

2 Phänomenologie der dieselmotorischen Verbrennung

2.1 Düseninnenströmung

Für die Auswahl einer für die dieselmotorische Verbrennung geeigneten Kombination aus Einspritzdüse und Brennraumgeometrie kommen neben Messungen 3D-CFD-Simulationen zum Einsatz. Hierbei ist es wichtig, die für Strahlabbreitung und Gemischbildung ausschlaggebenden Düseninnenströmungseffekte zu kennen und durch geeignete Modelle abzubilden. Solche Effekte sind beispielsweise Sekundärströmungen in den Spritzlöchern, die das Eindringverhalten des Einspritzstrahls und damit die Vermischung des Kraftstoffs mit dem Brennraumgas und die sich anschließende Verbrennung und Schadstoffbildung beeinflussen.

Bei Dieselmotoren mit Direkteinspritzung wird der Kraftstoff unter hohem Druck mittels Piezo- oder Magnetventilinjektoren mit Mehrlochdüsen in den Brennraum eingespritzt. Vorrangiges Ziel bei der Düsenauswahl ist die möglichst präzise Einspritzung von Kleinstmengen (beispielsweise Voreinspritzmengen) und gleichzeitig die schnelle Einspritzung von großen Kraftstoffmengen. Typischerweise werden Sitz- oder Sacklochdüsen eingesetzt, die zentral im Brennraum angeordnet sind. Sitzlochdüsen haben den Vorteil, dass das Schadvolumen unterhalb der Nadel gegenüber Sacklochdüsen reduziert ist und dadurch weniger Kraftstoff ausdampfen kann. Nachteil ist jedoch, dass eine präzisere Nadelführung im Gegensatz zu Sacklochdüsen notwendig ist, um Asymmetrien im Strahlbild zu vermeiden. Bei Sacklochdüsen werden die einzelnen Düsenlöcher nicht von der Nadel verschlossen. Das Volumen unterhalb der Nadel führt zur Beruhigung der Strömung und folglich zu einem gleichmäßigeren Strahlbild. Aus dem Sackloch kann nach dem Schließen der Nadel jedoch weiterhin Kraftstoff ausdampfen, was die Bildung von unverbrannten Kohlenwasserstoffen (HC) zur Folge hat.

Bei der Düsenauswahl wird auch die Anzahl und der Durchmesser der Düsenlöcher sowie der Einspritzkegelwinkel festgelegt. Kleine Düsenlochdurchmesser begünstigen die Zerstäubung des Strahls und sind daher von Vorteil für

niedrige Lasten und kleine Einspritzmengen. Bei hohen Lasten muss die gewünschte Kraftstoffmenge möglichst schnell eingespritzt werden. Dies ermöglichen größere Düsenlochdurchmesser. Die Wahl der Anzahl und des Durchmessers der Düsenlöcher ist somit bei transient betriebenen Motoren immer ein Kompromiss. Ein weiterer Parameter, der bei der Auswahl einer Einspritzdüse zu berücksichtigen ist, ist das Verhältnis von Spritzlochlänge zu Spritzlochdurchmesser. Ein geringeres Verhältnis führt zu einem höherem Strahlkegelwinkel [82]. Auch der Spritzwinkel kann die Düseninnenströmung beeinflussen: Flachere Spritzlöcher führen in der Regel zu einem geringeren Durchflussbeiwert der Düse [27].

Merker et al. [48] stellen in Abbildung 2.1 verschiedene Düsenlochformen von Sacklochdüsen dar. Die einfachste Form ist die zylindrische Form der Düsenlöcher. Durch eine positive Konizität, d. h. innen ein größerer Durchmesser als außen, ist eine Erhöhung des Durchflussbeiwertes, der ein Maß für den Wirkungsgrad der Düse ist, möglich [48]. In solchen Spritzlöchern liegt im Vergleich zum Inneren zylindrischer Spritzlöcher zudem eine geringere Strömungsturbulenz vor. Daraus resultieren stabilere Einspritzstrahlen mit geringeren Strahlkegelwinkeln und höheren Eindringtiefen [10].

Bei der hydroerosiven-Verrundung („HE-Verrundung“) werden die Düsenlöcher mit einer abrasiven Flüssigkeit gespült. Diese Verrundung zwischen Sack- und Spritzloch dämpft die Bildung einer Sekundärströmung im Spritzloch, reduziert dadurch Kavitation (Bildung von Dampfblasen) und führt zur Steigerung des Wirkungsgrades der Düse [10, 51]. Nach He et al. [27] ist der Spritzlocheinlauffradius der wichtigste Einflussfaktor einer Düse für die Strömungscharakteristik im Düseninneren.

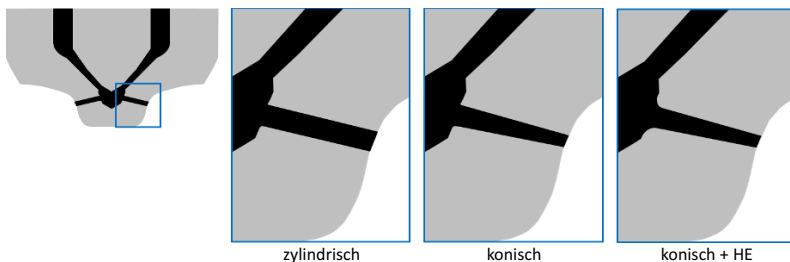


Abbildung 2.1: Standardausprägungen von Sacklochdüsen nach Merker et al. [48].

Die Düseninnenströmung ist eine dreiphasige, turbulente Strömung, bestehend aus zwei kontinuierlichen Phasen, dem flüssigen Kraftstoff und dem angesaugten Brennraumgas sowie einer dampfförmigen Phase. Der Kraftstoffdampf und der flüssige Kraftstoff bilden dabei ein schaumähnliches Gemisch.

König et al. zeigen mit Hilfe eines Schattenriss-Bildes einer NFZ-Glasdüse die Phänomene der Düseninnenströmung (siehe Abbildung 2.2). Die dunklen Bereiche im Spritzloch zeigen hierbei die kavitierende Strömung. Die starke Umlenkung der Strömung führt zu hohen Druckgradienten und somit zu hydrodynamischer Kavitation an der Oberseite des Spritzloches.

Kavitation entsteht prinzipiell durch lokal unter den Dampfdruck fallenden Druck (vgl. Abbildung 2.3). Sie findet nur bei Vorhandensein von Kristallisationskeimen statt. Dies können beispielsweise Verunreinigungen (feste Partikel oder Gasblasen) sein. [51]

Kavitation tritt bei geringen Nadelhüben typischerweise an der unteren Einlaufkante der Spritzlöcher auf, bei großen Nadelhüben an der oberen Einlaufkante [27]. Zudem können auch hochfrequente Schwankungen des Drucks oberhalb der Düse die Kavitationsneigung innerhalb der Düse und damit die Strahlstabilität beeinflussen [85].

Kavitation kann negative und positive Auswirkungen für die dieselmotorische Gemischbildung haben. Negative Auswirkungen sind Geräuschentwicklung sowie Oberflächenschäden aufgrund von Kavitationserosion bei Implosion der Kavitationsblasen; eine positive Auswirkung ist dagegen die effektivere Zer-

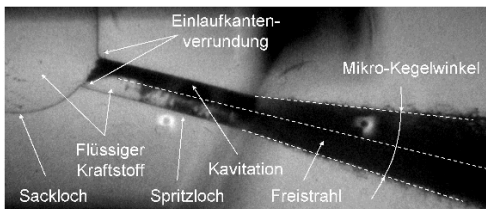


Abbildung 2.2: Erläuterung der am Kavitationsprüfstand untersuchten Düseninnenströmung [36].

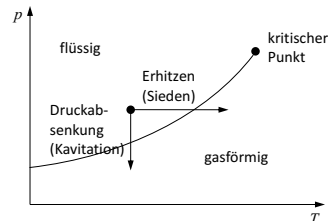


Abbildung 2.3: Dampfdruckkurve.

stäubung des Kraftstoffs am Düsenaustritt [41]. Eine weitere positive Auswirkung ist das Ablösen von Ablagerungen durch Kavitationsblasen, was die Verkokungsneigung der Düse verringert. Trotz der positiven Auswirkungen von Kavitation wird sie innerhalb der Düse in der Regel vermieden, um einen möglichst hohen Durchflussbeiwert und stabile Einspritzstrahlen zu erreichen und den Kraftstoff möglichst schnell in den Brennraum einbringen zu können.

2.2 Strahlausbreitung

Bei Dieselmotoren mit Direkteinspritzung bilden sich im Brennraum Freistrahlen aus, die mit dem Brennraumgas und später mit der Kolbenoberfläche interagieren (siehe Abbildung 2.4). Sobald der Kraftstoff aus der Düse austritt, zerfällt der flüssige, lamellenförmige Strahlkern aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit zwischen Kraftstoff und Brennraumgas in disperse Tropfen. Diese Kraftstofftropfen verdampfen und mischen sich mit dem Brennraumgas. Zwischen Gasphase und Flüssigkeit finden Austauschprozesse in der Form von Massen-, Impuls- und Energieaustausch statt:

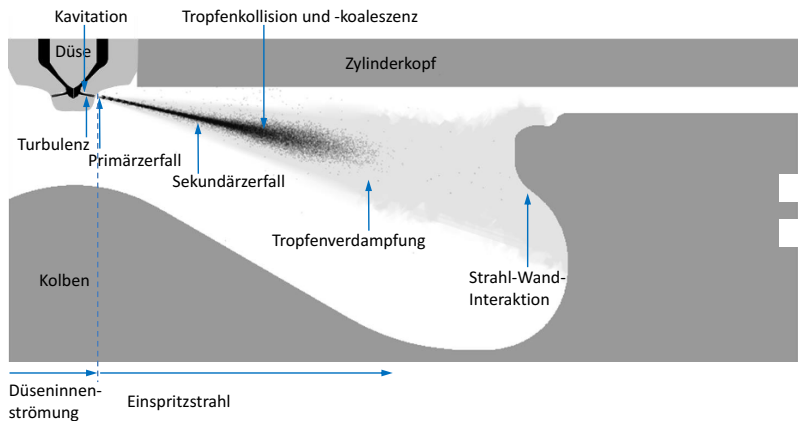


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung von Düseninnenströmung, Strahlausbreitung und Strahl-Wand-Interaktion im Brennraum von Dieselmotoren mit Direkteinspritzung.

An den Strahlrändern bilden sich Scherschichten aus, die zur Zunahme der turbulenten Schwankungsbewegung der Gasphase und durch den turbulenten Impulsaustausch zwischen den beiden Phasen somit zur Aufweitung des Strahls führt („turbulente Dispersion“). Weiter stromab werden zunehmend Luftmassen mitgerissen, wodurch Luft in den Strahlbereich eingesaugt wird (engl. „entrainment“). Diese induzierte Gasströmung führt zu einem in Richtung Strahlspitze zunehmenden Massenstrom und durch die aerodynamische Wechselwirkung zwischen Tropfen und Gas zu einem geringeren Impuls der Flüssigphase.

Im Strahlinnenen beschleunigen vorausfliegende Tropfen die Gasströmung. Infolge dessen erfahren nachfolgende Tropfen einen geringeren Widerstand und überholen die vorausfliegenden Tropfen. Daraus resultiert eine Akkumulation von Flüssigkeit, insbesondere von großen Tropfen, an der Strahlspitze. Kleinere Tropfen folgen aufgrund ihres großen Widerstand-Trägheits-Verhältnisses der wirbelförmig induzierten Gasströmung und bewegen sich schließlich in diesem Randwirbel mit. Bei Vollkegelstrahlen, wie dem dieselmotorischen Einspritzstrahl, bildet sich durch die Randwirbel eine „Pilzform“ aus. In Bereichen hoher Flüssigkeitsdichte, wie z. B. dem Düsennahbereich, kommt es zusätzlich zu Kollision und Koaleszens der Tropfen. Koaleszenz ist das Verschmelzen zweier Tropfen.

Um ein umfassendes Verständnis für die Zusammenhänge der dieselmotorischen Einspritzung zu entwickeln, können Messungen herangezogen werden. Jedoch ist es wegen der kleinen Dimensionen der Einspritzdüsen, der hohen optischen Dichte der Einspritzstrahlen im Düsennahbereich und der Überlagerung der Einzelprozesse nicht einfach, die auftretenden Phänomene messtechnisch zu erfassen.

Die kavitierende Düseninnenströmung kann mittels transparenter Acrylglas-Düsen und Hochgeschwindigkeitskameras (siehe z. B. [5, 91]) oder PIV (siehe [87]) analysiert werden, der direkte Einfluss auf den Strahlaufbruch ist jedoch schwer zu quantifizieren. Lediglich der resultierende Mikrokegelwinkel und Höhenwinkel der Einspritzstrahlen kann mittels Mie-Streulichtmesstechnik (siehe z. B. [5, 87]) ausgewertet werden. Diese Untersuchungen von Düseninnenströmung und Strahlaufbruch liegen nur für Umgebungstemperatur in optisch zugänglichen Kammern vor und sind nicht zwangsläufig auf motorische Randbedingungen übertragbar. Die zeitaufgelöste Bestimmung von Tropfengeschwindigkeit, -durchmesser und -anzahl kann auch mit Hilfe des sogenannten L2F („laser 2-focus velocimeter“) erfolgen. Komada et al. [37] führen

solche Messungen in 10 mm Abstand zum Düsenaustritt durch, jedoch ebenfalls nur unter Umgebungsbedingungen und bei einem Einspritzdruck von nur 400 bar. Im Gegensatz zur Analyse von Tropfengrößen sind die Flüssigkeits- und Gasphaseneindringtiefen von Kraftstoffstrahlen einfacher zu diagnostizieren: Blessing [5] ermittelt diese Eindringtiefen in der Hochdruck-/Hochtemperaturkammer mit Hilfe eines kombinierten Schlieren-/Streulichtaufbaus.

Für den Abgleich der Strahlmodelle mit der in der Realität auftretenden Strahlabbreitung ist neben der Kenntnis von Strahleindringtiefe und Strahlkegelwinkel auch die Kenntnis der Massenstromverteilung und Geschwindigkeitsverteilung über dem Strahlradius als Voraussetzung für die korrekte Modellierung der Gemischbildung von großem Interesse. Die Massenverteilung innerhalb eines Strahls kann wie zum Beispiel von Powell et al. [63] mittels „X-Ray“-Aufnahmen ermittelt werden. Allerdings muss hierfür jede einzelne Messposition im Strahl über mehrere Einspritzungen hinweg vermessen werden, weshalb der Zeitaufwand für solche Messungen extrem hoch ist. Auch diese Messungen finden in der Regel unter nicht-motorischen Randbedingungen statt, da die Röntgenstrahlung durch das den Kraftstoffstrahl umgebende Gas mit höheren Gasdichten zunehmend absorbiert wird [43, 44]. Um den X-Ray Absorptionskoeffizienten des Kraftstoffs zu erhöhen, müssen dem Kraftstoff zudem Additive wie Cerium zugesetzt werden [35, 44]. Eine weitere Möglichkeit, die Massenstromverteilung innerhalb des Einspritzstrahls zu ermitteln, ist das Einbringen eines Strahlimpulsaufnehmers in den Strahl (siehe z. B. [19, 62]). Hierbei muss beachtet werden, dass der Impulsaufnehmer immer auch zu einer Veränderung des Strahls führt. Auch diese Messungen sind nicht im Motor, sondern nur in einer Kammer umsetzbar.

Auch in einem optisch zugänglichen Einzylinderaggregat besteht die Möglichkeit, die Flüssigphase und die Gasphase der Kraftstoffstrahlen simultan aufzunehmen: Herfatmanesh et al. [28] diagnostizieren mittels LIEF („laser-induced exciplex fluorescence“) beide Phasen der Einspritzstrahlen in einem optisch zugänglichen Einzylinderaggregat, indem sie den Dieselmotor durch einen Modellkraftstoff ersetzen.

Die genannten Messtechniken bilden eine Grundlage für die Modellierung der Prozesse, die zur Strahlabbreitung führen. Für die Prozesse, die nur schwer oder nicht quantifizierbar sind, existieren einige gängige Modellvorstellungen (wie z. B. der Primärzerfall). Die einzelnen Vorgänge bei der Strahlabbreitung werden im Folgenden näher beschrieben.

Tropfenzerfall

Der Tropfenzerfall bei Einspritzvorgängen wird üblicherweise untergliedert in Primär- und Sekundärzerfall. Diese Untergliederung erfolgt aus unterschiedlichen Gesichtspunkten:

Bei phänomenologischen Ansätzen wird unter Primärzerfall der Aufbruch des flüssigen Strahlkerns aus der Düse in disperse Tropfen verstanden, unter Sekundärzerfall der weitere Zerfall der Tropfen in kleinere Tropfen. Bei der Unterscheidung nach Wirkmechanismen wird unter Primärzerfall der Zerfall verstanden, der aus den Effekten der Düseninnenströmung, z. B. Turbulenz und Kavitation, resultiert. Dies ist der Zerfall des Strahlkerns in disperse Tropfen, aber auch der weitere Zerfall in kleinere Tropfen. Der Sekundärzerfall beinhaltet bei dieser Betrachtungsweise nur rein aerodynamischen Zerfall. Diese Untergliederung ist für die Modellierung der Zerfallsmechanismen einfacher, da für die Modellierung des Primärzerfalls nur die Düseneffekte, für den Sekundärzerfall nur die aerodynamischen Kräfte berücksichtigt werden müssen.

Nach Faeth [21] existieren einige gängige Vorstellungen für die Mechanismen des **Primärzerfalls**, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind. In Abbildung a) wird davon ausgegangen, dass der Strahl direkt am Düsenaustritt in fein disperse Tropfen zerfällt und kein intakter Flüssigkeitskern aus der Düse austritt. Abbildung b) zeigt die als „blob“-Modell [69] bekannte Vorstellung, dass Tropfen in der Größe des Düsenlochs die Düse verlassen und aufgrund von aerodynamischen Kräften weiter in kleinere Tropfen zerfallen. Die Abbildungen c) bis e) veranschaulichen die Vorstellung, dass ein Flüssigkeitskern die Düse verlässt, von dem dann einzelne Tropfen oder größere Ligamente abgeschert werden. Ein intakter Flüssigkeitskern kann nur bei Dieseldüsen beobachtet werden, bei denen Kavitation eine untergeordnete Rolle spielt [41]. Inzwischen wird bei Dieselinjektoren die Kavitationsneigung immer weiter reduziert, bei Auftreten von Kavitation geht Krüger [41] jedoch davon aus, dass die Modellvorstellungen c) bis e) ungeeignet sind.

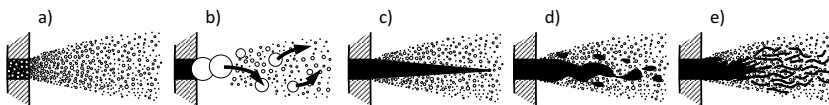


Abbildung 2.5: Vorstellungen des Primärzerfalls nach Faeth [21].

Die treibende Kraft für den aerodynamischen Zerfall der aus dem Primärzerfall hervorgehenden Tropfen steigt proportional zur Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebendem Gas. Stabilisierend wirken dagegen die Viskosität und die Oberflächenspannung der Tropfen. Eine Klassifizierung des vorliegenden Verhältnisses der Trägheitskräfte der umgebenden Gasströmung zu den Oberflächenspannungskräften ermöglicht die Weber-Zahl:

$$We_g = \frac{\rho_g d_{tr} u_{rel}^2}{\sigma_{fl}} \quad \text{Gl. 2.1}$$

Die Mechanismen des **Sekundärzerfalls** können nach Pilch und Erdmann [61] mit Hilfe dieser Kennzahl in fünf Tropfenzerfallsregimes unterteilt werden (siehe Abbildung 2.6).

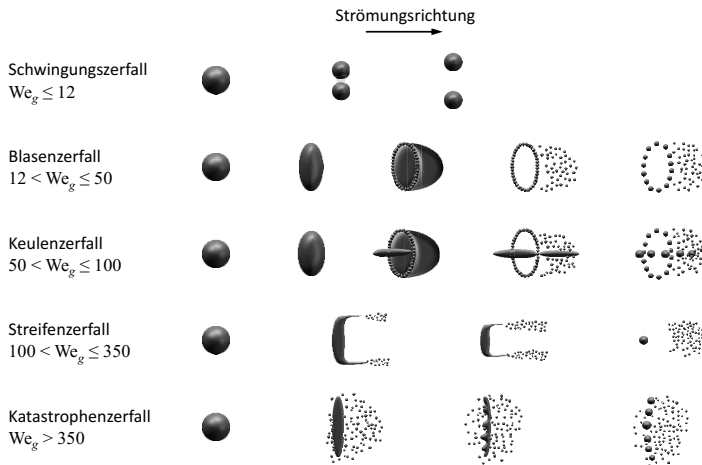


Abbildung 2.6: Aerodynamische Zerfallsmechanismen nach Pilch und Erdman [61].

Bei kleinen Weber-Zahlen ($We_g \leq 12$), im Regime des Schwingungszerfalls, schwingt der Tropfen mit seiner kleinsten Eigenfrequenz und zerfällt dadurch in mehrere große Fragmente. Bei Weber-Zahlen $We_g > 12$ verformt sich der Tropfen infolge des erhöhten Drucks im Staupunkt zu einer Scheibe, die sich beim Blasenzerfall weiter zu einer Blase ausbildet. Die Hauptmasse des Tropfens bleibt dabei im äußeren Ring. Durch Platzen der Membran entstehen viele kleine Tropfen, durch Zerfall des äußeren Rings dagegen wenige große Tropfen. Im Vergleich zum Blasenzerfall hat beim Keulenzерfall die Hauptmasse

des Tropfens nicht die Zeit, sich im Ring anzusammeln. Dadurch bleibt in der Mitte der Blase eine Flüssigkeitssäule zurück, die ebenfalls in wenige große Tropfen zerfällt. Ab Weber-Zahlen $We_g = 100$ ergibt sich eine andere Art des Tropfenzerfalls, der sogenannte Streifenzerfall. Der scheibenförmige Tropfen entwickelt sich nicht mehr zur Blase weiter; stattdessen bilden sich an dessen Rand aufgrund der aerodynamischen Kräfte lamellenartige Fragmente aus, die in kleine Tropfen zerfallen. Im Vergleich zum Streifenzerfall zerfällt der Tropfen beim Katastrophenzerfall kaskadenförmig in immer kleinere Fragmente. Ursache hierfür sind nach Rotondi et al. [70] gleichzeitig auftretende Kelvin-Helmholtz- und Rayleigh-Taylor-Instabilitäten (siehe Abbildung 2.7).

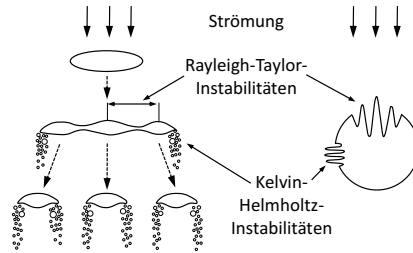


Abbildung 2.7: Konkurrierende Instabilitäten im Katastrophen-Zerfallsregime nach Rotondi et al. [70].

Hohe Weber-Zahlen treten vor allem im Düsennahbereich auf. Da die umgebende Gasphase mit den Tropfen beschleunigt wird, nimmt die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebenden Gas und damit auch die Weber-Zahl mit zunehmender Eindringtiefe deutlich ab. Beispielsweise resultiert bei einem Tropfen mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$ und einer Relativgeschwindigkeit von $u_{rel} = 200\ \text{m/s}$ die Weber-Zahl $We_g = 625$ unter Randbedingungen eines typischen PKW-Teillastbetriebspunktes. Bei einem kleineren Tropfen mit einem Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ und gleicher Relativgeschwindigkeit liegt die Weber-Zahl dagegen nur noch bei ca. $We_g = 30$, bei einem Tropfen mit einem Durchmesser von $20\ \mu\text{m}$, jedoch einer Relativgeschwindigkeit von nur $50\ \text{m/s}$ liegt sie bei $We_g = 40$. Dies bedeutet, dass bei den ersten Tropfen bei Einspritzbeginn Katastrophen- und Streifenzerfall auftreten können, sobald jedoch die Gasphase mit beschleunigt ist und die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebenden Gas deutlich abnimmt, hauptsächlich Blasen- und Schwingungszerfall relevant sind.

Experimentelle Untersuchungen der Mechanismen des Tropfenzerfalls sind in der Literatur nur für Einzeltropfen verfügbar. Optische Analysen der Zerfallsmechanismen im Düsennahbereich eines dieselmotorischen Einspritzstrahls sind aufgrund der optischen Dichte nicht möglich.

Tropfenkollision und -koaleszenz

Zur Charakterisierung von Zweiphasenströmungen verwendet Crowe [14, 15] die Stokes-Zahl. Sie beschreibt das Verhältnis der aerodynamischen Relaxationszeit τ_a zur mittleren Zeit zwischen zwei Tropfenstößen τ_k . Diese Zeit kann auch ersetzt werden durch die Tropfengeschwindigkeit u_{tr} und die mittlere freie Weglänge λ_k . Ein dichter Strahl liegt für Stokes-Zahlen $St_{Koll} > 1$ vor, ein dünner Strahl dagegen für $St_{Koll} < 1$.

$$St_{Koll} = \frac{\tau_a}{\tau_k} = \frac{\tau_a u_{tr}}{\lambda_k} \quad \text{Gl. 2.2}$$

Bei hohen Flüssigkeitskonzentrationen, d. h. bei Stokes-Zahlen $St_{Koll} > 1$, wie im Düsennahbereich, nimmt der Einfluss von Tropfenkollision deutlich zu. Dieser Einfluss ist jedoch kaum quantifizierbar, da er von vielen anderen Effekten überlagert ist. O'Rourke [59] klassifiziert die möglichen Wechselwirkungen in Verschmelzen und Zertrümmern sowie deren Mischformen (siehe Abbildung 2.8).

Eine weitere Klassifizierung der Kollisionsprozesse wurde von Jiang et al. [32] vorgenommen. Sie unterscheiden anhand des Stoßparameters b und der Weber-Zahl We_{Koll} zwischen vier verschiedenen Bereichen (vgl. Abbildung 2.9).

$$We_{Koll} = \frac{\rho_{fl} d_{tr} u_{rel}^2}{\sigma_{fl}} \quad \text{und} \quad b = \frac{x}{r_{tr,1} + r_{tr,2}} \quad \text{Gl. 2.3}$$

Dabei ist x die Entfernung des Tropfenmittelpunktes zum Relativgeschwindigkeitsvektor des zweiten Tropfens.

Bei streifender und frontaler Kollision verschmelzen die Tropfen kurzzeitig und zerfallen sofort wieder. Bei dem sogenannten Abprallen entsteht dagegen aufgrund eines Gaspolsters zwischen den Tropfen kein Oberflächenkontakt.

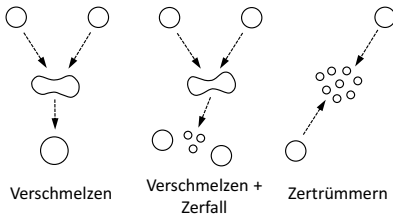


Abbildung 2.8: Mögliche Endzustände einer binären Tropfenkollision nach O'Rourke [59].

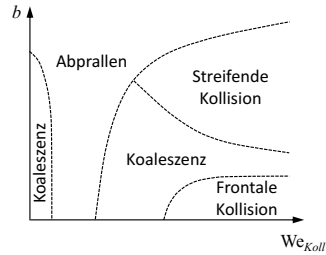


Abbildung 2.9: Kollisionsbereiche für binäre Tropfenkollisionen nach Jiang et al. [32].

Turbulente Dispersion

Bei der dieselmotorischen Einspritzung induziert der Kraftstoffstrahl aufgrund der hohen Einspritzgeschwindigkeit im umgebenden Gas eine turbulente Strömung. Die turbulenten Schwankungen der Gasphase üben eine stochastische Kraft auf die Tropfen aus und haben eine Zunahme des mittleren Tropfenabstandes zur Folge. Das Auseinanderstreben der Tropfen führt schließlich zur Aufweitung des Einspritzstrahls. Die Gasphasenturbulenz ist somit die Quelle für die turbulente Dispersion der Tropfen.

Crowe [16] charakterisiert neben den Kollisionsprozessen auch das Ausmaß der turbulenten Dispersion mit Hilfe der Stokes-Zahl St . Die Kollisionszeitskala τ_k aus Gleichung 2.2 ersetzt Crowe [16] hier durch eine charakteristische Zeitskala der Gasphase τ_g :

$$St = \frac{\tau_a}{\tau_g} \quad \text{mit} \quad \tau_a = \frac{\rho_{fl} d_{tr}^2}{18 \mu_g} \quad \text{und} \quad \tau_g = \frac{d_{Düse}}{u_{tr}} \quad \text{Gl. 2.4}$$

τ_g ist ein Maß für die Zeit, in der ein Tropfen mit der Gasphasenturbulenz interagieren kann. Die aerodynamische Relaxationszeit τ_a ist ein Maß für das Ansprechverhalten des Tropfens auf die turbulenten Schwankungen des Gases. Die Tropfenbewegung wird also nur dann von den turbulenten Schwankungen des Umgebungsgases beeinflusst, wenn seine Reaktionszeit τ_a in der Größenordnung der turbulenten Zeitskala der Gasphase τ_g ist.

Abbildung 2.10 zeigt die Klassifizierung der turbulenten Dispersion nach Hermann [29]. Demzufolge existieren drei charakteristische Regimes: Für große Tropfen mit einem hohen Widerstands-Trägheits-Verhältnis resultieren hohe Stokes-Zahlen $St \gg 1$, die Tropfen bewegen sich unabhängig von der turbulenten und mittleren Gasströmung. Ab Stokes-Zahlen $St \approx 1$ folgen die Tropfen der mittleren Gasströmung. Für sehr kleine Tropfen ergeben sich kleine Stokes-Zahlen $St \ll 1$, sie folgen der turbulenten Schwankung der Gasströmung unendlich schnell, so dass die Tropfenbewegung der Gasströmung entspricht.

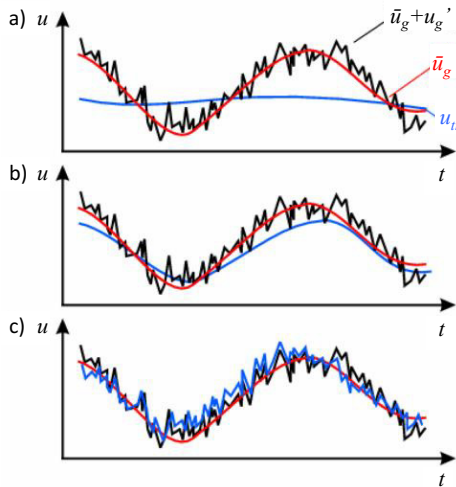


Abbildung 2.10: Turbulente Dispersionsregimes für a) $St \gg 1$, b) $St \approx 1$ und c) $St \ll 1$ (nach [29]).

Neben dem Einfluss der Gasphasenturbulenz auf die Tropfenbewegung kann auch die Existenz der Tropfen einen Einfluss auf die Gasphasenturbulenz haben. Wenn die Tropfen im Verhältnis zur Gasphase einen Volumenanteil kleiner 10^{-6} einnehmen, ist dieser Einfluss laut Elghobashi [18] vernachlässigbar. Liegt der Volumenanteil der Tropfen jedoch über 10^{-6} , beeinflussen sie die Gasphasenturbulenz wie folgt: Sehr kleine Tropfen mit einem Verhältnis $\tau_a/\tau_g \leq 0.1$ verursachen eine höhere turbulente kinetische Energie und Dissipationsrate; Tropfen mit $0.1 < \tau_a/\tau_g < 0.5$ beeinflussen die turbulente kinetische Energie der Gasphase nicht, führen aber zu einer höheren Dissipationsrate; Tropfen mit $\tau_a/\tau_g \approx 1$ reduzieren die turbulente kinetische Energie, aber

führen zu keiner Änderung der Dissipationsrate der Gasphase; große Tropfen mit $\tau_a/\tau_g > 1$ dämpfen dagegen die turbulente Energie sowie die Dissipationsrate der Gasphase. [18]

In der Literatur existieren für die dieselmotorische Einspritzung keine Messungen zur turbulenten Dispersion, da dies aufgrund der optischen Dichte des Strahls im Düsennahbereich und der Überlagerung von Tropfenzerfall, -kollision und turbulenter Dispersion kaum möglich ist.

2.3 Gemischbildung

Tropfenverdampfung

Ein wichtiger Prozess der dieselmotorischen Gemischbildung ist die Verdampfung des Kraftstoffs, da sie die darauf folgende Selbstzündung und Verbrennung maßgeblich beeinflusst.

Der eingespritzte Kraftstoff ist in der Regel deutlich kälter als das Brennraumgas. (Die Einspritzung erfolgt üblicherweise nahe des oberen Totpunktes, die Temperatur im Brennraum liegt hier bei einem typischen Teillastbetriebspunkt eines PKW bei ca. 600°C, die Temperatur des Kraftstoffs bei ca. 80°C.) Dies führt - wie auch die Verdampfungsenthalpie der Tropfen - zur Abkühlung des Brennraumgases in der Umgebung des Strahls und damit zu einer Verzögerung der Tropfenverdampfung. Durch den Impuls des Einspritzstrahls wird dagegen heißes Brennraumgas angesaugt. Hermann [29] stellt in Abbildung 2.11 die grundlegenden Prozesse der Tropfenverdampfung dar:

Durch konvektiven Wärmeübergang steigt die Tropfentemperatur und es bildet sich eine Dampfhülle an der Tropfenoberfläche, deren Partialdruck dem Dampfdruck entspricht. Das weitere Ansteigen der Tropfentemperatur und der Dampfkonzentration an der Tropfenoberfläche führt zu einer Erhöhung des Konzentrationsunterschiedes des Dampfes zwischen der Dampfhülle und dem umgebenden Gas. Dies führt schließlich zur Diffusion des Dampfes. Da der Phasenübergang deutlich schneller abläuft als die Diffusion des Dampfes, kann an der Tropfenoberfläche ein thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden [51]. Die Temperatur der Gasphase an der Tropfenoberfläche

entspricht dann der Tropfentemperatur an der Oberfläche des Tropfens, der Partialdruck des Dampfes an der Tropfenoberfläche dem Sättigungsdampfdruck bei der vorliegenden Tropfentemperatur.

Im Inneren des Tropfens wird eine homogenisierende Strömung induziert, die sogenannten „Hills“-Wirbel. Sobald der Tropfen die sogenannte Kühlgrenztemperatur erreicht, bei der der Partialdruck des Dampfes dem Dampfdruck des Tropfens gleicht, siedet auch die übrige Flüssigkeit. [29]

Die wesentlichen Einflüsse auf die Geschwindigkeit der Kraftstoffverdampfung sind Brennraumdruck und -temperatur sowie die Größe der Tropfenoberfläche, die von Primär- und Sekundärerfall abhängt. Eine sehr gute Zerstäubung des Einspritzstrahls führt zu einer Vergrößerung der Tropfenoberfläche und somit zur schnelleren Verdampfung. Weitere Einflüsse sind die physikalischen Eigenschaften des Kraftstoffs (Siedelinie und Dampfdruckkurve) und die Einspritzgeschwindigkeit; die Erhöhung des Strahlimpulses bewirkt erhöhtes „air entrainment“, was ebenfalls schnellere Verdampfung zur Folge hat.

Dieselmotorkraftstoff besteht aus mehreren Komponenten mit verschiedenen Eigenschaften. Bei der Modellierung der Verdampfung ist die Abbildung der für die Verdampfung wichtigen Eigenschaften notwendig. Wenn diese Eigenschaften nicht durch eine Komponente abbildbar sind, ist die Modellierung von Mehrkomponentenverdampfung sinnvoll.

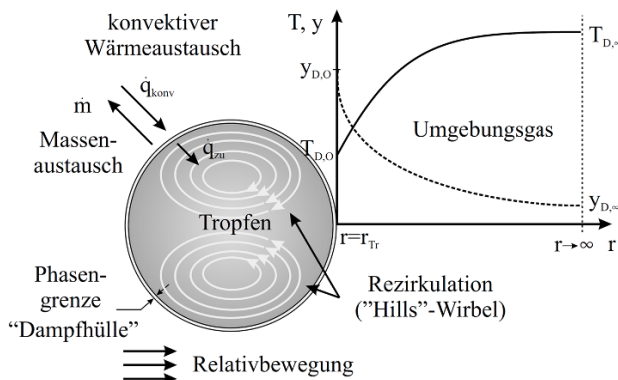


Abbildung 2.11: Prinzipbild der Tropfenverdampfung [29].

Drall- und Quetschspaltströmung

In modernen Viertakt-Dieselmotoren mit Direkteinspritzung bilden die Mulde im Kolben und der Quetschspalt zwischen Zylinderkopf und Kolben den Brennraum. Der Ladungswechsel erfolgt in der Regel durch zwei Einlass- und zwei Auslassventile (wie zum Beispiel bei dem OM651 [72]).

Die Güte der Gemischbildung hängt stark von der eingebrachten Gemischbildungsenergie (d. h. dem Strahlimpuls) sowie der Interaktion der Kraftstoffstrahlen mit der Zylinderinnenströmung ab. Für Dieselmotoren mit Direkteinspritzung veranschaulicht Abbildung 2.12 die wesentlichen makroskopischen Strömungsstrukturen, die die Gemischbildung unterstützen:

Die Drallströmung ist eine Rotationsströmung um die Zylinderachse und wird durch die Form der Einlasskanäle und Ventilsitze erzeugt. Die Quetschströmung ist dagegen die Verdrängung des Brennraumgases oberhalb der Quetschkante, die durch den sich nach oben bewegenden Kolben entsteht. Die inverse Quetschströmung ist das Ausströmen des Brennraumgases aus der Mulde in Richtung Quetschspalt durch den sich während der Expansion nach unten bewegenden Kolben. Eine weitere motorische Strömungsstruktur ist die Tumbleströmung, eine Wirbelbewegung um die Zylinderquerachse, die während der Kompression weitestgehend zerfällt, jedoch zu einer höheren turbulenten kinetischen Energie führt. Die Tumbleströmung ist typischerweise nur bei Ottomotoren zu beobachten. [48]

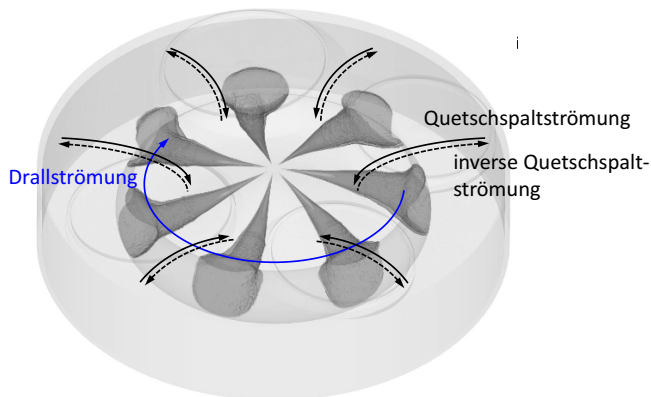


Abbildung 2.12: Strömungsstrukturen im dieselmotorischen Brennraum.

Bei kleinen Motoren kommen üblicherweise tiefe ω -Mulden mit hohem Drallniveau, bei großen Motoren dagegen oft flachere Mulden, zum Beispiel Stufenmulden, mit niedrigerem Drallniveau zum Einsatz. Die Erzeugung eines höheren Drallniveaus führt in der Regel zu höheren Ladungswechselverlusten, da ein höheres Drallniveau z. B. durch Spiralkanäle oder Ventilsitzabdeckungen erreicht werden muss. Diese Maßnahmen bringen jedoch im Vergleich zu strömungsoptimierten Kanälen und Fasen im Bereich der Ventilsitze einen Füllungs-nachteil mit sich. Vorteilhaft bezüglich dieses Drall-Füllungs-Trade-Offs sind deshalb Brennverfahren mit flachen Mulden und niedrigerem Drallniveau.

Durch den Einsatz von Drallklappen können höhere Drallzahlen für den unteren Last- und Drehzahlbereich realisiert werden. Die Zylinderinnenströmung muss auch in Kombination mit dem Einspritzsystem optimiert werden. Beispielsweise erfordert ein höheres Drallniveau eine geringere Lochanzahl der Einspritzdüse, da es sonst zu Interaktionen der durch die Drallströmung verwehten Einspritzstrahlen und somit zu einer schlechteren Luftausnutzung und mehr Rußbildung kommt. [48]

2.4 Zündung und Verbrennung

Ziel der motorischen Verbrennung ist die möglichst effiziente Umwandlung der chemisch gebundenen Energie des Kraftstoffs in mechanische Energie bei minimalem Schadstoffausstoß. Mit Beginn der Kraftstoffverdampfung setzen bei entsprechenden Mischungsverhältnissen und thermodynamischen Randbedingungen chemische Reaktionen ein. Die zuvor nicht-reagierende Strömung schlägt um zur (chemisch) reagierenden Strömung. [77]

Bei der dieselmotorischen Verbrennung handelt es sich um eine Diffusionsverbrennung, da Kraftstoff und Oxidator sich erst im Brennraum durch Konvektion und Diffusion vermischen. Diffusionsflammen werden auch „nicht-vorgemischte Flammen“ genannt.

Nach der Selbstzündung des Kraftstoff-Luft-Gemisches folgen drei Phasen der Verbrennung. Die erste Phase ist die sogenannte vorgemischte Verbrennung, darauf folgt die mischungskontrollierte Diffusionsverbrennung und schließlich der reaktionskinetisch kontrollierte Ausbrand (siehe Abbildung 2.13).

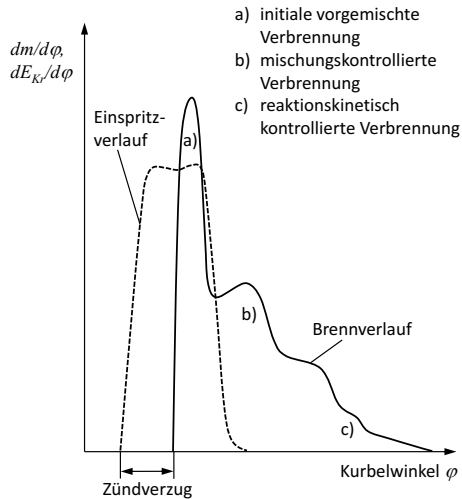


Abbildung 2.13: Exemplarischer Einspritz- und Brennverlauf im Dieselmotor (nach Merker und Schwarz [48]).

Selbstzündung

Die Zeit, die zwischen Einspritzbeginn und Brennbeginn vergeht, wird Zündverzugszeit genannt. Während dieser Zeit laufen verschiedene physikalische und chemische Vorgänge simultan ab. Wesentliche physikalische Vorgänge sind der Zerfall und die Verdampfung des Kraftstoffs sowie die Mischung des Kraftstoffdampfes mit dem Brennraumgas, d. h. die Bildung eines chemisch zündfähigen Gemisches. Die ersten chemischen Vorreaktionen im Gemisch setzen mit Beginn der Verdampfung des Kraftstoffes ein und führen bei ausreichend hoher Temperatur schließlich zur Selbstzündung der im Kraftstoff enthaltenen Kohlenwasserstoffe. Die physikalischen Vorgänge sind für die Zündung entscheidend, da der Einspritzstrahl die lokale Temperatur im Brennraum bestimmt: Sie korreliert mit der lokalen Konzentration des Kraftstoffdampfes. Die chemischen Vorreaktionen finden in Zonen mit lokalem Luftverhältnis $0.7 < \lambda < 1.0$ statt. Durch geeignete Wahl von Einlasstemperatur und -druck, Verdichtungsverhältnis, Einspritzbeginn und Sauerstoffkonzentration (mittels Abgasrückführung) ist die Steuerung von Temperatur und Druck bei Einspritzbeginn und damit die Steuerung der Zündverzugszeit möglich. [48, 88]

Vorgemischte Verbrennung

Die Rate der Wärmefreisetzung bei der vorgemischten Verbrennung ist bestimmt durch die Geschwindigkeit der chemischen Reaktionen und durch die Menge des während der Zündverzugszeit gebildeten reaktionsfähigen Gemisches. Die vorgemischte Verbrennung ist gekennzeichnet durch hohe Reaktionsgeschwindigkeiten und steile Druckgradienten, die die Ursache für das typische Verbrennungsgeräusch von Dieselmotoren sind. Eine Verringerung des Verbrennungsgeräusches ist durch Änderung des Einspritzzeitpunktes (siehe Abbildung 2.14), durch die Applikation von Voreinspritzungen mit geringer Kraftstoffmenge oder eine Reduktion des Raildruckes möglich. Die Haupteinspritzung erfolgt dann erst nach Selbstzündung des Gemisches der Voreinspritzung.

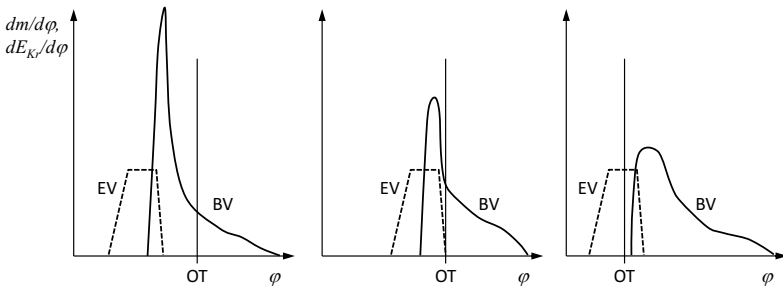


Abbildung 2.14: Einspritz (EV)- und Brennverlauf (BV) bei früher (links) und später (rechts) Verbrennung nach Merker und Schwarz [48].

Hauptverbrennung (mischungskontrollierte Diffusionsverbrennung)

Aufgrund der hohen Temperaturen sind die chemischen Reaktionen während der Hauptverbrennung deutlich schneller als die turbulenten Mischungsvorgänge von Kraftstoff und Brennraumgas, die Verbrennung erfolgt also mischungskontrolliert. In dieser Phase der Verbrennung tritt neben dem noch andauernden Mischungsprozess, der durch die Ladungsbewegung und Turbulenz im Brennraum bestimmt ist, bereits Schadstoffbildung auf. Die Bildung von Rußpartikeln findet in den fetten Zonen des Strahls statt, in mageren Bereichen der Diffusionsflamme bilden sich dagegen Stickoxide.

Nachverbrennung (reaktionskinetisch kontrollierte Verbrennung)

Während der Kolben sich in Richtung des unteren Totpunktes bewegt, sinken Druck und Temperatur im Brennraum. Dies hat sinkende Reaktionsraten zur Folge, so dass die chemischen Reaktionen im Vergleich zu den Mischungsprozessen langsam sind und die Verbrennung zunehmend reaktionskinetisch kontrolliert stattfindet. In dieser Verbrennungsphase werden neben der weiteren Umsetzung des bis dahin unverbrannten Kraftstoffes auch Zwischenprodukte, die während der Hauptverbrennung aufgrund von lokalem Sauerstoffmangel entstanden sind, oxidiert. Hohe Temperaturen in dieser Phase sowie ein hoher Restsauerstoffanteil begünstigen die Oxidation des vorher gebildeten Rußes. [48, 77]

2.5 Schadstoffbildung

Die wichtigsten Schadstoffkomponenten, die bei Dieselmotoren aufgrund von unvollständiger Verbrennung entstehen, sind Kohlenmonoxid (CO) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC). Des Weiteren entstehen Stickoxide (NO_x) und Ruß. Bei der Auslegung von Dieselmotoren stellt die Minimierung der Ruß- und Stickoxidemissionen letztlich immer ein Zielkonflikt dar: Die meisten innermotorischen Maßnahmen, die zur Minimierung der Rußemissionen führen, haben eine Erhöhung der Stickoxidemissionen zur Folge und umgekehrt.

Stickoxidbildung

Stickstoffmonoxid (NO) und Stickstoffdioxid (NO_2) werden üblicherweise zusammengefasst unter dem Begriff Stickoxide. Stickstoffmonoxid bildet bei dieselmotorischen Abgasen einen erheblich größeren Anteil als Stickstoffdioxid. Die NO-Bildung ist ein sehr langsamer, reaktionskinetisch kontrollierter Prozess.

In der Literatur sind vier verschiedene Arten von NO-Bildungsprozessen zu finden. Der dominierende Prozess, der 90 bis 95% der gesamten NO-Bildung

ausmacht [9], ist die Bildung von thermischem NO aus Luftstickstoff entsprechend dem erweiterten Zeldovich-Mechanismus:



Die beiden Elementarreaktionen 2.5 und 2.6 wurden bereits 1946 von Zeldovich [92] vorgeschlagen. Die dritte Gleichung des Mechanismus (Gleichung 2.7), die die Bildung von NO über das OH-Radikal berücksichtigt, wurde später von Lavoie et al. [42] ergänzt. Aufgrund der starken Dreifachbindung des Stickstoffmoleküls in Gleichung 2.5 ist eine hohe Aktivierungsenergie für diesen Bildungsprozess notwendig. Da erst hohe Temperaturen zu dieser Reaktion führen, wird das aus diesem Mechanismus entstehende Stickstoffmonoxid „thermisches NO“ genannt.

Der zweite NO-Bildungsprozess, über den etwa 5 bis 10% der Stickoxide entstehen [9], ist die Bildung von sogenanntem promptem NO bzw. Fenimore-NO aus Luftstickstoff bei niedrigen Temperaturen. Er findet primär in leicht fetten Gemischzonen der Hauptreaktionszone statt. Promptes NO wird durch die Reaktion von Stickstoff mit CH-Radikalen, die durch den Aufbruch des Kraftstoffs während der Verbrennung entstehen, gebildet. Das sogenannte Brennstoff-NO wird aus brennstoffgebundenem Stickstoff gebildet und liefert wie die NO-Bildung über Distickstoffoxid N_2O einen äußerst geringen Beitrag zur Gesamtstickoxidkonzentration (weniger als 1% [9]).

Da die Bildungsgeschwindigkeit von Stickoxiden bei Temperaturerhöhung exponentiell steigt, deren Abbau jedoch sehr langsam von staten geht, sollte die Stickoxidbildung innermotorisch vermieden werden. Heutzutage sind jedoch auch aktive Maßnahmen zur Reduktion der Stickoxidemission wie NO_x -Speicherkatalysatoren (NSK) oder Katalysatoren zur selektiven katalytischen Reduktion der Stickoxide (SCR-Katalysatoren) weit verbreitet, um die aktuellen und zukünftigen Abgasgrenzwerte zu erreichen [49].

Rußbildung und -oxidation

Nach Merker et al. [48] entstehen kleine Kohlenwasserstoffe und die ersten Benzolringe durch chemische Reduktion der Kraftstoffmoleküle unter sauerstoffarmen Bedingungen. Durch Polymerisation dieser Ringe und Dehydrie-

ung bilden sich daraus polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe. Mauß [46] unterscheidet bei den Rußbildungsprozessen in Partikelbildung (Nukleation), Oberflächenwachstum und Koagulation. Nukleation ist die Entstehung erster dreidimensionaler Rußpartikel (mit Abmessungen von etwa 1 bis 2 nm) durch reaktive Koagulation (Zusammenstoßen und Verschmelzen von Molekülketten und Partikeln) planarer polyzyklischer aromatischer Kohlenwasserstoffe. Kondensation von Molekülen aus der Gasphase an der Partikeloberfläche und Anlagerungen von Kohlenwasserstoffen führen schließlich zu Oberflächenwachstum. Simultan zu den Rußbildungsprozessen finden auch Rußabbauprozesse statt. Bei diesen Rußabbauprozessen unterscheidet Mauß [46] in Oxidation und Fragmentierung. Oxidation ist die Reaktion der Rußteilchen mit Sauerstoffmolekülen (O_2) und Hydroxylradikalen (OH), Fragmentierung ist das Wegbrechen von Molekülketten an der Oberfläche der Rußpartikel. [6, 46, 48]

Die Rußbildung und -oxidation sind wie die Stickoxidbildung reaktionskinetisch kontrollierte Prozesse. Allerdings ist eine innermotorische Reduzierung der Rußemissionen durch Rußnachoxidation in der Ausbrandphase möglich. Schon während der frühen Verbrennungsphase werden Rußpartikel in sauerstoffreichen Zonen zu Kohlendioxid und Wasser oxidiert. Notwendig für die Rußoxidation sind Oxidanten wie Sauerstoff und Hydroxylradikale, begünstigt wird sie zudem durch eine hohe Temperatur.

Nach Merker et al. [49] ist der Einfluss der Temperatur auf die Rußbildung schwer allgemein zu beschreiben, da hohe Temperaturen sowohl Rußbildung als auch Rußoxidation begünstigen. Wie in Abbildung 2.15 zu erkennen, sind insbesondere hohe Temperaturen und fette Gemischbereiche relevant für die Rußbildungsprozesse. Gleichzeitig kommt es bei hohen Temperaturen zu Rußoxidation in eher mageren Gemischzonen (siehe Abbildung 2.16). Dadurch wird ein großer Teil der zu Beginn der Verbrennung gebildeten Rußmenge wieder oxidiert, so dass die im Abgas gemessene Partikelmenge nur ein Bruchteil der maximal gebildeten Menge ausmacht. Laut Stiesch [79] ist die Modellierung der Rußemission unter motorischen Bedingungen eine große Herausforderung, da selbst genaue Modelle für die Rußbildung und -oxidation, die einzeln für sich nur Fehler im niedrigen Prozentbereich aufweisen, einen großen Fehler in der absoluten Rußmenge im Abgas aufweisen können.

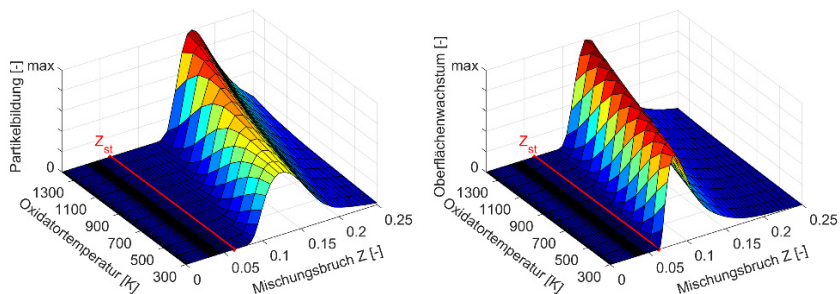


Abbildung 2.15: Quellterme für die Rußbildungsprozesse bei $p = 50$ bar und 0% AGR in Abhängigkeit von Oxidatortemperatur und Mischungsbruch, entnommen aus der Rußbibliothek von Mauß et al. [56].

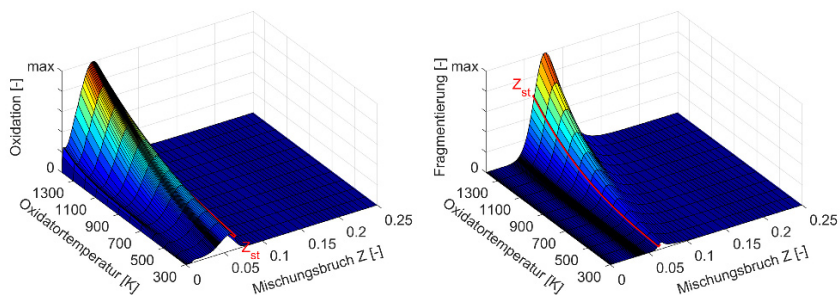


Abbildung 2.16: Quellterme für die Rußabbauprozesse bei $p = 50$ bar und 0% AGR in Abhängigkeit von Oxidatortemperatur und Mischungsbruch, entnommen aus der Rußbibliothek von Mauß et al. [56].

Numerische Analyse der dieselmotorischen
Gemischbildung, Verbrennung und
Emissionsentstehung

Nording, K.

2017, XXX, 151 S. 103 Abb., 67 Abb. in Farbe.,
Softcover

ISBN: 978-3-658-17637-2