung aus dem Metall in das Fluid emittieren (Tunneleffekt) /93, 97, 98, 104/. Dieser Vorgang, der durch verschiedene Mechanismen der Ladungsträgerver-

vielfachung im Fluid begleitet wird /97/, erzeugt letztendlich einen hohen Anteil von negativ geladenen Ionenclustern (über Neutralisation der positiven Cluster). Aufgrund ihrer geringen Geschwindigkeit im

elektrischen Feld gelingt es, diese negativen Cluster über die Strömungskomponente aus der Düse zu „tragen“ /93/, wodurch der austretende Fluidstrom mit gleichgepolten Ladungsträgern versehen ist. Damit ist der elektrische Aufladungsvorgang abgeschlossen.

Die Bildung negativer Cluster verringert allerdings wieder die Feldstärke vor der Hochspannungselektrode. Ihre Abwanderung zum Gebiet der entgegengesetzten Polarität setzt die o.g. Mechanismen neu in Gang, so dass von einem alternierenden Vorgang der Ladungsträgererzeugung ausgegangen werden kann (Abb. 3.2.9). Die Raumladungsbewegung sowie die fluidinternen bzw. grenzflächenspezifischen Wechselwirkungsmechanismen zur Bildung der Ladungsträger spielen sich *nicht* in unendlich kurzer Zeitspanne ab /87, 90/. Detaillierte und gesicherte Kenntnisse fehlen allerdings hierzu.

Der praktische Betrieb erfordert die Vermeidung von so genannten Streamerentladungen im Fluid, die bei den sehr geringen Abständen zwischen Düsennadel und Düsenkörper sofort zum Durchschlag führen /97/. Dadurch sind bei festgelegter Elektrodengeometrie einer ständigen Erhöhung der Hochspannung Grenzen gesetzt. Um trotzdem elektrische Feldstärken im Bereich von 10^8 bis 10^9 V/m (notwendig zur Tunnelung der Elektronen aus dem Metall) an der Hochspannungselektrode erzielen zu können, wird über die Ausbildung der Elektrodengeometrie ein räumlich inhomogenes elektrisches Feld erzeugt. Somit spielt das konkrete geometrische Design eine entscheidende Rolle für den Aufladungsprozess.

Ein anderer, wichtiger Parameter liegt in der elektrischen Durchschlagsfestigkeit des Kraftstoffs begründet. Ähnlich der Ionisationsfestigkeit der Luft, kann auch bei Fluiden das Vermögen, einem elektrischen Durchschlag entgegenzutreten, zahlenmäßig definiert werden. Die Durchschlagsfestigkeit von isolierenden Materialien ist stoffspezifisch und neben dem thermodynamischen Zustand noch von ihrer Reinheit abhängig. Wie aus eigenen Untersuchungen hervorgeht, liegt die elektrische Durchschlagsfestigkeit herkömmlicher Kraftstoffe unter Wechselspannung (50 Hz) bei ungefähr 150 kV/cm (Normbedingungen).

Aus den bisherigen Äußerungen zur Direktaufladung wird deutlich, dass beim elektrostatischen Versprühen von isolierenden Fluiden das eigentliche „Know-how“ in der Kraftstoffaufladung liegt.

Wie aus /86, 90, 93/ hervorgeht, können mit dem dargelegten Aufladungsmechanismus technisch sinnvolle Ladungsgrade bis zu ungefähr 7 As/m^3 im Kraftstoff erzielt werden.

Im Vergleich zur Kontaktaufladung sind diese Werte geringer. Der Vorteil dieser Aufladungsart besteht jedoch in der „Verarbeitung“ motorisch relevanter Durchsätze. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 3.2.10 der elektrostatische Zerstäubungsvorgang von Benzin bei einem Fluidruck von 1 bar dargestellt /89/.

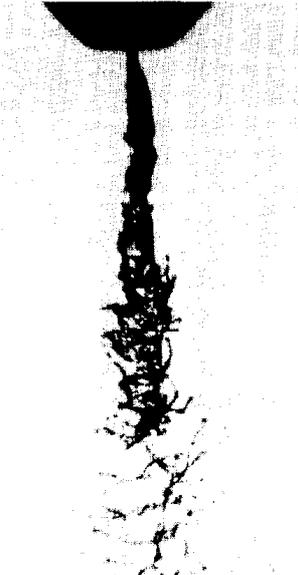


Abb. 3.2.10 :
Zerstäubungsprozess
eines elektrisch iso-
lierenden Fluides

Unter der Bedingung, dass in einem isolierenden Fluid nunmehr eine bestimmte Sorte von elektrischen Ladungsträgern vorhanden ist, folgt wegen (Gl. 3.2.15) für die dielektrische Relaxation /72/ :

$$\tau_e = \frac{\epsilon_1}{b \rho_e} \quad (3.2.26)$$

Für diese Umwandlung der Raumladung in die zerstäubungsrelevante Oberflächenladungsdichte spielen demzufolge die eingebrachte Anzahl der Ladungsträger und die elektrische Beweglichkeit der Ladungsträger eine entscheidende Rolle /72/. Die Fluidspezifik dieser Größe ist über das Gesetz von Walden (Gl. (3.2.6), S. 21) formuliert. Obendrein ist noch eine zusätzliche Abhängigkeit der elektrischen Beweglichkeit von der Fluidgeschwindigkeit /93/ und der elektrischen Feldstärke gegeben, so dass eine genaue Formulierung dieses Wertes nur schwer möglich ist. Laut /93/ bewegt sich b bei Ölen in der Größenordnung von $(3.. 7) \times 10^{-8} \text{ [m}^2/\text{Vs}]$.

Über den **Primärbreakup** sind aus der Literatur nur wenige Untersuchungen bekannt. In /88/ und /93/ wurden stationäre Versuche zum elektrostatischen Zerstäuben von Kerosin, Benzin und Diesel bis zu einem Fluiddruck von ungefähr 7 bar durchgeführt. Daraus konnte die folgende Gleichung über die Breakup-Länge L abgeleitet werden :

$$L = \frac{40 \cdot \epsilon_1 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot d_L^2 \cdot b \cdot \rho_e^*} \quad (3.2.27)$$

Demnach wird die Breakup-Länge in erster Linie vom Durchsatz und der Ladungsdichte bestimmt. Weitere fluidspezifische Kenngrößen, wie z.B. die Viskosität, spielen eine untergeordnete Rolle. Unter den genannten Randbedingungen konnten in /88/ und /93/ Breakup-Längen kleiner 10 mm realisiert werden.

Für die **Sekundärzerstäubung** gelten in Bezug auf die Tropfenbewegung, den sekundären Tropfenzerfall und die Verdampfung prinzipiell die gleichen Aussagen wie im vorangegangenen Kapitel.

Betrachtungen über die entstehenden Tropfengrößen sind in erster Linie von Kelly /77, 82 - 84/ angestellt worden. Ansatzpunkt seiner theoretischen Untersuchungen bildet das vollständig ausgebildete Spray und damit das Gebiet, indem sekundäre Zerstäubungseffekte vernachlässigt werden können. Die Herangehensweise zur Formulierung der Tropfengrößenverteilungen ist grundsätzlich dieselbe wie bei der mechanischen Zerstäubung. Auch hier wird die Verteilung eines Vielteilchen

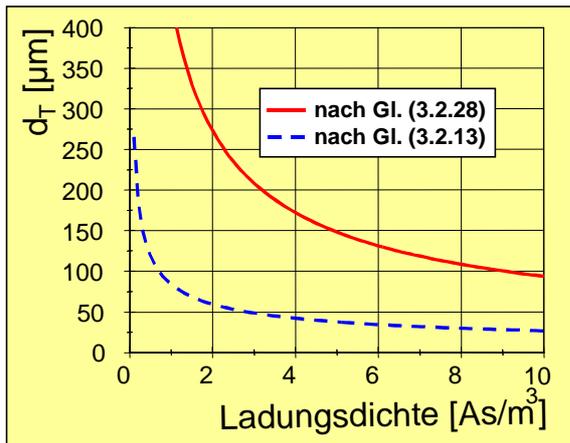


Abb. 3.2.11 :
Vergleich verschiedener Modelle zur Berechnung des mittleren Tropfendurchmessers

mit praktischen Versuchen können Vereinfachungen getroffen werden, wodurch letztendlich der mittlere Tropfendurchmesser nur vom Ladungsgrad abhängt. Die Skalierung erfolgt dabei über eine Sprühkonstante. In Zahlenwerten ausgedrückt, ergibt sich daraus die Gleichung :

$$d_T [\mu\text{m}] = \frac{83,9}{\sqrt{\rho_e [\text{As} / \text{m}^3]}} \quad (3.2.28)$$

Abb. 3.2.11 zeigt die elektrostatisch erreichbaren Tropfengrößen gemäß dieser Formulierung im Vergleich zur Gl. (3.2.13), S. 23. Trotz der in etwa gleichen Kurvenverläufe streuen die nach beiden Gleichungen berechneten Tropfendurchmesser d_T ziemlich stark.

Laut Kelly ist die elektrostatische Zerstäubungsgüte sämtlicher Fluide (aus den Vereinfachungen ergibt sich die Bedingung : dynamische Viskosität $\eta_1 < 0,25$ Pas) nur von der Effizienz der Aufladung abhängig.

Trotz des konkreten physikalischen Hintergrundes für die Betrachtung der Tropfengrößenverteilung bleiben vorgangsrelevante Größen (Primär-Breakup) unberücksichtigt.

Lehr und Hiller bestätigen in /87/ die Gleichung (3.2.28) (Diesel, Druckbereich wahrscheinlich unter 20 bar). Hetrick und Parsons /90/ finden beim Zerstäubungsvorgang von Benzin keine funktionelle Abhängigkeit der Tropfen vom Ladungsgrad. In /88/ wird versucht, den Sauterdurchmesser mit dem Ladungsgrad in Verbindung zu bringen.

Wie aus der bereits kommentierten Literatur zur elektrostatischen Zerstäubung von Kraftstoffen und den Patentlösungen auf diesem Gebiet deutlich wird, sind einzelne Vorstöße zum Implementieren dieser Zerstäubungstechnologie in den Verbrennungsmotor seit längerem bekannt. In der offiziellen Literatur werden zumeist Grundlagenuntersuchungen unter stationären hydraulischen und elektrischen Bedingungen vorgestellt /82 - 89/. In /87/ wird ein stationärer Volumenstrom mit einem Hochspannungsimpuls beaufschlagt. Transiente Untersuchungen werden nur in /90/ vorgestellt. Somit fehlen

systems mit der höchsten thermodynamischen Wahrscheinlichkeit bei Vorgabe bestimmter Nebenbedingungen gesucht. Im Unterschied zum reinen mechanischen Fluidzerfall gehen in die Randbedingungen die Kontinuität der elektrischen Ladungen und die elektrostatische Energie der jeweiligen Tropfenklassen ein. Außerdem wird die Verteilung der Ladungsträger auf die Tropfen durch eine Fermi-Dirac-Verteilung modelliert. Aus der Lösung des Variationsproblems ergeben sich recht komplizierte Gleichungen für die Tropfengrößen und ihren Ladungsgrad.

Die Tropfen sind dabei normalverteilt. Im Abgleich

statistisch gesicherte Angaben zur Zeitdauer der Ladungsträgererzeugung.

Arbeiten, die sich mit der elektrostatischen Zerstäubung von Kraftstoffen in höheren Druckbereichen beschäftigen, konnten bis dato nicht eruiert werden.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen aus /82 - 93/, wo die Aufladung zwischen Düsennadel und Düsenkörper vorgenommen wird, ist in /90/ eine zusätzliche, festliegende Hochspannungselektrode in die Düse eingebaut.

Ein wichtiger Faktor, der den bisherigen Einsatz einer elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung verhinderte, ist in der temperaturstabilen Durchschlagsfestigkeit von Materialien zur Isolation der hochspannungsführenden Teile zu sehen. Der Einsatz von Keramik hoher Herstellungsqualität eröffnet hier weitere Möglichkeiten. Ein anderer Faktor besteht in der erhöhten Neigung zur Wandfilmbildung bei der herkömmlichen Saugrohreinspritzung im Ottomotor infolge der elektrischen Bildkraft. Heute werden jedoch zumeist Saugrohre aus Kunststoff eingesetzt.

Gerade die neuen Forderungen nach mehr Freiheitsgraden des Einspritzsystems führen zur Überprüfung dieser bekannten Zerstäubungstechnologie aus heutiger Sicht /86, 87, 90/.

Aus den Darlegungen zum Stand der Technik wird deutlich, dass der mechanische Zerstäubungsvorgang ein höheres Erkenntnisniveau für sich verbuchen kann. Die Ursachen für die bis dato fehlende, durchgängige mathematische Prozessbeschreibung wurden erörtert. Beim elektrostatischen Zerstäubungsprozess herkömmlicher Kraftstoffe besitzt das „Elektrodendesign“ eine primäre Bedeutung für den Zerstäubungserfolg, da bei der Aufladung kurz unterhalb des elektrischen Durchschlages gearbeitet wird. Die Erzeugung der elektrischen Ladungsträger im eigentlich isolierenden Fluid stellt sich dabei als komplex ablaufender Vorgang dar, der durch die im molekularen Bereich stattfindenden Wechselwirkungen geprägt ist und eine bestimmte Zeitdauer in Anspruch nimmt. Gelingt der Aufladungsprozess, was sich in einem entsprechend hohen Wert der Ladungsdichte widerspiegelt, ist die dielektrische Relaxation für die Umwandlung der Ladungsdichte in eine zerstäubungsrelevante Oberflächenladungsdichte im austretenden Strahl verantwortlich. Die dielektrische Relaxation wird durch die Ladungsdichte, die Dielektrizitätszahl und die elektrische Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmt. Einer stetigen Zunahme der Ladungsdichte steht neben der Durchschlagsproblematik die mögliche Ionisation des Umgebungsmediums entgegen.

Bis dato fehlen jedoch genaue Erkenntnisse über die Auswirkung der elektrostatischen Komponente auf den intermittierenden Einspritzvorgang und im höheren Druckbereich. Diesem Fakt trägt die nachfolgend dargelegte Untersuchungsstrategie Rechnung.

4. Untersuchungsmethodik

4.1. Untersuchungsstrategie

Aus den Forderungen nach flexibler Zerstäubung seitens der Gemischbildung und den bisherigen Darlegungen zum Stand der Technik ist der Einfluss der elektrostatischen Komponente auf die mechanische Zerstäubung unter folgenden Gesichtspunkten zu untersuchen :

- Veränderung des Strahlkegelwinkels,
- Direkter Eingriff in den Primärbreakup,
- Beeinflussung der Sekundärzerstäubung,
- Veränderung der entstehenden Tropfengrößenverteilungen,
- Einfluss auf das Verdampfungsverhalten.

Wie aus den bisherigen Darlegungen zur elektrostatischen Zerstäubung hervorgeht, ist der sofortige Übergang zur intermittierenden Einspritzung wenig hilfreich. Dieser Umstand wird noch durch folgende Punkte unteretzt, so dass aufgrund :

- der klaren Herausarbeitung wirkender Prozessabhängigkeiten,
- der Findung einer zielführenden Elektrodengeometrie, welche eine effektive Kraftstoffaufladung bei minimalem Hochspannungsniveau gestattet,
- des an sich unbekanntes Hochspannungsniveaus zur Aufladung motorisch relevanter Durchsätze
- und der unbekanntes Zeitdauer zur Erzeugung der elektrischen Ladungsträger im Fluid

die Herangehensweise an den motorischen Einspritzvorgang nur sukzessiv erfolgen kann.

Deshalb liegt den Untersuchungen die folgende Strategie zugrunde :

- **Versuche unter stationären hydraulischen und elektrischen Verhältnissen bis zu einem Kraftstoffdruck von 300 bar**
- **Untersuchungen unter stationären hydraulischen Bedingungen, jedoch getakteten elektrischen Verhältnissen**
- **Übergang zur intermittierenden Einspritzung**
- **Motorversuche**

Die Motorversuche sind im Zusammenhang mit einer Gesamtbewertung des Verfahrens zu sehen. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Erkenntnisse bis zum Übergang zur intermittierenden Einspritzung beleuchtet.

Beim stationären Zerstäuben werden folgende Nachteile in Kauf genommen :

- maximaler Kraftstoffdruck von 300 bar, der sowohl durch die Beherrschung des zu zerstäubenden Durchsatzes bei der Visualisierung des Sprühvorganges als auch über die Leistung der „Pumpstation“ begrenzt wird,
- fehlende Interaktion während der Einspritzung,
- keine Aussage über die Strahleindringtiefe,
- Abspritzen in das Umgebungsmedium, weil die Anwendung einer Druckkammer unter diesen Randbedingungen nicht beherrschbar ist,
- Arbeit nur mit Diesel, da aufgrund der Gefährdungsklasse nur ein geringes Risiko zur Zündung bei evtl. auftretenden Entladungen im Umgebungsmedium gegeben ist.

Die Untersuchungen unter stationären Bedingungen bis 300 bar sind jedoch mit verhältnismäßig einfachen und kostengünstigen Mitteln realisierbar. Diesbezügliche Ergebnisse können dann auf einen motorischen Hauptanwendungsbereich dieser Zerstäubungstechnologie fokussieren, Erkenntnisse über den Ablauf des kombinierten Zerstäubungsprozesses liefern und nicht zuletzt als Basis zur Entwicklung einer elektrostatischen Einspritzdüse dienen. Mit dieser sollen endgültige Aussagen über das elektrostatische Anwendungspotential geliefert werden.

4.2. Versuchsstand

Kernpunkt der Versuchsanlage stellt ein stationärer „Modellzerstäuber“ dar, der mit Plexiglas zur Isolation der hochspannungsführenden Teile ausgerüstet ist. Er gewährleistet :

- eine Standfestigkeit bis zu einem Druck von 300 bar und die sichere Beherrschung einer Systemspannung bis +/- 60 kV ,
- den Einsatz von verschiedenen Einspritzdüsen und eine hohe Austauschflexibilität von Düsenkörper und Düsennadel,
- einen stufenlos einstellbaren Nadelhub bis 3mm,
- die Einhaltung der düsentypischen Toleranz in Bezug auf den Nadelsitz.

Mit dem aufgebauten Versuchsstand kann :

- eine Regelung der Kraftstofftemperatur,
 - das Abspritzen in klimatisierte Umgebungsluft,
 - die messtechnische Erfassung wichtiger thermodynamischer und elektrischer Kenngrößen
 - sowie eine Visualisierung des Zerstäubungsvorgangs
- erfolgen.

In Abb. 4.2.1 ist der Versuchsaufbau schematisch dargestellt.

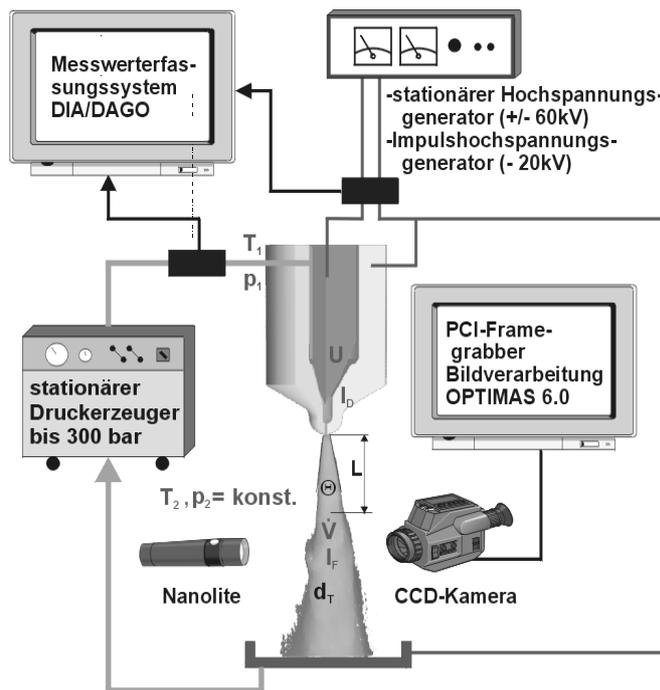


Abb. 4.2.1 : Versuchsaufbau

Die Erfassung der thermodynamischen Parameter Kraftstoffdruck, -durchsatz und -temperatur erfolgt über entsprechende Sensoren im Bereich der Kraftstoffzufuhr. Die angelegte elektrische Hochspannung sowie die sich ergebenden elektrischen Ströme innerhalb der Düse I_D und im austretenden Fluid I_F werden mittels Präzisionswiderständen ermittelt. Um den elektrischen Strom I_F im Strahl messen zu können, muss der zerstäubte Kraftstoff in einem metallischen Behältnis aufgefangen werden. Zur Umsetzung dieser Forderung wird das Fluid nach der Visualisierungsstrecke durch eine Reihe von Metallsieben geleitet, die im Luftstrom der Absauganlage liegen. Die Siebe sind nach dem Prinzip eines Faraday'schen Käfigs ummantelt. Danach wird der Kraftstoff über entsprechende Filter im Behälter abgeschieden und dem stationären Druckerzeuger wieder zugeführt. Die Förderleistung des Druckerzeugers gestattet die Generierung eines Volumensstromes bis 8 l/min bei einem Druck von 300 bar (~4 kW). In der Regel wurde mit einer Kraftstofftemperatur T_1 von 30°C und einer Lufttemperatur T_2 von 23°C gearbeitet.

Die verwendete Sensorik zur Erfassung der bereits besprochenen thermodynamischen und elektrischen Kenngrößen ist in Tabelle 4.2.1 aufgezeigt.

Tabelle 4.2.1 : Verwendete Sensorik

| Physikalische Größe | Sensor | Messbereich |
|-----------------------------------|----------------------|--------------------|
| Kraftstoffdruck | PR15 (piezoresistiv) | 0 bis 400 bar |
| Kraftstofftemperatur | Pt 100 | -50 °C bis 200 °C |
| Fluiddurchsatz | Messturbine RE3 | 1 bis 10 l/min |
| elektrische Spannung | Präzisionswiderstand | - 60 kV bis 0 |
| Stromstärke im austretenden Fluid | Präzisionswiderstand | - 30 μ A bis 0 |
| Stromstärke in der Düse | Präzisionswiderstand | -100 μ A bis 0 |

Eine Erfassung von Durchsätzen <1 l/min konnte durch das Parallelschalten einer Düse mit bekanntem Durchfluss ermöglicht werden.

Zur Untersuchung der Zerstäubung kamen die in Tabelle 4.2.2 aufgezeigten Verfahren zum Einsatz.

Tabelle 4.2.2 : eingesetzte Verfahren zur Erfassung der Zerstäubung

| Verfahren | Einsatzzeit | Zielgröße | Ausrüstung |
|-------------------------------------|-------------|---|---|
| Schattenriss | ständig | Breakup-Länge L Strahlkegelwinkel Θ | Nanolite Typ: KL-K (Leuchtdauer 8ns) + CCD - Kamera Typ: SONY XC 75 CE |
| Laserlichtschnitt (Mie-Streuung) | punktuell | Breakup-Länge L Strahlhomogenität | 15 W Kupferdampfaser mit entspre- chender Optik + CCD-Kamera |
| Phasen- Doppler-Anemo- metrie | punktuell | Tropfengrößen $d_{32...}$, -geschwindigkeit | Dual-PDA + Auswertesoftware |

Auf die weitestgehend bekannten Visualisierungsverfahren wird an dieser Stelle nicht weiter eingegan-
gen.

Zum Messen der Tropfengrößen wurde die sehr kostenintensive PDA-Messtechnik angemietet. Dabei kam ein DUAL-PDA zum Einsatz. Der obere Teil der Anlage 10 enthält eine Prinzipskizze des PDA-Messverfahrens beim Standard-PDA. Im unteren Teil ist der Einsatz dieser Messtechnik am Versuchsstand abgebildet.

Das Grundprinzip des Standard-PDA kann über das Interferenzstreifenmodell wie folgt erklärt werden. Durch die Überschneidung der beiden Laserstrahlen wird das Messvolumen gebildet. Aufgrund des transversalen Wellencharakters entstehen in ihm Interferenzstreifen. Ein sich durch das Messvolumen bewegendes Tropfen wirkt wie eine Linse, was eine entsprechende Lichtstreuung hervorruft. In der Empfangsoptik, die zwei Fotodetektoren enthält, werden die Streulichtanteile in Wellenform empfangen, wobei infolge der gaussverteilten Lichtintensität im Messvolumen ein Amplitudenmaximum zu verzeichnen ist. Aus der Frequenz dieses Signals kann die Geschwindigkeit und aus seiner Phasenverschiebung die Tropfengröße bestimmt werden. Für die Messgenauigkeit ist der Empfang nur eines Hauptstreulichtanteils, also Reflexion oder Brechung, bedeutsam. Deshalb ist die genaue Positionierung der Empfangsoptik wichtig. Da die Auswertung des Lichtsignals von dessen Intensität weitgehend unbeeinflusst ist, spielt die Lichtextinktion der Tropfen zwischen dem Messvolumen und der Empfangsoptik eine untergeordnete Rolle, so dass prinzipiell in ziemlich dichten Sprays gemessen werden kann. Allerdings sinkt dabei die sogenannte Validierungsrate und damit die Anzahl der gültigen Einzelmessungen pro Messvorgang. Für eine gültige Einzelmessung darf nur ein, möglichst sphärischer, Tropfen im Messvolumen vorhanden sein.

Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde ein Abstand zwischen PDA-Messebene und Düse von 71 mm gewählt. So wird gewährleistet, dass im voll ausgebildeten Tropfenspray gemessen wird. Die Validierungsraten lagen in der Regel über 70%. Innerhalb dieser horizontalen Messebene wurde der Strahl aller 0,2 mm entlang der Koordinate x_{Trav} traversiert.

4.3. Versuchsmatrix

Die Aufladung des Kraftstoffes soll innerhalb der Düse zwischen Düsennadel (Hochspannungselektrode) und Düsenkörper (Gegenelektrode), vorrangig an der Nadelspitze durchgeführt werden. In den Darlegungen zum Stand der Technik sind die Einflüsse auf die Zerstäubungsvorgänge benannt worden. Sie setzen sich aus düsen-, kraftstoff- und umgebungsseitigen Faktoren zusammen. Beim mechanischen Zerstäuben stellt der Fluiddruck das treibende „Potential“ dar und wird in den „Flussvektor“ Geschwindigkeit umgesetzt. Die zerstäubungswirksame Umsetzung der Geschwindigkeit hängt dabei in hohem Maße von der Düsengeometrie (d_L , Kavitation usw.) ab. Das treibende elektrische Potential stellt die Hochspannung dar, die sich über die Düsengeometrie in einer bestimmten elektrischen Feldstärke widerspiegelt und durch die Bildung von Ladungsträgern den „Flussvektor“ elektrische Stromdichte im Kraftstoffstrahl erzeugt. Die Bedeutung der jeweiligen Potentialgrößen und der Düsengeometrie wird hiermit nochmals unterstrichen.

Die Berücksichtigung der weiteren kraftstoff- und umgebungsseitigen Einflussparameter führt zu einer unüberschaubar hohen und demnach kaum abarbeitbaren Versuchsmatrix. Deshalb wurde unter konditionierten Umgebungsbedingungen und mit einer Kraftstoffspezifikation gearbeitet. Der Absaugstrang ist so konzipiert, dass er keinen nachweislichen Einfluss auf den Primärbreakup des Strahles ausübt. Die Hinwendung zu Dieseldieselkraftstoff ist durch seine unkritische Gefahrenklasse motiviert.

In der nachfolgenden Tabelle sind die untersuchungsrelevanten Kenngrößen von Dieseldieselkraftstoff zusammenfassend dargestellt. Die mechanischen Kennwerte werden durch die bekannte DIN EN 590 spezifiziert. Die elektrischen Parameter wurden im Rahmen dieser Untersuchungen ermittelt :

Tabelle 4.3.1 : Untersuchungsrelevante Kenngrößen von Dieseldieselkraftstoff

| Kenngröße | Wert |
|--|----------------------------------|
| kinematische Viskosität (bei $T_1=40^\circ\text{C}$) | 2 - 4,5 mm^2/s |
| Dichte (bei $T_1=15^\circ\text{C}$) | 820 - 860 kg/m^3 |
| relative Dielektrizitätskonstante ($T_1=20^\circ\text{C}$) | 2,1 |
| elektrische Leitfähigkeit (bei $T_1=20^\circ\text{C}$) | 40 - 385 pS/m |
| Durchschlagsfestigkeit (bei $T_1=20^\circ\text{C}$) | ~150 kV/cm |

Die Streuung der elektrischen Leitfähigkeit wird in erster Linie durch den Wassergehalt im Dieseldieselkraftstoff bewirkt. Ein hoher Wassergehalt (500 ppm) zieht ein höheres elektrisches Leitvermögen nach sich. Darauf wird an späterer Stelle noch eingegangen.

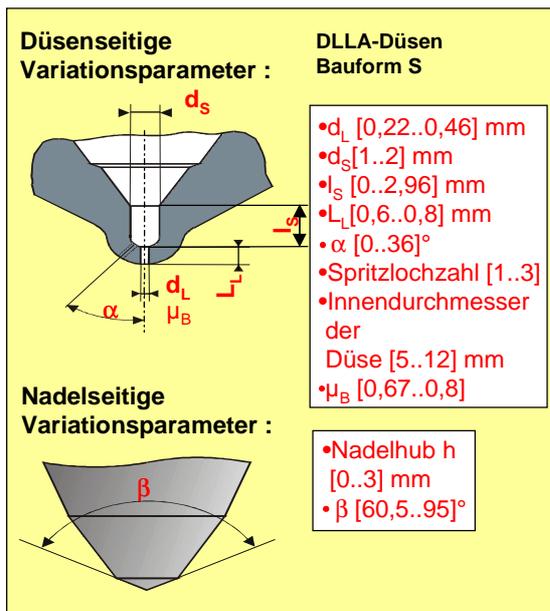


Abb. 4.3.1 : düsengeometrische Variationsparameter

Selbst die Beschränkung auf Düsengeometrie, Druck und Spannung kann bei konsequenter Berücksichtigung aller Einflüsse in einer endlosen Versuchsdurchführung entarten. Deshalb wurden nur die wichtigsten geometrischer Parameter variiert. Diese sind in der Abb. 4.3.1 rot dargestellt. Die Auswahlkriterien liegen im Ziel, einerseits bestmögliche elektrostatische Bedingungen für den Aufladevorgang zwischen Düsenadel und Düsenkörper zu schaffen, andererseits jedoch keine Abstriche an wichtigen Bereichen wie dem Nadelstift zuzulassen, begründet. Als Basisdüse diente eine Sacklochdüse 1x0,27. Davon ausgehend, wurden Querschnittsmessungen durchgeführt. Den Hauptstrang der Versuchsmatrix bilden die Düsen mit variablem Düsendurchmesser (zentrischer Düsenaustritt,

Sacklochlänge : 1,06 mm, Sacklochdurchmesser : 1 mm, Durchflussbeiwert : ~0,75, Innendurchmesser 7 mm).

Die Bezeichnung der Düsen ist dabei wie folgt : Sacklochdüse 1x0,27 (1x0,27 bedeutet : Einlochdüse, Bohrungsdurchmesser 0,27 mm). Zumeist wurde mit einer 60,5° Düsennadel gearbeitet.

Mit der jeweiligen Düse ist der Strahl mit Zunahme der Hochspannung bis zu ihrem Maximalwert bei jeweils verschiedenen Kraftstoffdrücken beobachtet worden.

Zur Beurteilung der Aufladungseffizienz kann die Ladungsdichte (Gl. 3.2.1), S. 18, (im folgenden auch als Ladungsgrad bezeichnet) aus dem Fluidstrom I_F [A] und dem Durchsatz [m^3/s] relativ einfach ermittelt werden:

$$\rho_e [As / m^3] = \frac{Q}{V} = \frac{I_F}{\dot{V}} \quad (4.3.1)$$

Aus der Erfassung der Zerstäubungsparameter gemäß Tabelle 4.2.2 und ihrer Gegenüberstellung zum Kraftstoffdruck und der Ladungsdichte wird versucht, den elektrostatischen Zerstäubungseinfluss in der Tendenz zu erkennen. Außerdem galt es, wichtige Einflüsse auf die Kraftstoffaufladung abzuleiten, um dann eine Applikation der elektrischen Hochspannung in eine Einspritzdüse vornehmen zu können.

Die wichtigsten Untersuchungsergebnisse zur elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung werden nachfolgend dargestellt.

5. Charakterisierung der elektrostatisch unterstützten Zerstäubung von Dieselkraftstoff unter stationären hydraulischen Bedingungen

5.1. Erfassung der Ausgangssituation

5.1.1. Elektrostatischer Zerstäubungsvorgang im Niederdruckbereich

Versuche bei sehr niedrigem Kraftstoffdruck dienen dem Nachweis der erfolgreichen Kraftstoffaufladung und dem besseren Verständnis der elektrostatischen Zerstäubungsphänomene. Beispielhaft dafür ist in der nachfolgenden Abbildung die Auswirkung der elektrischen Hochspannung auf den Fluidzerfall von Dieselkraftstoff bei einem Fluiddruck von 0,8 bar dargestellt.

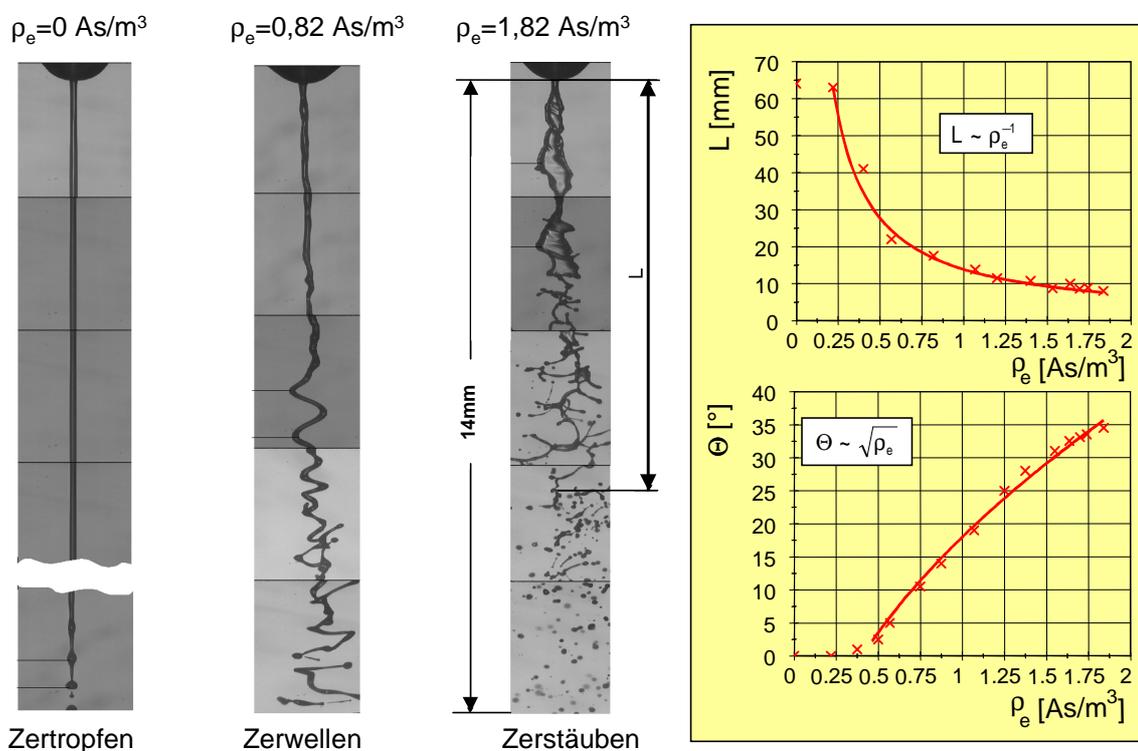


Abb. 5.1.1 :
Erfassung der elektrostatischen Zerstäubung von Diesel im Schattenriss ($p_1 = 0,8$ bar; Düse $1 \times 0,27$)

Die elektrostatische Komponente führt in erster Linie zu Instabilitäten am austretenden Fluidstrahl. Mit steigendem Ladungsgrad nimmt das instabile Wachstum von Oberflächenwellen zu. Dabei können verschiedene Anregungsformen beobachtet werden. Im spannungslosen Zustand ($\rho_e = 0$) wird der Strahlauflbruch durch axialsymmetrische Wellen initiiert (Rayleigh-Breakup). Oberhalb einer Mindestladung im Strahl (in Abb. 5.1.1 von $\sim 0,25$ As/m³) kommt es zu einer kontinuierlichen Verkürzung der Breakup-Länge L . Eine weitere Erhöhung der Ladungsdichte führt über das Zerwellen zum Zerstäuben des Kraftstoffes. Ab dem Zerwellengebiet bildet sich ein stetig wachsender Strahlkegelwinkel Θ aus.

Anlage 9 beinhaltet die in /79/ beobachteten Mechanismen des Primärbreakups bei Kontaktaufladung. Ein Vergleich der jeweiligen Abbildungen impliziert die Erkenntnis, dass die grundsätzlichen elektrostatischen Zerstäubungsmechanismen zwischen leitfähigen Stoffen und Isolatoren gleich sind. Primär entscheidet somit das Niveau des Ladungsgrades im Fluid über die Erfolgsparameter dieses Zerstäubungsvorganges.

Breakup-Länge und Strahlkegelwinkel können aufgrund der in Abb. 5.1.1 angegebenen Relationen mit dem Ladungsgrad wie folgt korreliert werden.

$$L[\text{mm}] = \frac{A}{\rho_e [\text{As} / \text{m}^3]} \quad (5.1.1)$$

Die Breakup-Länge nimmt demnach im Druckbereich um 1 bar oberhalb eines bestimmten Ladungsgrades mit ρ_e^{-1} ab. Für die in Abb. 5.1.1 dargestellte Düse gilt : $A = 13,9$.

Die Zunahme des Strahlkegelwinkels lässt sich oberhalb einer Mindestladung im Strahl über Gleichung (5.1.2) nachbilden.

$$\Theta[^\circ] = C + D \cdot \sqrt{\rho_e [\text{As} / \text{m}^3]} \quad (5.1.2)$$

Im konkreten Fall der Düse 1x0,27 ergeben sich für die Faktoren : $C = -31,4$, $D = 49,4$. Bei gleichem Ladungsgrad erzeugt der Strahl aus einer breiteren Düsenöffnungsbohrung einen größeren Kegel. Wie aus der Abb. 5.1.1 ersichtlich ist, basiert der weitausladende Strahlkegelwinkel auf der intensiven Zerwellung des Fluidfadens bzw. der Fluidligamente im Bereich des Primärzerfalls.

Die Tropfengrößen wurden über das Schattenrissverfahren ermittelt. Stichprobenmessungen mit dem PDA ergaben, dass ein beträchtlicher Teil der Tropfen im Größengebiet oberhalb von 180 μm liegt. Einer Erweiterung des PDA-Messbereiches stand die kurze Verfügbarkeit des Systems entgegen. Insbesondere bei sehr niedrigen Austrittsgeschwindigkeiten (hier ~ 10 m/s) erlaubt der Schattenriss ein sehr gutes zeitliches „Einfrieren“ der Tropfen. Über die Vermessung der scharf abgebildeten Einzeltropfen am Bildverarbeitungssystem und ihre anschließende Klassierung können ebenfalls Tropfenhäufigkeitsverteilungen ermittelt werden. Der hohe Arbeitsaufwand lässt jedoch nur punktuelle Messungen zu. Den in der folgenden Abb. 5.1.2 dargestellten Messergebnissen fehlt deshalb der statistische Hintergrund. Darum dienen diese Aussagen zur Trenderkennung und zur Abschätzung des ungefähren Tropfengrößenbereichs.

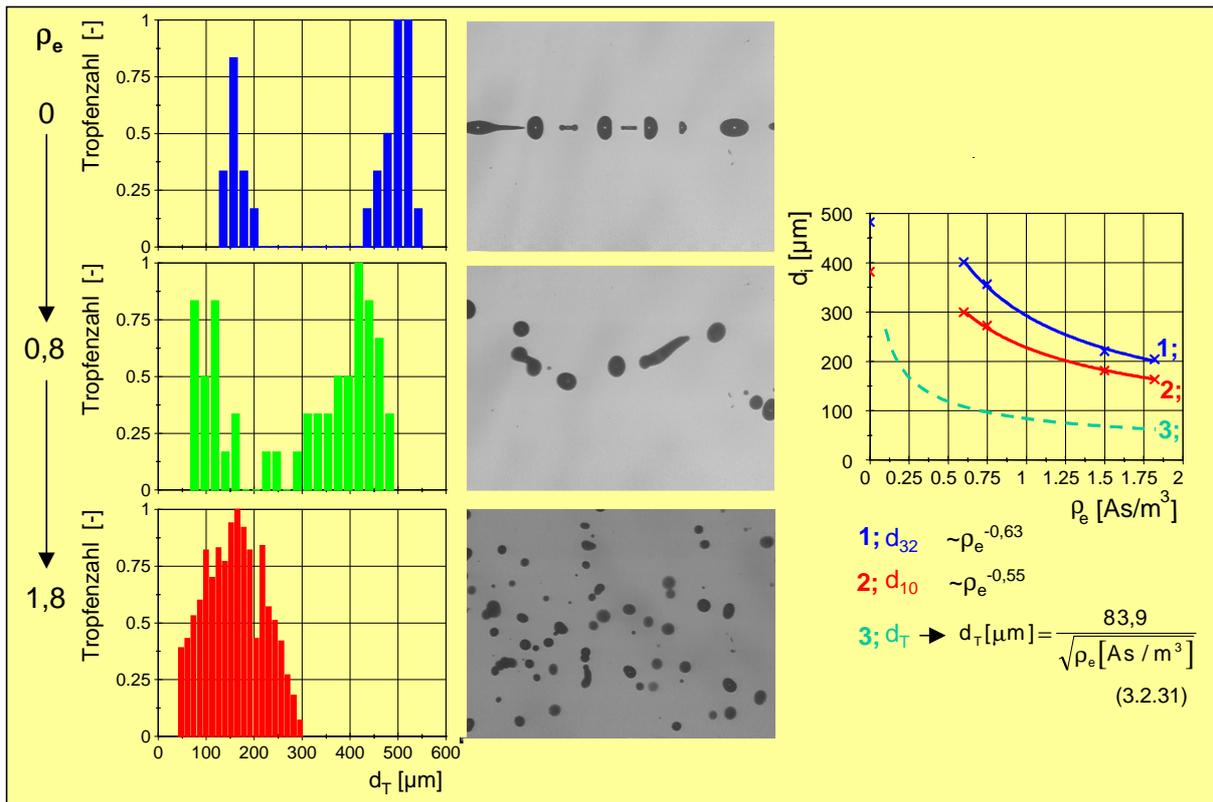


Abb. 5.1.2 :
Tropfengrößen beim elektrostatischen Zerstäuben von Diesel ($\rho_1=0,8$ bar; Düse 1x0,27)

Beim Abtropfprozess ($\rho_e=0$) wird gemäß dem Rayleigh-Breakup aus der Wellenlänge mit der größten Wachstumsrate eine bestimmte Tropfengröße gebildet. Diese beträgt bei Fluiden mit einer Viskosität unter $0,1$ Pa s rein theoretisch das $\sim 1,9$ -fache der Spritzlochbohrung (bei $d_L=270 \mu\text{m}$: $d_T=510\mu\text{m}$) /34, 36/. Darüber hinaus ist die Bildung weitaus kleinerer Satellitentropfen beobachtbar /34/. Praktisch stellt sich dieser Umstand in einer bimodalen Tropfengrößenverteilung dar (oberer Teil).

Mit Zunahme der Hochspannung und dem damit verbundenen Eintritt in das Zerwellgebiet ($\rho_e=0,8$ As/m^3) verschmiert die strenge Bimodalität. Dabei werden sowohl kleinere Satelliten- als auch Haupttropfen gebildet. Beim elektrostatischen Zerstäuben (hier ab $\rho_e\sim 1,2$ As/m^3) sind kontinuierliche Häufigkeitsverteilungen feststellbar. Ein Ladungsgrad von $1,8$ As/m^3 erzeugt an der Beispieldüse (Messgebiet: Strahlmitte) die meisten Tropfen im Größenbereich von $150 \mu\text{m}$. Rein formal können aus den gebildeten Verteilungsdichten der Tropfenhäufigkeit sowohl der arithmetische Mittelwert d_{10} als auch der Sauterdurchmesser d_{32} abgeleitet werden (Gl. 3.1.11 bzw. 3.1.14, Anlage 4). Der Verlauf dieser Größen über dem Ladungsgrad ist im rechten Teil der Abb. 5.1.2 dargestellt (Liniennummern : 1 und 2). Daraus ist die Verringerung dieser Größen mit wachsender Fluidaufladung, entsprechend den ausgewiesenen Beziehungen, erkennbar. Gerade für d_{10} zeigt die Abhängigkeit vom Ladungsgrad mit $\rho_e^{-0,55}$ eine starke Ähnlichkeit zur Beziehung von Kelly (Gl. (3.2.31), Linie Nr. 3) auf. Seine Gleichung müsste jedoch mit einem Offset um ungefähr Faktor 3 versehen werden, um die hier ermittelten Tropfen abzubilden. Unter Hinzuziehung der Messergebnisse an einer Düse 1x0,36 ist ein weiterer

Einfluss der Spritzlochdimension auf die elektrostatisch erzeugbaren Tropfengrößen nicht auszuschließen.

Fest steht, dass die erzeugten Tropfen mit steigendem Ladungsgrad kleiner werden. Der ermittelte Tropfengrößenbereich zeigt jedoch, dass Diesel relativ grob dispergiert.

Zum einen ist damit der Beweis für die prinzipielle Tauglichkeit einer Kraftstoffaufladung in der Düse erbracht. Andererseits folgt aus den Zerstäubungsergebnissen die Forderung nach einer höheren Fluidaufladung.

Dieser Zielstellung steht jedoch primär das Zusammenspiel zwischen Kraftstoff und Umgebungsmedium entgegen. So ionisiert der elektrisch geladene Kraftstoff (z. B. bei der Düse $1 \times 0,27$ ab einem Ladungsgrad über $1,82 \text{ As/m}^3$) nach seinem Düsenaustritt das Umgebungsmedium, was zu einer instabilen elektrostatischen Zerstäubung führt. Dadurch ist eine weitere Steigerung der Ladungsdichte nicht möglich.

Somit lässt sich folgendes zusammenfassen :

Durch ein starkes elektrisches Feld zwischen Düsennadel und Düsenkörper kann der ausfließende Kraftstoff mit freien, gleichgepolten elektrischen Ladungsträgern ausgestattet werden. Mit steigender Hochspannung wächst die Dichte dieser Ladungsträger im Strahl. Die Zunahme des Ladungsgrades äußert sich sowohl in der Intensitätserhöhung axialsymmetrischer Wellen als auch in der Anregung weiterer Wellenformen an der Oberfläche des Fluidstrahles. Diese Instabilitäten am Fluidstrahl führen zu seinem vorzeitigen Aufbruch. Dabei verkürzt sich die Breakup-Länge umgekehrt proportional zur Ladungsdichte. Zum einen wird dadurch der Fluidzerfall aus dem Abtropfgebiet in den Bereich der Zerstäubung übergeführt. Zum anderen verbessern sich die Erfolgsparameter des Zerstäubungsvorganges wie Strahlkegelwinkel und Tropfengrößen mit weiter wachsendem Ladungsgrad. So nimmt der Strahlkegelwinkel mit der Wurzel der Ladungsdichte zu. Die erzeugten Tropfen werden kleiner. Dabei wird ein relativ homogener Sprühkegel beobachtet.

Die Erzielung eines weitaus höheren Ladungsgrades im Fluid wäre für eine feinere Zerstäubung wünschenswert. Dem wirken jedoch primär die elektrischen Entladungen des Kraftstoffes im Umgebungsmedium entgegen.

5.1.2. Mechanische Zerstäubung

Bekanntermaßen wird der Fluidzerfall bei gegebener Düsengeometrie und festliegendem thermodynamischen Zustand des Umgebungsmediums mit zunehmendem Kraftstoffdruck in das Gebiet der Zerstäubung überführt. Dieser Prozess wird durch das Oh-Re-Schaubild (Abb. 3.1.2, S. 8) verdeutlicht. Der Eintritt in das Zerstäubungsgebiet konnte unter den vorhandenen Versuchsbedingungen, düsenabhängig, ab einem Kraftstoffdruck zwischen 15 bar und 25 bar beobachtet werden.

Stellvertretend für die sich darstellenden Zerstäubungsvorgänge bis zum Druck von 300 bar zeigt Abb. 5.1.3 eine Aufnahme der Zerstäubung von Dieseldieselkraftstoff bei 100 bar (Düse 1x0,36). Die Darstellung basiert auf der Strahlbeobachtung im Laserlichtschnitt. Proportional zur empfangenen Streulichtintensität sind die Schwarz-Weiß-Aufnahmen über das Softwaresystem "OPTIMAS" mit Falschfarben aus dem RGB-Farbspektrum belegt. Zunehmender Rotanteil signalisiert stärkeres Streulicht. Starkes

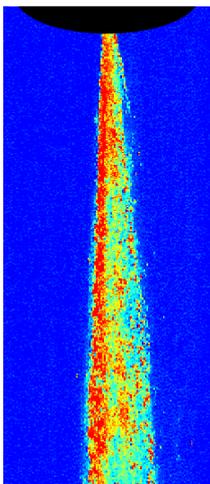


Abb. 5.1.3 :
Mechanische Zerstäubung von Diesel ($p_1=100$ bar)

Streulicht wird durch eine hohe Kraftstoffkonzentration hervorgerufen. Die hohe Intensität im düsennahen Bereich legt das Vorhandensein eines in sich kompakten Fluidstrahles nahe. Dieser wird dann im düsenentfernteren Bereich über die Bildung einzelner Fluidligamente aufgebrochen und in Einzeltröpfchen überführt. Zusätzlich ist das seitliche Abspritzen von Einzeltröpfchen unmittelbar am Düsenaustritt beobachtbar.

In Bezug auf den Zerstäubungsablauf kann deshalb festgestellt werden, dass unter den Versuchsbedingungen der Primärbreakup des Strahles in erster Linie durch aerodynamisch induzierte Oberflächeninstabilitäten hervorgerufen wird. Aus der damit verbundenen Verlagerung des Tropfenbildungsvorgangs in düsenentfernere Gebiete resultiert das Vorhandensein eines "kompakten Kernstrahls" mit einer entsprechenden Breakup-Länge. Dabei wird eine relativ inhomogene Zerstäubung beobachtet.

Diese Aussagen zum Zerstäubungsablauf besitzen prinzipiell für die gesamte Versuchsmatrix ihre Gültigkeit. Die Variation bestimmter Düsenparameter wie Spritzlochlage, Spritzlochlänge und Rundungsgrad wirken sich in erster Linie auf die Höhe des kompakten Fluidanteiles im Strahl und damit auf das Strahlprofil aus. Am Hauptstrang der Versuchsmatrix (Kapitel 4.3.) muss aufgrund des höchsten Rundungsgrades und der zentrischen Düsenbohrung die ausgeprägteste Kernstrahlausbildung festgestellt werden. Die infolge zusätzlicher Turbulenzen hervorgerufene Tropfenbildung unmittelbar am Düsenaustritt ist hier am geringsten.

Die nachfolgenden Abbildungen zur detaillierteren Betrachtung der Zerstäubungsparameter basieren auf den Großzahlversuchen an diesen Düsen.

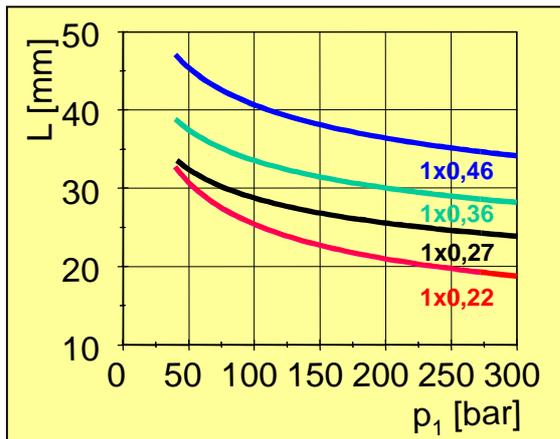


Abb. 5.1.4 :
Breakup-Länge L in Abhängigkeit von Kraftstoffdruck und Düsendurchmesser

Abb. 5.1.4 enthält den Verlauf der Breakup-Länge L im zerstäubungsrelevanten Druckbereich bis 300 bar für vier verschiedene Düsenbohrungen. Hieraus wird die Abnahme der Breakup-Länge mit steigendem Druck p_1 und sinkendem Bohrungsdurchmesser d_L deutlich. Die Abhängigkeit dieser Führungsgröße vom Druck lässt sich über eine Potenzfunktion beschreiben. Für Düsenbohrungen $d_L > 0,22$ mm fällt die Breakup-Länge mit $p_1^{(-0,17..-0,15)}$. Bei der Düse 1x0,22 verhält sich L proportional zu $p_1^{-0,27}$.

Arai et al. sowie Chehroudi et al. formulieren die Abhängigkeit Breakup-Länge L wie folgt (Gl. (3.1.9), Anlage 3) :

$$L = K \cdot \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} \cdot d_L$$

Ein Bezug zu diesen Untersuchungsergebnissen ergibt sich aus dem asymptotischen Kurvenverlauf. Denn mit steigendem Druck nimmt sein Einfluss auf die Breakup-Länge offensichtlich ab. Die Untersuchungsergebnisse legen den Schluss nahe, dass die Berechnung der Breakup-Länge für Drücke größer als 300 bar ohne Druckterm möglich ist. Auch die Zunahme der Breakup-Länge kann mit wachsendem d_L näherungsweise als Gerade dargestellt werden. Der Zuschnitt von Gl. 3.1.9 auf die Versuchsergebnisse (Luftdichte $\rho_2 = \text{konst.}$) ergibt bei 300 bar einen Faktor K von ~3, der im Vergleich zu Arai (K=15,8) bzw. Chehroudi (K=7..15) wesentlich niedriger liegt.

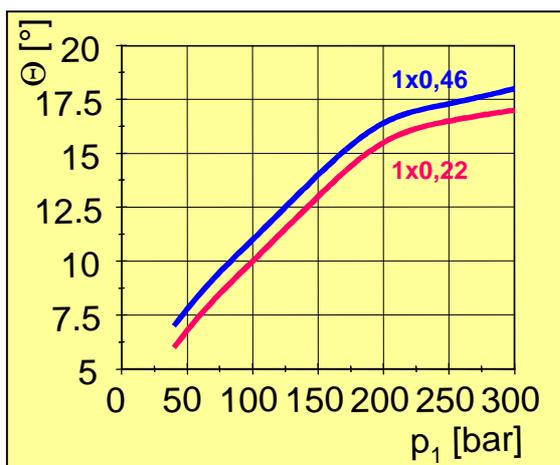


Abb. 5.1.5 :
Strahlkegelwinkel in Abhängigkeit von Kraftstoffdruck und Düsendurchmesser

Abb. 5.1.5 zeigt beispielhaft die Verhältnisse beim Strahlkegelwinkel. Zwischen 40 bar und 170 bar konnte eine lineare Zunahme beobachtet werden. Bei größeren Drücken geht der Verlauf in eine Wurzelfunktion über. Grundsätzlich steigt der Strahlkegelwinkel mit zunehmendem Durchmesser der Düsenbohrung an. Eine Nachbildung des Verlaufes dieser Größe kann zumindest tendenziell mit der Gleichung von Arai et al. (Gl. (3.1.22), Anlage 5) erfolgen. Im Vergleich dazu wurden allerdings im Druckbereich kleiner 200 bar geringere Kegelwinkel ermittelt.

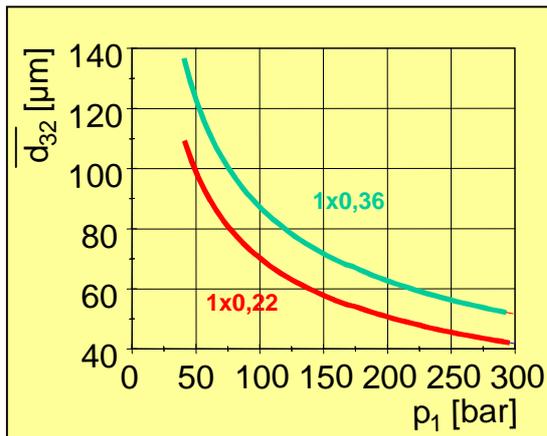


Abb. 5.1.6 :
Mittlerer Sauterdurchmesser in Abhängigkeit von Druck und Düsendurchmesser

Zur Charakterisierung der erreichten Tropfengrößen dient Abbildung 5.1.6 Sie beinhaltet den Verlauf des mittleren Sauterdurchmessers \bar{d}_{32} im Strahl in Abhängigkeit von Kraftstoffdruck und Düsendurchmesser. Bekanntlich werden im Querschnitt des Sprühkegels unterschiedliche Tropfengrößenspektren erzeugt. Um eine schnelle Vergleichbarkeit der einzelnen Zerstäubungsprozesse zu gewährleisten, ist die Angabe von nur einem Mittelwert sinnvoll. Deshalb wurden die d_{10} - bzw. d_{32} -Werte der Einzelmessungen im Strahlquerschnitt mit der, aus weiteren PDA-Messergebnissen ableitbaren, Massenstromdichte im Messvolumen ge-

gewichtet (siehe auch Abb. 5.2.10, S. 58). Somit stellt der mittlere Sauterdurchmesser einen massestromgewichteten Mittelwert im Strahl dar. In der Darstellung zeigen sich die allgemein bekannten Tendenzen, dass der Tropfendurchmesser mit steigendem Druck und sinkendem Bohrungsdurchmesser abnimmt. Die Beschreibung des Verlaufes von \bar{d}_{32} kann unter den gegebenen Versuchsbedingungen durch Gl. (3.1.21), Anlage 5 in befriedigender Art und Weise nachgebildet werden.

$$\bar{d}_{32} = \frac{20 \cdot d_L}{\sqrt{W e_1}} \cdot \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{-0.25} \cdot (1 + 3,3 \cdot Oh)$$

Somit lässt sich zusammenfassen, dass beim Zerstäuben aus dieseltypischen Einspritzdüsen in Umgebungsluft ein hoher Anteil des austretenden Kraftstoffes düsenentfernt in Einzeltröpfen zerfällt. Der Primärbreakup des kompakten Kernstrahles wird in erster Linie durch aerodynamisch beeinflusste Instabilitäten ausgelöst. Düsenparameter wie z.B. Rundungsgrad und Spritzlochwinkel verändern den Anteil zwischen kompaktem Kernstrahl und den unmittelbar am Düsenaustritt, durch seitliches Absprühen, erzeugten Einzeltröpfen am Gesamtmassenstrom. Düsen mit hohem Rundungsgrad und zentrischen Düsenbohrungen führen aufgrund der geringen Turbulenzintensität der Düseninnenströmung zu einer starken Ausprägung des kompakten Kernstrahles mit den jeweils längsten Breakup-Längen. Die Abhängigkeit der ermittelten Zerstäubungsparameter dieser Düsen von Kraftstoffdruck und Düsendurchmesser spiegelt die bekannten Tatsachen wider. Insgesamt gilt es, den Einfluss der elektrostatischen Komponente auf die vorhandene mechanische Zerstäubung detailliert zu betrachten, um auf zielführende, motorrelevante Aussagen schließen zu können.

5.2. Kombiniertes Zerstäubungsverhalten

5.2.1. Allgemeine Betrachtungen

Die Ausgangsbasis zur Darstellung der Untersuchungsergebnisse bei kombinierter Zerstäubung bildet die Abbildung 5.2.1. Auch hier sind die im Laserlichtschnitt beobachteten Sprühprozesse in „Falschfarben“ dargestellt.

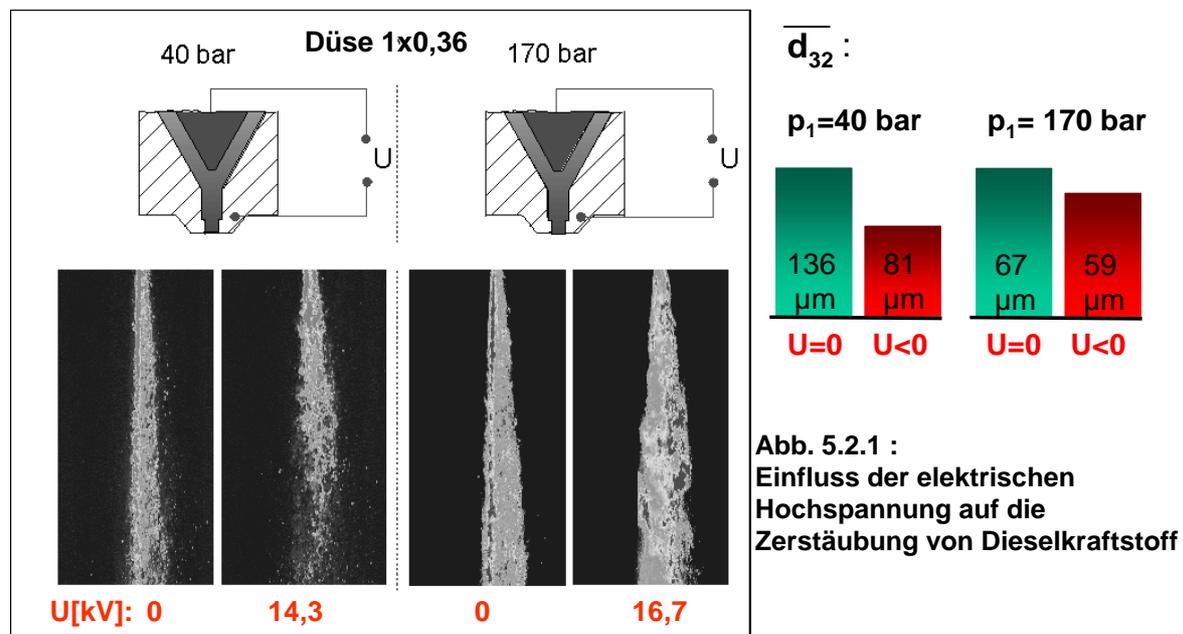


Abb. 5.2.1 :
Einfluss der elektrischen Hochspannung auf die Zerstäubung von Dieselkraftstoff

Aus der Betrachtung dieser Abbildung können die folgenden Wirkrichtungen der elektrostatischen Komponente abgeleitet werden :

- Verkürzung des kompakten Kernstrahles
- Zunahme des Strahlkegelwinkels
- Homogenisierung des Strahles
- Verringerung der mittleren Tropfengröße im Strahl

Grundsätzlich nimmt die elektrostatische Wirkung mit steigender Hochspannung und dadurch wachsendem Ladungsgrad im Fluid zu.

Somit lässt sich feststellen, dass die zusätzliche Einwirkung der elektrischen Hochspannung auch in höheren Druckbereichen eine Veränderung des Zerstäubungsverhaltens hervorrufen kann.

Allerdings wird aus der Abb. 5.2.1 auch die tendenzielle Abnahme des elektrostatischen Einflusses mit Zunahme des Druckes konstatiert.

Die folgenden Aussagen dienen zur weiteren Einordnung der elektrostatischen Spezifik in den Gesamtprozess.

Die elektrostatisch unterstützten bzw. kombinierten Zerstäubungsvorgänge der Abb. 5.2.1 basieren auf der gleichen Ladungsdichte im Fluid von $1,08 \text{ As/m}^3$. Dieser Wert stellt zugleich den maximal erreichbaren Ladungsgrad ρ_{emax} für die Düse $1 \times 0,36$ dar. Wie beim rein elektrostatischen Fluidzerfall, führen die bei einem höheren Ladungsgrad einsetzenden Entladungsprozesse in der Luft zu einer instabilen Zerstäubung. Dies äußert sich im Alternieren zwischen dem Zustand ohne und mit Hochspannung, wodurch die Streuung der Zerstäubungsparameter stark zunimmt. Deshalb sollte die Prozessführung in diesem Gebiet vermieden werden. Eine Kraftstoffaufladung ist somit unter den gegebenen Versuchsbedingungen nur bis ρ_{emax} sinnvoll. Die nachfolgenden Aussagen des Kapitels 5.2. basieren auf den Versuchsergebnissen $\rho_e \leq \rho_{\text{emax}}$.

Zur bereits angesprochenen Problematik der Streuung muss bemerkt werden, dass die Messreihen von Breakup-Länge und Strahlkegelwinkel beim kombinierten Zerstäubungsprozess generell eine Erhöhung der Standardabweichung bis zu 10% ausweisen. Die Transformation dieser Erkenntnis auf den intermittierenden Einspritzprozess legt den Schluss nahe, dass die zyklische Schwankung von Einspritzung zu Einspritzung bei der kombinierten Zerstäubung leicht zunimmt. Auf die mögliche Ursache wird im Kapitel 5.3.2. eingegangen.

Die bisher dargestellten Zerstäubungsphänomene konnten in ihrer Tendenz bei der vollständigen Versuchsmatrix im gesamten Druckbereich festgestellt werden.

Beim Übergang zu Mehrlochdüsen treten dabei jedoch zeitliche Schwankungen im Sprühbild von Strahl zu Strahl auf, die möglicherweise in einer sich über die Zeit ändernden Aufteilung der erzeugten Ladungsträger auf die jeweiligen Kraftstoffstrahlen begründet liegen.

Es zeigt sich weiterhin, dass bei Düsenkonfigurationen mit geringem Kernstrahlanteil die elektrostatische Zerstäubungswirkung tendenziell abnimmt. Um zu einer fundierten Aussage über den Einfluss

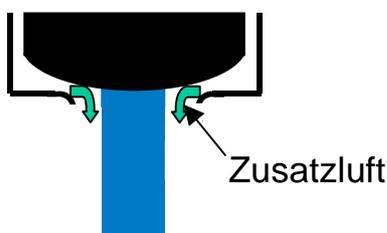


Abb. 5.2.2 :
Anblasung mit Zusatzluft
(Prinzipskizze)

des zugrundeliegenden mechanischen Zerstäubungsablaufes auf den elektrostatischen Zerstäubungserfolg zu gelangen, wurde in punktuellen Versuchen der austretende Fluidstrahl gemäß Abb. 5.2.2 mit Druckluft gezielt angeblasen.

Durch diese Maßnahme wird eine Intensivierung des Primärbreakups erreicht, so dass selbst im Druckbereich um 40 bar ein Strahlzerfall in unmittelbarer Nähe zum Düsenaustritt festgestellt werden kann. Beim Anlegen der Hochspannung ergibt sich unter diesen Bedingungen *keine* signifikante Veränderung des Strahlkegelwinkels und der erfassten Tropfengrößen.

Dieses Versuchsergebnis legt den Schluss nahe, dass die Art und Weise des mechanischen Zerstäubungsablaufes von entscheidender Bedeutung für den elektrostatischen Zerstäubungserfolg ist.

Das Vorhandensein eines kompakten Kernstrahles besitzt offensichtlich eine grundsätzliche Bedeutung für die Entfaltung der elektrostatischen Krafteinwirkung. Da auch bei Düsen mit ausgeprägtem Kernstrahl die Breakup-Länge mit steigendem Druck (Abb. 5.1.5, S. 47) abnimmt, ist der sinkende elektrostatische Verbesserungsgrad mit der Zunahme des Druckes ebenfalls erklärbar.

Selbst unter motorischen Einspritzbedingungen wird die Erzeugung eines in sich kompakten Fluidanteiles registriert (Kapitel 3.1.2). Deshalb kommt es zur Abschätzung des Anwendungspotentiales in hohem Maße auf eine genaue Quantifizierung des elektrostatisch bedingten Zerstäubungseinflusses und den dazugehörigen Aufwand zur Applikation an. Ein allgemeiner Ansatz für die elektrostatische Zerstäubungsbeeinflussung, z.B. in Abhängigkeit der Ladungsdichte, wird durch den unbekanntem Anteil an verbleibenden Ladungsträgern im Kernstrahl bei einer zunehmenden Tropfenstromdichte am Düsenaustritt erschwert. Die in den nachfolgenden Kapiteln durchgeführten Korrelationsbetrachtungen beziehen sich deshalb ausschließlich auf Düsen mit ausgeprägtem Kernstrahlanteil (Hauptstrang der Versuchsmatrix).

Eine weitere positive Eigenschaft der elektrostatischen Komponente soll durch die nachfolgende Abbildung verdeutlicht werden. Diese enthält die Leistungsbilanz der Zerstäubungsvorgänge der Düse 1x0,36 bei $U=0$ und $U=U_{max}$.

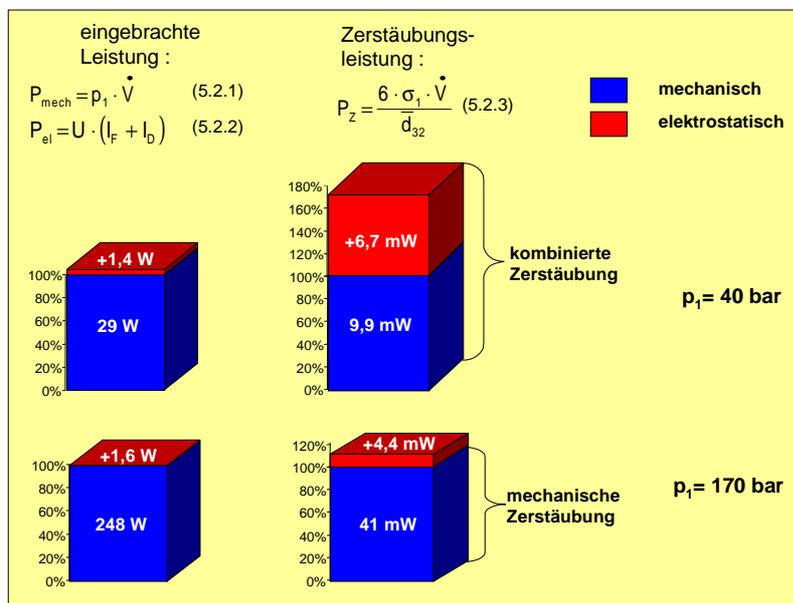


Abb. 5.2.3 : Leistungsbilanz der Zerstäubung (Düse 1x0,36)

Die eingebrachten mechanischen- bzw. elektrischen Leistungen werden über die Gleichungen (5.2.1) und (5.2.2) ermittelt. Ausgehend von Gl. (3.1.27, S.17) ergibt sich die Formulierung (5.2.3) für die Berechnung der Zerstäubungsleistung. Die mittleren Sauterdurchmesser sind aus Abb. 5.2.1, S. 49 ersichtlich. Der Kraftstoffausfluss durch eine Düse 1x0,36 mit einem Druck von 40 bar erfordert eine Leistung von 29 W. Davon wird nur ein Bruchteil (9,9 mW) in Zerstäubungsleistung „umgewandelt“.

Die Einbringung einer zusätzlichen elektrischen Leistung von nur 1,4 W lässt die Zerstäubungsleistung auf 16,6 mW anwachsen. Somit erbringen ~5% mehr elektrische

Leistung ein Plus von ~67% in der Zerstäubungsleistung. Dies zeigt, dass die elektrische Leistung effektiver in Zerstäubungsleistung umgesetzt wird, was als ein Vorteil der elektrostatischen Komponente gewertet werden muss. Für einen Druck von 170 bar ist eine weitaus höhere mechanische Leistung notwendig. Die elektrische Leistung, die durch die einsetzende Ionisation begrenzt wird, steigt gegenüber dem Arbeitspunkt von 40 bar nur geringfügig an. Ihr Anteil an der eingebrachten Gesamtleistung sinkt auf unter 1% ab. Selbst dieser geringe Anteil erbringt jedoch noch einen Gewinn von ~11% in der Zerstäubungsleistung.

Insgesamt lässt sich Folgendes schlussfolgern :

Den Hauptfaktor für den Zerstäubungserfolg der elektrostatischen Komponente stellt der Ablauf der mechanischen Zerstäubung dar. **Liegt ein mechanisches Zerstäubungsverhalten zugrunde, bei dem der kompakte Kernstrahl düsenentfernt zerfällt, ist der elektrostatische Zerstäubungseinfluss im gesamten Druckbereich beobachtbar.**

Er führt über einen schnelleren Zerfall des kompakten Kernstrahles zur :

- **Strahlhomogenisierung,**
- **Erzeugung kleinerer, mittlerer Tropfengrößen,**
- **Vergrößerung des Strahlkegelwinkels.**

Der elektrostatische Zerstäubungseinfluss nimmt mit steigender Ladungsdichte zu und mit wachsendem Druck tendenziell ab.

Die in das System eingebrachte elektrische Leistung wird effektiver als die mechanische in Zerstäubungsleistung umgesetzt. Deshalb sind mit eingebrachten elektrischen Leistungen <10 W beachtliche Zerstäubungserfolge erzielbar.

Eine Erhöhung des Ladungsgrades im austretenden Kraftstoff wird durch einsetzende Entladungsprozesse im Umgebungsmedium begrenzt. Mit sinkendem Düsendurchmesser sind höhere Ladungsdichten im Fluid erreichbar.

Nachfolgend wird der elektrostatische Zerstäubungseinfluss auf den Primär- und Sekundärzerfall detaillierter betrachtet. Dies geschieht vorrangig beim Kraftstoffdruck von 40 bar, da gerade hier die Unterschiede zwischen mechanischer und kombinierter Zerstäubung gravierend sind.

5.2.2. Einfluss der elektrostatischen Komponente auf den Primärzerfall

In Abbildung 5.2.4 sind Strahlinaufnahmen eines Zerstäubungsvorganges im Schattenriss dargestellt. Die Breakup-Länge L wird definiert als Abstand vom Düsenaustritt bis zum Zerfallsbeginn des kompakten Kernstrahls und damit bis zum Vorliegen voneinander getrennter Fluidligamente.

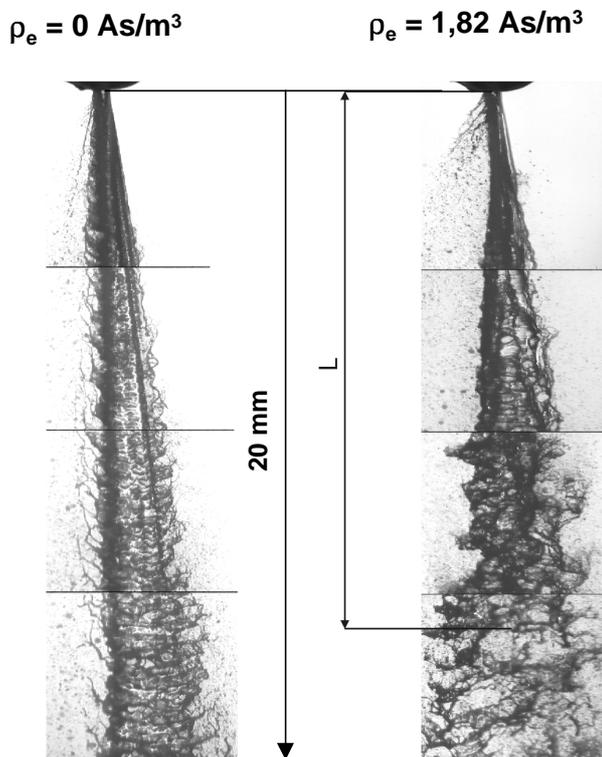


Abb. 5.2.4 :
Primär-Breakup ohne und mit Hochspannung ($p_1=40$ bar, Sacklochdüse 1x0,27)

konnte bereits aus den Untersuchungsergebnissen am rein elektrostatischen Zerstäubungsprozess festgestellt werden. Bei der kombinierten Zerstäubung liegt der Schluss nahe, dass sich hier mechanisch und elektrostatisch bedingte Oberflächenwellen überlagern. Daraus resultiert offenbar eine Wellencharakteristik, die eine hohe Wachstumsrate aufweist. In der genauen messtechnischen Erfassung der jeweiligen Wellenlängen und der physikalischen Modellierung dieser Phänomene (ähnlich dem „WAVE“-Modell, siehe Anlage 3) eröffnet sich ein weiteres theoretisches Untersuchungsgebiet zum besseren Verständnis des Prozesses.

Von eher praktischer Bedeutung ist die Aussage, dass auch unter mechanischen Zerstäubungsbedingungen ein schnellerer Zerfall des kompakten Kernstrahles durch die Ausbildung von elektrostatisch stimulierten Oberflächenwellen registriert werden kann. **Dieser Umstand ermöglicht die elektrostatische Beeinflussung der Kraftstoffzerstäubung auch in höheren Druckbereichen.**

Wie bereits im Kapitel 5.1.2. angesprochen wurde, entwickelt sich der Primärzerfall bei der rein mechanischen Zerstäubung (Ladungsgrad $\rho_e=0$) in erster Linie durch aerodynamisch induzierte Instabilitäten am Strahl. So führt das Anwachsen der sich dadurch ausbildenden Oberflächenwellen letztendlich zum Strahlaufbruch.

Beim Zuschalten der elektrischen Hochspannung wird deutlich, dass sich der Charakter der auftretenden Oberflächenwellen ändert. So vergrößern sich sowohl deren Wellenlängen als auch ihre Wachstumsraten. Dieser Umstand führt im Endeffekt zum früheren Strahlerfall unter elektrostatischen Bedingungen. Dass die sich an der Oberfläche des Fluidstrahles befindlichen elektrischen Ladungsträger das Anwachsen verschiedener Oberflächenwellen verstärken,

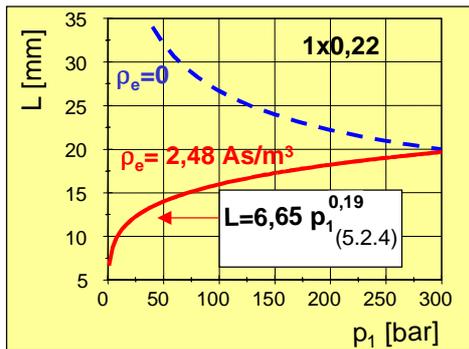


Abb. 5.2.5 :
Breakup-Länge L in Abhängigkeit vom Kraftstoffdruck

Abb. 5.2.5 zeigt das grundsätzliche Verhalten der Breakup-Länge L in Abhängigkeit vom Kraftstoffdruck bei konstantem Ladungsgrad. Im Gegensatz zur rein mechanischen Zerstäubung (gestrichelte Linie) nimmt die Breakup-Länge bei der elektrostatisch unterstützten Zerstäubung mit steigendem Druck zu. Für die Düse 1x0,22 wird dieses Verhalten über die Gl. (5.2.4) beschrieben.

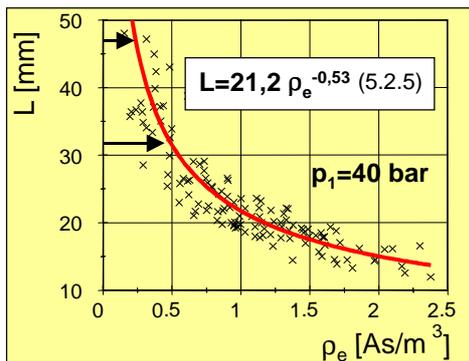


Abb. 5.2.6 :
Breakup-Länge L in Abhängigkeit von der Ladungsdichte

Die Abhängigkeit zwischen Breakup-Länge und Ladungsgrad beim Druck von 40 bar wird beispielhaft durch Abb. 5.2.6 und Gl. (5.2.5) vermittelt. In das Diagramm sind die einzelnen Messpunkte für alle Düsen (1x0,22 bis 1x0,46) eingearbeitet. (Jeder Punkt stellt das arithmetische Mittel aus jeweils 18 Einzelaufnahmen des Strahles dar.) Wie sich zeigt, können die Daten unabhängig vom Düsendurchmesser gemeinsam regressiert werden (Korrelationskoeffizient: 0,91). Dieser Effekt tritt auch bei anderen Drücken auf. Jedoch ändern sich hierbei die Konstante und der Exponent in Gl. (5.2.5).

Die angegebenen Pfeile gehen von der Breakup-Länge der Düsen 1x0,46 und 1x0,22 ohne Hochspannung aus (Abb. 5.1.4, S. 47). Dadurch soll verdeutlicht werden, dass bei einem kleineren „Ausgangs-Breakup“ zur Erzielung erster, merklicher Änderungen dieser Größe eine höhere Ladungsdichte benötigt wird.

Eine Normierung der Breakup-Länge L des jeweiligen Zerstäubungsvorganges mit Hochspannung auf den „Ausgangs-Breakup“ ohne Hochspannung L0 gestattet die Erstellung eines Kennfeldes der Form $L/L_0 = f(p_1, \rho_e)$. Abb. 5.2.7 enthält einen repräsentativen Auszug für die Düse 1x0,22. Grundsätzlich können die Messdaten von L/L_0 an jedem Druckpunkt p_{i1} durch :

$$\frac{L}{L_0} = A_i \cdot \rho_e^{B_i} \quad (5.2.6)$$

nachgebildet werden. Infolge der gleichen Koeffizienten B_i für Düsen mit unterschiedlichem Düsendurchmesser (Abb. 5.2.6) ergibt sich die Möglichkeit, den Koeffizienten B unabhängig von d_L zu korrelieren.

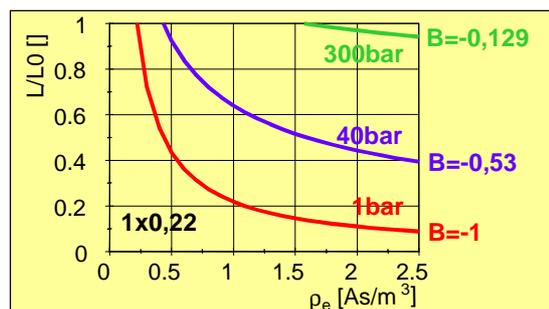


Abb. 5.2.7 :
L/L0 in Abhängigkeit vom Kraftstoffdruck und der Ladungsdichte

Daraus folgt der Zusammenhang :

$$B = - 1,09 \cdot e^{-0,008 \cdot w_1 [m/s]} \quad (5.2.7)$$

Ein allgemeiner empirischer Zusammenhang für das Verhältnis zwischen L/L0 über die formelmäßige Grundstruktur der Gl. (5.2.6) konnte jedoch nicht ermittelt werden, da sich der Faktor A nur unbedeutend mit den zur Verfügung stehenden Messgrößen korrelieren lässt. Fest steht nur, dass in den Faktor A der Düsendurchmesser eingeht :

$$A = f(d_L, \dots) \quad (5.2.8)$$

Die formellen Korrelationsbetrachtungen der Messergebnisse lassen jedoch folgende Schlüsse zu :

- Der mit wachsendem Druck nachlassende elektrostatische Zerstäubungseinfluss ist nicht nur auf die Verkürzung des mechanischen Breakups, sondern auch auf die Zunahme der elektrostatisch bedingten Breakup-Länge zurückzuführen (Abb.5.2.5, S. 54).
- Unabhängig vom Düsendurchmesser sinken die Breakup-Längen bei der kombinierten Zerstäubung mit Zunahme der Ladungsdichte (Abb. 5.2.6, S. 54).
- Das Potential zur Senkung der Breakup-Länge aus einer weiteren Steigerung der Ladungsdichte nimmt mit wachsendem Druck ab (Abb. 5.2.7, S. 54).

Detaillierte Antworten über die physikalischen Ursachen für dieses Verhalten liegen bis dato noch im Dunklen. Hinweise können z.B. aus der in /88, 93/ angeführten Gl. (3.2.27), S. 33, zur Berechnung der Breakup-Länge entnommen werden :

$$L = \frac{40 \cdot \varepsilon_1 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot d_L^2 \cdot b \cdot \rho_e^*} \quad \text{mit } \rho_e^* = \frac{I_F + I_D}{\dot{V}}$$

Der Wert ρ_e^* ist dabei als Gesamtladungsgrad des Fluides zu verstehen, der sich aus der Stromstärke im zerstäubten Fluid und der „Verluststromstärke“ in der Düse ergibt. Die Formulierung basiert auf Untersuchungen an einer Düse 1x0,5 im Druckbereich bis ~7 bar. Zunächst muss bemerkt werden, dass Gl. (3.2.27) für Fluiddrücke um 1 bar und vergleichsweise große Düsenöffnungsdurchmesser bestätigt werden kann. Der Verluststrom steigt mit sinkendem Düsenöffnungsdurchmesser jedoch stark an (Kapitel 5.3.2.). Bei Düsendurchmessern <0,38 mm sind deshalb zunehmend stärkere Abweichungen von dieser Formulierung auch bei niedrigem Druck zu verzeichnen.

Als interessant erscheint vor allem die Grundstruktur der Gleichung. Aus ihrer trivialen Umformung ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichung (3.2.16), S.24, der folgende Ausdruck :

$$L = w_1 \cdot \frac{10 \cdot \epsilon_1}{b \cdot \rho_e^*} \rightarrow = w_1 \cdot 10 \cdot \tau_e^* \quad (5.2.9)$$

Demnach wird die Breakup-Länge von der Fluidgeschwindigkeit und der dielektrischen Relaxationszeit τ_e^* (Kapitel 3.2.2.) bestimmt. Die dielektrische Relaxation weist auf die Bedeutung der Driftzeit der Ladungsträger an die Fluidoberfläche hin. Dieser Umstand wird auch durch Gl. (3.2.26), S. 33, ausgedrückt und soll durch die Abb. 5.2.8 (nach /73/) verdeutlicht werden. Die Drift wird durch die gegenseitige elektrische Abstoßung der unipolaren Ladungsträger hervorgerufen, woraus eine radiale Geschwindigkeitskomponente der elektrischen Ladungsträger im Strahl resultiert. Dadurch nimmt die Oberflächenladungsdichte des Strahles in Ausbreitungsrichtung zu.

Im Einklang mit den bisherigen Aussagen zum Primärbreakup wird davon ausgegangen, dass die Entstehung einer Oberflächenladungsdichte im Strahl die Voraussetzung für die Bildung der elektrostatisch stimulierten Oberflächenwellen darstellt und ihre Höhe über die Intensität dieser Wellen entscheidet.

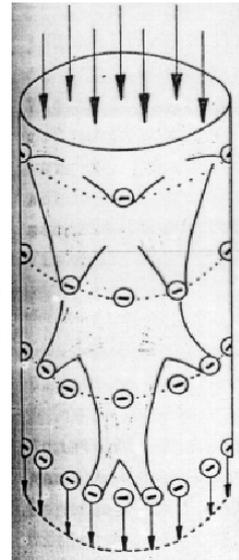


Abb. 5.2.8 :
Drift der elektrischen Ladungsträger im Strahl

In Bezug auf die Ergebnisse der Korrelationsbetrachtung lässt sich Folgendes schlussfolgern:

- Für die Entwicklung der elektrostatischen Zerstäubungswirkung ist die Ladungsträgerverteilung im Strahl unmittelbar am Düsenaustritt von Bedeutung. Offenbar wird, unabhängig vom Düsendurchmesser, bei den hier betrachteten Düsen eine relativ gleiche Ladungsträgerverteilung im Strahl erzeugt.
- Bei konstanter Relaxation und damit konstantem Geschwindigkeitsvektor der elektrischen Ladungsträger in radialer Richtung erfolgt die Generierung der erforderlichen Oberflächenladungsdichte mit steigender Geschwindigkeit w_1 düsenentfernter. Dadurch kann über $w_1 \sim p_1^{0,5}$ die Vergrößerung der elektrostatischen Breakup-Länge mit steigendem Druck (Abb.5.2.5) tendenziell erklärt werden. Der Exponent in Gl. (5.2.4), S. 54, ist jedoch kleiner als 0,5. Denn von 1 bar auf 300 bar nimmt die Breakup-Länge lediglich um das Dreifache zu, obwohl die Austrittsgeschwindigkeit um den Faktor 18 steigt. Dieser Umstand und die mit zunehmendem Druck flacheren Verläufe von $L=f(\rho_e)$ legen den Schluss nahe, dass die Schlüsselproblematik in der Überlagerung zwischen den mechanischen und elektrostatischen Oberflächenwellen begründet liegt, die letztendlich den Strahlzerfall hervorrufen.

Tropfengrößenverteilung

Als Ausgangspunkt zur Beurteilung des elektrostatischen Einflusses auf die entstehenden Tropfengrößen dient Abb. 5.2.9. Sie beinhaltet die Ergebnisse der PDA-Messungen in der Strahlmitte bei verschiedenen Ladungsdichten.

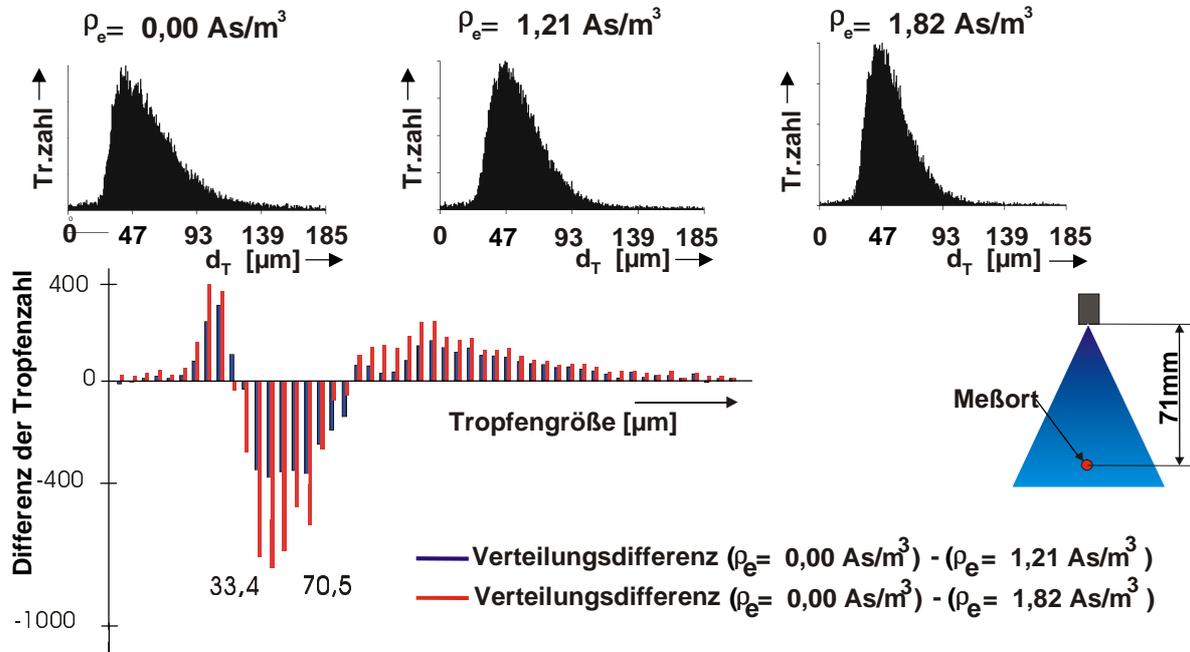


Abb. 5.2.9 : Tropfengrößenverteilung in der Strahlmitte ($p_1=40$ bar, Sacklochdüse 1x0,27)

Mit den abgebildeten Tropfengrößenspektren wird schon rein visuell der Nachweis erbracht, dass die Tropfengrößenverteilung mit steigendem Ladungsgrad schmäler wird. Zur besseren Quantifizierung dieses Effektes können die, in gleiche Klassenbreiten eingeteilten, Häufigkeitsverteilungen voneinander abgezogen werden. Durch den Abzug des jeweiligen Tropfengrößenspektrums mit Hochspannung von dem ohne Hochspannung entsteht eine Differenzverteilung, deren negative Zahlenwerte eine höhere Tropfenanzahl des hochspannungsbehafteten Spektrums ausdrückt.

Es zeigt sich, dass unter elektrostatischen Bedingungen die Tropfenanzahl im Bereich zwischen $30\mu\text{m}$ und $70\mu\text{m}$ signifikant zunimmt und sowohl unterhalb als auch oberhalb dieser Größenklasse abnimmt. Mit Zunahme der spezifischen Ladungsdichte wird dieser Unterschied zum einen größer und zum anderen ist eine leichte Tendenz zu kleineren Tropfengrößen innerhalb des Zielgebiets erkennbar.

Die Verringerung der Anzahl von größeren Tropfen bei gleichzeitiger Erhöhung der Tropfenzahl im mittleren Größenbereich wirkt sich v.a.D. auf die Oberflächen- und Volumenverteilung aus (siehe Anlage 4). Dadurch kann der starke elektrostatische Einfluss auf den Sauterdurchmesser erklärt werden. Die Unterschiede im d_{10} fallen geringer aus.

Diese signifikante Tropfenzunahme im mittleren Größenbereich wird durch Anlage 11 noch untermauert. Sie enthält weitere Differenzverteilungen aus den jeweiligen Tropfengrößenspektren in der

Strahlmitte für verschiedene Variationsparameter. Beim Druck von 170 bar ist zwar die gleiche Grundtendenz erkennbar, das Gebiet der Tropfenzunahme wird jedoch schmaler.

Abb. 5.2.10 beinhaltet beispielhaft die ermittelten Sauterdurchmesser im Strahlquerschnitt für die gleichen Zerstäubungsvorgänge wie in Abb. 5.2.9.

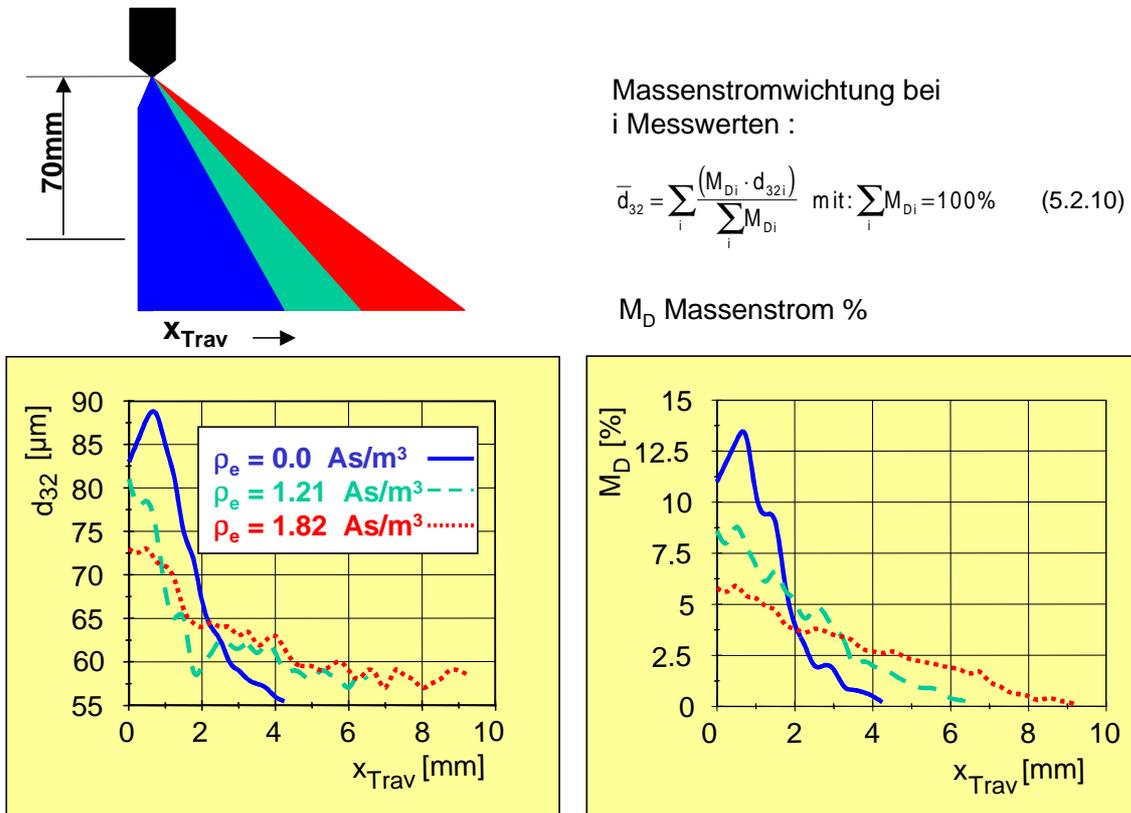


Abb. 5.2.10 : PDA-Messergebnisse im Strahlquerschnitt ($p_1 = 40$ bar; Düse 1x0,27)

Unter rein mechanischen Zerstäubungsbedingungen werden in der Strahlmitte relativ große Tropfen erzeugt. Sie erbringen einen beträchtlichen Anteil am Gesamtdurchsatz. An der Strahlperipherie sind dagegen kleinere Tropfengrößenspektren messbar. Das Zuschalten der Hochspannung führt ladungsdichteabhängig zu einer Verringerung des Sauterdurchmessers im dichten Strahlbereich ($x_{\text{Trav}} = 0-2$ mm). In Richtung des Strahlrandes werden hingegen geringfügig größere Tropfen vorgefunden. Diese „Vereinheitlichung“ der Tropfengrößenspektren führt im Zusammenhang mit größeren Strahlkegelwinkeln zu einer gleichmäßigeren Verteilung des Volumenstromes über die Strahlfläche. Deshalb lässt sich der elektrostatische Einfluss in erster Linie an einer Verringerung des massenstromgewichteten mittleren Sauterdurchmessers, der gemäß Gl.(5.2.10) berechnet wird, nachweisen.

Einerseits belegt die Angleichung der Tropfengrößen im Strahlquerschnitt die homogenisierende Wirkung der elektrostatischen Komponente. Andererseits wird deutlich, dass der elektrostatische Einfluß *nicht* zu einer durchgängigen Verkleinerung aller Tropfengrößenspektren im Strahl führt. Dies soll ebenfalls durch Anlage 12 verdeutlicht werden. Die Differenzverteilungen der jeweiligen Tropfengrößenspektren am Strahlrand signalisieren eine durchweg wachsende Tropfenanzahl in allen

Größenklassen. Besonders deutlich sticht jedoch auch hier die starke Zunahme im Größenbereich zwischen 30 μm und 70 μm ins Auge. Dadurch erhöht sich letztendlich der Sauterdurchmesser beim Zuschalten der Hochspannung zum Strahlrand hin.

Die bisher vorgestellten Untersuchungsergebnisse legen den Schluss nahe, dass die Verringerung des Sauterdurchmessers in hohem Maße vom Zerfall des kompakten Kernstrahles ausgeht. Der detaillierte Zusammenhang zwischen seinem Zerfall und dem vorrangigen Vorhandensein von Tropfen eines bestimmten Größenbereiches kann an dieser Stelle jedoch nicht zur Genüge aufgezeichnet werden. Hierzu wären weitere zielführende PDA-Messungen notwendig gewesen. Eine mögliche Feststellung, wonach die geringeren Tropfengrößen nur aus der verkürzten Breakup-Länge resultieren, wird eher verworfen. Denn neben dem einerseits geringen Verdampfungseinfluss wächst mit zunehmendem Druck die elektrostatisch erzeugte Breakup-Länge (Abb.5.2.5, S. 54) bei sich nach wie vor verkleinernden Sauterdurchmessern. Als wahrscheinlicher wird die Art und Weise des Strahlzerfalles über die im vorigen Kapitel dargestellte Überlagerung der Oberflächenwellen angesehen. Dabei kommt es in hohem Maße auf den mechanischen Aufbereitungsgrad des kompakten Kernstrahles an.

In der Tendenz kann festgehalten werden, dass durch den elektrostatisch stimulierten, vorzeitigen und intensiven Zerfall des kompakten Kernstrahles bestimmte Tropfengrößen in einem mittleren Größenbereich erzeugt werden. Diese durchsetzen das gesamte Spray. Dadurch sind unter den gegebenen Versuchsbedingungen schmalere und kleinere Tropfengrößenspektren in der Strahlmitte messbar. Dieser Umstand schlägt sich insbesondere in einer Verringerung des Sauterdurchmessers nieder. In Richtung der Strahlperipherie führen die Tropfen im mittleren Größenbereich zu seiner leichten Erhöhung. Dadurch erbringt die elektrostatische Komponente in erster Linie eine Strahlhomogenisierung. Der Größenbereich, in dem elektrostatisch bedingt mehr Tropfen erzeugt werden, wird bei gleicher Ladungsdichte mit Zunahme des Druckes schmaler. Dadurch ist keine reine Abhängigkeit der erzeugten Tropfengrößen vom Ladungsgrad gegeben. Dies ist als weiteres Indiz für die Abhängigkeit des elektrostatischen Einflusses vom vorhandenen mechanischen Zerstäubungsvorgang zu werten.

Die Ergebnisse aus den Untersuchungen zum rein elektrostatischen Zerstäubungsvorgang und die zahlreichen Visualisierungen des kombinierten Zerstäubungsprozesses legen die Erkenntnis nahe, dass einmal mechanisch zerstäubte Tropfen mit einem Durchmesser von $\sim 100 \mu\text{m}$ nicht weiter elektrostatisch zerfallen.

Aufgrund der punktuellen PDA-Messungen und der damit verbundenen fehlenden statistischen Sicherheit können die Aussagen nur als Tendenz gewertet werden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Untersuchungen auf die Ausarbeitung funktioneller Zusammenhänge verzichtet.

Strahlkegelwinkel

Die Änderung des Kegelwinkels infolge der Aufladung ist Gegenstand der Abb. 5.2.11.

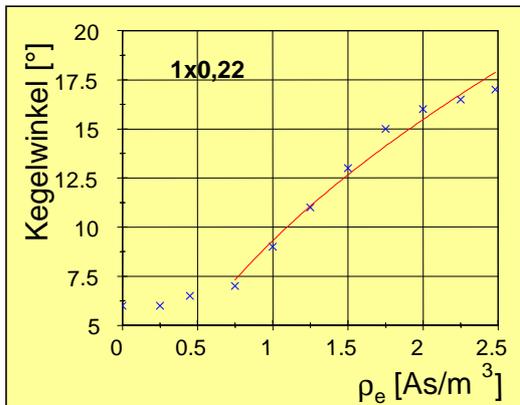


Abb. 5.2.11 :
Strahlkegelwinkel in Abhängigkeit der Ladungsdichte ($\rho_1=40$ bar, Sacklochdüse 1x0,22)

Der Strahlkegelwinkel nimmt mit wachsender Ladungsdichte zu. Der Vergleich zu Abb. 5.1.1, S. 42, zeigt, dass beim kombinierten Zerstäubungsvorgang geringere Änderungen zu verzeichnen sind (Maximalwert beim rein elektrostatischen Zerstäuben $\sim 35^\circ$). Prinzipiell kann die Vergrößerung des Strahlkegelwinkels über die Einbindung einer Wurzelfunktion nachgebildet werden. Allerdings führt das relativ starke Abflachen bei höherem Ladungsgrad dazu, dass der einfache Ansatz aus Gl. (5.1.2), S. 43, den Verlauf, gerade für die Trenderkennung bei einer Steigerung der Ladungsdichte, nicht ordnungsgemäß widerspiegelt (durchgezogene Linie). Tendenziell können mit wachsendem Düsenöffnungsdurchmesser und gleichen Ladungsgraden größere Strahlkegelwinkel erzielt werden. Da jedoch der maximal erreichbare Ladungsgrad mit sinkendem Öffnungsdurchmesser zunimmt, wird dieser Effekt kompensiert. Unter den gegebenen Versuchsbedingungen konnte eine maximale Veränderung des Strahlkegelwinkels bei 40 bar um $\sim 11^\circ$ auf $\sim 17^\circ$ (Düse 1x0,22) festgestellt werden.

Unter Hinzuführung der Versuchsergebnisse bei der luftunterstützten Zerstäubung, wo trotz Erzielung des gleichen Ladungsgradniveaus keine signifikante Änderung des Strahlkegelwinkels beobachtet wurde, lässt sich schlussfolgern, dass die im Kapitel 3.2.2. angeführte Raumladungskomponente (Gl. (3.2.22), S.25) einen eher geringen Einfluss auf die kombinierte Zerstäubung besitzt. Mit der Intensivierung der mechanischen Turbulenz tritt dieser Effekt eher in den Hintergrund. Deshalb muss festgestellt werden, dass sich die Vergrößerung des Strahlkegelwinkels in erster Linie aus der „Spreizung“ des kompakten Kernstrahles bei seinem Zerfall entwickelt. Bei Zerstäubungsversuchen mit seitlich zur Strahlrichtung angeordneten, metallisch leitfähigen Materialien konnte bei Drücken > 40 bar ebenfalls keine signifikante Änderung im Strahlkegelwinkel beobachtet werden. Das erhärtet den Schluss, dass bei höheren Drücken die mechanische Geschwindigkeit der Tropfen den elektrostatischen Einfluss bei weitem überwiegt.

Wie aus dem nachfolgenden Kapitel ersichtlich wird, mündet der elektrostatisch erzeugte Strahlkegelwinkel mit steigendem Druck in den mechanisch hervorgerufenen ein und liegt bei Drücken über ~ 120 bar nur noch marginal darüber.

5.2.4. Resümee

Zur Gesamteinschätzung des elektrostatischen Einflusses auf die Zerstäubung von Dieseldieselfkraftstoff dient die Abb. 5.2.11.

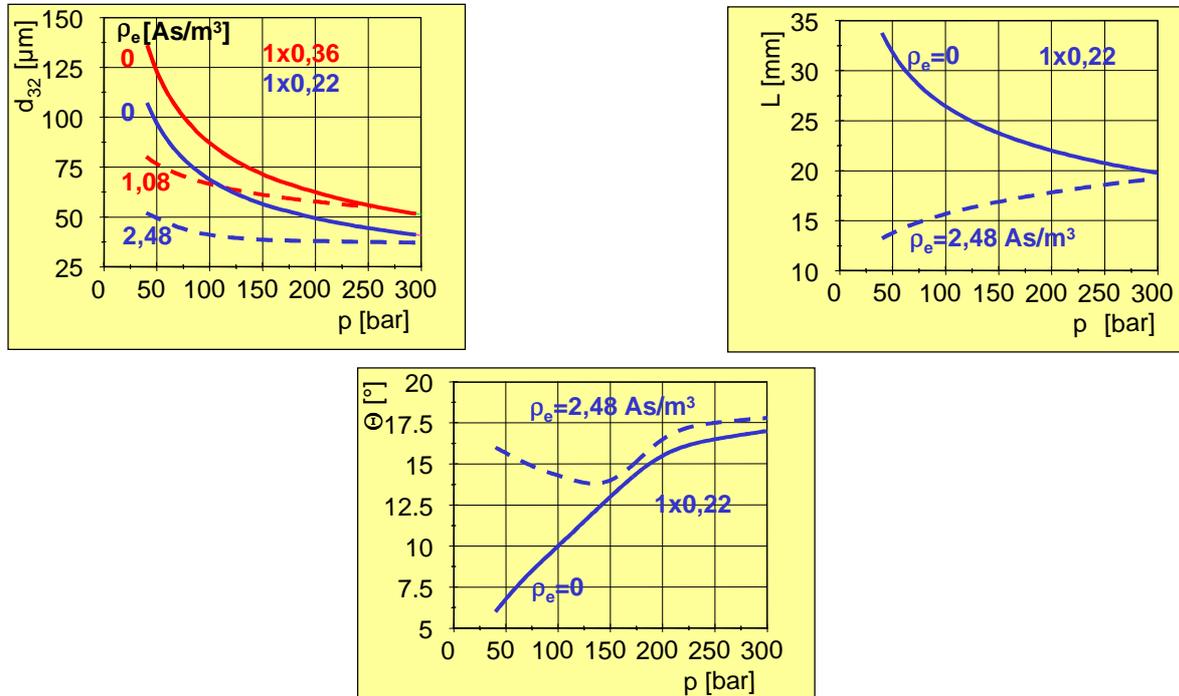


Abb. 5.2.11 : Wertung der Zerstäubungsergebnisse an dieseltypischen Sacklochdüsen

Die dargestellten Zusammenhänge zeigen :

- Über die zusätzliche elektrostatische Kraftwirkung sind gemischbildungsrelevante Zerstäubungsparameter eines Zerstäubungsvorganges von Dieseldieselfkraftstoff beeinflussbar.
- Die stärkste elektrostatische Zerstäubungswirkung wird im Druckbereich <150 bar erzielt.
- Das elektrostatisch bedingte Verbesserungspotential nimmt mit steigendem Druck sukzessive ab. Wie insbesondere aus dem Verlauf der Breakup-Länge deutlich wird, ist dieser Effekt auf die sich verbessernde mechanische Zerstäubungsgüte bei gleichzeitiger Verringerung des elektrostatischen Einflusses zurückzuführen. Somit sind zwischen mechanischer und elektrostatischer Zerstäubung gegenläufige Tendenzen zu verzeichnen.
- Diese gegenläufige Tendenz kann mit Zunahme der Ladungsdichte zugunsten der elektrostatischen Komponente verschoben werden. Das sich daraus ergebende Verbesserungspotential sinkt jedoch ebenfalls mit steigendem Druck.

5.3. Die Wirkung anderer Faktoren auf den elektrostatisch unterstützten Zerstäubungsvorgang

5.3.1. Der Einfluss des Umgebungsmediums

Wie bereits angedeutet, führt der Einfluss des Umgebungsmediums oberhalb einer bestimmten Ladungsdichte im austretenden Kraftstoff zu einer instabilen und damit unbrauchbaren elektrostatischen Zerstäubung.

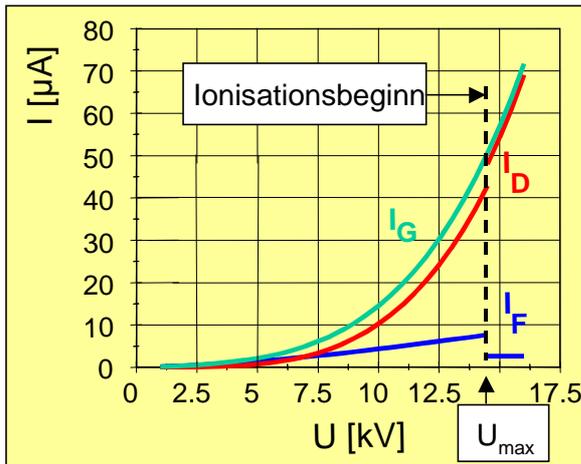


Abb. 5.3.1 : Typische I-U-Kennlinien

Der Übertritt in diesen Bereich spiegelt sich auch in einem „Phasensprung“ im Verlauf der mittleren elektrischen Stromstärken I_F und I_D über der Spannung wider. Dieser Umstand wird durch die Abb. 5.3.1 verdeutlicht. Der Gesamtstrom I_G ergibt sich aus der Summe der Einzelströme I_F und I_D . Die nach dem Durchlauf der Luftstrecke gemessene Stromstärke I_F (und damit die Ladungsdichte) weist demnach ein Maximum auf. Der elektrostatische Zerstäubungsprozess sollte kurz unterhalb von U_{max} geführt werden.

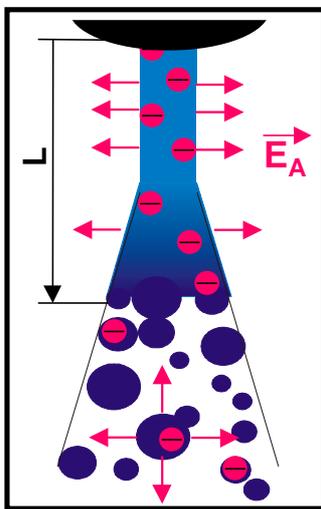


Abb. 5.3.2 : Elektrische Verhältnisse am austretenden Kraftstoff

Der Ausgangspunkt für dieses Verhalten ist im unipolar aufgeladenen Kraftstoff zu suchen. Gemäß den Ausführungen im Kapitel 3.2.2 stellen die erzeugten Ladungsträger im Kraftstoff selbst Quellen eines elektrischen Feldes dar. Dieser Umstand wird als Prinzipskizze durch die Abb. 5.3.2 veranschaulicht. Der inhomogene Feldstärkeverlauf im Umgebungsmedium weist sein Maximum am Strahlrand auf (ähnlich der Raumladungskugel, Anlage 7). Liegt der Betrag der dortigen Feldstärke E_A über der Ionisationsfestigkeit der Luft E_L , setzen Entladungsvorgänge im Umgebungsmedium ein. Dadurch wird ein Großteil des ursprünglich im austretenden Fluid getragenen Stromes I_F an der metallischen Düsenunterkante als I_D abgebildet, woraus der „Phasensprung“ in den gemessenen Stromverläufen resultiert. Die Theorie der Gasentladung ist ausführlich in /101, 104/ und /105/ beschrieben. Die nachfolgenden Äußerungen dienen

deshalb nur zur grundsätzlichen Verständigung über diesen Vorgang : Durch eine hohe elektrische Feldstärke E_A werden die, an sich im Gas immer in einer bestimmten Anzahl vorkommenden, freien Einzelelektronen beschleunigt. Aufgrund der vergleichsweise großen freien Weglängen in Gasen (große Molekül-abstände) können sie innerhalb der Beschleunigungsstrecke eine relativ hohe kinetische Energie

erreichen. Bei genügend hoher Energie wird beim Aufprall auf ein neutrales Molekül mindestens ein weiteres Elektron aus dem Molekülverband herausgelöst, so dass neue Elektronen und ein positives Ion entstehen. Weitere Stoßionisationsprozesse führen zur Ladungsträgervermehrung. Die Elektronen bewegen sich, aufgrund ihrer hohen elektrischen Beweglichkeit, mit einer starken Divergenz schnell vom Strahlrand weg. Die positiven Ionen bewegen sich hingegen vergleichsweise langsam zum Strahl hin, was zur Entstehung einer positiven „Raumladung“ um den Strahl führt. Über bestimmte Wechselwirkungsmechanismen an der Strahloberfläche rekombinieren sie dort offensichtlich. Dadurch sinkt die Ladungsdichte im Fluid.

Infolge des inhomogenen Feldverlaufes im Umgebungsmedium verlangsamt sich gleichzeitig die Geschwindigkeit der abdriftenden Elektronen. Die hohe Elektronenaffinität des Sauerstoffs führt nun dazu, dass diese „langsamen“ Elektronen von Sauerstoffmolekülen „eingefangen“ werden. Dadurch entsteht eine negative Raumladung um den Strahl, die sich nur sehr langsam zum Düsenkörper hin wegbewegt. Durch diese negative Raumladung wird das ursprüngliche elektrische Feld, was über die aus der Düse nachgelieferten Ladungsträger ja weiterhin aufgebaut wird, geschwächt. Somit können neue Entladungen erst nach dem Abwandern dieser negativen Raumladung stattfinden, wodurch kurzzeitig ein elektrostatischer Zerstäubungseffekt beobachtet wird. **Das instabile elektrostatische Zerstäubungsverhalten bei Ionisation des Umgebungsmediums liegt demzufolge im Zeitverhalten der Entladungsvorgänge begründet.**

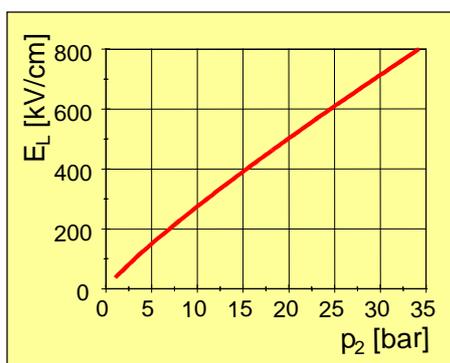


Abb. 5.3.3 :
Ionisationsfestigkeit der Luft in Abhängigkeit des Luftdruckes

Die umgebungsseitige Einflussgröße auf die Entladung ist in der Ionisationsfestigkeit E_L gegeben. Darauf wurde im Kapitel 3.2.2. zum Stand der Technik bereits eingegangen.

Den aus motorischer Sicht interessanten und aus /101/ entnommenen Verlauf von $E_L=f(p_2)$ für Luft beinhaltet die Abb. 5.3.3. Trotz der hier unberücksichtigten Temperaturerhöhung einer vorverdichteten Verbrennungsluft kann von einer drastischen Steigerung der elektrischen Festigkeit ausgegangen werden. **Somit sind beim elektrostatischen Zerstäuben in komprimierte Luft höhere Aufladungsgrade erreichbar.**

Bisher wurde stillschweigend angenommen, dass die Entladungsmechanismen am kompakten Kernstrahl stattfinden. Den experimentellen Beweis dafür liefert Abb. 5.3.4. Beim Entladungsvorgang kann es neben der Stoßionisation auch „nur“ zur Anregung der Moleküle kommen. Dadurch werden nur die Außenelektronen des Gasmoleküles auf ein höheres Energieniveau gehoben, um dann nach einer kurzen Verweilzeit unter Aussendung eines Lichtquants in den Ausgangszustand zurückzufallen. Der parallele Ablauf von Stoßionisation und Anregung führt deshalb zu einem „Eigenleuchten“ der Entladungsvorgänge. Wie aus Abb. 5.3.4 ersichtlich ist, findet der als Koronaentladung be-

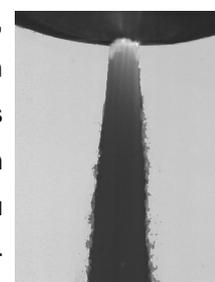


Abb. 5.3.4 :
Koronaentladung am Strahl

zeichneter Vorgang am kompakten Fluidstrahl sofort am Düsenaustritt statt. Dadurch wird erklärbar, dass die Ionisation und der damit verbundene Phasensprung der I-U-Kennlinie bei allen Elementen der Versuchsmatrix, unabhängig vom Fluidruck und der Zerstäubung, auftritt.

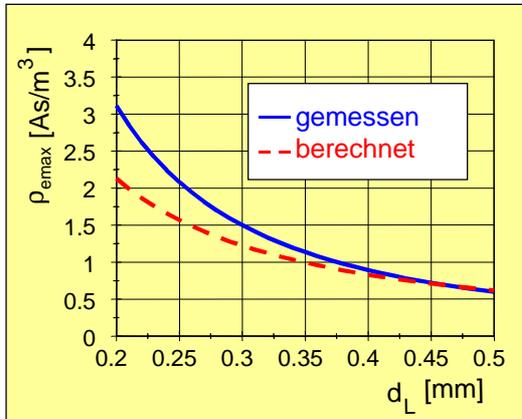


Abb. 5.3.5 :
Abhängigkeit der maximal erreichbaren Ladungsdichte vom Düsendurchmesser

Bisher wurde deutlich, dass die elektrische Feldstärke E_A am kompakten Kernstrahl des Kraftstoffes den verursachenden Faktor für die ablaufenden Entladungsprozesse unmittelbar am Düsenaustritt darstellt, wenn $E_A > E_L$ ist.

In den Versuchen konnte mit sinkendem Düsenöffnungsdurchmesser ein höherer Ladungsgrad in das Fluid eingebracht werden. Dieser Umstand wird durch Abb. 5.3.5 dokumentiert. Die durchgezogene Linie stellt den mittels Regression aus den Einzelmesswerten gefundenen Verlauf von $\rho_{emax} = f(d_L)$ dar.

Dieser Verlauf kann mittels der empirischen Gleichung :

$$\rho_{emax} [As / m^3] = 0,1718 \cdot (d_L [mm])^{-1,8} \quad (5.3.1)$$

nachgebildet werden, was mit den Aussagen in /93/ konform geht.

Die Erklärung für dieses Verhalten kann anhand eines einfachen Modellansatzes erfolgen. So ergibt sich der Maximalwert des elektrischen Feldes E_A um einen unendlich langen Zylinder mit symmetrischer Ladungsverteilung zu :

$$|\vec{E}_A| = \frac{\rho_e d_z}{4\epsilon_0\epsilon_2} \quad (5.3.2)$$

Die Gl. (5.3.2) verdeutlicht, dass die Feldstärke neben dem Ladungsgrad noch vom Zylinderdurchmesser d_z abhängig ist. Eine Anpassung dieser Gleichung auf die konkreten Bedingungen mittels $E_A = E_L$ und $\rho_e = \rho_{emax}$ sowie die Substitution von d_z durch d_L liefert nach elementarer Umformung ($\epsilon_2 = 1$):

$$\rho_{emax} = \frac{4\epsilon_0 E_L}{d_L} \quad (5.3.3)$$

Die zusätzliche Berücksichtigung der Abhängigkeit $E_L = f(d_L \text{ bzw. } r_L)$ über die Gl. (3.2.21), S. 24 ($r_L =$ Drahradius), ergibt die mit „berechnet“ gekennzeichnete Linie in Abb. 5.3.5. Die zufriedenstellende qualitative Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und dem berechneten Verlauf weist auf die Richtigkeit der einfachen Modellannahme hin.

5.3.2. Die Spezifik der Kraftstoffaufladung

Aus den bisherigen Darlegungen lässt sich ableiten, dass das Ziel der elektrischen Kraftstoffaufladung in der Erzeugung einer möglichst hohen elektrischen Ladungsdichte im Fluid besteht. Die derzeit noch unbefriedigenden Kenntnisse über die Physik dieses Vorganges wurden im Kapitel 3.2.4. bereits angesprochen. Deshalb sind die wesentlichen Ziele der Untersuchungen durch praktische Gesichtspunkte geprägt. Sie bestehen in der :

- Erfassung wichtiger Einflussparameter auf die Kraftstoffaufladung,
- Ermittlung des notwendigen Hochspannungsniveaus.

Zur Produktion der elektrischen Ladungsträger wird der strömende Kraftstoff einem starken elektrischen Feld innerhalb der Düse ausgesetzt. Aus den bisherigen Untersuchungsergebnissen geht die eher triviale Aussage hervor, dass mit steigender Spannung immer mehr Ladungsträger im Fluid erzeugt werden. Gerade unter der Zielvorgabe einer noch höheren Fluidaufladung wird das Fluid zunehmend an den Rand seiner elektrischen „Festigkeit“ gebracht und die Gefahr des elektrischen Durchschlages wächst.

Grundsätzliche Einflüsse auf diesen wichtigen Prozessparameter wurden bereits im Kapitel 3.2.4. angesprochen. Die im Rahmen dieser Untersuchungen vermessene Durchschlagsfestigkeit von Dieselmotorkraftstoff beträgt ~150 kV/cm und beträgt damit das 5-fache von Luft. Dabei darf nicht unerwähnt bleiben, dass Verunreinigungen und Gasblasen diesen Grenzwert mindern, was wiederum auf eine relativ hohe Streuung dieses Wertes verweist. Weiterhin wächst die Durchschlagsfestigkeit mit steigendem Kraftstoffdruck. Zusatzuntersuchungen an einer bohrungslosen Düse führen außerdem zu dem Schluss, dass die Strömungskomponente entstehende „Durchschlagsherde“ aus der Gefahrenzone „herausträgt“, was wieder zu einer Verringerung der Durchschlagsgefahr führt.

Unter diesen Gesichtspunkten ist es erklärlich, dass ab Kraftstoffdrücken größer 40 bar und Nadelhüben über 1 mm bei allen Elektrodenkonfigurationen kaum Durchschläge registriert werden konnten. Bei motorisch relevanten Nadelhüben unter 0,5 mm wächst jedoch die Durchschlagswahrscheinlichkeit mit Abnahme des Druckes stark an. **Gerade bei motorrelevantem Nadelhub und sinkendem Kraftstoffdruck führt die Wirkung des elektrischen Durchschlages zur zusätzlichen Verminderung des eigentlich über das Umgebungsmedium begrenzten maximalen Ladungsgrades ρ_{emax} .**

Bei den vorliegenden Versuchsbedingungen ist dem Durchschlag nur durch die Erhöhung des Elektrodenabstandes bzw. über ein örtlich inhomogenes elektrisches Feld zu begegnen. Der örtlich inhomogene Feldverlauf führt letztendlich zum „Abstoppen“ der Vorentladungen durch die Verringerung der elektrischen Feldstärke mit zunehmendem Abstand von der Düsennadel. Deshalb sollte gerade bei kleinen Nadelhüben und damit geringen Elektrodenabständen ein stark inhomogenes elektrisches Feld angewendet werden.

Zum besseren Verständnis der elektrischen Verhältnisse wurden deshalb mit dem FEM-Programm "ABAQUS" die Feldverläufe im Raum zwischen Düsennadel und Düsenkörper berechnet. Mathematisch bedeutet dies die Gradientenbildung aus den Potentialflächen, die aus der Lösung der Laplace-Gleichung:

$$\Delta\Phi = 0 \quad (5.3.4)$$

gewonnen werden. Praktisch gesehen wird dadurch der Verlauf des elektrischen Grundfeldes, das sich unter den konkreten geometrischen Gegebenheiten ausbildet, simuliert. Dadurch bleiben die bei der Aufladung im Fluid erzeugten Ladungen und deren Rückwirkung auf das Grundfeld, das Dielektrikum selbst und seine Strömung unberücksichtigt. Die Berechnungsergebnisse dienen somit zur Erkennung von Grundtendenzen. Diese werden anhand der Abb. 5.3.6 nachfolgend diskutiert.

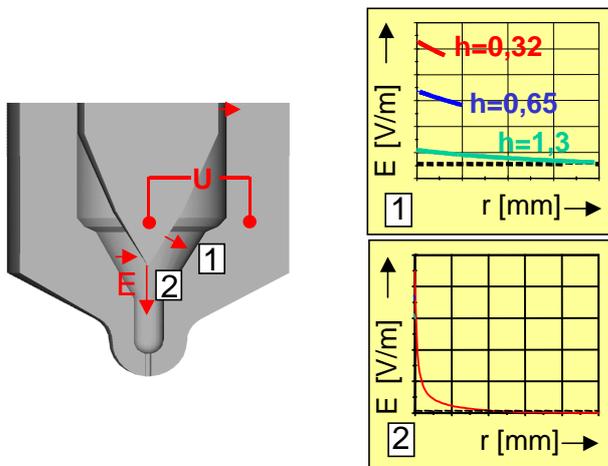


Abb. 5.3.6 :
Ergebnisse aus der Simulation des elektrischen Feldes zwischen Düsennadel und Düsenkörper

Im linken Teil ist der interessierende Bereich einer Sacklochdüse dargestellt. Der Radius der Nadelspitze beträgt $40\mu\text{m}$. Die mit 1 und 2 bezeichneten Pfeile geben die Richtungen der berechneten elektrischen Feldstärke über der jeweiligen Abstandskoordinate r an. Die Verläufe $E(r)$ entlang der Linien 1 und 2 sind für drei verschiedene Nadelhöbe im rechten Teil aufgeführt. Ihre Darstellung basiert auf einer konstanten Systemspannung (20 kV). Die gestrichelte Linie verkörpert die Durchschlagsfestigkeit von Dieselkraftstoff.

Entlang der Richtung 2 ist nadelhubunabhängig der gewünschte, inhomogene Feldverlauf feststellbar. Das Diagramm beinhaltet dabei nur einen Ausschnitt von $0,1\text{ mm}$ Streckenlänge ab Nadelspitze. Demzufolge sinkt das elektrische Grundfeld ab $0,05\text{ mm}$ unter die Durchschlagsfestigkeit des Kraftstoffes.

Im Bereich des Nadelsitzes (Richtung 1) sehen die Verhältnisse anders aus. Durch die vergleichsweise symmetrische Geometrie zwischen Düsennadel und Düsenkörper werden hier homogenere Felder erzeugt. Dabei nehmen sowohl Homogenitätsgrad als auch Betrag des Feldes mit sinkendem Nadelhub zu. Vorentladungen können sich weiter in Richtung der Gegenelektrode fortpflanzen und vergrößern somit die Gefahr des Durchschlages, vor allen Dingen bei kleinem Nadelhub, erheblich. **Dadurch bildet der Nadelsitz einen kritischen Bereich bei der Kraftstoffaufladung.**

Ein weiterer kritischer Bereich liegt oberhalb des Nadelsitzes zwischen dem Düsennadel- und dem Düseninnendurchmesser. Die Konfiguration dieses Gebietes entspricht im elektrischen Sinne der eines Zylinderkondensators. Bei diesem tritt mit geringer werdendem Abstand zwischen den Elektroden (S-Düse: Abstand Düsennadel Düsenkörper : 0,25 mm) ebenfalls eine Feldhomogenisierung auf. Dadurch wächst die hohe Durchschlagswahrscheinlichkeit auch in diesem Gebiet.

Ein Abgleich dieser Berechnungsergebnisse mit den realen Spannungswerten, die im praktischen Versuch den Durchschlag auslösten, führt zur Angleichung in den Absolutwerten der gezeigten Feldverläufe im Bereich des Nadelsitzes (Abb. 5.3.6, S. 66, Diagramm 1). Denn mit sinkendem Nadelhub nimmt auch die zum Durchschlag führende Hochspannung ab. Dies wird als Beweis für die prinzipielle Tauglichkeit der Berechnungsergebnisse gewertet.

Der Vergleich zwischen Rechnung und Messung zeigt weiterhin, dass sich die Maximalwerte der elektrischen Feldstärke an der Nadelspitze bei Variation des Nadelhubes nur geringfügig unterscheiden. Die Ursache hierfür ist bei genauer Betrachtung des unteren Diagramms in Abb. 5.3.6 nachvollziehbar. Die Absolutwerte der mit konstanter Spannung berechneten Feldstärken an der Nadelspitze nehmen mit steigendem Nadelhub ab. In der Praxis wird mit der Vergrößerung des Nadelhubs jedoch ein zunehmendes Hochspannungsniveau zur Erzeugung einer gleichen Ladungsdichte im Fluid registriert. Dieser Umstand nivelliert diesen Unterschied aus.

Die höchsten elektrischen Feldstärken im Bereich von ~ 1 GV/m werden somit nadelhubunabhängig unmittelbar an der Nadelspitze erzielt. Deshalb kann davon ausgegangen werden, dass in diesem Bereich ein Großteil der Ladungsträger erzeugt wird.

Weitere Aussagen über den Aufladungsprozess und das dafür notwendige Hochspannungsniveau können aus den Strom-Spannungscharakteristiken abgeleitet werden. Die typische Form der Kennlinien $I_{F,D,G} = f(U)$ ist aus der Abb. 5.3.1, S.62, ersichtlich. Bis zum Wert U_{max} sind grundsätzlich alle Verläufe als Potenzfunktion der Art :

$$I_i = A_i \cdot U^{b_i} \tag{5.3.5}$$

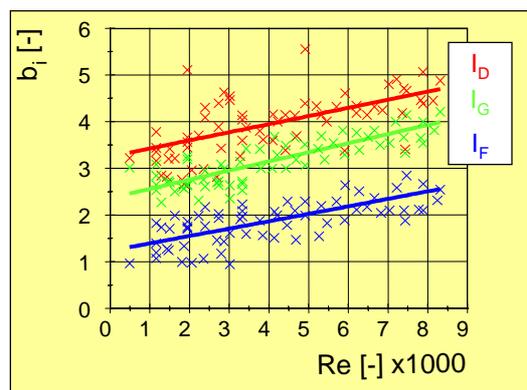


Abb. 5.3.7 :
Faktoren b_i in Abhängigkeit von der Reynoldszahl an der Nadelspitze

darstellbar (i steht für die Indizes F,D,G).

Durch die einfache Verknüpfung zwischen I_F und ρ_e über den Volumenstrom (Gl. (4.3.1), S. 41) kann dieser funktionelle Zusammenhang auch auf den Verlauf von $\rho_e = f(U)$ übertragen werden.

Abb. 5.3.7 zeigt den Bestfall der durchgeführten Korrelationsbetrachtungen zu den Koeffizienten b_i der Gl. (5.3.5). (Basis : Kennlinien der Düsen 1x0,27, 1x0,38 und 1x0,36 ohne Sackloch; bei p_1 [20..170 bar], h [0,27..2mm]; Düsennadelspitze 60,5°)

Die Reynoldszahl an der Nadelspitze ist aus der Kenntnis

des Volumenstromes und der Düseninnengeometrie berechnet worden. Wie sich zeigt, wird die Zuwachsrate der Ladungsträger bei steigender Spannung von den konkreten Strömungsbedingungen am Aufladungsort mitbestimmt.

Die lineare Regression von $b_i=f(\text{Re})$ ergibt einen Korrelationskoeffizienten von $\sim 0,75$ für die Koeffizienten von I_G und I_F . Dies lässt den Schluss zu, dass mit der dargestellten Abhängigkeit nicht alle Einflüsse erfasst werden. Gerade bei Sacklochdüsen ist bei konstantem Fluiddruck über einen weiten Teil des Nadelhubs keine Änderung der Reynoldszahl an der Nadelspitze feststellbar, obwohl die gemessenen Kennlinien $I_i=f(U)$ verflachen. Die Ursachen hierfür können sowohl in den konkreten elektrischen Feldverhältnissen an der Düsennadel als auch in den auf molekularer Ebene ablaufenden Mechanismen der Ladungsträgererzeugung begründet liegen. Deshalb müssen aus heutiger Sicht die Einflussgrößen auf die Koeffizienten b_i in der Form $b_i= f(\text{Re}_{\text{eNadelspitze}}, \text{konkrete Elektrodengeometrie})$ angegeben werden.

Nachfolgend wird das zur Aufladung notwendige Hochspannungsniveau beurteilt. Dies geschieht vorteilhafterweise anhand der Werte von U_{max} . Die Abb. 5.3.8 stellt beispielhaft die Verhältnisse bei

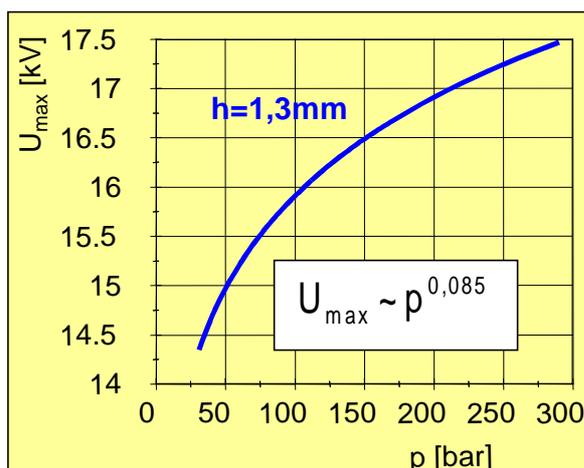


Abb. 5.3.8 :
Benötigte Hochspannung für die Darstellung einer einheitlichen Ladungsdichte im Fluid (Sacklochdüse 1x0,36)

konstantem Nadelhub ($h=1,3$ mm) und variablem Kraftstoffdruck dar. Grundsätzlich wächst die benötigte Spannung U_{max} zur Erzielung von ρ_{emax} mit steigendem Druck an. Dieser Umstand kann leicht aus dem Zusammenhang zwischen Druck, Fluiddurchsatz und Ladungsgrad erklärt werden. Zur Erzielung gleicher Ladungsdichten sind mit Druck- und damit Durchsatzerhöhung größere Stromstärken I_F im Fluid notwendig. Deshalb muss die Ladungsträgererzeugung über eine höhere Spannung weiter intensiviert werden. Die mit zunehmendem Druck und wachsender Strömungsgeschwindigkeit am Aufladungsort ansteigende Durchschlagsfestigkeit lässt diese „Nachregulierung“ offensichtlich zu.

Eine durchgängige Beschreibung der Form $U_{\text{max}}=f(\text{Durchsatz})$ für alle Düsen ist jedoch nicht möglich. Die Ursache hierfür liegt in dem mit sinkendem Düsenöffnungsdurchmesser d_L stark zunehmendem Verluststrom I_D begründet. Offenbar schlägt sich ein nicht zu unterschätzender Anteil der elektrischen Ladungsträger an der Wandung der Düsenbohrung nieder. Wie aus Kapitel 5.3.1 hervorgeht, können mit abnehmendem Düsenöffnungsdurchmesser höhere Ladungsdichten im Fluid erzielt werden. Es zeigt sich, dass diese mit einer überproportional ansteigenden Hochspannung erkaufte werden müssen. Bei Anhebung der Ionisationsfestigkeit des Umgebungsmediums (Einspritzen in verdichtete Luft) besitzen deshalb größere Düsenbohrungen ein höheres Potential zur Steigerung der Ladungsdichte.

Zu einer Verringerung des Hochspannungsbedarfs bis zu ~15% führen :

- abnehmender Nadelspitzenwinkel,
- sinkende Sacklochlänge,
- kleinerer Nadelspitzenradius.

Eine Hochrechnung der notwendigen Hochspannung zur Erzeugung höherer Ladungsgrade im Fluid bzw. zur Aufladung des Kraftstoffes unter dieselmotorischen Verhältnissen lässt das Hochspannungsniveau auf Werte von mindestens -30 kV steigen. Im Gegensatz zu Zündanlagen sollte für die elektrostatische Aufladung ein nahezu rechteckförmiger Hochspannungsimpuls während der gesamten Einspritzdauer anliegen. Die Sicht des Geräteherstellers und die Anforderungen an die notwendige Isolation in der Einspritzdüse lassen jedoch „nur“ eine Maximalspannung von -20 kV zu.

Unter diesem Gesichtspunkt muss der Spannungsbedarf als zu hoch eingeschätzt werden.

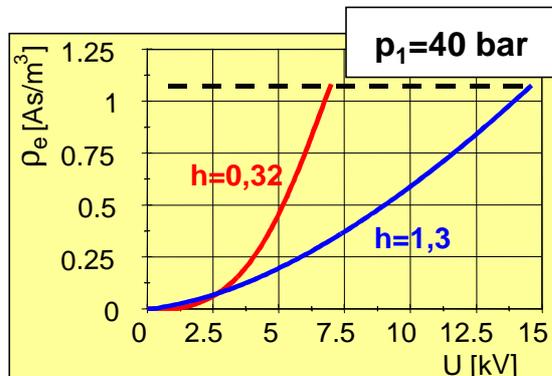


Abb. 5.3.9 :
Darstellung der Aufladungscharakteristik in Abhängigkeit des Nadelhubs (Sacklochdüse 1x0,36)

Das größte Potential zur Senkung des notwendigen Hochspannungsniveaus liegt im Nadelhub. Dies wird durch die Abb. 5.3.9 veranschaulicht. Infolge des steileren Verlaufes von $\rho_e=f(U)$ bei kleinem Nadelhub wird die notwendige Hochspannung U_{\max} zur Erzielung des maximalen Ladungsgrades $\rho_{e\max}$ um mehr als das Doppelte gesenkt.

Das Problem besteht jedoch darin, dass in ungefähr 50% der Versuche Durchschläge registriert wurden. Deshalb wird dieses Potential durch die steigende Gefahr des elektrischen Durchschlages über den Nadelsitz weitestgehend aufgebraucht.

Bei konstanter Systemspannung und auch sonst gleichen, stationären Versuchsbedingungen schwanken die gemessenen Ströme I_F sowie I_D und damit auch die Ladungsdichte im austretenden Fluid um bis zu 10%. Der Versuchsauswertung liegen deshalb die arithmetischen Mittelwerte dieser Größen zugrunde. Auf diese Schwankungen wird die erhöhte Streuung beim kombinierten Zerstäubungsprozess zurückgeführt. Versuche, mittels der Fourier-Analyse Aussagen über prägnante Grundfrequenzen des Aufladungsvorganges zu erhalten, führten nicht zum Ziel. Hierzu müssen noch detaillierte Untersuchungen durchgeführt werden.

So muss insgesamt eingeschätzt werden, dass die bestehende Elektrodenkonfiguration :

herkömmliche Düsenadel und Düsenkörper (elektrische Isolation in der Nadelführung)

zur Senkung von Hochspannungsbedarf und Durchschlagsgefahr optimiert werden muss.

Darauf wird im Kapitel 5.3.4. noch eingegangen.

Die bisher dargestellten Resultate lassen den Schluss zu, dass der Aufladungsprozess mit der Generierung einer entsprechenden Ladungsdichte im austretenden Fluid abgeschlossen ist und damit losgelöst von der Fluidzerstäubung betrachtet werden kann. Bei Düsen ohne Sackloch wird jedoch ein elektrostatischer Zerstäubungseinfluss erst oberhalb eines Nadelhubs von 0,8 mm registriert. Dies, obwohl auch bei kleineren Nadelhüben der maximal mögliche Ladungsgrad im Fluid erzielt wird. Spezielle Untersuchungen zeigen, dass die Bildung der elektrostatisch bedingten Oberflächenwellen bei geringem Nadelhub düsenentfernter einsetzt (Anlage 13).

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten basiert auf dem Vergleich der Strömungsgeschwindigkeit des Fluides mit der elektrischen Geschwindigkeit der Ladungsträger im Aufladungsgebiet, was durch die Abb. 5.3.10 illustriert wird.

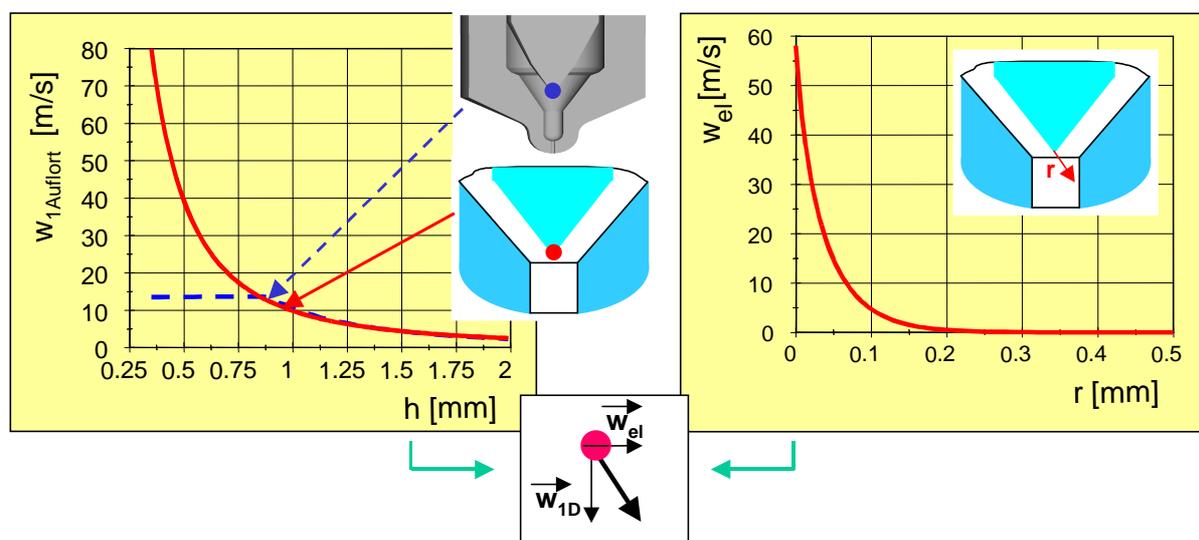


Abb. 5.3.10 :
Mechanische und elektrische Strömungsgeschwindigkeiten (Düse 1x0,36; $p_1=40$ bar)

In der linken Darstellung wird die mechanische Strömungsgeschwindigkeit des Kraftstoffes an der Nadelspitze bei unterschiedlichem Nadelhub für eine Sackloch- und eine sacklochlose Düse 1x0,36 ($p_1=40$ bar) aufgezeigt. Im Bereich der zu vernachlässigenden Sitzdrosselung ($h > 0,32$ mm) ist die Nadelspitze bei der sacklochlosen Düse aus dem Spritzloch bereits aufgetaucht. Deshalb werden „nur“ maximal 80 m/s erreicht. Der Unterschied in der Geschwindigkeit zwischen den Düsen, aufgrund des sich kontinuierlich verringernden Strömungsquerschnittes bis auf die Spritzlochfläche bei der sacklochlosen Düse, ist dennoch deutlich erkennbar.

Der Geschwindigkeitsbetrag der elektrischen Ladungsträger ergibt sich gemäß Gl. (3.2.5), S. 20, zu :

$$w_{el} = b(E) \cdot E$$

Im rechten Diagramm ist die elektrische Geschwindigkeit der erzeugten Ladungsträger in Richtung der gekennzeichneten Linie aufgetragen. Die Geschwindigkeit wurde aus dem, in dieser Richtung mittels der FEM berechneten, Feldstärkeverlauf über die obige Gleichung ermittelt. Wie aus /93/ entnommen

werden kann, weist die elektrische Beweglichkeit der erzeugten Ionencluster einen wiederum feldstärkeabhängigen Betrag zwischen 3 und $7 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{Vs}$ aus. In Ermangelung der konkreten funktionellen Abhängigkeit $b=f(E)$ wurde für die Berechnung der Mittelwert aus diesem Bereich verwendet.

Aus den Darstellungen der Abb. 5.3.10 geht einerseits hervor, dass infolge ihrer geringen elektrischen Beweglichkeit die über das elektrische Feld hervorgerufene „elektrische“ Geschwindigkeit der Ladungsträger in einer gleichen Größenordnung wie die Strömungsgeschwindigkeit liegt. Diese bekannte Tatsache ermöglicht erst den Aufladungsprozess. (Die elektrische Beweglichkeit von Elektronen liegt um den Faktor 10000 höher!) Die resultierende Geschwindigkeit der Ladungsträger ergibt sich somit aus der vektoriellen Addition des jeweiligen mechanischen und elektrischen Geschwindigkeitsvektors. Andererseits wird deutlich, dass die elektrische Geschwindigkeit durch den inhomogenen elektrischen Feldverlauf rasch abnimmt. Der Vergleich zur mechanischen Geschwindigkeit führt zur gedanklichen Vorstellung, dass die erzeugten Ladungsträger an der Nadelspitze nach kurzem Abstand von derselben wie „Billardbälle“ von der mechanischen Strömung mitgerissen werden. Da die Ladungsträger selbst Quellen eines elektrischen Feldes sind, existiert auch bei verschwindend geringem elektrischen Grundfeld stets eine Kraftkomponente in Richtung der Düsenwandung. Selbst unter Einbeziehung dieses Umstandes kann jedoch von der grundsätzlichen Richtigkeit der gedanklichen Vorstellung ausgegangen werden.

Im Falle der sacklochlosen Düse zeigt der Geschwindigkeitsvergleich, dass die elektrische Komponente nach nur $0,1$ mm Abstand von der Nadelspitze auf 5 m/s absinkt. Dem stehen beim kleinsten Nadelhub maximal 80 m/s an mechanischer Geschwindigkeit gegenüber. Im Zusammenhang mit den vergleichsweise geringen Werten der gemessenen Verluststromstärke I_D drängt sich die Schlussfolgerung auf, dass unter diesen Bedingungen eine Ladungsträgerverteilung im austretenden Fluidstrahl produziert wird, in der sich die übermäßige Mehrheit der Ladungsträger in der Strahlmitte befindet. Die gegenseitige Abstoßungskraft der Ladungsträger bewirkt erst nach dem Strahlaustritt ihre Formierung an der Strahloberfläche, um dann die Bildung der elektrostatisch stimulierten Oberflächenwellen am Strahl auszulösen. Die damit einhergehende düsenentfernere Auslösung der elektrostatischen Zerstäubung führt im Zusammenhang mit dem mechanisch bedingten Strahlbreakup zu keiner ersichtlichen Änderung des Zerstäubungsvorganges.

Durch den vergleichsweise großen Abstand des Aufladungsgebietes vom Düsenaustritt und der geringeren Strömungsgeschwindigkeit am Aufladungsort bleibt den elektrischen Ladungsträgern bei Sacklochdüsen offensichtlich genug Zeit, um sich mehr an die Oberfläche des austretenden Fluides zu bewegen.

So muss insgesamt eingeschätzt werden, dass der Aufladungsprozess neben der Generierung der erforderlichen Ladungsdichte im Fluid auch den Grundstein für die elektrostatische Zerstäubung legt.

5.3.3. Das Zeitverhalten der elektrischen Kraftstoffaufladung

Obwohl das elektrische Grundfeld an den Elektroden mit "Lichtgeschwindigkeit" anliegt, muss von einer bestimmten Zeitdauer der Ladungsträgererzeugung im Fluid ausgegangen werden. Deshalb ist die experimentelle Erfassung der dynamischen Effekte beim Kraftstoffaufladungs- bzw. Zerstäubungsprozess von hoher Wichtigkeit.

Für diese Untersuchungen wurde der weiterhin stationäre Volumenstrom einem Hochspannungsimpuls ausgesetzt. Dabei konnten die Veränderungen im Zerstäubungsbild mittels Schattenrissverfahren unter Verwendung einer entsprechenden Triggereinheit festgestellt werden. Die Abtastrate der elektrischen Größen betrug während des Hochspannungsimpulses 25 kHz. Die Generierung der Hochspannung erfolgte über einen Spezialgenerator der Firma "HILO-TEST GmbH" Karlsruhe. Dieser Generator zeichnet sich durch eine stufenlos einstellbare Impulsbreite zwischen 1 ms und 10 ms und einer ebenso generierbaren Amplitude zwischen 0 und -20 kV aus. Weitere wichtige Merkmale dieses Gerätes bestehen in der geringen Dachschräge und in der schnellen Anstiegszeit des Impulses, so dass ein nahezu rechteckförmiger Hochspannungsverlauf bereitgestellt werden kann. Die Wiederholbarkeit dieses Impulses ist im Moment noch auf 1 Hz beschränkt.

In Bezug auf die erreichbare Ladungsdichte können unter diesen Versuchsbedingungen grundsätzlich höhere Beträge erzielt werden. Ursache hierfür ist die schon angesprochene Abhängigkeit von der Einwirkdauer des Impulses (Kapitel 3.2.2.). Dieser Effekt wirkt sich sowohl auf den Ionisationsvorgang im Umgebungsmedium als auch auf den Durchschlag innerhalb der Düse positiv aus. Deshalb können höhere Ladungsgrade im Fluid erzielt werden.

Die grundsätzliche Problematik geht aus Abb. 5.3.11 hervor. Diese zeigt beispielhaft das beobachtete Zerstäubungsverhalten bei der Beaufschlagung des Fluides mit einem Hochspannungsimpuls.

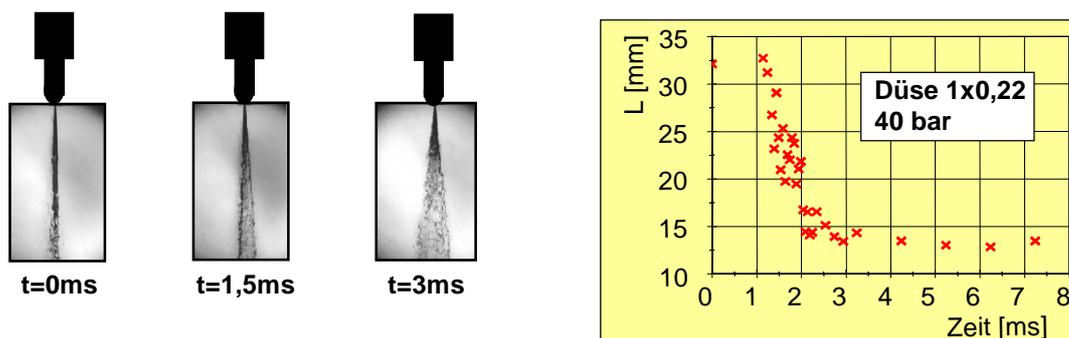


Abb. 5.3.11:
Darstellung der kombinierten Zerstäubung
beim Anlegen eines Hochspannungsimpulses

Wie sich aus der Darstellung der Breakup-Länge zeigt, wird der voll ausgeprägte elektrostatische Zerstäubungseinfluss bei dieser Düse erst nach ~ 2 ms festgestellt. Diese Zeitspanne liegt im Bereich der vorhandenen Einspritzdauern bei Dieselmotoren.

Die Laufzeit der Strömung vom Aufladungspunkt bis zum Düsenaustritt ist in aller Regel (ab 40 bar, Nadelhöhe bis 2 mm) kleiner als 1 ms. Die verbleibende Zeitdauer muss somit dem Prozess der Ladungsträgererzeugung zugeordnet werden.

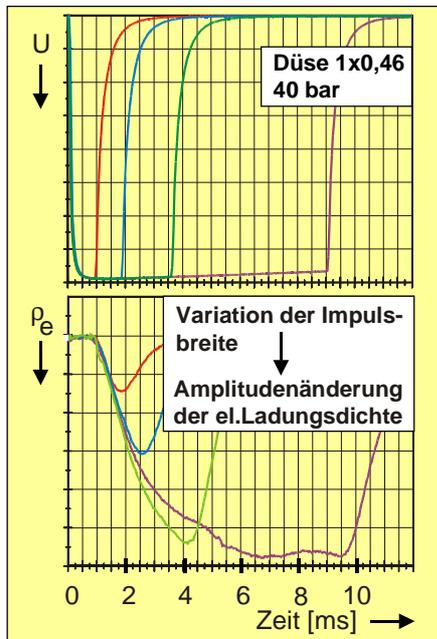


Abb. 5.3.12 :
Elektrische Verhältnisse bei der Aufladung mit einem Hochspannungsimpuls

Diese Zeitdauer nimmt mit steigendem Düsendurchmesser zu, so dass bei einer Düse 1x0,46 bei 40 bar die in Abb. 5.3.12 dargestellten Verhältnisse bei Variation der Breite des Hochspannungsimpulses (oberes Diagramm) registriert werden.

Erst ab einer Impulsbreite von 3 ms werden hier 90 % der Ladungsdichte bei einer Impulsdauer von 10 ms erzielt (unteres Diagramm). Damit führt eine Variation der Impulsbreite der Hochspannung zu einer Amplitudenänderung der Stromstärke im Fluid, was als weiterer Beweis für die endliche Zeitspanne zur Erzeugung der Ladungsträger im Fluid gewertet werden kann.

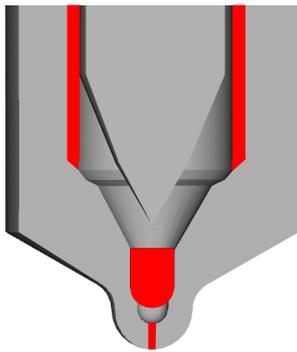
An dieser grundsätzlichen Tatsache ändern auch Versuche mit einer Verkürzung des Abstandes zwischen Düsenaustritt und dem Gebiet der Erfassung des elektrischen Fluidstromes nichts. Somit ist von einem endlichen, einspritzdauerrelevanten Zeitbereich zur Erzeugung der elektrischen Ladungsträger im Fluid auszugehen.

Für eine konstruktive Umsetzung des Aufladungsprinzips zieht das die wichtige Konsequenz nach sich, dass **zu einer Entkopplung zwischen Aufladungs- und Einspritzbeginn übergegangen werden muss**, um den Kraftstoff elektrisch voraufladen zu können.

5.3.4. Die Findung einer zielführenden Elektrodenkonfiguration

Die bisherigen Untersuchungsergebnisse führen zu der Erkenntnis, dass die ursprünglich favorisierte Variante zur Kraftstoffaufladung nicht zielführend ist. Die Konfiguration : - herkömmliche Düsennadel als Hochspannungselektrode und Düsenkörper als Gegenelektrode - weist die folgenden Nachteile auf:

- Ungünstige elektrische Verhältnisse im Nadelsitz und im Bereich des Düseninnendurchmessers führen zu einer Erhöhung der Durchschlagsgefahr.
- Der in erster Linie dadurch notwendige Betrieb bei großem, motorirrelevantem Nadelhub zieht eine Erhöhung des Hochspannungsniveaus nach sich.
- Die Notwendigkeit einer Kraftstoffvoraufladung ist prinzipbedingt nicht durchführbar.



Elektrostatisch günstig sind :

- große Düseninnendurchmesser
- kleine Sacklochlänge
- große Sacklochdurchmesser
- kleine Spritzlochlänge

Die Applikation der Kraftstoffaufladung in eine Düse erfordert deshalb die Anpassung von Düsenkörper und Düsennadel. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Konfiguration der Düsennadel.
Für den Düsenkörper gelten die in der Abb.5.3.13 aufgezeigten Richtlinien.

Abb. 5.3.13 : Anforderungen an den Düsenkörper

Um keine Veränderungen im Nadelsitzbereich zuzulassen, bleibt nur der Weg, den Kraftstoff unmittelbar vor dem Nadelsitz aufzuladen. Deshalb wurden zahlreiche Versuche mit „Ringelektroden“ durchgeführt. Bei gleichbleibendem elektrostatischen Zerstäubungserfolg erweist sich diese Elektrodenkonfiguration in Bezug auf das notwendige Hochspannungsniveau insgesamt als günstiger. Prinzipiell ist eine elektrische Voraufladung des Kraftstoffes bei noch geschlossener Düsennadel möglich. Deshalb wurde diese Grundkonfiguration für weitere Untersuchungen favorisiert. Der Übergang von alter zu neuer Elektrodenkonfiguration ist aus der Abb. 5.3.14 ersichtlich.

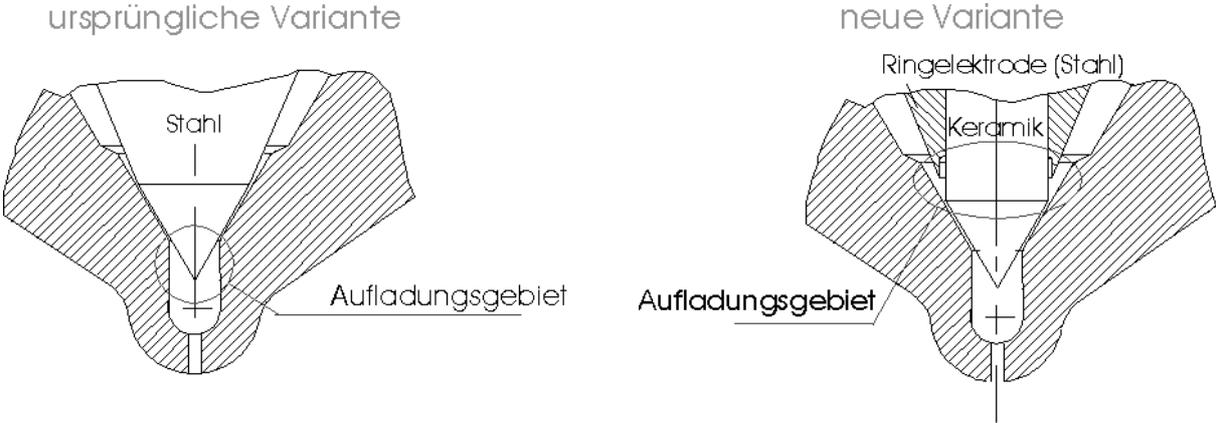


Abb. 5.3.14 : Darstellung der alten und neuen Elektrodenkonfiguration

Ein weiterer Vorteil dieser Elektrodenkonfiguration besteht darin, dass die Aufladung des Kraftstoffes bei motorrelevantem Nadelhub erfolgen kann. Dies wird über die lokale Intensivierung des Aufladungsprozesses durch den geringen Abstand der scharfkantigen Ringelektrode zum Düsenkörper erreicht. Einerseits verringert sich die Gefahr des Durchschlages, da die elektrische „Problemzone“ im Nadelsitzbereich entfällt. Andererseits muss zur Erzielung einer bestimmten Ladungsdichte im austretenden Fluid der, durch die Verlagerung des Aufladungsgebietes in das Düseninnere zunehmende, Verluststrom I_D kompensiert werden. Dieser Umstand führt wiederum zur Erhöhung der Durchschlagsgefahr. Deshalb ist eine Optimierung dieser Elektrodenkonfiguration am konkreten Anwendungsfall notwendig.

5.3.5. Der Einfluss des Kraftstoffes

Die Ausführungen in diesem Kapitel dienen zur Beantwortung der folgenden Fragen :

- In welchem Gesamtbereich liegt die elektrische Leitfähigkeit von Dieselkraftstoff?
- Wie sind im Vergleich dazu die elektrischen Eigenschaften von Benzin?
- Was erbringen alternative Kraftstoffe des Dieselmotors für den elektrostatischen Zerstäubungseinfluss?
- Hilft eine spezielle Additivierung von Diesel, das elektrostatische Zerstäubungsvermögen zu verbessern?

Zur Beantwortung der ersten Fragestellung muss an Abb. 3.2.6, S.29, erinnert werden. Hier ist die elektrische Leitfähigkeit von Dieselkraftstoff bei konstantem Wassergehalt von 21 ppm mit steigender Kraftstofftemperatur angegeben.

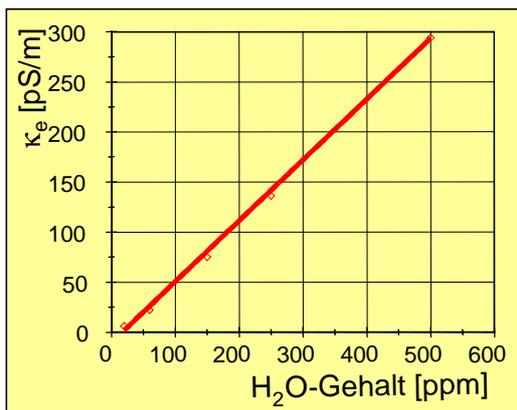


Abb. 5.3.15 :
Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit von Diesel vom Wassergehalt im Kraftstoff

Wie Abb. 5.3.15 zeigt, wird die elektrische Leitfähigkeit von Dieselkraftstoff stark durch den Wassergehalt geprägt. So kann bis zum reglementierten Wassergehalt von 500 ppm ein Anstieg der Leitfähigkeit um den Faktor 20 festgestellt werden. Unter dem Gesichtspunkt der Fluidaufladung befindet sich Diesel selbst mit dieser Änderung im Bereich eines guten Isolators. Deshalb wird davon ausgegangen, dass prinzipiell jeder marktübliche Dieselkraftstoff in der Düse elektrostatisch aufgeladen werden kann. Die steigende elektrische Leitfähigkeit macht sich vordergründig in einem erhöhten Verluststrom I_D in der Düse bemerkbar. Ein signifikanter Einfluss auf das Zerstäubungsverhalten konnte nicht registriert werden. Dadurch wird auch die mit steigender Temperatur zunehmende Leitfähigkeit für den kombinierten Zerstäubungsprozess eher unbedeutend.

Zum Vergleich der elektrischen Kennwerte zwischen Diesel und Benzin dient die folgende Tabelle.

Tabelle 5.3.1 : Elektrische Kennwerte von Diesel und Benzin

| Kraftstoff | el. Leitfähigkeit [pS/m] bei 20 °C | Dielektrizitätszahl [-] bei 20°C | Durchschlagsfestigkeit [kV/cm] bei 20°C |
|-----------------------|--|-------------------------------------|--|
| Diesel | 180 (bei ~300 ppm H ₂ O) | 2,2 | 150 |
| Benzin (bleifrei) | 147 | 2,1 | 140 |
| Super (bleifrei) | 278 | 2,1 | 165 |
| Super Plus (bleifrei) | 270 | 2,1 | 135 |

Die Messungen an Benzin sind ohne Berücksichtigung des Wassergehaltes durchgeführt wurden. Praktisch belegen die Messwerte, dass sowohl Diesel als auch Benzin im elektrischen Sinn Isolatoren darstellen. Somit besteht unter aufladungstechnischen Gesichtspunkten kein Unterschied zwischen Diesel und Benzin. Für die elektrostatische Zerstäubung muss allerdings die geringere Viskosität von Benzin mit in Betracht gezogen werden.

Aussagen darüber muss deshalb dem konkreten praktischen Versuch vorbehalten bleiben.

Punktuelle Untersuchungen sind weiterhin mit Raps-Methyl-Ester (RME) und Ferrocen additiviertem Dieselmotorkraftstoff durchgeführt worden. Unter stationären hydraulischen und elektrischen Bedingungen konnte jedoch kein signifikanter Unterschied im Vergleich zu herkömmlichen Dieselmotorkraftstoffen festgestellt werden.

In /90/ werden Untersuchungen zur elektrostatischen Zerstäubung von Benzin vorgestellt. Eine Verbesserung des elektrostatischen Ansprechverhaltens ist hier durch die Additivierung mit Dodecylbenzolsulfonsäure erreicht worden. Die Übertragung dieser Erkenntnisse auf die kombinierte Zerstäubung von Dieselmotorkraftstoff scheidet jedoch. Zwar kann durch die Zumischung dieses Additives, selbst bei nur 10 ppm, eine drastische Steigerung der elektrischen Leitfähigkeit beobachtet werden. Zerstäubungstechnisch lässt sich jedoch kein durchgreifender Einfluss feststellen. Vielmehr wird der Verluststrom I_p innerhalb der Düse drastisch erhöht. Daraus wird geschlossen, dass die zerstäubungsrelevanten Ladungsträger aus der Grundstruktur langkettiger Kohlenwasserstoffe hervorgerufen werden (Ionencluster). Endgültige Aussagen über die Möglichkeit einer unter elektrostatischen Gesichtspunkten sinnvollen Additivierung des Kraftstoffes sind natürlich erst nach weiteren, zielgerichteten Untersuchungen möglich.

5.4. Qualitative Beschreibung des Gesamtprozesses

Aufbauend auf dem Stand der Technik und den bisherigen Untersuchungsergebnissen kann der Gesamtprozess des elektrostatisch unterstützten Zerstäubungsvorganges mit Hilfe der Abb. 5.4.1 folgendermaßen beschrieben werden :

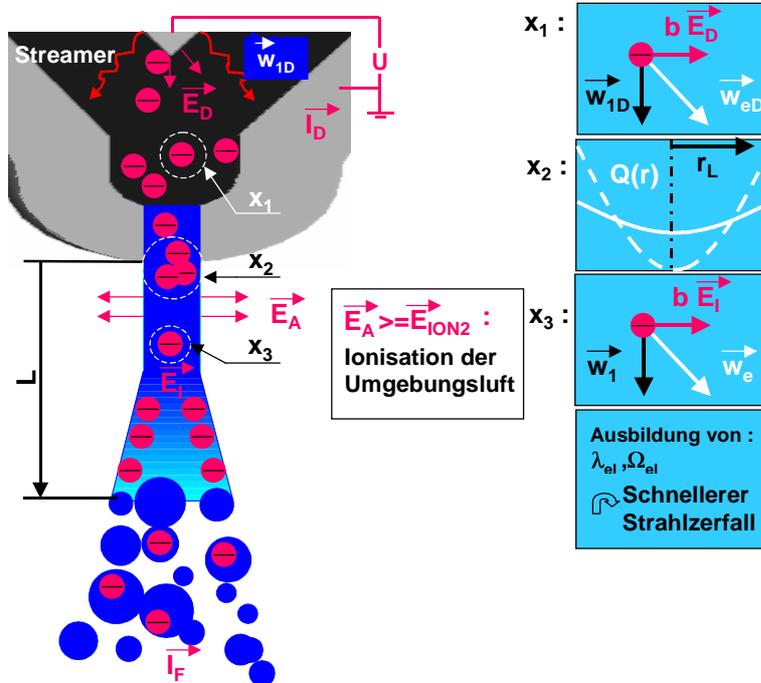


Abb. 5.4.1 : Qualitative Prozessbeschreibung

Die elektrische Aufladung des Kraftstoffes innerhalb der Düse erfordert ein starkes elektrisches Feld, das elektrische Vorentladungen im Kraftstoff hervorruft. An der Spitze oder an einer scharfen Kante der jeweiligen Hochspannungselektrode werden sehr hohe Feldstärken erzielt. Positive und negative Ionencluster im Kraftstoff wandern als jeweilige Raumladung zur Elektrode der entgegengesetzten Polarität. Dabei wird der Verlauf des ursprünglichen Feldes geändert, so dass vor den Elektroden eine zusätzliche Feldstärkeerhöhung eintreten kann. Überschreitet diese

Erhöhung der Feldstärke an der negativen Hochspannungselektrode einen Wert von ungefähr 10^9 V/m, können Elektronen in messbarer Größenordnung aus dem Metall in das Fluid emittieren (Tunneleffekt). Dieser Vorgang, der durch verschiedene Mechanismen der Ladungsträgervervielfachung im Fluid begleitet wird, erzeugt letztendlich einen hohen Anteil von negativ geladenen Ionenclustern. Aufgrund ihrer geringen elektrischen Geschwindigkeit gelingt es, diese negativen Cluster über die Strömungskomponente aus der Düse zu „tragen“, wodurch der austretende Fluidstrom mit gleichgepolten Ladungsträgern versehen ist.

Infolge des Einflusses von Raumladungen wird von einem alternierenden Vorgang der Ladungsträgererzeugung ausgegangen (Abb. 3.2.9, S.31). Inwieweit die Streuung der gemessenen Ladungsdichte im Kraftstoff allein darauf zurückzuführen ist, müssen weitere Untersuchungen beantworten. Die fluidinternen bzw. grenzflächenspezifischen Wechselwirkungsmechanismen zur Bildung der Ladungsträger liegen in einer einspritzrelevanten Zeitdauer. Der intermittierende Einspritzprozess erfordert deshalb eine Aufladung des Kraftstoffes vor dem Einspritzbeginn.

Einer stetigen Erhöhung der Kraftstoffaufladung steht die Vermeidung von Streamerentladungen im Fluid, die bei den sehr geringen Abständen zwischen Düsenadel und Düsenkörper sofort zum Durchschlag führen, entgegen. Um trotzdem hohe Feldstärken an der Hochspannungselektrode erzielen zu können, wird über die Ausbildung der Elektrodengeometrie ein räumlich inhomogenes

elektrisches Feld erzeugt. Somit spielt das konkrete geometrische Design eine entscheidende Rolle für den Aufladungsprozess. Als besonders kritisch stellen sich in einer dieselmotorischen Einspritzdüse der Bereich des Nadelsitzes und der geringe Abstand zwischen Düsennadel und Düseninnendurchmesser heraus.

Die elektrische Beweglichkeit b der Ladungsträger ergibt im Zusammenhang mit der jeweils örtlich vorherrschenden Feldstärke in der Düse E_D eine elektrische Geschwindigkeit. Diese muss zur konkreten mechanischen Strömungsgeschwindigkeit w_{1D} vektoriell addiert werden (Bereich x_1 in Abb. 5.4.1). Die elektrische Geschwindigkeit der erzeugten Ladungsträger lässt mit sinkendem elektrischen Feld stark nach. Der Vergleich zur mechanischen Strömungsgeschwindigkeit in der Düse legt die gedankliche Vorstellung nahe, dass die elektrischen Ladungsträger in einigem Abstand von der Hochspannungselektrode wie „Billardbälle“ von der mechanischen Strömung mitgerissen werden (Abb. 5.3.10, S.70). Dieser Umstand besitzt zerstäubungstechnische Auswirkungen. Wie am Bsp. einer Düse 1x0,36 ohne Sackloch vermittelt werden konnte, führt die Aufladung im Gebiet einer hohen Strömungsgeschwindigkeit (geringer Nadelhub) dazu, dass der elektrostatische Zerstäubungseffekt (trotz gleicher Ladungsdichte im austretenden Fluid) düsenentfernter eintritt. Demzufolge liegt die Zielfunktion des Aufladungsprozesses nicht nur in der Erzeugung einer möglichst hohen elektrischen Ladungsdichte bei relativ niedrigem Hochspannungsniveau begründet. Vielmehr muss eine Ladungsträgerverteilung im Strahlquerschnitt $Q(r)$ (Bereich x_2 , Abb. 5.4.1) hervorgerufen werden, die von vornherein einen hohen Anteil der Ladungsträger am Strahlrand zulässt (durchgezogene Linie bei x_2 , der Abb. 5.4.1; gestrichelten Linie deutet eine zerstäubungstechnisch ungünstigere Ladungsträgerverteilung an). Die Aufladung sollte deshalb im Gebiet von geringen mechanischen Strömungsgeschwindigkeiten durchgeführt werden, um bereits in der Düse eine Ausbreitung der elektrischen Ladungsträger in Richtung des Strahlrandes zu ermöglichen. Dieser Umstand zieht einen vergleichsweise höheren Verluststrom in der Düse I_D und damit einen schlechteren Wirkungsgrad der Aufladung nach sich.

Die austretenden Ladungsträger im Kraftstoff sind selbst Quellen eines elektrischen Feldes. Im Strahl führt das zu ihrer gegenseitigen Abstoßung und damit zu einer Drift der Ladungsträger an den Strahlrand. Unabhängig von der Ladungsträgerverteilung im Strahl wird im Umgebungsmedium die elektrische Feldstärke E_A registriert. Diese ist in erster Linie von dem Strahldurchmesser und der erzeugten Ladungsdichte abhängig. Liegt diese Feldstärke über der Ionisationsfestigkeit der Luft (E_L bzw. E_{ION2} in Abb. 5.4.1), kommt es zur Ionisation des Umgebungsmediums. Durch die dann eintretenden Entladungserscheinungen wird eine äußerst instabile und damit unbrauchbare elektrostatisch unterstützte Zerstäubung hervorgerufen. Die Ionisationsfestigkeit der Luft steigt mit zunehmender Verdichtung stark an, so dass bei der Direkteinspritzung in vorverdichtete Verbrennungsluft ein hohes Potential an einer weiteren Steigerung der Kraftstoffaufladung gegeben ist.

Der elektrostatische Zerstäubungseffekt hängt von der Ladungsträgerkonzentration an der Oberfläche des kompakten Kernstrahles ab. Der Zeitpunkt zur Erzielung einer zerstäubungsrelevanten Oberflächenladungsdichte wird sowohl von der Ladungsträgerverteilung $Q(r)$ bei Düsenaustritt als auch durch die Drift der Ladungsträger in Richtung des Strahlrandes (Bereich x_3 , Abb. 5.4.1) bestimmt. Bei

Sacklochdüsen kann offenbar unabhängig vom Düsendurchmesser eine relativ einheitliche Ladungsträgerverteilung im Strahlquerschnitt produziert werden. Im Vergleich zur Strömungsgeschwindigkeit ist die elektrische Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger gering. Dadurch wird ihre resultierende Geschwindigkeit \mathbf{w}_e im Strahl in hohem Maße von der Strömungsgeschwindigkeit \mathbf{w}_1 bestimmt. Mit zunehmender Austrittsgeschwindigkeit des Kraftstoffes erfolgt die Generierung einer zerstäubungsrelevanten Oberflächenladungsdichte somit düsenentfernter. Eine lineare Zunahme der Breakup-Länge des kompakten Kernstrahles mit der Austrittsgeschwindigkeit ist jedoch nicht gegeben. Die Ursache hierfür wird im Problemkreis der Oberflächenwellenbildung am kompakten Kernstrahl gesehen. Wie aus Kapitel 5.3.2. hervorgeht, werden infolge der elektrischen Oberflächenladungsdichte bestimmte Oberflächenwellen am Kraftstoffstrahl stimuliert. Ihre Überlagerung zu den mechanisch influenzierten Oberflächenwellen führt im Endeffekt zu einer resultierenden Wellencharakteristik, die den vorzeitigen Strahlzerfall initiiert. Dieser Vorgang bildet die eigentliche Kernproblematik beim kombinierten Zerstäubungsprozess.

Eine theoretische Lösung der Problemstellung kann durch eine lineare Stabilitätsanalyse („Wave“ Modell von Reitz, Anlage 3) am Kraftstoffstrahl unter Einbindung der elektrischen Kraftkomponente und weiterer Erhaltungsgleichungen erfolgen. Eine wichtige Grundlage dafür bildet die Erweiterung der Navier-Stokes Gleichung Gl. (5.1.4), S. 11 mit der elektrischen Kraftdichte Gl. (3.2.9), S. 22. Daraus folgt Gl. (5.4.1) :

$$\rho_1 \left(\frac{\partial \vec{w}_1}{\partial t} + \vec{w}_1 \nabla \vec{w}_1 \right) = -\nabla p_1 + \eta_1 \Delta \vec{w}_1 + \rho_e \vec{E} - \frac{1}{2} \vec{E}^2 \nabla \varepsilon + \frac{1}{2} \nabla \left(E^2 \rho_1 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho_1} \right) \quad (5.4.1)$$

Im Zusammenhang mit der elektrischen Stromdichte :

$$\vec{S} = (\mathbf{b} \cdot \vec{E} + \vec{w}_1) \cdot \rho_e \quad (5.4.2)$$

sind damit wichtige Ausgangsgleichungen für die Stabilitätsanalyse gegeben. Daraus leiten sich weitere theoretische Untersuchungsschwerpunkte ab.

Prozessspezifisch muss weiterhin davon ausgegangen werden, dass mechanisch erzeugte Tropfen unterhalb eines Durchmessers von $\sim 100 \mu\text{m}$ elektrostatisch nicht weiter zerstäuben.

Dadurch wird nochmals unterstrichen, dass der elektrostatische Zerstäubungseinfluss in erster Linie auf den vorzeitigen Zerfall des kompakten Kernstrahles wirkt.

Insgesamt muss der Vorgang eher als hydrodynamische Problemstellung betrachtet werden, da die Bewegung der elektrischen Ladungsträger stark von der Fluidodynamik beeinflusst wird. Unter diesem Gesichtspunkt sind neuere Arbeiten auf diesem Gebiet /79 bis 81/ zu sehen.

5.5. Diskussion der Ergebnisse

Aus den bisherigen Resultaten lässt sich konstatieren :

- Durch die elektrostatische Komponente sind gemischbildungsrelevante Zerstäubungsparameter beim Zerstäubungsvorgang von Dieselmotorkraftstoff aus dieseltypischen Sacklochdüsen auch im höheren Druckbereich bis 300 bar beeinflussbar und damit zusätzlich steuerbar. Der elektrostatische Zerstäubungseinfluss nimmt mit wachsendem Ladungsgrad zu und mit steigendem Druck ab.
- Die elektrostatische Kraftwirkung entwickelt am noch unzerstäubten, kompakten Kernstrahl des Kraftstoffs zusätzliche Oberflächenwellen, die zu seinem vorzeitigen und intensiven Zerfall führen. Der kompakte Kernstrahl muss als Hauptangriffspunkt dieser Krafteinwirkung gesehen werden.
- Die Wachstumsrate der Oberflächenwellen, die letztendlich zum elektrostatisch bedingten Strahlbreakup führt, hängt in hohem Maße von der erzeugten elektrischen Oberflächenladungsdichte im Strahl ab. Ihre Wirkung wird von der Höhe der eingebrachten Ladungsdichte bestimmt. Deshalb sollte das Ziel darin bestehen, den Kraftstoff so hoch wie möglich elektrisch aufzuladen.
- Im Ergebnis des früheren Strahlzerfalls kann die Erzeugung von schmaleren Tropfengrößenspektren in der Strahlmitte und die Vergrößerung des Strahlkegelwinkels nachgewiesen werden. Insgesamt wird ein inhomogener mechanischer Zerstäubungsvorgang durch den elektrostatischen Einfluss druckunabhängig verbessert.
- Die hohe Effizienz bei der Umsetzung der eingebrachten elektrischen in Zerstäubungsleistung macht diese Zerstäubungstechnologie interessant. Der elektrische Leistungsbedarf liegt unter 10 W.
- Die Erzielung hoher Aufladungsgrade wird zum einen durch die einsetzende Ionisation im Umgebungsmedium begrenzt. Da die Ionisationsfestigkeit der Luft mit der Dichte steigt, kann beim Zerstäuben in vorverdichtete Luft höher aufgeladen werden. Zum anderen erfordert die Gefahr eines elektrischen Durchschlages in der Düse die genaue Abstimmung der Elektrodengeometrie. Die Durchschlagswahrscheinlichkeit nimmt mit steigendem Kraftstoffdruck ab.
- Die notwendige Kraftstoffvoraufladung, die relativ hohe Systemspannung und ungünstige elektrische Bedingungen im Bereich des Nadelsitzes erforderten die Findung einer zielführenden Elektrodenkonfiguration. Durch den Übergang zur Aufladung mittels Ringelektrode konnten diese Nachteile weitestgehend beseitigt werden.

Aus den bisherigen Darlegungen können folgende praktische Schlussfolgerungen über das motorische Einsatzpotential aus Sicht der Zerstäubung gezogen werden :

Beim Dieselmotor erscheint ein spürbarer Eingriff der elektrostatischen Komponente in den Primär-Breakup um damit eine durchgreifende Veränderung des Einspritzstrahles hervorzurufen, eher als unwahrscheinlich. Eine bessere Aufbereitung des Vorstrahles während der Nadelöffnung sowie mögliche Änderungen in der Strahleindringtiefe über den elektrostatischen Einfluss auf den (bisher nicht untersuchten) Verdampfungsvorgang könnten die elektrostatische Kraftstoffaufladung trotzdem rechtfertigen. Deshalb bleiben weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet interessant.

Durch die relativ starken Änderungen im Druckbereich < 150 bar wird eine größere Einsatzmöglichkeit im ottomotorischen Sektor gesehen. Die sich stark ähnelnden elektrischen Kenngrößen ermöglichen eine direkte Übertragung der bisherigen Erkenntnisse aus dem elektrischen Aufladungsvorgang auf den Benzinbetrieb. Die Kombination Elektrostatik + Hohlkegeldüse lässt die elektrostatische Zerstäubungstechnologie als interessantere Alternative erscheinen.

Grundsätzlich ist eine elektrostatisch unterstützte Benzinzerstäubung im Saugrohr eines Ottomotors vorstellbar.

Aufgrund der Abhängigkeit dieser Zerstäubungstechnologie vom mechanischen Zerstäubungsablauf sind endgültige Aussagen über die Anwendbarkeit des Verfahrens nur nach Untersuchungen unter motorisch relevanten Randbedingungen möglich.

Dafür ist die Entwicklung einer elektrostatischen Einspritzdüse erforderlich. Trotz der bisher klar herausgestellten Vorteile im ottomotorischen Sektor, mußte sich jedoch aufgrund der Verfügbarkeit von Konstruktionsunterlagen und aus Kostengründen für die **Umarbeitung eines vorhandenen Diesel-Common-Rail-Injektors**, als Modelldüse zum allgemeinen Nachweis der Tauglichkeit der kombinierten Zerstäubung beim intermittierenden Einspritzvorgang, entschieden werden.

6. Übergang zur intermittierenden Einspritzung

6.1. Applikation der Elektrodenkonfiguration in eine Einspritzdüse

Für die konstruktive Umsetzung der Ringelektrode in eine dieselmotorische Einspritzdüse (Bauform S) wurden mehrere Konzeptstudien erarbeitet, die in Bezug auf :

- konstruktive Machbarkeit,
- technologische Herstellbarkeit,
- und Gewährleistung der vollen Funktionstüchtigkeit der Düse geprüft wurden.

Die Funktionstüchtigkeit beinhaltet dabei folgende Anforderungen :

- intermittierender Betrieb bis zu einem Kraftstoffdruck von 1200 bar,
- spannungsfest bis 20 kV,
- keine Bauraumvergrößerung.

Als entscheidend für die konstruktive Umsetzung des Aufladungsprinzips stellt sich die Isolation der hochspannungsführenden Teile heraus. Deshalb enthalten die Anlagen 14 und 15 zwei Extrembeispiele der erarbeiteten Konzeptstudien. Die denkbare Variante einer zusätzlichen, in ihrer Lage optimierten und feststehenden Hochspannungselektrode zwischen Düsennadel und Düsenskörper, scheitert am überdimensionalen Anwachsen des Bauraums dieser Düse infolge der notwendigen Materialdicke des Isolators. Weiterhin könnten Probleme bei der Dichtheit der Düsennadel auftreten, da deren Führung durch mehrere, ineinander sitzende Hülsen gewährleistet werden muss. Die Variante in Anlage 15 bietet durch die zentrische Zufuhr der Hochspannung zum Aufladungsgebiet und die Gestaltung der Düsennadel aus Keramik den Vorteil keiner Bauraumvergrößerung. Die Aufladung des Kraftstoffes ist auch bei geschlossener Düsennadel über die Ausbildung einer scharfen Metallkante, die mit der Drahtzuführung kontaktiert ist, möglich. In Zusammenarbeit mit dem Kooperationspartner wurde eine technologisch herstellbare Düsennadelkonfiguration nach diesem Konstruktionsprinzip auf der Basis von Siliciumnitrid erarbeitet, die aus der Abbildung 6.1.1 hervorgeht. Die rechte Darstellung zeigt die Ausgangslage (favorisierte Elektrodenkonfiguration aus Abb. 5.3.14, S. 74).

Konstruktive Umsetzung :

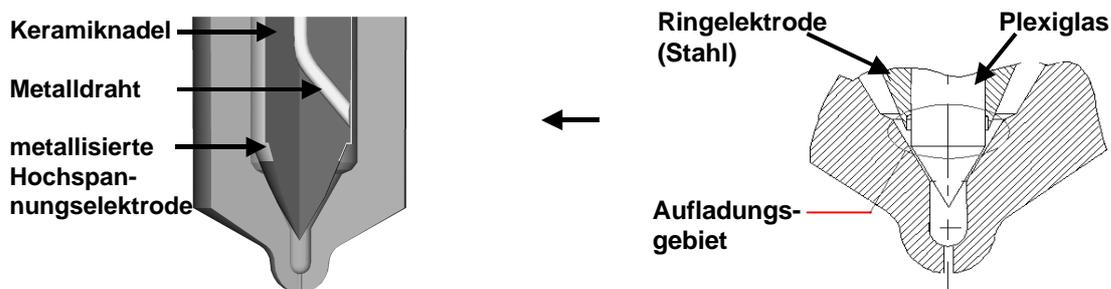


Abb. 6.1.1 : Konstruktive Umsetzung des Aufladungsprinzips

Dabei wird ein Wolframdraht, der zur Hochspannungszufuhr dient, von Siliciumnitrid bei der Herstellung umsintert. Die Hochspannungselektrode kann über eine scharfe Kante an der Keramiknadel ausgeformt werden und wird mit einer metallischen Beschichtung versehen. Zur Kontaktierung wird der innenliegende Wolframdraht "spazierstockartig" ausgeformt.

Die Optimierung zur Verringerung der Durchschlagsgefahr dieser Elektrodenkonfiguration (Kapitel 5.3.4.) soll dann über eine Variation der ausgeformten Kantenlage erfolgen.

Sowohl Düsenadel als auch Düsenkörper sind bei einer herkömmlichen Einspritzdüse aus Dichtheitsgründen im Bereich des Nadelsitzes und der Passung mit extrem hohen Anforderungen bezüglich der Lage-, Form- und Maßtoleranz sowie der Oberflächengüte (geläppt) versehen. Weiterhin bestehen die Teile bei dieser Düsenbauart aus dem hochfesten Stahl 100Cr6, der bis zu einer Härte von 58 HRC (Düsenkörper) bzw. 63 HRC (Düsenadel) durchgehärtet und angelassen ist. Dadurch wird eine Zugfestigkeit über 2000 MPa im Material erreicht.

Schon dadurch werden die hohen Anforderungen an eine notwendige Materialsubstitution infolge der notwendigen, elektrischen Isolation in einer Einspritzdüse verdeutlicht.

Allein aus Festigkeitsgründen kann deshalb nur Keramik als Substituent in Frage kommen. Mit speziellen Bearbeitungswerkzeugen (Diamantschleifscheiben) und entsprechendem Bearbeitungs-Know-how sind die geforderten Minimaltoleranzen und hohen Oberflächengüten erzielbar.

Auch die elektrischen Bedingungen weisen eindeutig in Richtung der Keramik. Während die elektrische Durchschlagsfestigkeit von Siliciumnitrid mit 40 kV/mm im guten Mittelfeld der Isolatoren liegt, ist es insbesondere der bei Festkörperisolatoren interessante Verlauf dieser Größe über der Temperatur, der für die Keramik spricht. So sinkt im Allgemeinen die elektrische Durchschlagsfestigkeit ab einer bestimmten Materialtemperatur drastisch ab. Bei Siliciumnitrid liegt diese kritische Temperatur jedoch weit über der praktischen Betriebstemperatur in der Einspritzdüse (T_{\max} am Aufladungsort $\sim 150^{\circ}\text{C}$). Zur Auslegung der elektrischen Isolation muss stets bedacht werden, dass bei einem einmaligen elektrischen Durchschlag der Festkörperisolator defekt ist. Deshalb ist die Einbeziehung eines Sicherheitsfaktors infolge von Materialinhomogenitäten notwendig. Unter diesem Gesichtspunkt wird eine Wanddicke von minimal 2 mm zur störungsfreien Durchleitung einer Spannung von 20 kV als ausreichend betrachtet. Diese 2 mm Wanddicke können bei der Elektrodenkonfiguration aus Abb. 6.1.1, S. 82 über die zentrische Hochspannungsführung und die Verwendung einer keramischen Düsenadel eingehalten werden.

Nachfolgend sind die wichtigsten Eigenschaften von Siliciumnitrid im Vergleich zu Stahl tabellarisch zusammengefasst :

Tabelle 6.1.1 : Wichtige Kennwerte von Si_3N_4 im Vergleich zu Stahl (100 Cr 6)

| Kennwert | Stahl (100 Cr 6) | Silicium-Nitrid (EV94/95) |
|--|------------------|---------------------------|
| Dichte g/cm^3 | 7,87 | 3,23 |
| Druckfestigkeit [MPa] | 2450 | 2500 |
| Zugfestigkeit [MPa] | 2450 | 550 |
| Biegefestigkeit [MPa] | 1200 | 750 |
| Poissonzahl | 0,33 | 0,27 |
| E-Modul [GPa] | 216 | 310 |
| Bruchzähigkeit $[\text{MPa m}^{1/2}]$ | Gusseisen : 30 | 7 |
| maximale Anwendungstemp. $[\text{°C}]$ | 400 | 1200 |
| Wärmeausd. Koeff. $[10^{-6}\text{K}^{-1}]$ | 11 | 3,6 |
| Leitfähigkeit S/cm | 666 | 10^{-13} |
| Durchschlagsfestigkeit $[\text{kV/mm}]$ | - | ~40 |

Wie aus den Daten hervorgeht, reagiert Siliciumnitrid empfindlich auf Zug. Im Vergleich zu Stählen, die über der Hook'schen Linie mehr oder weniger plastisch verformbar sind, bricht Siliciumnitrid bei Überbeanspruchung aufgrund seiner Sprödigkeit. Diese Eigenschaft wird durch die Bruchzähigkeit ausgedrückt. Zur besseren Handhabung wird der Wert von Siliciumnitrid dem von Gusseisen gegenübergestellt. Der um den Faktor 4,3 niedrigere Wert der Bruchzähigkeit verdeutlicht die Notwendigkeit einer "keramikgerechten" Gestaltung. Zumal das eigentliche Einsatzgebiet durch hochfeste Stähle geprägt ist.

Aufgrund der geringeren Zugfestigkeit von Siliciumnitrid sollte sich unter dem Beanspruchungsverhalten einer dieselmotorisch betriebenen Düsenadel eine maximale Vergleichsspannung (nach Mises) von 250 MPa an den hochbeanspruchten Teilen im Nadelsitzbereich herausbilden.

Zur Simulation der gegebenen Verhältnisse an der Einspritzdüse wurden deshalb statische Untersuchungen mit dem FEM-Programm "PATRAN" durchgeführt. Die Ergebnisse daraus sollen beispielhaft durch die Abbildung 6.1.2 vermittelt werden, die den Bereich des Nadelsitzes enthält. Wie sich zeigt, muss dieser Bereich im Injektorbetrieb als besonders kritisch angesehen werden, da aufgrund der geringen Pressfläche eine hohe Belastung auftritt. Diese Belastung wird durch die Beschleunigungs-

kraft beim Schließen der Nadel noch drastisch verstärkt.

Die Berechnung zeigt, dass die herkömmliche Düsensitzpaarung (Nadelsitzwinkel $60^{\circ}30^{+20}$ Düsensitzwinkel $59^{\circ}30^{+20}$) zu hohe Vergleichsspannungen in der Keramik hervorruft.

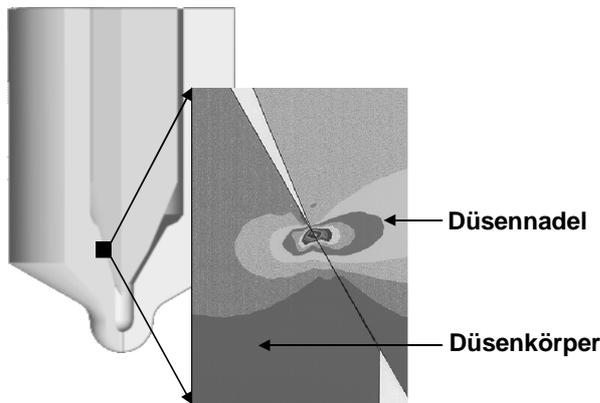


Abb. 6.1.2 :
Axiale Hauptspannungen im Bereich des Nadelansitzes

Ein unerwartet starkes Potential zur Senkung des Beanspruchungsniveaus besteht im Übergang zu geringfügig kleineren Nadelsitzwinkeln.

Im Ergebnis dessen wurde, unter Einbeziehung des technologisch Machbaren, die Festlegung eines Nadelsitzwinkels von $60^{\circ} \pm 5$ für die Düsenadeln aus Keramik als sinnvoller Kompromiss ermittelt.

Als Beschichtungswerkstoff eignet sich Titan (Schichtdicke $2\mu\text{m}$).

Die endgültige Fertigungszeichnung der Düsenadel aus Keramik geht aus Anlage 16 hervor.

6.2. Konstruktion des Injektors

In Anlehnung an die Prioritäten bei der Gestaltung einer elektrostatischen Einspritzdüse liegen der Gesamtkonstruktion des Common-Rail-Injektors die folgenden Ziele zugrunde :

- Beibehaltung der grundsätzlichen Funktionstüchtigkeit bis 1200 bar Kraftstoffdruck,
- Hochspannungsfestigkeit bis 20 kV bei Hochspannungszufuhr im Injektoroberteil,
- keine Bauraumvergrößerung im Bereich seiner Durchdringung des Zylinderkopfes, um möglichst direkt auf die Motorversuche übergehen zu können.

In der nachfolgenden Abbildung 6.2.1 wird die Ausgangslage verdeutlicht. Auf die genaue Darstellung des elektromagnetischen Steuerteiles im Common-Rail-Injektor wurde an dieser Stelle verzichtet, da sich in diesem Bereich ein konstruktiver Eingriff verbietet.

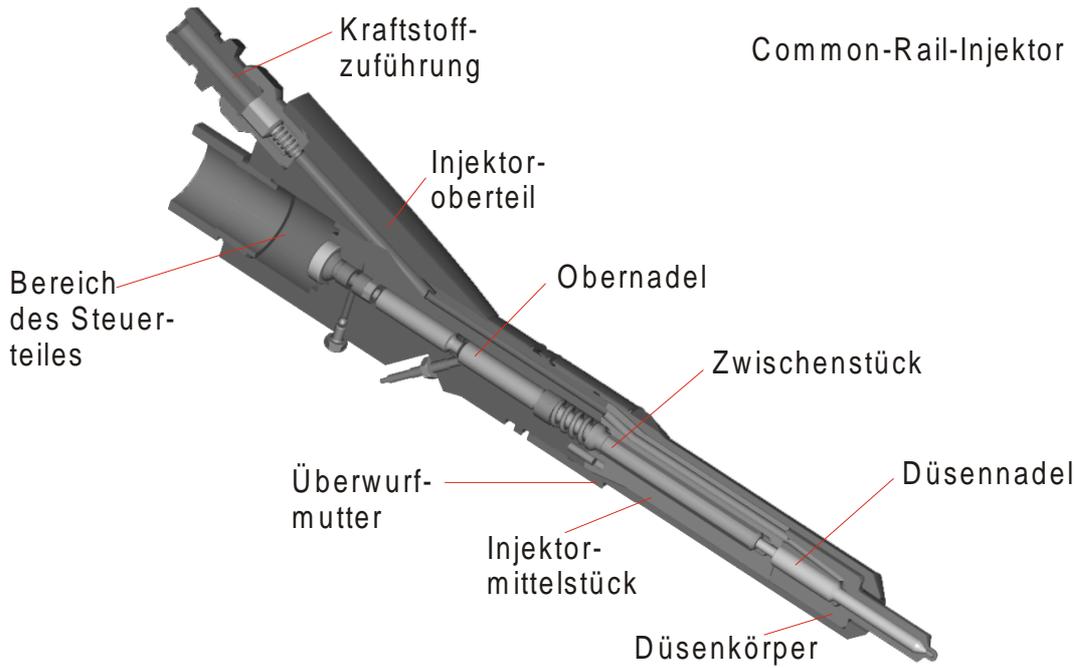


Abb. 6.2.1 : Common-Rail-Injektor (Ausgangslage)

Die angesprochenen Konstruktionsziele können dadurch erreicht werden, dass konsequenterweise, neben der Düsen-nadel, weitere oszillierende Bauteile wie Zwischenstück und ein Teilstück der Ober-nadel durch die Kombination aus Siliziumnitrid-Wolframdraht ersetzt worden sind. Die Hochspannungszufuhr erfolgt im Bereich des Injektoroberteils. Der konstruierte Elektrostatik-Common-Rail-Injektor ist aus Abbildung 6.2.2 ersichtlich (im Vergleich zu Abbildung 6.2.1 um 180° gedreht).

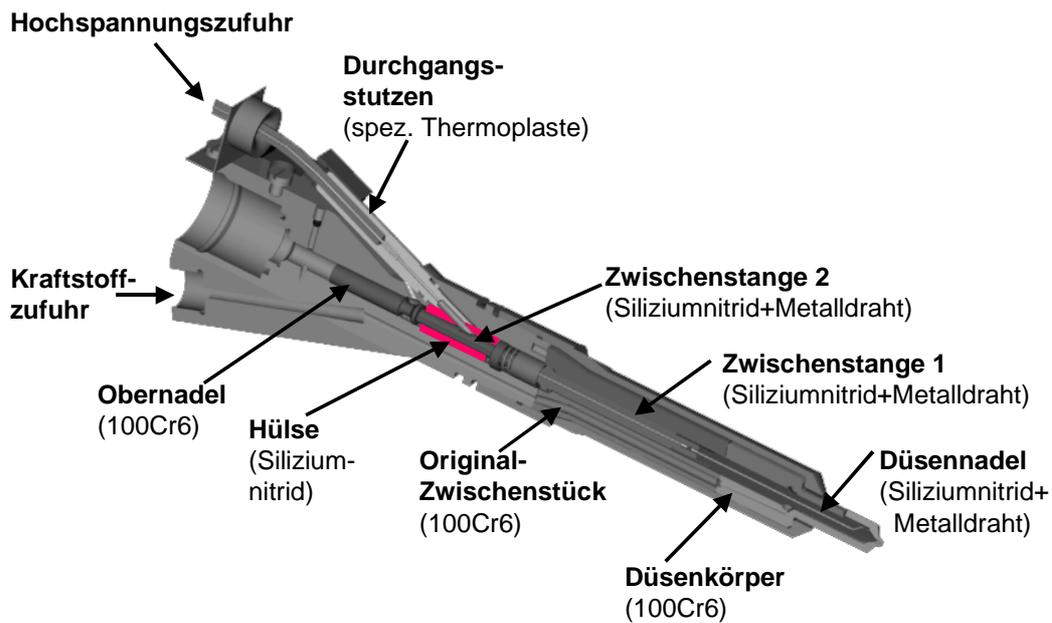


Abb. 6.2.2 : Elektrostatik-Common-Rail-Injektor

Aus Abbildung 6.2.2 wird deutlich, dass im oberen Bereich der Düsennadel Veränderungen vorgenommen werden mussten. Die Ursache dafür liegt in einer erforderlichen Mindestwandstärke des Siliciumnitrids bei der Umsinterung des Wolframdrahts. Dadurch kann der Nadelhub, der beim herkömmlichen Injektor durch den Abstand zwischen Nadeloberkante und Injektorzwischenstück geregelt wird, in dieser Konfiguration so nicht dargestellt werden. Deshalb ist die, in Anlage 16 dargestellte, Düsennadel auch im oberen Bereich modifiziert.

Dieser Umstand zog eine Veränderung des über der Nadel liegenden Zwischenstückes nach sich, um den Hub dann an der Unterkante des Injektoroberteils abzufangen. Der Unterschied zwischen herkömmlichen- und neuem Zwischenstück geht aus Anlage 17 hervor. Die "propellerartige" Ausbildung des neuen Zwischenstücks aus Siliciumnitrid wird durch die seitlich im Zwischenstück angebrachten Kraftstoffzulaufbohrungen und durch den Passstift, der Injektorober- und -zwischenstück verbindet, bestimmt.

Die ursprüngliche Oberradel wurde gekürzt, ohne dabei in das Hochdruckgebiet einzugreifen. An dem Zwischenstück 2 erfolgt der Übergang der lokal eingebrachten Hochspannung auf die oszillierenden Teile über eine Kontaktfeder. Der obere Teil in Anlage 18 beinhaltet die konkrete technologische Ausführung. Bis zur Kontaktfeder wird die Hochspannung über einen entsprechenden Einführstutzen in das Injektorinnere geleitet. Die Zuführung der Hochspannung an den Injektor konnte durch die Verwendung eines Spezialekabels raumminimiert gewährleistet werden. Für den Übergang der Hochspannung zwischen den einzelnen Injektorteilen wurden Kontaktstifte gefertigt. Die Passage zwischen Düsennadel und Zwischenstück ist im unteren Teil der Anlage 18 beispielhaft dargestellt. Der erhöhte Raumbedarf der Keramikteile wird über die Auserodierung von bestimmten Passagen im Injektoroberteil und im -mittelstück realisiert.

Grundsätzlich kam es bei der Verwendung von Siliciumnitrid darauf an, keramikgerecht zu gestalten. Konkret bedeutet das die Einhaltung minimaler Übergangsradien von 0,5 mm sowie das Nichtzulassen von Kerben. Außerdem ist die Form der Bauteile so auszubilden, dass nur geringe Zugspannungen in ihnen auftreten. Deshalb wurden die Bauteilfestigkeiten durch entsprechende FEM-Rechnungen punktuell überprüft.

Für die Fertigung des Injektors stehen insgesamt 4 Kooperationspartner zur Verfügung :

- Die Herstellung der Bauteile aus Siliciumnitrid erfolgte im **Fraunhofer Institut Keramische Technologien und Sinterwerkstoffe IKTS-Dresden**.
- Die Nachbearbeitung der Keramikteile entsprechend der düsentypischen Toleranzen wurde mit speziellen Schleifscheiben aus Diamant bzw. aus Siliciumcarbid im **Dresdner Einspritzsysteme GmbH, Werk Lengenfeld-Wolfspütz** durchgeführt.
- Die bereichsweise Beschichtung der Düsennadeln aus Keramik erfolgte in der **MAT GmbH Dresden**.
- Für die Erodierung bestimmter Partien im Injektorober- bzw. zwischenstück zeichnete die Firma **Mosig GmbH Dresden** verantwortlich.

Zur Vorabprüfung der grundsätzlichen Keramikauglichkeit wurden zuerst mehrere Keramikdüsenadeln ohne Wolframdraht zur Verfügung gestellt. Diese Düsenadeln entsprachen in ihrer jeweiligen Form den herkömmlichen Düsenadeln für die Düsen DLLA -S150. Die Untersuchungen mit diesen Düsen am herkömmlichen Common-Rail-Injektor erbrachten zwei grundsätzliche Erkenntnisse :

- Die Haltbarkeit der Keramikdüsenadeln kann bis zu einem Druck von 1200 bar durch mehrere Dauerfestigkeitsuntersuchungen am Pumpenprüfstand bestätigt werden.
- Der Einsatz der Keramikadeln ist mit einer erhöhten Leckkraftstoffmenge verbunden.

Die höhere Leckkraftstoffmenge besitzt ihre Ursachen in der unterschiedlichen Wärmedehnung zwischen der Nadelführung aus 100 Cr 6 und der Düsenadel aus Siliciumnitrid, was insbesondere bei Drücken über 700 bar zu einem steilen Anstieg der Leckage führt. Unter motorischen Gesichtspunkten muss deshalb der Einsatz von Siliciumnitrid in dieser Konfiguration als kritisch betrachtet werden.

Die positiven Untersuchungsergebnisse hinsichtlich der Materialhaltbarkeit zeigen, dass dieser vorrangig von Stahl beherrschte Bereich durchaus von Keramik erschlossen werden kann.

6.3. Erste Untersuchungsergebnisse mit dem Injektor

Aufgrund der umfangreichen Funktionstests kann festgestellt werden, dass der Injektor :

- **bis in den Zielbereich von 1200 bar funktioniert,**
- **bis zu einer Hochspannung von 20 kV im Betrieb mit Dieselkraftstoff anstandslos arbeitet,**
- **auch im Benzinbetrieb zwischen 150 und 200 bar eingesetzt werden kann.**

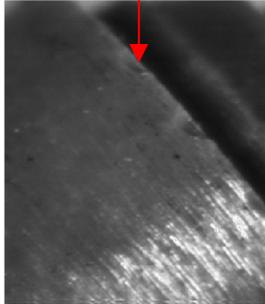
Die Steuerungsfähigkeit des Injektors bis in den niedrigen Druckbereich von 150 bar wird auf die geringe Masse der oszillierenden, keramischen Bauelemente zurückgeführt.

Die Düsen wurden entsprechend den Erkenntnissen aus der Fluidaufladung „elektrostatisch“ optimiert (Abb. 5.3.13). Die Spritzlochdurchmesser betragen 0,37 mm bzw. 0,19 mm.

Mit der vorhandenen Steuertechnik kann die Aufladung des Kraftstoffs stufenlos bis 6,5 ms zum Einspritzbeginn vorgelagert werden. Während der gesamten Einspritzdauer sind Strahlaufnahmen zu unterschiedlichen Zeitpunkten durchführbar.

Die ersten Versuche unter Hochspannungseinfluss wurden im Druckbereich bis 300 bar durchgeführt. Sie zeichnen jedoch Problemstellen auf, die aus Abb. 6.3.1 hervorgehen.

Mangelhafte Ausbildung der Elektrodenkante



Thermische Rissbildung im Hochspannungsbetrieb

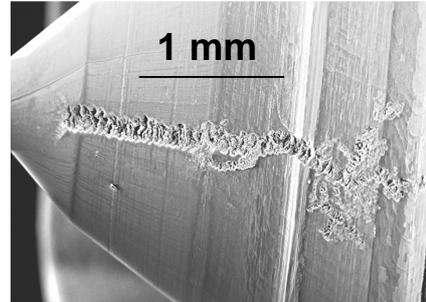


Abb. 6.3.1 : Problemstellen an der Düsennadel aus Keramik

So musste bereits während der Fertigungsphase festgestellt werden, dass die scharfe Ausbildung der Düsenkante kritisch ist. Beim Feinschleifen wurde ein undefinierter Materialabtrag registriert, der zum „Ausbröckeln“ führt. Das dadurch notwendige, mehrmalige Nachschleifen ging zu Lasten vom Radius der Elektrodenkante.

Die weniger scharf ausgebildete Kante benötigt eine größere Hochspannung zur Aufladung. Im praktischen Versuch musste deshalb im Zusammenhang mit der noch nicht optimierten Kantenlage eine Zunahme der Durchschlagshäufigkeit im Kraftstoff festgestellt werden. Beim elektrischen Durchschlag führt der Leitungsmechanismus der elektrischen Ladungsträger durch das Fluid zur lokalen Erwärmung und Verdampfung der Flüssigkeit. Über den sich dadurch ausbildenden Gaskanal kommt es zu einer weiteren Ladungsträgervielfachung und damit zu einer stromstarken Entladung, die eine lokale Temperatur von mehreren 1000 K nach sich ziehen kann.

Damit ist der Materialabtrag an der Keramik nach kurzem Hochspannungsbetrieb prinzipiell erklärbar. Allerdings muss bemerkt werden, dass diese Auswirkungen am stationären Zerstäuber bei Stahl nicht festgestellt wurden. Dies deutet auf ein zusätzliches materialspezifisches Problem hin. Der Materialabtrag im Bereich des Nadelsitzes führte bei beiden Düsen zum Funktionsverlust durch die mangelnde Abdichtung.

Fundierte Aussagen zum elektrostatischen Einfluss beim Einspritzvorgang bleiben deshalb weiteren Untersuchungen im Rahmen des Gesamtprojektes vorbehalten.

Gerade für den prinzipiellen Nachweis über die Wirkung des elektrisch aufgeladenen Kraftstoffes unter intermittierenden Einspritzbedingungen erweist sich der sofortige Übergang auf eine motortaugliche Einspritzdüse offenbar als nicht zielführend. Deshalb wird für die weiteren Untersuchungen auf die Erstellung einer Modelleinspritzdüse ohne Bauraumzwänge orientiert.

7. Schlussfolgerungen und Ausblick

Der Übergang von der stationären zur intermittierenden Einspritzung verlangt weitergehende Untersuchungen unter motornahen Bedingungen. Aus den bisherigen Ergebnissen lässt sich mit Hilfe der Abb. 7.1 das folgende motorische Einsatzpotential im kritischen Vergleich zu den Motiven der Hinwendung zu dieser Zerstäubungstechnologie ableiten.

Mögliche Anwendungsgebiete

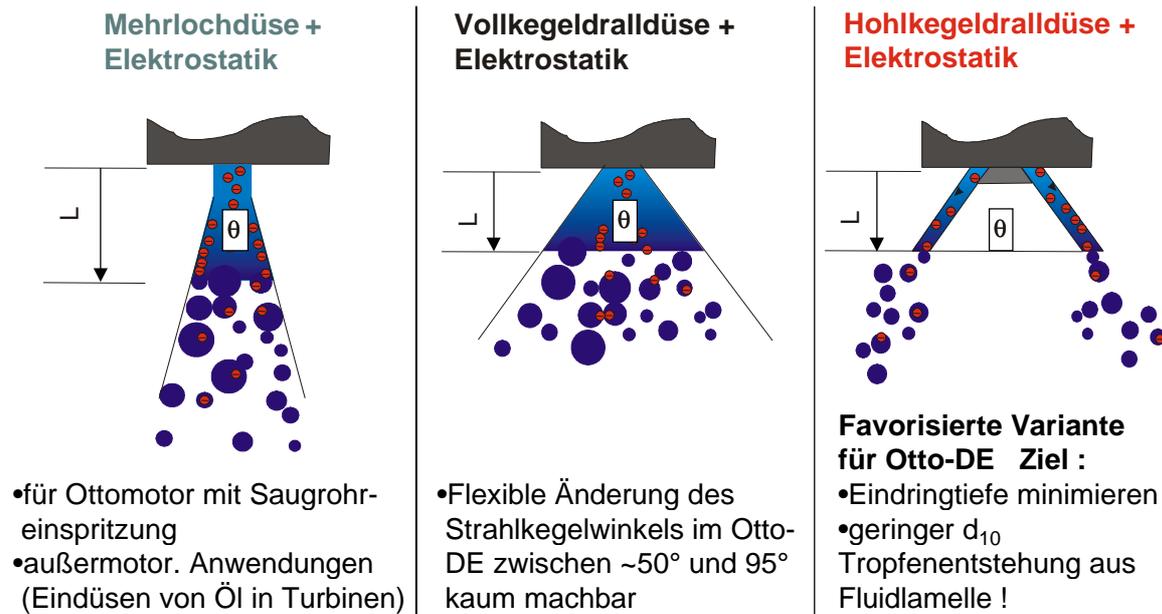


Abb. 7.1 :
Motorisches Anwendungspotential der elektrostatischen Komponente bei verschiedenen Düsenarten

Der Einfluss einer elektrischen Hochspannung auf den Zerstäubungsprozess **dieseltypischer Düsen** ist innerhalb der vorliegenden Untersuchungsergebnisse ausführlich dargestellt worden. Hier muss davon ausgegangen werden, dass die geforderte Entkopplung zwischen Strahleindringtiefe und Spritzdauer im Kennfeld des Motors über die elektrostatischen Kraftwirkungen nur auf vergleichsweise geringe Fluiddrücke übertragen werden kann. In Anbetracht des Aufwand - Nutzen - Verhältnisses lohnt sich die Applikation der elektrischen Kraftstoffaufladung zur Beeinflussung der Zerstäubung eher nicht. Unter dem Gesichtspunkt einer reaktionskinetischen Beeinflussung der Verbrennung ist eine höhere Aufladung des Kraftstoffes notwendig. Darauf sollten weitere Untersuchungen ausgelegt werden. Insgesamt kann beim Dieselmotor der Einsatz dieser Technologie nur im Zusammenhang mit der aus tribologischen Gesichtspunkten motivierten Verwendung von Keramik einhergehen.

Beim Ottomotor mit Direkteinspritzung stellen sich die materialspezifischen Verhältnisse günstiger dar. Aufgrund des Druckbereichs zwischen 50 und 150 bar ist die Anwendung anderer, billigerer Isolierstoffe denkbar. Eine variable Steuerung des Strahlkegelwinkels zwischen 50° und 95° ist mit der kombinierten Zerstäubung jedoch nur schwerlich erreichbar. Weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet sollten in erster Linie durch die Kombinationen Hohlkegeldüse + Elektrostatik geprägt sein. Die konkreten Zerstäubungsverhältnisse lassen hier eine schnelle Orientierung der elektrischen Ladungsträger an der Strahloberfläche zu (Abb.7.1, S. 90). Die davon ausgehende Beeinflussung des Primärbreakups muss am praktischen Zerstäubungsvorgang überprüft werden. Falls sich eine positive Beeinflussung bei einer hohen Fluidladungsdichte herausstellt, kann die elektrostatische Komponente zu konstantbleibenden Zerstäubungsparametern bei variierenden Zerstäubungsbedingungen führen. Grundsätzlich ist die elektrische Aufladung des Kraftstoffes für seine kontrollierte Zündung an der Düse interessant. Auch unter diesem Aspekt erscheint die Anwendung dieser Zerstäubungstechnologie für den Ottomotor mit Direkteinspritzung weiter untersuchenswert.

Bei der Saugrohreinspritzung am herkömmlichen Ottomotor ist die kombinierte Zerstäubung darstellbar. Jedoch muss auf die Gefahr einer erhöhten Wandfilmbildung durch die elektrisch geladenen Tropfen hingewiesen werden.

Für **stationäre Zerstäubungsanwendungen**, wie z.B. die Einbringung von Öl in eine Kraftwerksturbine, ergibt sich ebenfalls ein Anwendungspotential für diese Zerstäubungstechnologie.

Aus der Bewertung des Einsatzpotentials der elektrostatisch unterstützten Fluidzerstäubung und den Untersuchungsergebnissen lassen sich weiterführende Arbeitsschwerpunkte ableiten :

- **Untersuchungen mit dem vorhandenen Elektrostatik-Common-Rail-Injektor zum Nachweis der prinzipiellen Tauglichkeit dieser Zerstäubungstechnologie bei intermittierenden Einspritzbedingungen**
 - Optimierung der Elektrodengeometrie für die Erzielung der notwendigen elektrischen Ladungsdichten
 - Fortführung motornaher Versuche zur Potentialabschätzung bei der Einspritzung
- **Potentialabschätzung an einem noch zu entwickelnden Injektor für den Otto-DE mit Hohlkegeldüsen**
- **Theoretische Betrachtungen über die elektrohydrodynamisch hervorgerufenen Instabilitäten am Kraftstoffstrahl**
- **Grundsätzliche Erkenntnisgewinnung bei Versuchen mit einer wirkungsgradoptimierten Elektrodenkonfiguration**

8. Zusammenfassung

Die Erfüllung der sich ständig verschärfenden Emissionsgesetze ohne Einbußen im Kraftstoffverbrauch hängt entscheidend von der Gemischbildung, d.h. von der Realisierung einer prozessspezifisch optimalen Kraftstoffeinbringung und -zerstäubung, ab. Die derzeitigen Entwicklungsrichtungen zeigen, dass die vorhandenen Einspritzsysteme weiter entwickelt und mit immer mehr Freiheitsgraden ausgestattet werden. In diesem Sinne kann die zusätzliche Applikation anderer, druckunabhängiger Zerstäubungsmechanismen in den Kraftstoffeinspritzvorgang eine höhere Flexibilität bei der bedarfsgerechten Anpassung der Zerstäubung erbringen.

Die Anwendung einer elektrostatisch unterstützten Einspritztechnologie in höheren Druckbereichen ist wenig bekannt. Zur Schaffung einer überschaubaren Versuchsmatrix und zum klaren Selektieren der einzelnen Prozessabhängigkeiten ist auf eine sukzessive Annäherung an den intermittierenden Einspritzvorgang orientiert worden. In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse folgender Untersuchungsschritte dargestellt :

- **Untersuchungen unter stationären hydraulischen und elektrischen Bedingungen**
- **Versuche bei stationären hydraulischen, jedoch getakteten elektrischen Verhältnissen**
- **Erste Untersuchungen bei intermittierender Einspritzung und getakteter Hochspannung an einem Common-Rail-Injektor in Umgebungsluft**

Die Untersuchungsergebnisse können folgendermaßen zusammengefasst werden :

- **Der elektrostatische Zerstäubungseinfluss unter stationären hydraulischen Bedingungen**
Die elektrostatische Kraftwirkung ruft am kompakten Kernstrahl des Kraftstoffs, der sich aus dieseltypischen Sacklochdüsen heraus entwickelt, zusätzliche Oberflächenwellen hervor, die zu seinem vorzeitigen und intensiven Zerfall führen. Im Ergebnis können kleinere, mittlere Tropfengrößen, die Vergrößerung des Strahlkegelwinkels sowie eine Strahlhomogenisierung bis zu einem Druck von 300 bar festgestellt werden. Somit sind gemischbildungsrelevante Zerstäubungsparameter in diesem Druckbereich elektrostatisch beeinflussbar.
- **Einflüsse der hydraulischen und elektrischen Prozessparameter auf die elektrostatisch unterstützte Kraftstoffzerstäubung**
Im Ergebnis können Einflussfaktoren auf die elektrostatisch unterstützte Kraftstoffeinspritzung benannt und ihre Wirkungstendenzen aufgezeigt werden. So sind die Ionisationsfestigkeit des Umgebungsmediums, die düseninternen strömungstechnischen und elektrischen Verhältnisse bei der Kraftstoffaufladung, die Zeitdauer der Ladungsträgererzeugung, der Fluiddurchsatz, der Kraftstoffdruck und elektrische Kenngrößen des Kraftstoffs, wie elektrische Leitfähigkeit, Dielektrizitätskonstante sowie seine Durchschlagsfestigkeit, wichtige Prozessparameter.

- Das elektrische Aufladungsprinzip konnte in einer herkömmlichen Einspritzdüse umgesetzt werden**

Die elektrische Aufladung des Kraftstoffs und die damit verbundene Anreicherung mit gleichgepolten Ladungsträgern bildet die Voraussetzung für seine elektrostatische Zerstäubung. Aufgrund der motorisch relevanten Durchsätze und der elektrischen Eigenschaften von Kraftstoffen ist die Aufladung über ein düseninternes elektrisches Feld zwischen Düsennadel und Düsenkörper eine effektive Möglichkeit. Mit einer speziellen Konfiguration der Düsennadel kann das notwendige Hochspannungsniveau für das elektrische Feld zwischen Düsennadel und Düsenkörper kleiner 20 kV gehalten werden. Die elektrische Leistung liegt unter 10 W.
- Mit dem hergestellten Elektrostatik-Common-Rail-Injektor ist eine intermittierende Einspritzung möglich**

Für den Übergang zur sequentiellen Einspritzung konnte ein Elektrostatik-Common-Rail-Injektor entwickelt und dessen Funktionstüchtigkeit bis 1200 bar und 20 kV nachgewiesen werden. Die Herstellung dieses Injektors erforderte die Verwendung von Siliziumnitrid zur elektrischen Isolierung.

Dazu war die Herstellung von Verbundelementen aus Wolfram und Siliziumnitrid erforderlich, um die bekannten Qualitätsanforderungen bei der Fertigung von Einspritzdüsen zu erfüllen. Allerdings bedarf die konkrete Elektrodengeometrie einer weiteren Optimierung. Fundierte Aussagen über den elektrostatischen Einfluss bei der intermittierenden Einspritzung sind deshalb nur im Ergebnis weiterführender Untersuchungen möglich.
- Eine tendenzielle Erklärung bestimmter Zerstäubungsphänomene gelingt durch theoretische Modellbetrachtungen**

Hieraus geht hervor, dass sich die elektrischen Ladungsträger zur vollen Entfaltung ihrer Kraftwirkung auf der Fluidoberfläche befinden müssen. Ihre "Wanderung" zur Grenzfläche hängt in entscheidendem Maße von der dielektrischen Relaxationszeit ab. Die Einflusscharakteristik der elektrostatischen Kraftstoffaufladung auf die Breakup-Länge kann für die Zerstäubung aus dieseltypischen Düsen aufgezeigt werden. Eine phänomenologische Erklärung zum grundsätzlichen Ablauf des elektrostatisch unterstützten Zerstäubungsablaufes lassen die Untersuchungsergebnisse zu. Andere Einflüsse, wie z.B. die Ionisation des Umgebungsmediums oder der elektrische Durchschlag, können dabei begründet werden.
- Das größte Anwendungspotential der elektrostatisch unterstützten Kraftstoffzerstäubung wird im Bereich des direkteinspritzenden Ottomotors gesehen, wodurch weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet motiviert werden.**

Formelzeichen und Indizes

| Indizes : | Bezeichnung : |
|-----------|------------------|
| 1 | Kraftstoff |
| 2 | Umgebungsmedium; |
| I | Innenraum |
| A | Außenraum |
| D | Düse |
| S | Sackloch |
| F | Fluid |
| mech | mechanisch |
| e,el | elektrisch |

| Formelzeichen : | Bezeichnung : | SI-Einheit : |
|-----------------|--|--------------|
| a_i | Korrelationsfaktor | |
| A | Korrelationsfaktor | |
| A_T | Oberfläche einer Kugel | m^2 |
| B | Korrelationsfaktor | |
| b_i | Korrelationsfaktor | |
| b | elektrische Beweglichkeit | m^2/Vs |
| C | Korrelationsfaktor | |
| D | Korrelationsfaktor | |
| d | charakteristische Länge | m |
| d_{10} | Arithmetischer Tropfendurchmesser | m |
| d_T | Tropfendurchmesser | m |
| d_{32} | Sauterdurchmesser | m |
| d_s | Sacklochdurchmesser | m |
| d_L | Spritzlochdurchmesser | m |
| E | Elektrische Feldstärke | V/m |
| E_L | Ionisationsfestigkeit der Luft | V/m |
| e | Elektrische Elementarladung ($1,602 \times 10^{-19} As$) | As |
| f_e | Elektrische Kraftdichte | N/m^3 |
| F_a | Abstoßungskraft der elektrischen Ladungsträger | N |
| F_i | Kapillarkraft | N |
| F_Q | Coulombkraft | N |
| F_R | Raumladungskraft | N |
| h | Nadelhub | m |
| I | Elektrischer Strom | A |
| I_G | Elektrischer Gesamtstrom in der Düse | A |
| L | Breakup-Länge | m |
| L_L | Spritzlochlänge | m |

| | | |
|----------------|---|-------------------|
| l_s | Sacklochlänge | m |
| n | Anzahl der Elementarladungen | / |
| n_D | Dichte der Elementarladungen | As/m ³ |
| M_D | Massenstromdichte | % |
| p | Druck | Pa |
| P | Leistung | W |
| P_Z | Zerstäubungsleistung | W |
| Q | Elektrische Gesamtladung | As |
| q | Elektrische Elementarladung (1,602x10 ⁻¹⁹ As) | As |
| Oh | Ohnesorgezahl | |
| Re | Reynoldszahl | |
| r_T | Tropfenradius | m |
| r | Abstandskoordinate | m |
| S | Strahleindringtiefe | m |
| U | Elektrische Spannung | V |
| U_{max} | jeweilige Spannung zur Erzeugung von $\rho_{e,max}$ im Fluid | V |
| V | Volumen | m ³ |
| w | Strömungs- bzw. elektrische Geschwindigkeit | m/s |
| We | Weberzahl | |
| t | Zeit | s |
| \dot{V} | Durchsatz | m ³ /s |
| α | Spritzlochwinkel | ° |
| Φ | Elektrisches Potential | V |
| ρ_i | Stoffdichte | kg/m ³ |
| ρ_e | Elektrische Ladungsdichte | As/m ³ |
| ρ_e^* | Gesamtladungsdichte in der Düse | As/m ³ |
| $\rho_{e,max}$ | Maximale Ladungsdichte im Fluid | As/m ³ |
| σ_1 | Oberflächenspannung vom Kraftstoff | N/m |
| σ_e | Elektrische Oberflächenladungsdichte | As/m ² |
| ν_i | Kinematische Viskosität | m ² /s |
| η_i | Dynamische Viskosität | Pa s |
| Θ | Strahlkegelwinkel | ° |
| μ_B | Durchflussbeiwert der Düse | / |
| κ_e | Elektrische Leitfähigkeit | S/m |
| ϵ_0 | Dielektrizitätskonstante im Vakuum (8,854 x 10 ⁻¹²) | As/Vm |
| ϵ_i | relative Dielektrizitätskonstante des Mediums | |
| T_e | Dielektrische Relaxationszeit | s |
| T_V | viskose Relaxation | s |
| λ | Wellenlänge | m |
| Ω | Wachstumsrate | 1/s |

Literaturverzeichnis :

- /1/ Binder, K.
Einfluss des Einspritzdruckes auf Strahlausbreitung, Gemischbildung und Motorkennwerte eines direkteinspritzenden Dieselmotors
Dissertation TU-München, 1992
- /2/ Merker, G.P.; Stiesch, G.
Technische Verbrennung
Motorische Verbrennung
B.G. Teubner Stuttgart Leipzig, 1999
- /3/ Velji, A.; Bach, E.; Budack, R.; Sandig, R.; Enke, W.; Hofmann, U.;
Danckert, B.; Breidenbach, U.; Rauscher, M.; Schmidt, G.
Verringerung der Schadstoffemission bei schnelllaufenden Dieselmotoren
Abschlussbericht zum gleichnamigen BMBF Verbundvorhaben, 1996
- /4/ Bach, E.; Velji, A.
Gemischbildung, Zündung und Verbrennung im Dieselmotor
Lehrbrief HTW-Dresden, Studiengang Fahrzeugtechnik, 2000
- /5/ Velji, A.; Danckert B.
Verbrennungsentwicklung mit einem Common-Rail-Einspritzsystem
MTZ (Sonderausgabe) 58 (1997) 10
- /6/ Prescher, K. H.; Astachow, A.; Krüger, G.
Einfluss der Einspritzbedingungen und der Düsengeometrie auf das Zerstäubungsverhalten von Kraftstoffstrahlen
FVV-Tagung, 1995
- /7/ Prescher, K.H.; Bohn, D.
Untersuchung der Zerstäubung von Schwerölen bei Variation der Einspritzbedingungen
Abschlussbericht über das Vorhaben Nr. 583, Informationstagung Motoren, 1996
- /8/ Budack R.
Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Dieseleinspritzanlagen unter dem Aspekt der Tauglichkeit für zukunftsweisende, direkteinspritzende Brennverfahren
Dissertation TU Rostock, 1996
- /9/ Herzog, P.L.
Status und Potential der Einspritzratenverlaufsformung am schnelllaufenden direkteinspritzenden Dieselmotor
MTZ 57 (1996) 12
- /10/ Megahed, M.; Roosen, P.
Einfluss der Düsengeometrie auf die Dieselstrahlausbreitung
MTZ 54 (1993) 656
- /11/ Wiesler, B.; Wigley, G.; Winklhofer, E.
Simulationsmodell zur Berechnung der Strahlausbreitung unter dieselmotorischen Bedingungen
MTZ 52 (1991) 2
- /12/ Fuchs, H.; Pitcher, G.; Wiesler, B.; Wigley, G.; Winklhofer, E.
Untersuchung der Einspritzstrahlstruktur unter dieselmotorischen Bedingungen
MTZ 54 (1993) 2

- /13/ Renner, G.
Experimentelle und rechnerische Untersuchungen über die Struktur technischer Dieseleinspritzstrahlen
Fortschrittberichte VDI, Nr. 216, Reihe 12
- /14/ Hohmann, S.
Strahlausbreitung und Tropfenverdunstung bei der dieselmotorischen Direkteinspritzung
Dissertation RWTH Aachen, 1999
- /15/ Otto, F.; Dittrich, P.; Wirbeleit, F.
Stand der 3D-Simulation der dieselmotorischen Verbrennung
Vortrag 3. Internationales Indiziersymposium , Mainz 1998
- /16/ Krüger, C.; Otto, F.; Wirbeleit, F.; Willand, J.; DaimlerChrysler
Probleme und Lösungsansätze bei der Simulation der dieselmotorischen Einspritzung
Mess- und Versuchstechnik für Verbrennungsmotoren, HdT Essen, 1999
- /17/ Nehmer, D.A.; Reitz, R.D.
Measurement of the Effect of Injection Rate and Split Injections on Diesel Engine Soot and Nox Emissions
SAE Technical Papers 940668, 1994
- /18/ Montgomery, D.T.; Reitz, R.D.
Six-Mode Evaluation of the Effect of EGR and Multiple Injections on Particulate and NO_x Emissions from a D.I. Diesel Engine
SAE Technical Paper 960316, 1996
- /19/ Su, T.F.; Chang, C.T.; Reitz, R.D.; Farrell, P.V.
Effects of Injection Pressure and Nozzle Geometry on Spray SMD and D.I. Emissions
SAE Technical Paper 952360, 1995-b
- /20/ Bauer, W.; Hesse, A.; Binder, K.
Einfluss der Einspritzverlaufsformung auf die Strahlausbreitung und die dieselmotorische Verbrennung
IMH, 1996
- /21/ Röhl, L.; Prescher, K.H.
Kolbenquerverlagerung im Dichtspalt eines Einspritzpumpenelementes
MTZ 45 (1984) 1
- /22/ Hardenberg, H.
Die geometrischen Strömungsquerschnitte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren
MTZ 45 (1984) 10
- /23/ Hardenberg, H.
Die Nadelhubabhängigkeit der Durchflussbeiwerte von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren
MTZ 46 (1985) 4
- /24/ Hardenberg, H.
Betrachtungen zur Geometrie von Lochdüsen für Direkteinspritzdieselmotoren
MTZ 48 (1987) 5
- /25/ Pittermann R.; Hinz, M.; Enke, W.; Budack, R.; Sandig, R.
Ottomotorische Vorverbrennung im Dieselmotor
MTZ 58 (1997) 1
- /26/ Potz, D.; Dittus B.
Neue Möglichkeiten der Verbrennungsoptimierung durch hydroerosives Runden von Einspritzdüsen
FVV-Tagung, 1995

- /27/ Nagl, G.; Heibel, G.
Verbesserungsmöglichkeiten der Einspritzung für DI-Dieselmotoren durch Druckmodulation und Düsen variablen Querschnittes
Informationstagung "Moderne Einspritzsysteme zur Direkteinspritzung im Otto- und Dieserverfahren"
HdT Essen, 1997
- /28/ Kampmann, S.; Moser, W.
Benzin- Direkteinspritzung für Ottomotoren : Common-Rail-Einspritzsystem und Gemischbildung
Informationstagung "Moderne Einspritzsysteme zur Direkteinspritzung im Otto- und Dieserverfahren"
HdT Essen, 1997
- /29/ Iwamoto H.
Entwicklung eines Einspritzsystems für Benzin- Direkteinspritzung im Ottomotor
Informationstagung "Moderne Einspritzsysteme zur Direkteinspritzung im Otto- und Dieserverfahren"
HdT Essen, 1997
- /30/ Fraidl, G.K.; Piöck, W.; Wirth, M.; Schöggel, P.
Direkteinspritzung bei Ottomotoren : Aktuelle Trends und zukünftige Strategien
MTZ 58 (1997) 2
- /31/ Buhr, R.
Untersuchungen zur Gemischaufbereitung und Verbrennung am Vier-Ventil-Ottomotor mit Benzin-
Direkteinspritzung
Dissertation., Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 1997
- /32/ Wittig, S.; Himmelsbach, J.; Hallmann, M.; Samenfink, W.; Elsässer, A.
Gemischaufbereitung und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren
MTZ 55 (1994) 3 und 4
- /33/ Wittig, S.; Müller, H.; Hallmann, M.; Bellmann, H.; Elsässer, A.; Samenfink, W.
Sprühstrahl und Wandfilmverhalten in Saugrohren von Ottomotoren
MTZ 57 (1996) 7/8
- /34/ Walzel, P.
Auslegung von Einstoff-Druckdüsen
Chem.-Ing.-Tech. 54 (1982), Nr.4, S. 313-328
- /35/ Levich, V.G.
Physicochemical Hydrodynamics
Prentice-Hall, Inc. 1962
- /36/ Lefebvre, A.H.
Atomization and Sprays
Hemisphere Publishing Corp., 1989
- /37/ Albring, W.
Angewandte Strömungslehre
Akademie-Verlag Berlin 1978
- /38/ Greiner, W.; Stock, H.
Hydrodynamik
Theoretische Physik, Band 2A, Verlag Harri Deutsch 1991
- /39/ Walzel, P.
Auslegung von Einstoff-Druckdüsen
Chem.-Ing.-Tech. 54 (1982) 4

- /40/ Walzel, P.
Zerstäuben von Flüssigkeiten
Chem.-Ing.-Tech. 62 (1990) 12
- /41/ Bauckhage, K.
Das Zerstäuben als Grundverfahren
Chem.- Ing.- Tech. 62 (1990) 8
- /42/ Troesch, H.A.
Die Zerstäubung von Flüssigkeiten
Chem.-Ing.-Techn. 26, Nr.6, 1954
- /43/ Eigenbrod, C.; Poeschl, G.
Ultraschallvernebler als Gemischbildner für Ottomotoren im Vergleich zu herkömmlichen Einspritzdüsen
MTZ 49 (1988) 7/8
- /44/ Liu, A.B.; Reitz, R.D.
Mechanisms of Air-Assisted Liquid Atomization
Atomization and Sprays, Vol.3, S.1-21, 1992
- /45/ Su, T.F.; Patterson; M.A.; Reitz, R.D.; Farrell, P.V.
Experimental and Numerical Studies of High Pressure Multiple Injection Sprays
Society of Automotive Engineers, 1996
- /46/ Reitz, R.D.
Modeling Atomization Processes in High-Pressure Vaporizing Sprays
Atomization and Spray Technology 3 S. 309-337, 1987
- /47/ Liu, A.B.; Mather, D.; Reitz, R.D.
Modeling the Effects of Drop Drag and Breakup on Fuel Sprays
SAE 930072, 1993 ;
- /48/ Su, T.F.; Patterson, M.A.; Reitz, R.D.; Farrell, P.V.
Experimental and Numerical Studies of High Pressure Multiple Injection Sprays
Society of Automotive Engineers Inc., 1996
- /49/ Bellmann, R., Pennington, R.H.
Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability
Quarterly of Applied Mathematics; Vol. 12, No. 2, 1954
- /50/ Ashgriz, N.; Poo, J.Y.
Coalescence and separation in binary collisions of liquid drops
Journal Fluid Mech., Vol. 221, pp.183-204, 1990
- /51/ Hiroyasu, H.; Kadota, T.
Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber
SAE Paper 740715, 1974
- /52/ Diwakar, R.; Fansler, T.D.; French, D.T.; Ghandi, J.B.; Cameron, J.D.; Heffelfinger, D.M.
Liquid and Vapor Fuel Distributions from an Air – Assist Injector – An Experimental and Computational Study
SAE Paper 920422, 1992
- /53/ El-Beshbeeshy, M.S.; Hodges, J.T.; Corradini, M.L.
Image Analysis of Diesel Sprays
SAE technical Papers 921628, 1992

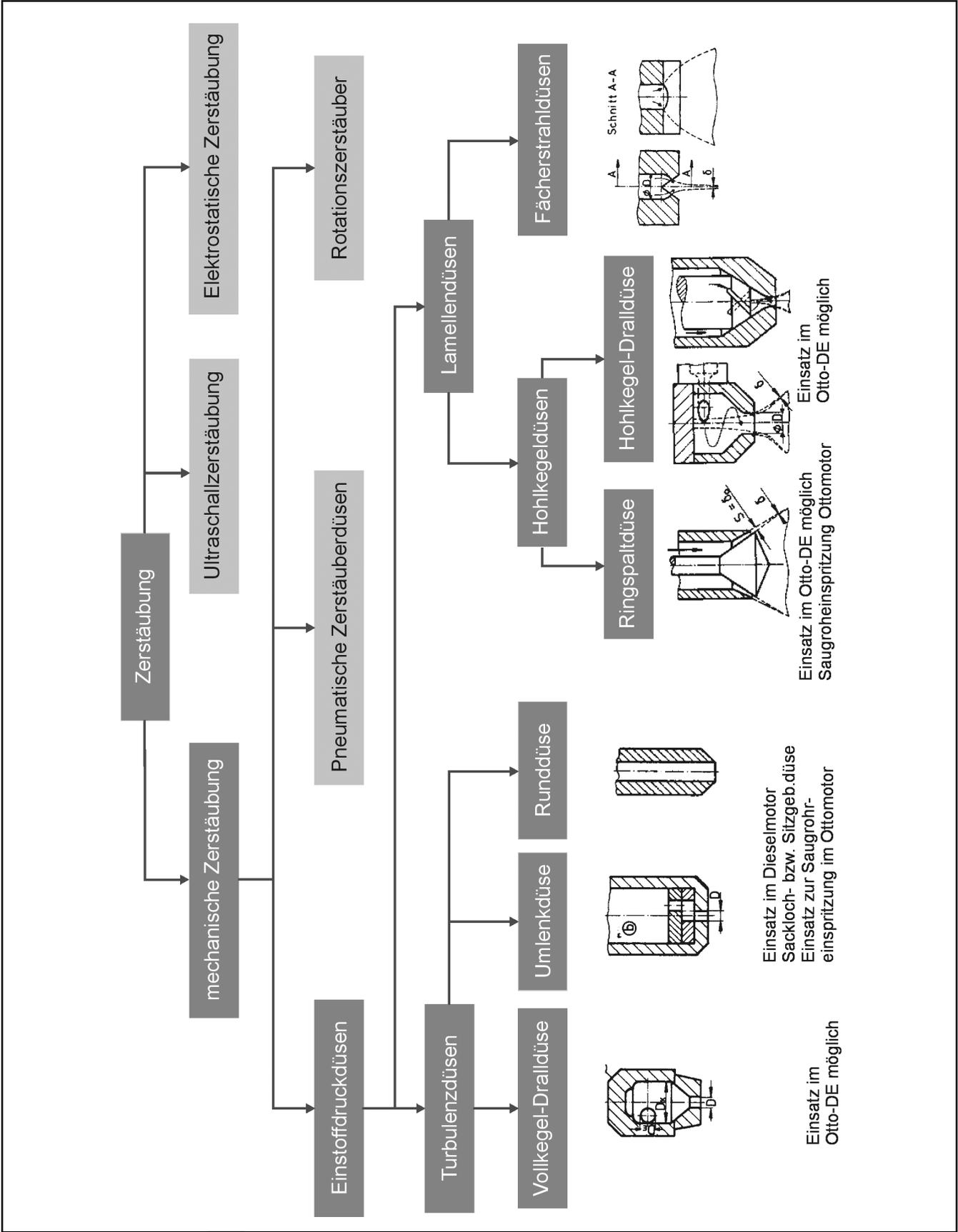
- /54/ Manuel, A.; Gonzales, D.; Lian, Z.W.; Reitz R.D.
Modeling Diesel Engine Spray Vaporization and Combustion
SAE paper 920579, 1992
- /55/ O'Rourke, J.P.; Amsden, A.A.
The Tab method for Numerical Calculation of Spray Droplet Breakup
SAE Paper 872089, 1987
- /56/ Takeyuki, K.; Haruyuki, Y.; Haruki, K.
A new Technique for the Measurement of Sauter mean Diameter of Droplets in Unsteady Dense
SAE Technical Papers 890316, 1989
- /57/ Reitz, R.D.; Diwakar, R.
Structure of High-Pressure Fuel Sprays
SAE Technical Paper 870598, 1987
- /58/ Liu, A.B.; Reitz, R.D.
Mechanisms of Air-Assisted Liquid Atomization
Atomization and Sprays, Vol. 3, pp.1-21, 1992
- /59/ Kong, S.C.; Han, Z.; Reitz, R.D.
The development and Application of a Diesel Ignition and Combustion Model for Multidimensional
Engine Simulation
SAE Technical Papers 950278, 1995
- /60/ Myaki, M.; Fujisawa, H.; Masuda, A.; Yamamoto, Y.
Development of New Electronically Controlled Fuel Injection System ECD-U2 for Diesel Engines
SAE Technical Papers 910252, 1991
- /61/ Su, T.F.; Farrell, P.V.; Nagarajan, R.T.
Nozzle Effect on High Pressure Diesel Injection
SAE technical Papers 950083, 1995-a
- /62/ Hinze, J.O.
Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes
A.I.Ch.E. Journal Vol.1, No.3. pp.289-295, September 1955
- /63/ Pierpont, D.A.; Reitz, R.D.
Effects of Injection Pressure and Nozzle Geometry on D.I. Diesel Emissions and Performance
SAE Technical Papers 950604, 1995
- /64/ Clasen, E.; Campbell, S.; Rhee, K.T.
Spectral IR Images of Direct-Injection Diesel Combustion by High-Pressure Fuel Injection
SAE Technical Paper 950605
- /65/ Arai, M.; Tabata, M.; Hiroyasu, H.; Shimizu, M.
Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle
SAE Technical Paper 840275, 1984
- /66/ Pitcher, G.; Wigley, G.
The Droplet Dynamics of Diesel Fuel Sprays under Ambient and Engine Conditions
Laser Anemometry, Vol. 2, pp. 571-586, 1991
- /67/ Coghe, A.; Cossali, G.E.
Characterisation of unsteady Diesel Sprays by Phase Doppler Anemometry
Laser Anemometry, Vol. 2, pp.587-595, 1991

- /68/ FIRE Version 7 Spray User's Guide
- /69/ Leipertz, A., Fath, A., Fettes, C., Heimgärtner, C.
Charakterisierung des düsennahen Strahlerfalls bei der dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung
Vortrag 3. Dresdner Motorenkolloquium, Mai 1999
- /70/ Heimgärtner, C.; v. Künsberg Sarre, Ch.; Tatschl, R.; Winklhofer, E.
Entwicklung und experimentelle Verifizierung eines Simulationsmodells zur Berechnung des
Primärzerfalls von Dieselstrahlen
Informationstagung Motoren, Frühjahr 2000
- /71/ Bailey, A.G.
Electrostatic Spraying of Liquids
Electronic & Electrical Engineering Research Studies, 1991
- /72/ Chang, J.S.; Kelly, A.J.; Crowley, J.M.
Handbook of Electrostatic Processes
Marcel Dekker, Inc., 1995
- /73/ Kleber, W.
Über das Verhalten von Flüssigkeiten in inhomogenen elektrischen Feldern unter dem Gesichtspunkt technologischer Nutzung
Dissertation HfV Dresden, 1975
- /74/ Kleber, W.; Böttger, K.H.; Auerbach, D.
Wissenschaftliche Untersuchungen über die Schichtdickenverteilung elektrostatisch aufgebrachtener
Lacküberzüge
Abschlussbericht, HfV Dresden, 1963
- /75/ Wiggers, H.; Walzel, P.
Elektrostatisches Zerstäuben von Flüssigkeiten
Chem.-Ing.-Techn. 8/97, S. 1066-1073
- /76/ O'Konski, C.T.; Thacher, H.C.
The distortion of aerosol droplets by an electric field
American Chemical Society, 1953
- /77/ Kelly, A.J.
Electrostatic spray theory
Journal of Applied Physics 49 (1978) 5
- /78/ Cañán-Calvo, A.M.; Davila, J.; Barrero, A.
Current and droplet size in the electro spraying of liquids. Scaling laws
Journal Aerosol Science Vol. 28, No.2, pp. 249-275 (1997)
- /79/ Hartmann, R.P.A.; Brunner, D.J.; Camelot, D.M.A.; Marijnissen, J.C.M.; Scarlett, B.
Jet Break-up in electrohydrodynamic Atomization in the cone-jet mode
Journal Aerosol Science Vol. 31, No. 1, pp. 65-95, 2000
- /80/ Ragucci, R.; Fabiani, F.; Cavaliere, A.; Muscetta, P.; Noviello, C.
Characterization of stability regimes of electrohydrodynamically enhanced atomization
Experimental Thermal and Fluid Science 21 (2000) 156-161
- /81/ El-Sayed, M.F.
Effect of normal electric fields on Kelvin-Helmholtz instability for porous media with Darcian and Forchheimer flows
Physica A 255 (1998), 1-14

- /82/ Kelly, A.J.
The electrostatic atomization of hydrocarbons
Proceedings of the ICLASS, 1982
- /83/ Kelly, A.J.
Low Charge Density Electrostatic Atomization
IEEE TRANSACTIONS ON INDUSTRY APPLICATIONS, Vol.: IA-20, No. 2, 1984
- /84/ Kelly, A.J.
Charge Injection Electrostatic Atomizer Modeling
Aerosol Science and Technology 12:526 1990
- /85/ Kelly, A.J.
Charge Injection Electrostatic Atomizer Performance Modeling
Proceedings of the ICLASS 1988
- /86/ Harpur, I.G.; Bailey, A.G.; Hashish, A.H.
A design method for the electrostatics atomization of liquid aerosols
Journal Aerosol Science, Vol. 27, No. 7, pp. 987 - 996, 1996
- /87/ Lehr, W.; Hiller W.
Electrostatic Atomization of Liquid Hydrocarbons
Journal of Electrostatics, 30 (1993)
- /88/ Balachandran, W., Hu, D., Yule, A.J.; Shrimpton, J.S.; Watkins, A.P.
A charge injection nozzle for atomization of fuel oils in combustion applications
IAS Annual Meeting, 1994
- /89/ Yule, A.J.; Shrimpton, J.S.; Watkins, A.P.; Balachandran, W.; Hu, D.
Electrostatically atomized hydrocarbon sprays
Fuel, Vol. 74 No.7, pp. 1094-1103, 1995
- /90/ Hetrick, R.E.; Parsons, M.H.
Electrospray for fuel injection
Automotive Engineering International, 1998
- /91/ Leuteritz, U.; Bach, E.
Die elektrostatisch unterstützte Einspritzung - eine Möglichkeit zur zusätzlichen Beeinflussung der Kraftstoffzerstäubung
3. Dresdner Motorenkolloquium, 1999
- /92/ Leuteritz, U.; Bach, E.
Abschlussbericht zum Förderthema "Entwicklung eines neuartigen Einspritzverfahrens für Verbrennungsmotoren auf der Grundlage der elektrostatischen Fluidzerstäubung" /HTW Dresden/ 1999
- /93/ Hu, D.; Balachandran, W.; Shrimpton, J.S.; Yule, A.J.; Watkins, A.P.
Electrostatic Atomisation of Insulating Oils and the Associated Charge Injection Mechanism
Inst. Phys. Conf. Ser. No 143; Paper presented at 9th Int. Conf. on Electrostatics, York, 1996
- /94/ Denat, A.; Gosse, B.; Gosse, J.P.
Ion Injections in Hydrocarbons
Journal of Electrostatics 7(1979), pp. 205-225
- /95/ Schmidt, W.F.; Volykhin, K.F.; Khrapak, A.G.; Illenberger, E.
Elementary processes in the Development of the Electrical Breakdown of Liquids
Journal of Electrostatics 47 (1999) 83-95

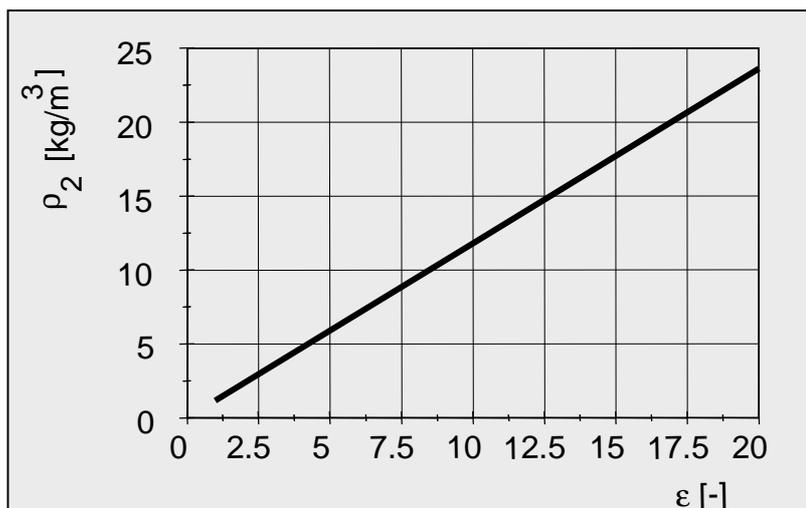
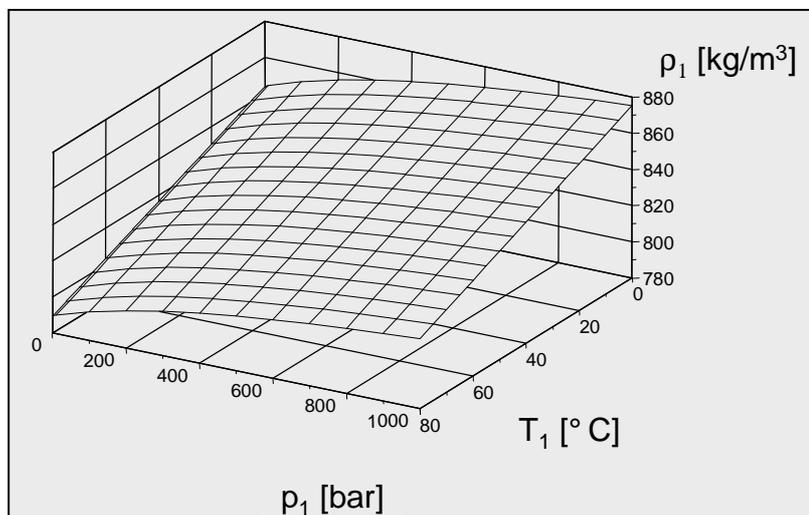
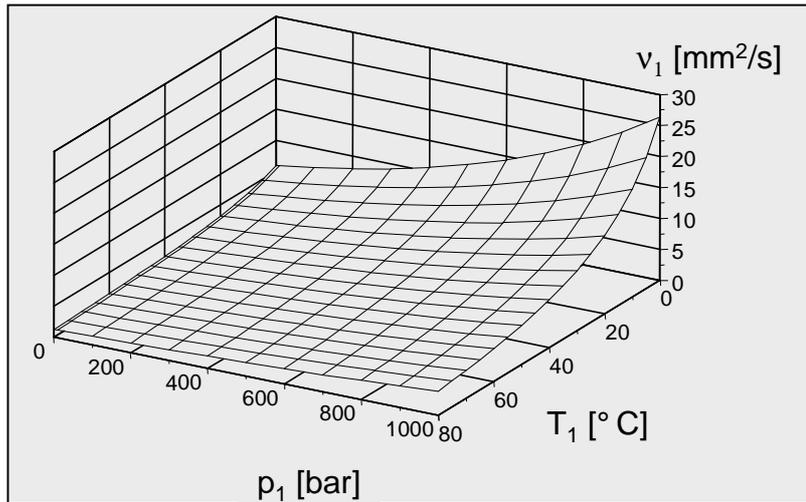
- /96/ Lewis, T.J.,
Basic Electrical Process in Dielectric Fluid
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 1, No. 4, 1994
- /97/ Badend, R.
Modell der elektronendominanten Streamerentladung in Isolieröl
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1996
- /98/ Atten, P.
Electrohydrodynamic Instability and Motion Induced by Injected Space Charge in Insulating Liquids
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 3, No. 1, 1996
- /99/ Castellanos, A.; González, A.
Nonlinear Electrohydrodynamics of Free Surfaces
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 5, No. 3, 1998
- /100/ Lewis, T.J.
A New Model for the Primary Process of Electrical Breakdown in Liquids
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 5, No. 3, 1998
- /101/ Mosch, W.; Eberhardt, M.; Hauschild, W.
Einführung in die Hochspannungstechnik
Lehrbriefe für das Hochschulfernstudium 1- 6, TU-Dresden, 1988
- /102/ Becker, R.; Sauter, F.
Theorie der Elektrizität
Band 1-3, B.G. Teubner Verlagsgesellschaft Stuttgart, 1957
- /103/ Blume, S.
Theorie elektromagnetischer Felder
ELTEX Studientexte Elektrotechnik, 3.überarbeitete Auflage, 1991
- /104/ Mierdel, G.
Elektrophysik
Hochschullehrbuch für Elektrotechniker
VEB Verlag Technik Berlin, 1970

Anlagenteil



Anlage 1

Stand der Technik :
Einteilung der Fluidzerstäubung;
Motorisch interessante Einstoffdruckdüsen



Anlage 2

Stand der Technik :
 Wichtige Abhängigkeiten fluidspezifischer und
 umgebungsseitiger Kenngrößen

"WAVE"- Modell zum Primär-Breakup :

Störungen an der Fluidoberfläche werden durch instabiles Wellenwachstum infolge der Aerodynamik verstärkt und führen zum Strahlzerfall.

$$\Omega \left(\frac{\rho_1 r_L^3}{\sigma} \right)^{0,5} = \frac{(0,34 + 0,38 We_2^{1,5})}{(1 + Oh)(1 + 1,4 T^{0,6})} \quad (3.1.5)$$

$$\frac{\lambda}{r_L} = 9,02 \frac{(1 + 0,45 Oh^{0,5})(1 + 0,4 T^{0,7})}{(1 + 0,865 We_2^{1,67})^{0,6}} \quad (3.1.6)$$

$$\tau_B = \frac{3,788 B_1 r_L}{\lambda \Omega} \quad (3.1.7)$$

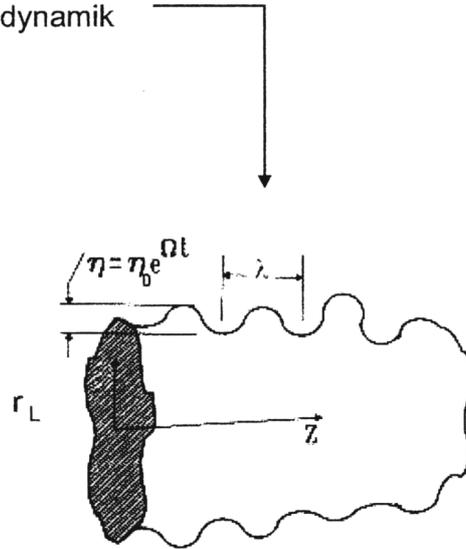
λ = Wellenlänge der Störung

Ω = Wachstumsrate der Störung

τ_B = Zerfallszeit

B_1 = Breakup – Zeitkonstante

$$T = \frac{Oh}{\sqrt{We_2}} \quad (3.1.8)$$



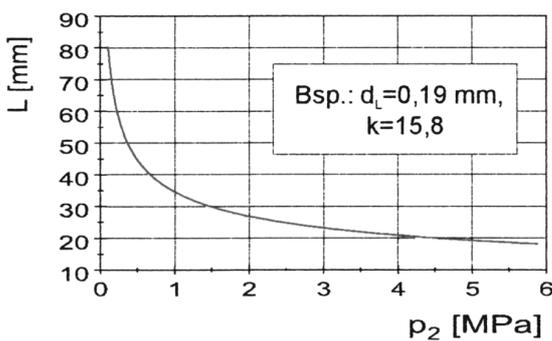
Problemkreis Primär-Breakup; Breakup-Länge L :

Arai et al. :

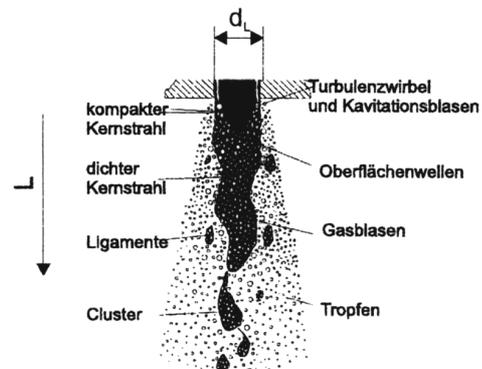
$$L = k \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}} d_L \quad (3.1.9)$$

k (Chehroudi et al.) = 7..15

k (Arai et al.) = 15,8



Leipertz et al. :

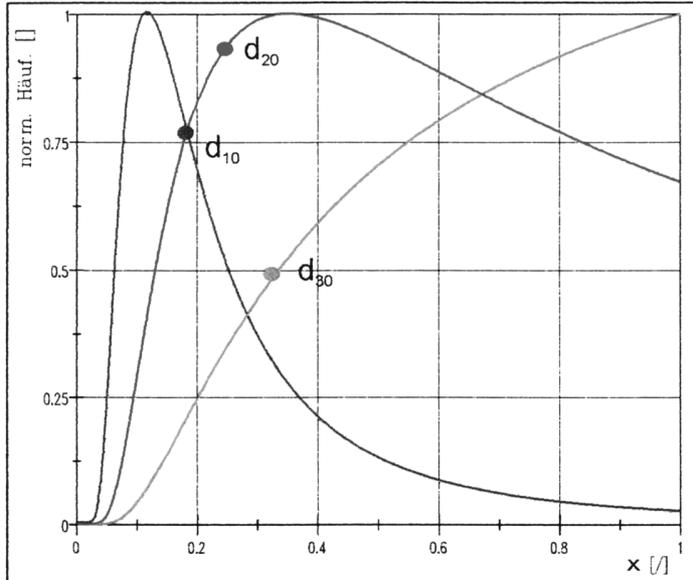


Modell vom Primärzerfall bei hohen Drücken und dem Einfluss der Düseninnenströmung (nach Leipertz)

Trotz ähnlicher Randbedingungen (p_1 um 200 bar, p_2 um 20 bar), starke Abweichungen der Breakup-Länge L !

Anlage 3

Stand der Technik :
Problemkreis Primärzerfall;
Strahlaufruch und Breakup-Länge L



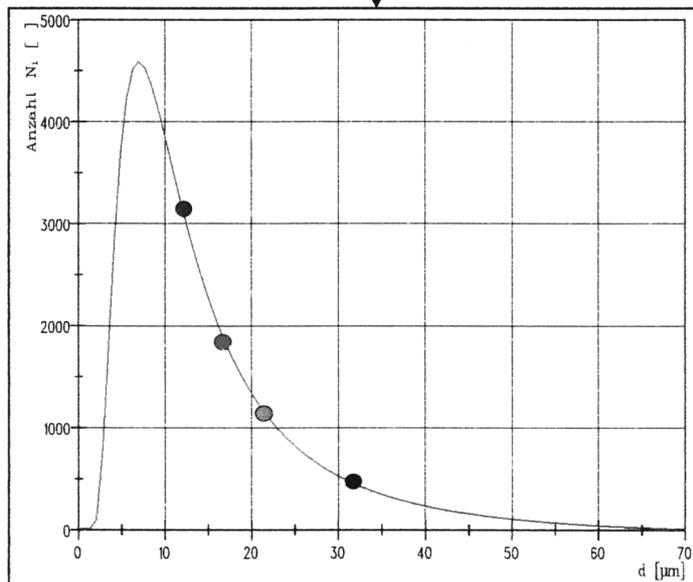
Verteilungsdichtefunktion der :
 — Tropfenzahlhäufigkeit $n_0(x)$
 $n_0(x) = f(\text{Formparameter } \gamma, d_{\max})$

$$x = \frac{d}{d_{\max}}$$

— Oberflächenhäufigkeit
 — Volumenhäufigkeit

$d_{i,0}$ Mittelwerte

Bsp.: mit konkreten Zahlen :



$$\bullet d_{10} = \frac{\sum N_i d_i}{\sum N_i} \rightarrow (d_T) \quad (3.1.11)$$

$$\bullet d_{20} = \left(\frac{\sum N_i d_i^2}{\sum N_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.1.12)$$

$$\bullet d_{30} = \left(\frac{\sum N_i d_i^3}{\sum N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.1.13)$$

$$\bullet d_{32} = \frac{\sum N_i d_i^3}{\sum N_i d_i^2} \quad (3.1.14)$$

d_{32} = die Tropfengröße, für die das Verhältnis von Tropfenvolumen-
 zu Tropfenoberfläche gleich dem des gesamten Sprühs ist.

Anlage 4

Stand der Technik :
 Problemkreis Sekundärerfall;
 Tropfengrößenverteilung

Gleichungen zur Ermittlung des Sauterdurchmessers bei dieselmotorischen Lochdüsen :

| d₃₂[m] | Autor, /Quelle/ | Nr. |
|---|---|------------|
| $d_{32} = 8,7 \cdot d_L \cdot (Re \cdot We_2)^{-0,28}$ | Varde - Poppa - Varde , /1/, /3/ | (3.1.15) |
| $d_{32} = 47 \cdot \frac{d_L}{w} \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho_2}\right)^{0,25} \cdot \left[1 + 331 \frac{v_1}{(\rho_2 \sigma d_L)^{0,5}}\right]$ | Tanasawa, Toyoda /36/ | (3.1.16) |
| $d_{32} = 500 \cdot d_L^{1,2} \cdot v_1^{0,2} \cdot w^{-1}$ | Merrington und Richardson /36/ | (3.1.17) |
| $d_{32} = 6156 \cdot 10^{-6} \cdot v_1^{0,385} \cdot \rho_1^{0,737} \cdot \rho_2^{0,06} \cdot \Delta p^{-0,54}$ | Eltkotb /1/, /36/ | (3.1.18) |
| $d_{32} = 4,12 d_L \cdot (Re)^{0,12} \cdot (We_1)^{-0,75} \cdot \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\right)^{0,54} \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{0,18}$ | Hiroyasu /2/, /13/ (für düsen- entfernten Strahlaufbruch) | (3.1.19) |
| $d_{32} = 0,023 d_L \cdot (Re)^{0,25} \cdot (We_1)^{-0,32} \cdot \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\right)^{0,37} \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^{0,11}$ | Hiroyasu* /13/ *von Renner modifiziert | (3.1.20) |
| $d_{32} = \frac{20 \cdot d_L}{\sqrt{We_1}} \cdot \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{-0,25} \cdot (1 + 3,30h); (0,001 < \frac{\rho_2}{\rho_1} < 0,0014)$ | Walzel /34/ | (3.1.21) |

Gleichungen für den Strahlkegelwinkel bei dieselmotorischen Lochdüsen :

| Θ[°] | Autor / Quelle | Nr. |
|--|--|------------|
| $\Theta = 0,025 \cdot \sqrt{\frac{d_L}{\eta_2}} \cdot \sqrt{\rho_2 \Delta p}$ | Arai, Tabata, Hiroyaso, Shimizu /3/, /4/, /65/ | (3.1.22) |
| $\Theta = 2 \cdot \arctan\left(0,427 \cdot \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{0,35}\right)$ | Wakuri, Takasaki, Yang /1/, /3/, /4/ | (3.1.23) |
| $\Theta = 2 \cdot \arctan\left(2,65 \cdot \frac{\sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_1}} \cdot d_L \cdot t}{\left(\frac{\rho_2}{\mu \cdot \rho_1}\right)^{\alpha_3} \cdot S^2}\right); \text{ mit } \mu = 0,65; t = 1\text{ms}$ | Renner (Auf Wakuri basierend) /2/, /13/ | (3.1.24) |
| $\Theta = 83,5 \cdot \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{0,26} \cdot \frac{d_L^{0,37}}{d_{SL}^{0,15} \cdot L_L^{0,22}}$ | Bracco /3/, /4/ | (3.1.25) |

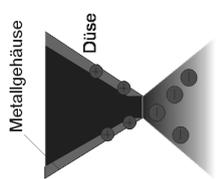
Anlage 5

Stand der Technik :
Empirische Gleichungen für Tropfengrößen und Strahlkegel-
winkel beim Zerstäuben aus dieseltypischen Lochdüsen

Anlage 6

Stand der Technik : Übersicht der bekannten elektrostatischen Aufladungsverfahren

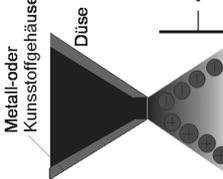
1. Triboelektrische Aufladung :



Aufgrund unterschiedlicher molekularer Anziehungskräfte treten bei inniger Berührung, Ladungsträger von einem Stoff in den anderen über. Werden beide Stoffe plötzlich getrennt, können übergetretene Ladungsträger im Stoff verbleiben, wenn die Trennzeit schneller als der Ladungsrückstrom ist. (Tritt v.a.D. in Kombination Leiter - Nichtleiter auf, Gefahr beim Betanken !)

Tauglichkeit zur Kraftstoffaufladung :
aus heutiger Sicht untauglich,
da ein zu geringer Ladungsgrad erzielt wird

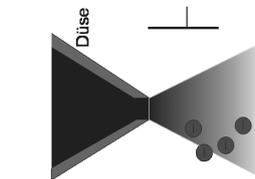
2. Influenzaufladung:



Das elektrische Feld durchdringt den Stoff. Sind freie Ladungsträger im Fluid vorhanden, wandern diese zur Fluidoberfläche. Bei mechanischer Abspaltung kann ein Nachzerstäuben gleichgepolter Tropfen erfolgen.

Tauglichkeit zur Kraftstoffaufladung :
untauglich, da relativ hohe Leitfähigkeit im Fluid vorhanden sein muß

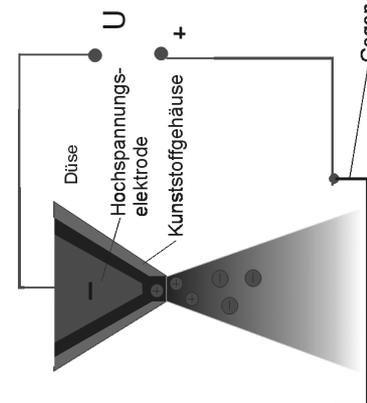
3. Ionisationsaufladung :



Freie Ladungsträger, die durch hohe Feldstärken im Umgebungsmedium erzeugt werden, "lagern" sich an der Fluidoberfläche an und führen in erster Linie zu einer Tropfenbahnbeeinflussung

Tauglichkeit zur Kraftstoffaufladung :
untauglich, da eine ionisierte Atmosphäre zu instabilen Zerstäubungsvorgängen führt

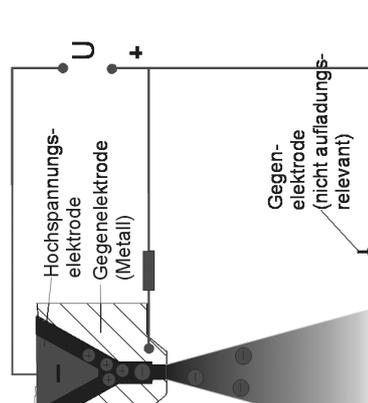
4. Kontaktaufladung :



Vorbeileitung eines Fluides an einer Hochspannungselektrode. Ab einer bestimmten Mindestleitfähigkeit, werden hohe Ladungsgrade erzielt. Beim Zerstäuben entsteht ein sogenannter "Taylor-Kegel". z.B. Methanol kann bei kleinen Durchsätzen sehr gut zerstäubt werden.

Tauglichkeit zur Kraftstoffaufladung :
aus heutiger Sicht untauglich,
-da mit herkömmlichen Kraftstoffen zu geringer Ladungsgrade erzielt werden;
-da nur geringe Durchsätze verarbeitetbar sind;

5. "Direktaufladung"



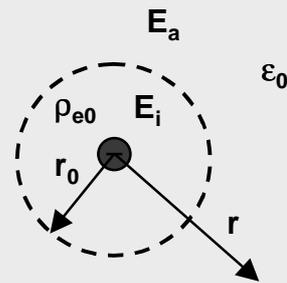
Ladungsträgererzeugung in der Düse durch direkte Injektion der Ladungsträger an der Elektroden Spitze. Durch die Strömungskomponente werden "Ionencluster" gleicher Polarität aus der Düse gespült. Elektrostatische Zerstäubung von Isolatoren wird dadurch ermöglicht.

Tauglichkeit zur Kraftstoffaufladung :
aus heutiger Sicht tauglich,
-da mit herkömmlichen Kraftstoffen die größten Ladungsgrade erzielt werden;
-da motorisch relevante Durchsätze verarbeitetbar sind;

Raumladungskugel :

$$\rho_e(r) = \begin{cases} \rho_{e0} & \text{für } 0 < r \leq r_0 \\ 0 & \text{für } r_0 < r < \infty \end{cases}$$

Im gesamten Raum : $\varepsilon = \varepsilon_0$



$$\Delta\Phi = -\frac{\rho_{e0}}{\varepsilon} \quad (3.2.17) \quad \text{für } r \leq r_0$$

$$\Delta\Phi = 0 \quad (3.2.18) \quad \text{für } r > r_0$$

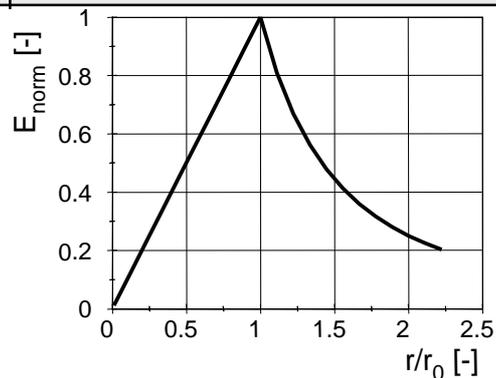
Lösung der Poisson- und der Laplace-Gleichung unter Einbeziehung von Randbedingungen /102, 103/

$$E^I(r) = \frac{\rho_{e0} r}{3\varepsilon_0} \quad (3.2.19)$$

$$E^A(r) = \frac{\rho_{e0} r_0^3}{3r^2\varepsilon_0} \quad (3.2.20)$$

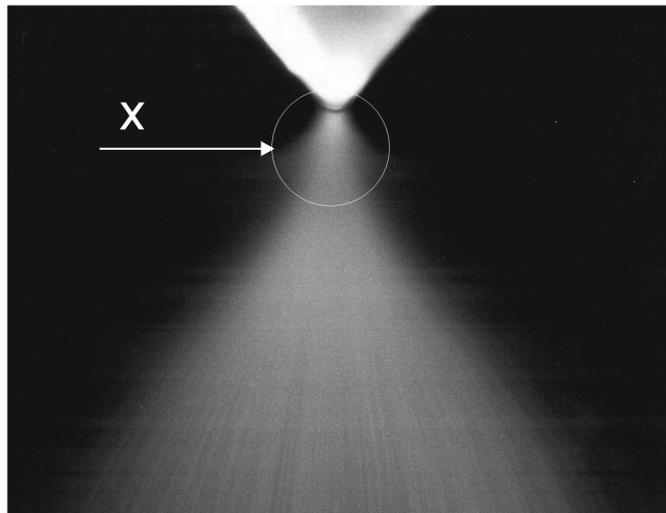
Betrag von E : /102, 103/

Berechneter Verlauf mit Gleichungen : (3.2.19) und (3.2.20) und Normierung →

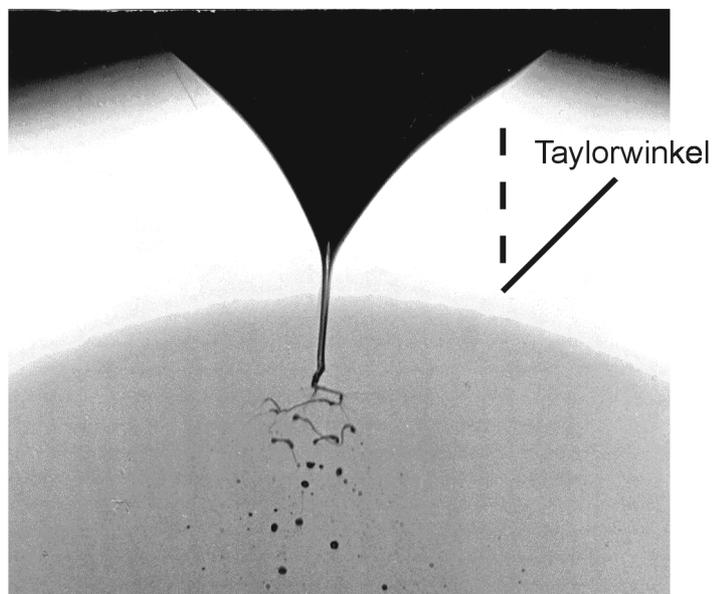


Anlage 7

**Stand der Technik :
Elektrische Feldstärke an einer
Raumladungskugel**



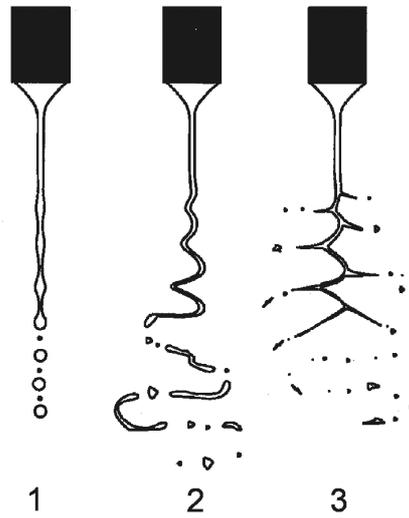
X :



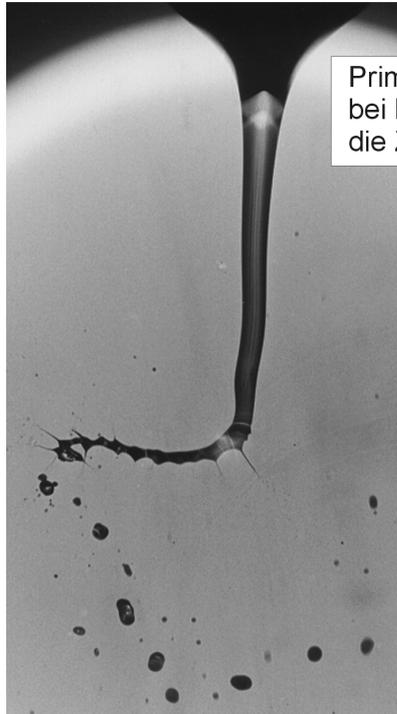
Anlage 8

Stand der Technik :
Kontaktaufladung; Elektrostatischer
Zerstäubungsvorgang von Methanol

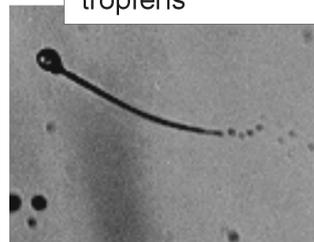
Arten des elektrostatisch bedingten Primärbreakup
nach Hartmann et al. /79/



- 1= "varicose breakup"; Aufbruch durch axialsymmetrische Wellenbildung
 2= "lateral kink breakup"; Aufbruch durch seitliche Zerwellung
 3= "ramified jet breakup"; Aufbruch über Strahlverzweigung



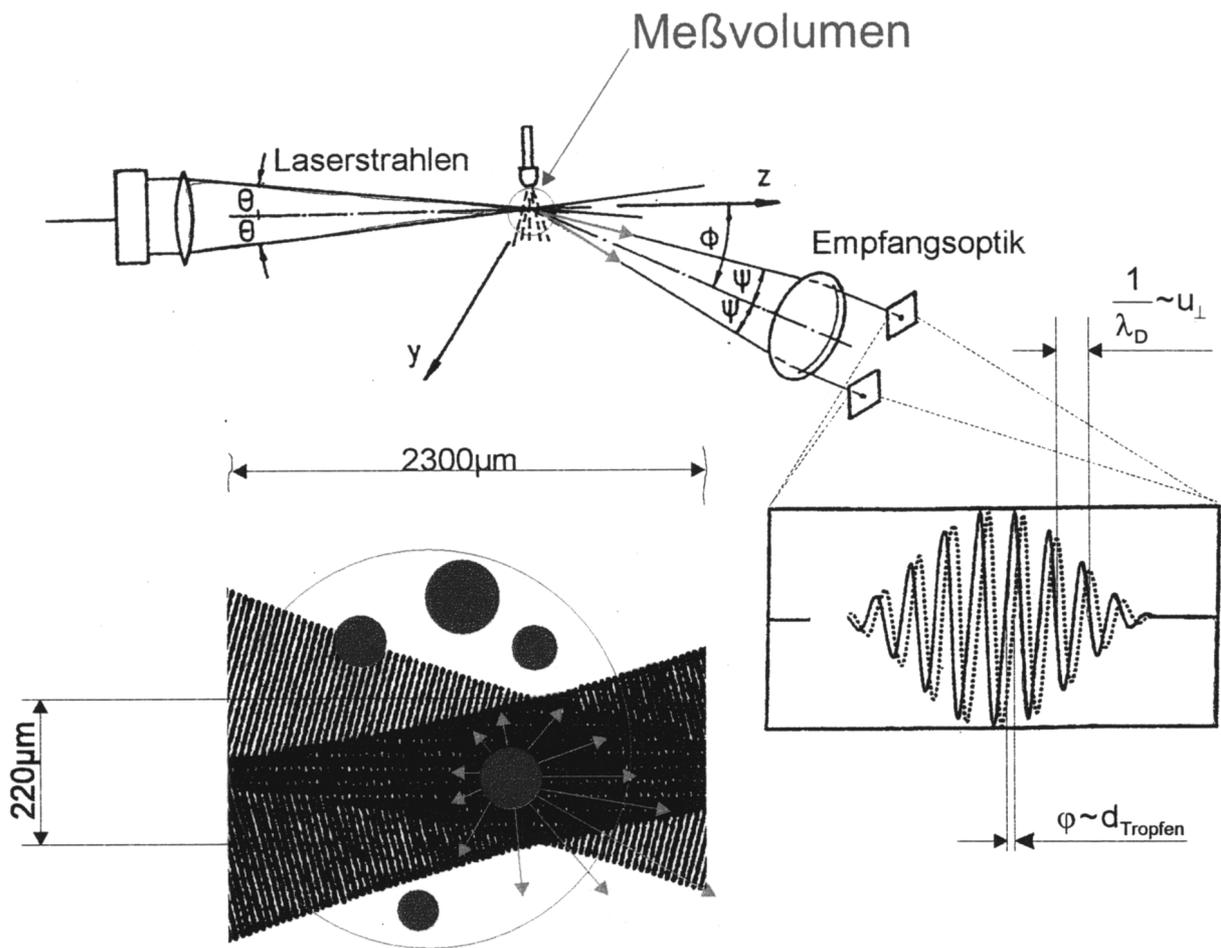
Primärzerfall von Methanol
bei höherem Durchsatz als
die Zerstäubung in Anlage 8



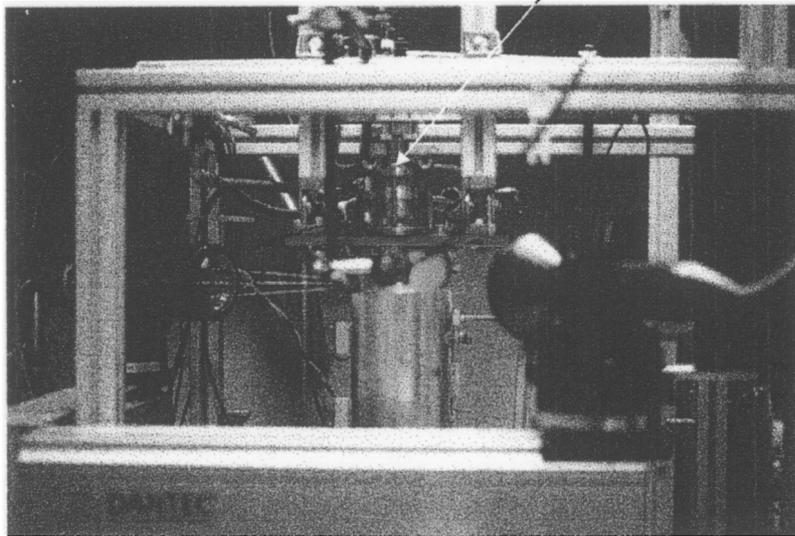
Sekundärzerfall eines
geladenen Methanol-
tropfens

Anlage 9

Stand der Technik :
Elektrostatische Zerstäubung von Methanol;
Betrachtung von Primär- und Sekundärzerfall

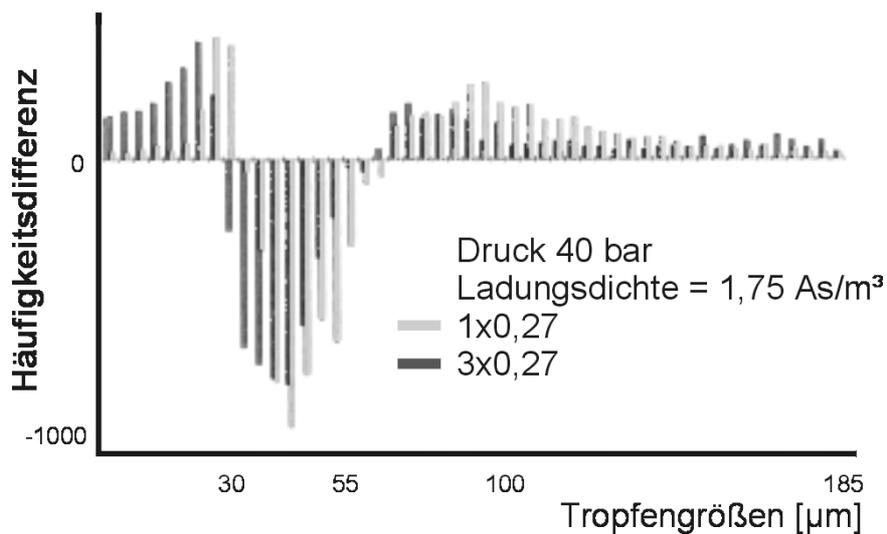
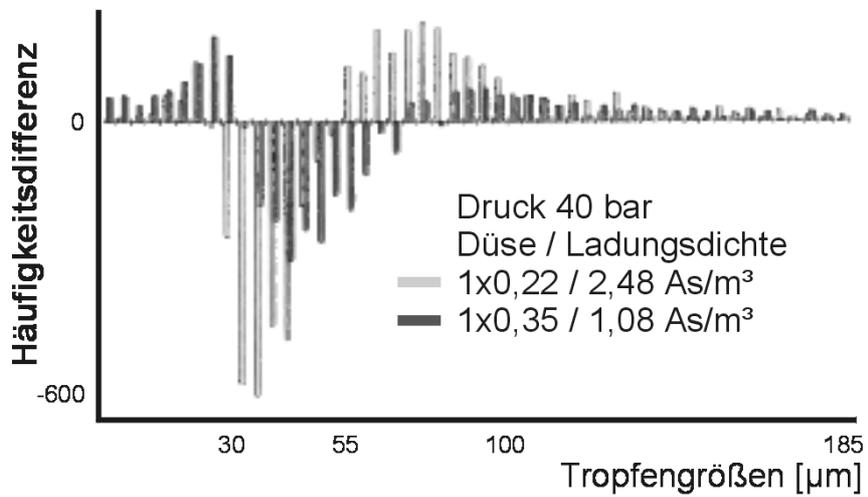
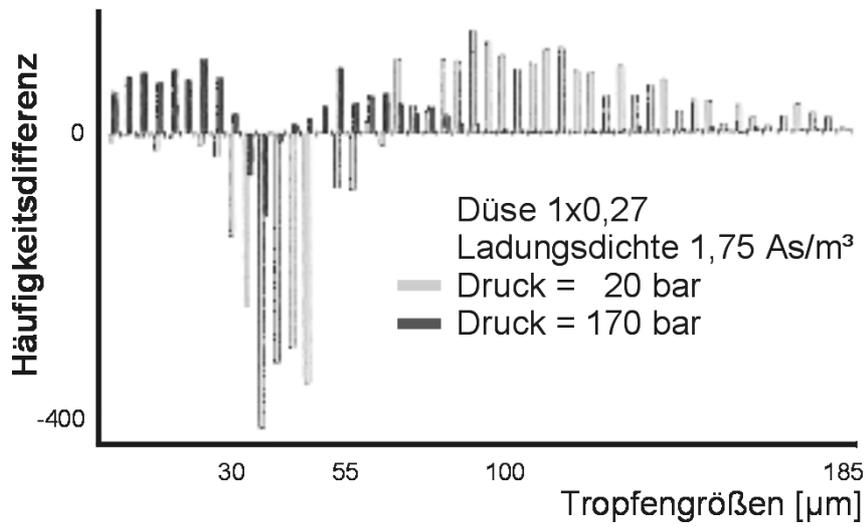


Modellzerstäuber



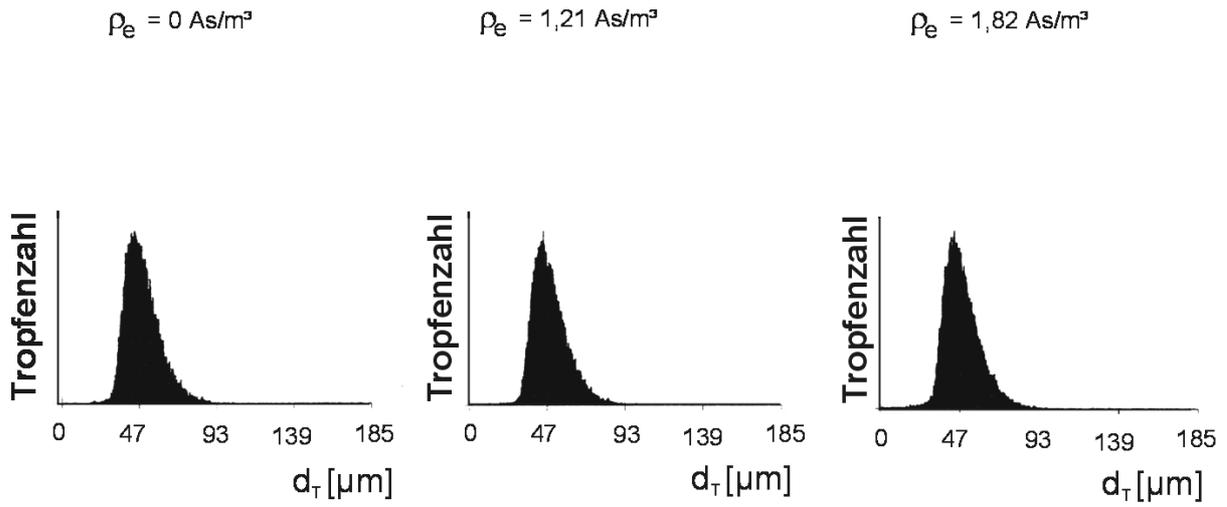
Anlage 10

Untersuchungsmethodik :
Prinzipskizze des PDA-Verfahrens;
Einsatz der PDA-Technik am Versuchsstand

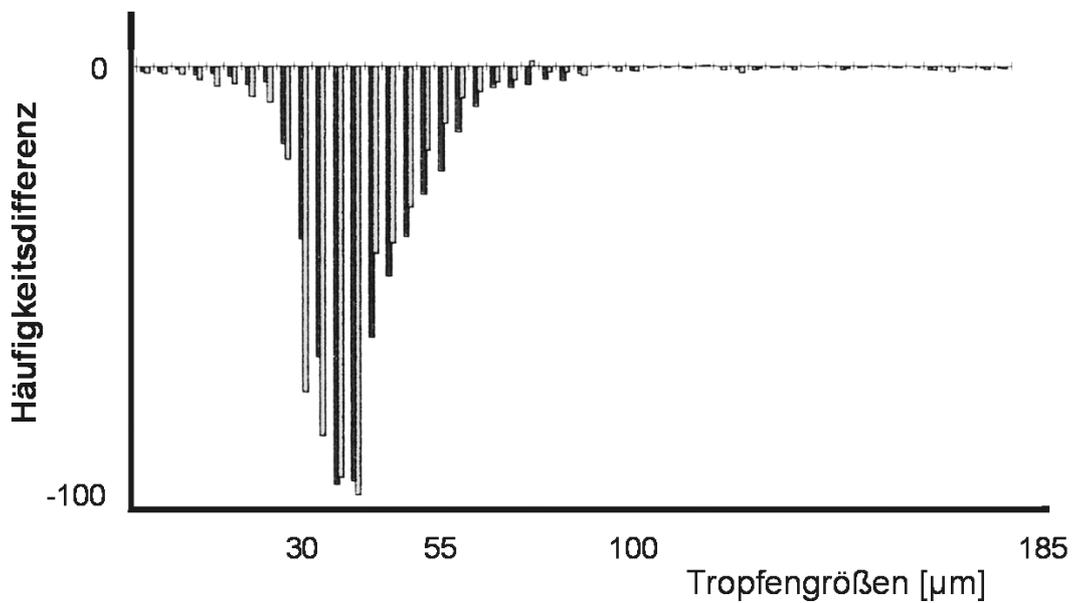


Anlage 11

Kombinierte Zerstäubung :
Verschiedene Tropfengrößen-Differenzverteilungen
im Strahlzentrum



- Verteilungsdifferenz : 0 As/m³ - 1,21 As/m³
- Verteilungsdifferenz : 0 As/m³ - 1,82 As/m³

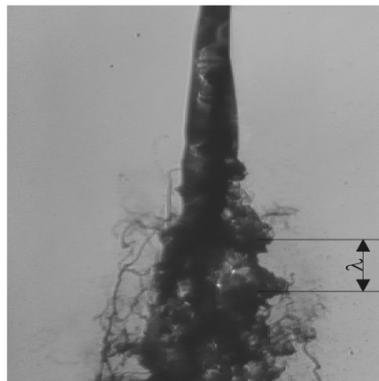
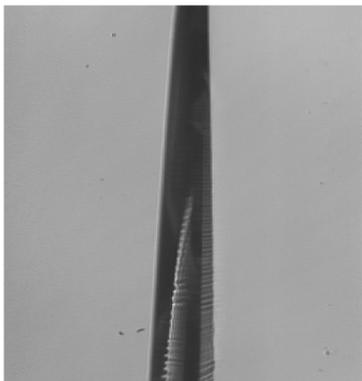
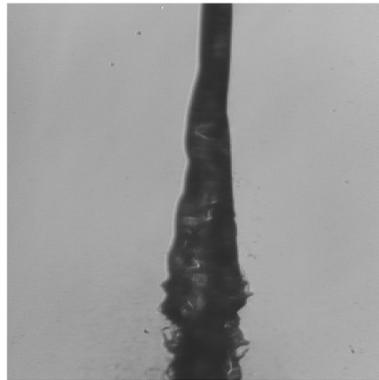
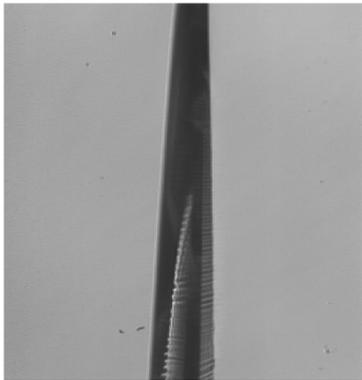
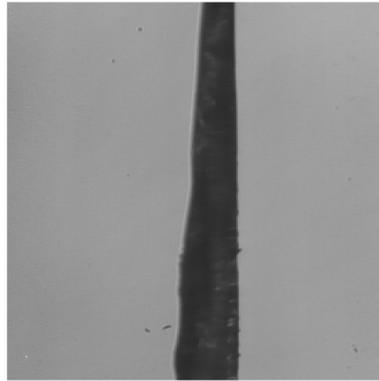
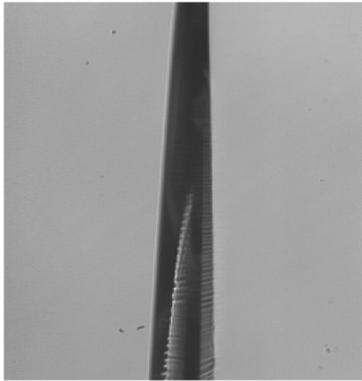


Anlage 12

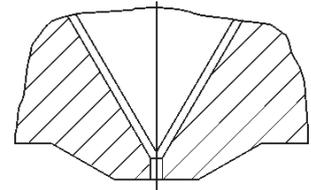
Kombinierte Zerstäubung :
Tropfengrößenverhältnisse am Strahlrand
($p_1=40$ bar; Düse 1x0,27)

U=0 kV

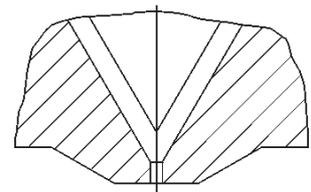
U=U_{max}



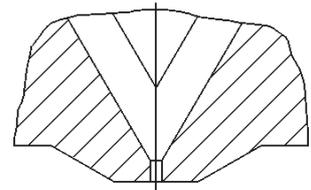
Nadelhub h



0,46 mm



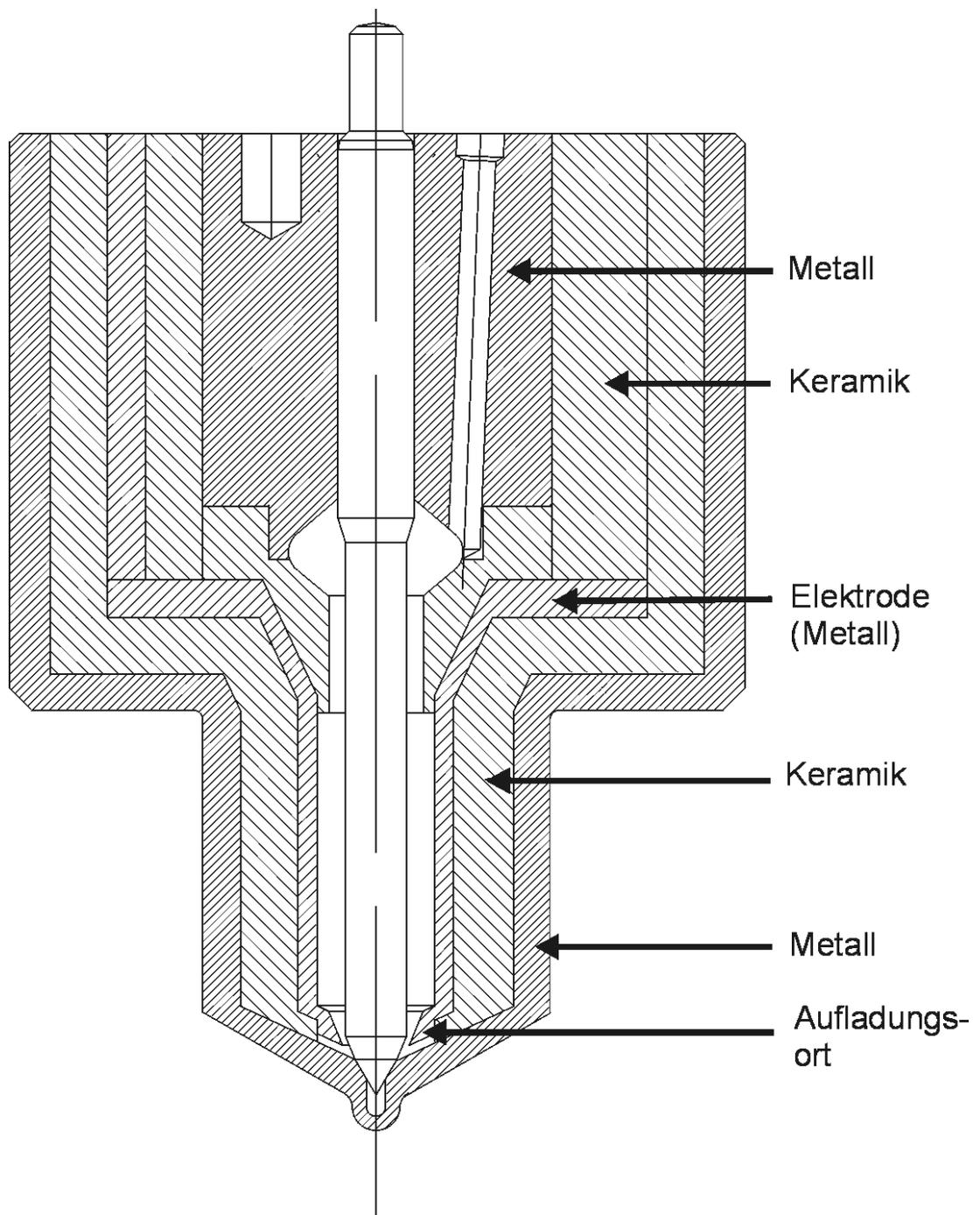
0,66 mm



1,36 mm

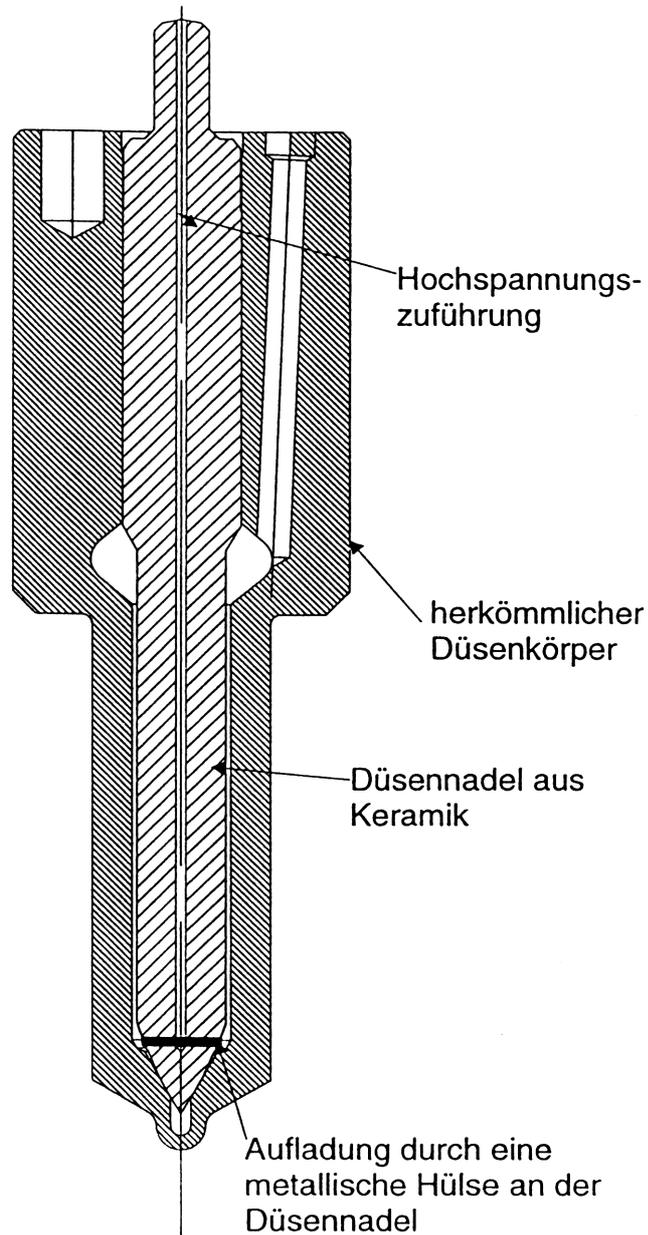
Anlage 13

Kombinierte Zerstäubung :
Beeinflussung des Strahlauflages durch den Nadelhub (p₁=75 bar; Düse 1x0,36)



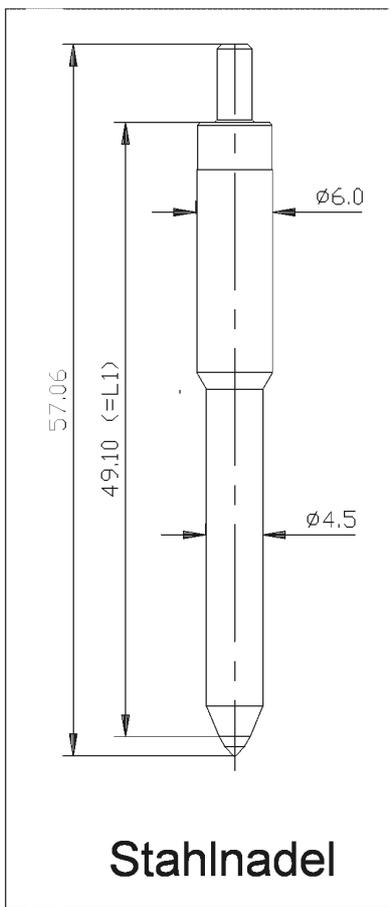
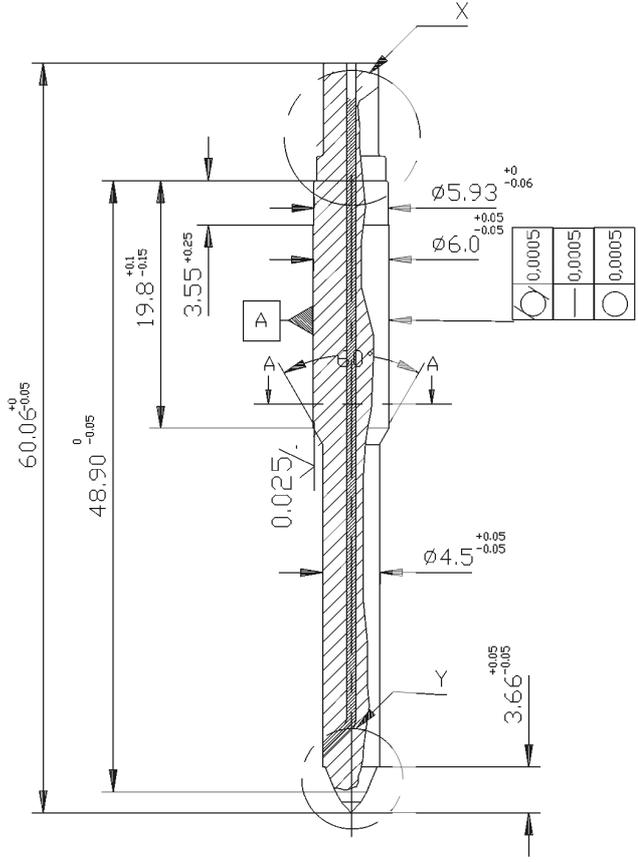
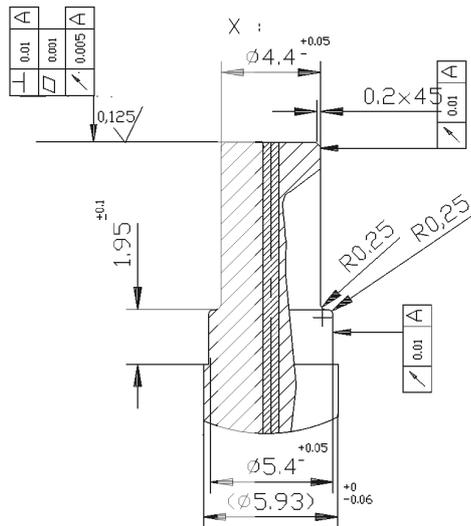
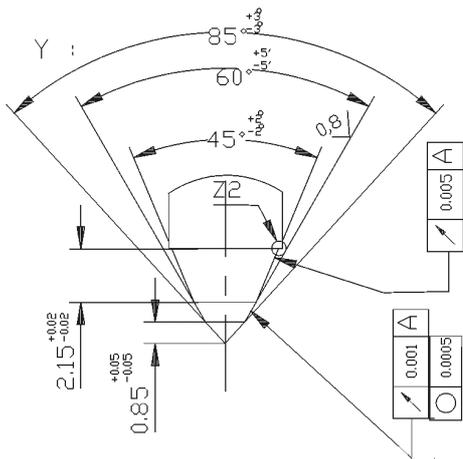
Anlage 14

Übergang zur intermittierenden Einspritzung :
Konzeptstudie 1



Anlage 15

Übergang zur intermittierenden Einspritzung :
Konzeptstudie 2



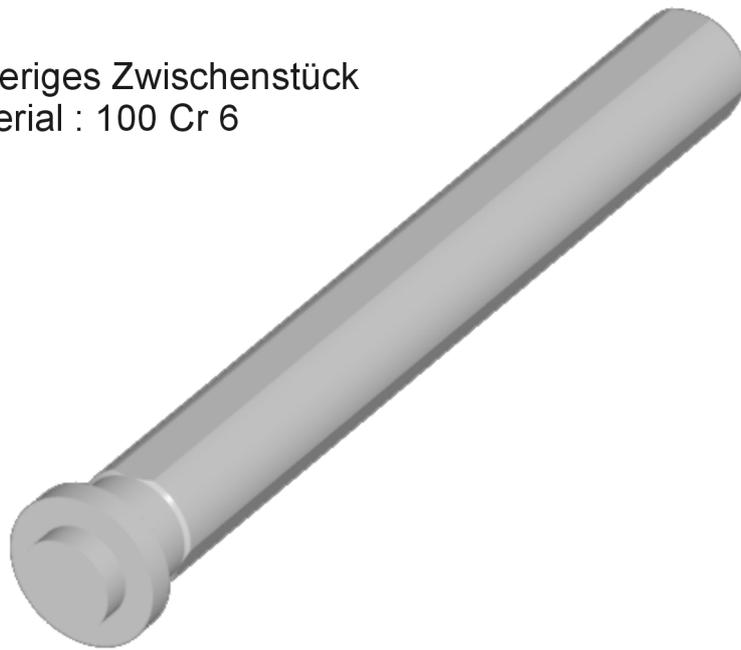
Keramiknadel

Stahlnadel

geometrische Unterschiede : Nadellänge
 Sitzwinkel
 Elektrodenkante
 Oberer Nadelbereich

| | |
|-------------------------|---|
| <p>Anlage 16</p> | <p>Übergang zur intermittierenden Einspritzung : Gegenüberstellung Düsennadel aus Siliciumnitrid - herkömmliche Düsennadel aus Stahl</p> |
|-------------------------|---|

bisheriges Zwischenstück
Material : 100 Cr 6



neues Zwischenstück
Material : Siliciumnitrid

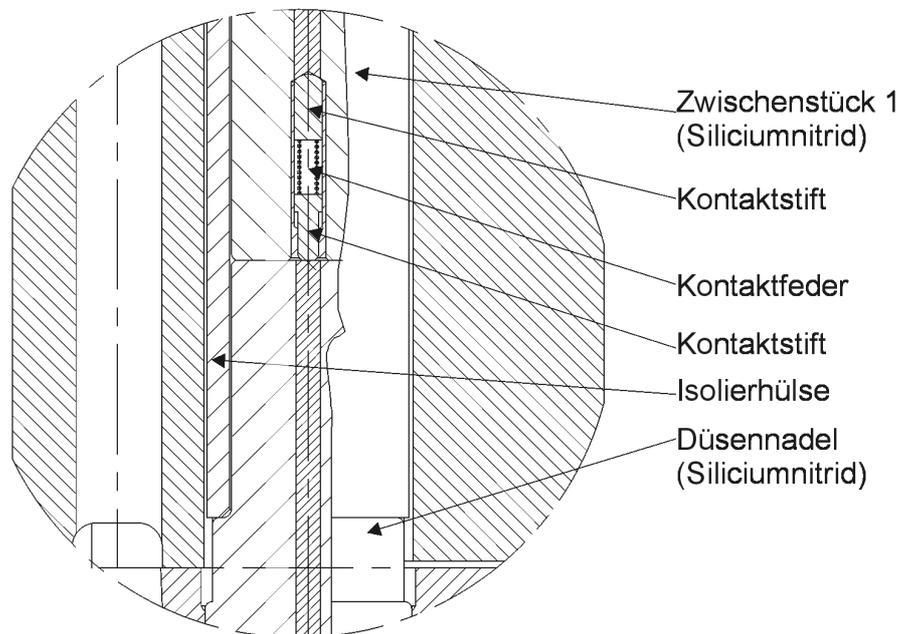
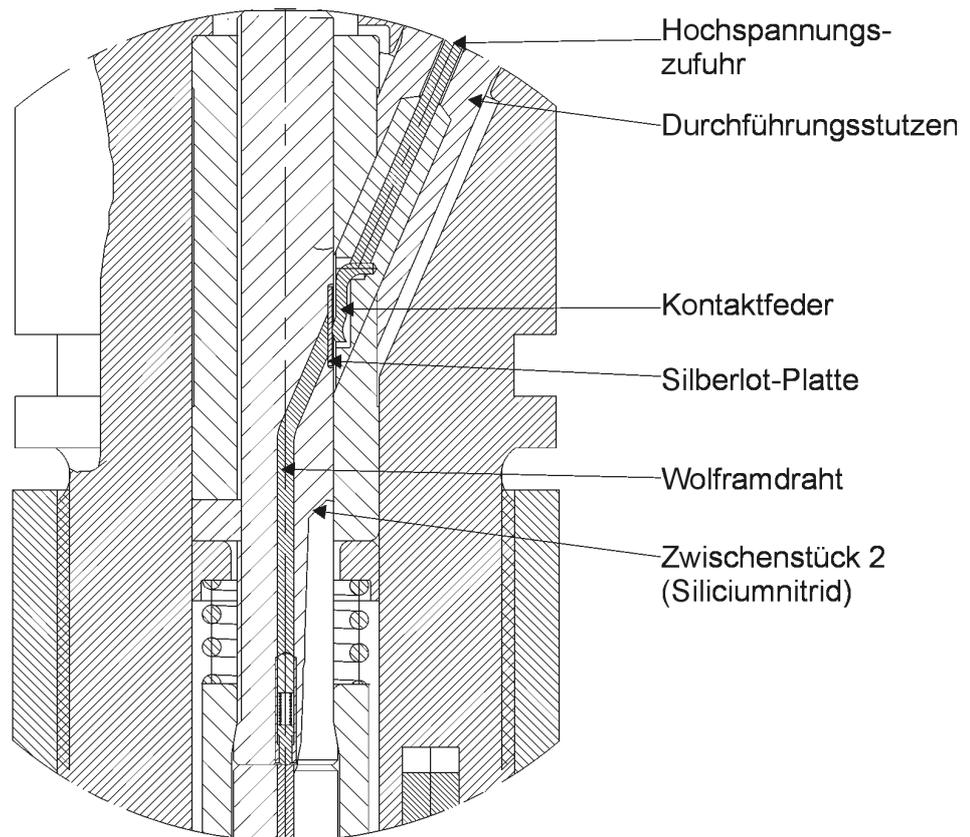
umsinterter
Wolframdraht



Fläche zur Begrenzung
für den Nadelhub

Anlage 17

**Übergang zur intermittierenden Einspritzung :
Änderungen am Injektor-Zwischenstück**



Anlage 18

Übergang zur intermittierenden Einspritzung :
Darstellung bestimmter Bereiche der
Hochspannungsführung durch den Injektor

Selbständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen benutzt habe.

Dresden, den 8. Januar 2001

Lebenslauf

Name : Uwe Leuteritz

Geburtsdatum : 25. März 1963

Geburtsort : Dresden

Schulische Ausbildung : 1969 - 1977
Grundschule Freital-Wurgwitz
1977 - 1981
Erweiterte Oberschule Freital

Armeedienst : 1981 - 1984

Studium : 1984 - 1989
Hochschule für Verkehrswesen „Friedrich List“
Dresden; Fachrichtung Kraftfahrzeugtechnik

Tätigkeit : 1989 - 1992
Forschungsstudium am Technikum für Diagnostik
und Zuverlässigkeit der Hochschule für
Verkehrswesen „Friedrich List“ Dresden

seit 1992
Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Forschungsinstitut
Fahrzeugtechnik an der Hochschule für Technik
und Wirtschaft Dresden (FH)