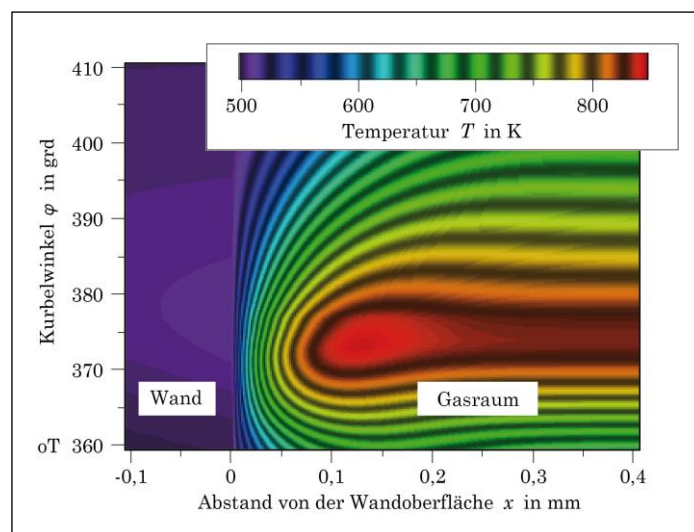


ZUR ENTSTEHUNG UND AUSBREITUNG VON SELBSTZÜNDUNGEN IM OTTOMOTOR



v. 2.1

Walter Kleinschmidt
Univ.-Prof. i. R. Dr.-Ing. PD
Universität Siegen
Department Maschinenbau

Vorwort

Im VDI Bericht 383 (1999) /3/ wurde ausgeführt, dass die Theorie der instationären motorischen Wärmeübertragung zu Aussagen über den Entstehungsort von Selbstzündungen im Ottomotor führt. Ein Blick in selbst neuere Publikationen zu diesem Thema zeigt nun, dass dieser Denkansatz keinen Niederschlag in den betreffenden Forschungsarbeiten gefunden hat und offenbar in Vergessenheit geraten ist. Damit ist der Gegenstand der vorliegenden Schrift gesetzt. Der Verfasser hat die damaligen Aussagen aufgegriffen und in Richtung auf die Ausbreitung von Selbstzündungen im Brennraum von Versuchs- und Serienmotoren weitergedacht. Dies hat zu überraschenden Ergebnissen geführt.

Mönchengladbach, 2025

W. Kleinschmidt

Inhalt

1	Kinetische Grundlagen zur Selbstzündung in Ottomotoren	4
2	Das Temperaturfeld über dem Kolben	8
3	Temperaturgrenzschicht und Selbstzündung	12
4	Selbstzündung in Versuchsmotoren	17
5	Selbstzündung in Serienmotoren.....	21
6	Anhang.....	30
	6.1 Auszug aus NACA Report No. 912	30
	6.2 Umwandlung von Gleichung (5.-9) durch Dimensionsanalyse	32
7	Literaturstellen.....	35

1 KINETISCHE GRUNDLAGEN ZUR SELBSTZÜNDUNG IN OTTOMOTOREN

In homogen betriebenen Ottomotoren erfährt das angesaugte Kraftstoff-Luft-Gemisch, bevor es nach und nach zur Verbrennung gelangt, eine beträchtliche Kompression, zunächst allein durch die Hubbewegung des aufsteigenden Kolbens und nach dem Einleiten der Verbrennung durch die Zündkerze zusätzlich durch die Expansion des entstehenden Verbrennungsgases. **Bild 1.1** zeigt den dabei entstehenden Verlauf des Zylinderdruckes über dem Kurbelwinkel, sowie die zugehörigen Verläufe der Temperatur und der Dichte in einem **mittleren Massenelement** des Frischgasbereiches I vor der Flamme.

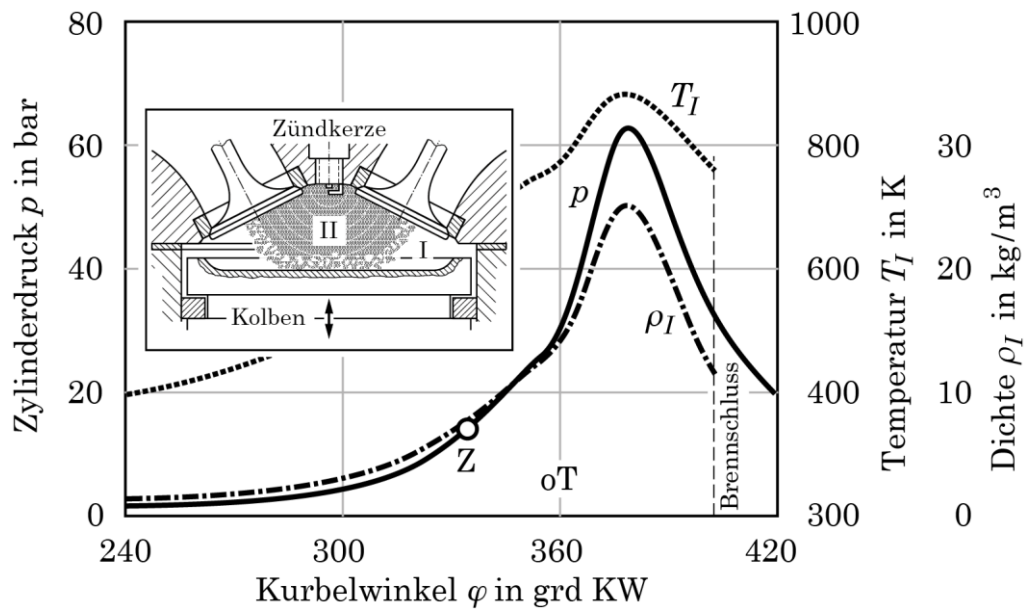


Bild 1.1: Thermische Zustandsgrößenverläufe in einem mittleren Massenelement des Frischgasbereiches (I) vor der Flamme (Vollast; $n = 4500 \text{ min}^{-1}$; $\varepsilon = 11$; $\lambda_V = 1,0$)

Infolge der über dem Kurbelwinkel ansteigenden Werte der Temperatur T_I und der Dichte ρ_I kommt es im Frischgas über sogenannte *Startreaktionen* der Form



zur Bildung von neuen sehr reaktiven Spezies R^\cdot und HO_2^\cdot (RH und R^\cdot bezeichnen ein generalisiertes Kohlenwasserstoffmolekül bzw. ein generalisiertes Radikal). Der reaktionskinetische Geschwindigkeitsansatz für die vorstehende Reaktion lässt sich in die Form

$$\frac{dx_{\text{R}}}{dt} = \frac{dx_{\text{HO}_2}}{dt} = C \exp\left(-\frac{E}{R_m T_I}\right) \rho_I x_{\text{RH}} x_{\text{O}_2} \quad (1.2)$$

E , R_m Aktivierungsenergie der Reaktion (1.1), allgemeine Gaskonstante umschreiben, aus der zu ersehen ist, dass der zeitliche Anstieg der Stoffmengenanteile der neuen Spezies x_{R}^\cdot , $x_{\text{HO}_2}^\cdot$ durch die zunehmenden Werte der Temperatur T_I und der Dichte ρ_I während der Verdichtung (vergl. **Bild 1.1**) angeregt wird.

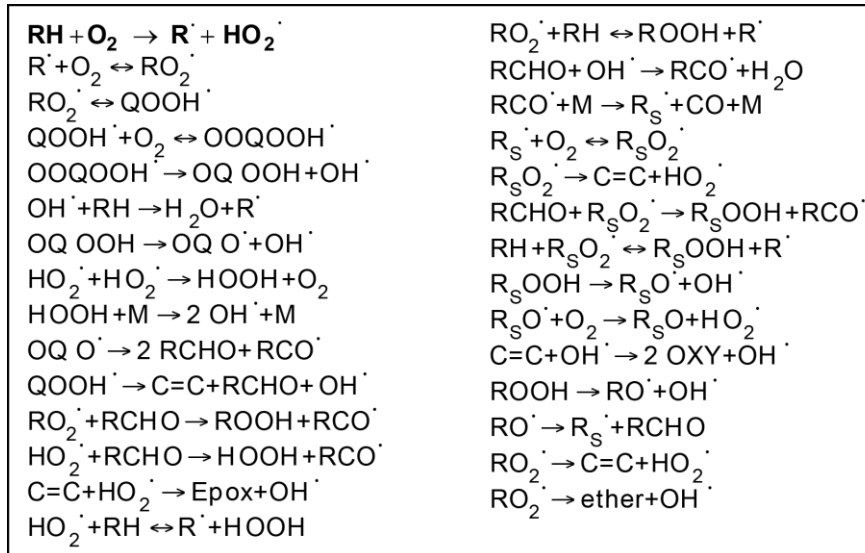


Bild 1.2: Kinetik der Selbstzündung von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen (Reaktionsmodell mit 29 Reaktionen nach Li et al /8/)

Die so entstehenden reaktiven Spezies R^\cdot und HO_2^\cdot wirken nun als Triggersubstanzen für ein äußerst komplexes Reaktionsgeschehen, das bei starker Verdichtung über eine Vielzahl von Elementarschritten und Zwischenprodukten schließlich zur Selbstzündung des Frischgases führen kann. In **Bild 1.2** ist ein **Reaktionsmodell** für den Niedertemperaturbereich der Kohlenwasserstoffoxidation wiedergegeben, das zu einem großen Teil generalisierte Spezies und Molekülgruppen verwendet. Mit diesem Modell, das in Untersuchungen an einem Schleppmotor entwickelt und abgestimmt wurde, lässt sich nach den Erfahrungen des Verfassers die klopfbegrenzte Volllastlinie von Ottosaugmotoren in guter Näherung darstellen /4/. Die nachstehend in graphischer Form mitgeteilten Ergebnisse von kinetischen Berechnungen mit einem Dreizonenmodell der ottomotorischen Verbrennung /4/ sind unter Verwendung dieses Reaktionsmodells entstanden.

Bei dem im Reaktionsablauf schon früh gebildeten Hydroxylradikal OH^\cdot handelt es sich um einen *Kettenträger*, d. h. um eine sehr reaktive Substanz, die generell eine wesentliche Rolle bei der Bildung und Erhaltung von schnellen Reaktionsketten spielt. Über den zeitlichen Verlauf dieser Spezies kommen eventuelle Besonderheiten des Reaktionsablaufes zum Ausdruck.

Im linken Diagramm von **Bild 1.3** ist der für drei verschiedene Werte des Verdichtungsverhältnisses ε und sonst gleiche Randbedingungen berechnete Verlauf des OH -Stoffmengenanteils über dem Kurbelwinkel dargestellt. Im rechten Diagramm finden sich die zugehörigen Verläufe der Frischgastemperatur T_f und des Stoffmengenanteils x_{RH} des generalisierten Kraftstoffes.

Bei allen drei Verdichtungsverhältnissen zeigt ein starker Anstieg des OH -Verlaufes eine schnelle Reaktionseinleitung an, was auch an dem Anstieg der Frischgastemperatur und dem Abfall des RH -Stoffmengenanteils erkennbar ist. Dann bricht allerdings der OH -Verlauf durch das Zusammenwirken von einigen speziellen Elementarreaktionen sehr stark ein, wodurch der Reaktionsfortschritt

gehemmt wird. Bei dem hohen Verdichtungsverhältnis von 10,8 kommt es aber vor allem durch die höhere Frischgastemperatur während der Verdichtung nach nur kurzer Hemmdauer zu einem erneuten sehr schnellen OH-Anstieg, der nun die eigentliche Selbstzündung anzeigt, die schließlich zu den bekannten Reaktionsprodukten CO_2 , H_2O u.a. führt. Im Falle des relativ kleinen Verdichtungsverhältnisses von 10 bleibt der erneute OH-Anstieg aus, weil die Reaktion schon zu sehr in die Expansion hineingerät, in der die Frischgastemperatur wieder abfällt. Die Selbstzündung tritt dann nicht mehr ein und die Reaktion kommt nach einer nur partiellen Kraftstoffoxidation und einem moderaten Temperaturanstieg zum Abbruch. Bei dem Verdichtungsverhältnis mit dem Zwischenwert 10,4 stellt sich eine zeitlich ausgedehnte Reaktionshemmung ein, nach der die Selbstzündung aber doch noch einsetzt.

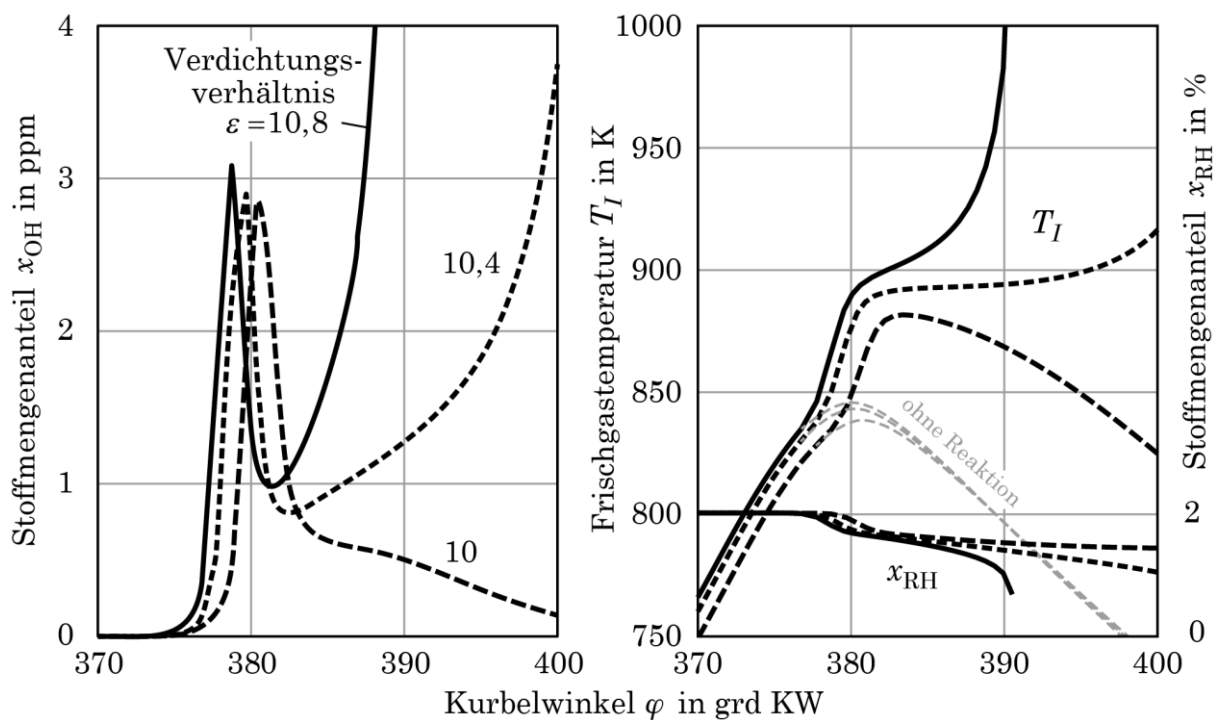


Bild 1.3: Zum Einfluss des Verdichtungsverhältnisses auf die Reaktionstätigkeit im Frischgas über dem Kurbelwinkel (Volllast, $n=1500 \text{ min}^{-1}$, $\lambda_V=1,0$, Zündzeitpunkt 352 grd)

Der detaillierte zeitliche Reaktionsablauf in einem Massenelement des Frischgasbereiches wird neben dem Verlauf der thermischen Zustandsgrößen T_I , ρ_I maßgeblich durch die Zusammensetzung und durch die Additivierung des verwendeten Kraftstoffes sowie durch das Luftverhältnis λ_V beeinflusst. Die höchsten Reaktionsgeschwindigkeiten treten etwas unterhalb von $\lambda_V=1$ auf, sehr fette und magerere Gemische reagieren langsamer.

Nach Vorstehendem kommt es erst nach einer Anfangsphase mit nur wenig energieintensiven Vorreaktionen (Stufe 1 der Reaktion) zum Übergang in die „heiße“ Energiefreisetzungsphase (Stufe 2 der Reaktion), d. h. zur eigentlichen Selbstzündung. Dieses Verhalten entspricht im Prinzip der bekannten *Zweistufenzündung*,

die nach der schnellen Kompression von Kohlenwasserstoff-Luft-Gemischen in Einhubtriebwerken bzw. in Stoßwellenrohren beobachtet wird. Analog zu diesen

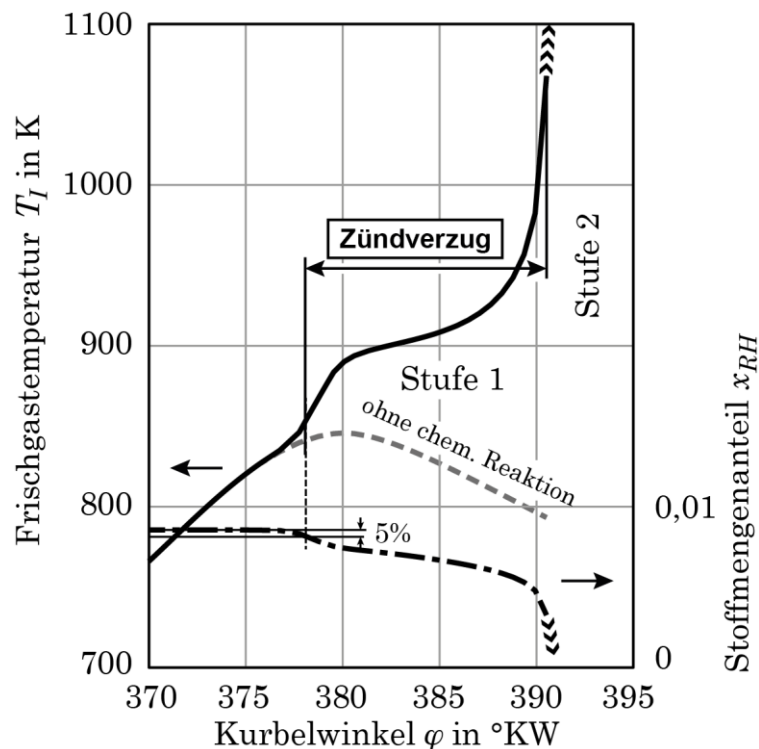


Bild 1.4: Motorischer Zündverzug (Vollast, $n=1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon=10$)

Versuchseinrichtungen lässt sich auch im Ottomotor ein Zündverzug definieren (s. **Bild 1.4**). Für diesen motorischen Zündverzug, der offensichtlich unter ganz anderen Bedingungen entsteht als z. B. der Zündverzug im Einhubtriebwerk, lässt sich keine Abhängigkeit von den Anfangswerten von Druck und Temperatur am Beginn der ersten Reaktionsstufe angeben. Für vereinfachte Untersuchungen mit prinzipiellem Charakter wird deshalb der motorische Zündverzug durch den allgemein verwendeten Zündverzug ersetzt, der für verschiedene Kraftstoffe in Abhängigkeit von Druck und Temperatur aus der Literatur entnommen werden kann.

Die vorstehenden Ausführungen beziehen sich auf den Ablauf der Selbstzündungsreaktionen in einem mittleren Massenelement aus dem Frischgasbereich I vor der bewegten Flamme. In den anderen Massenelementen des Bereiches finden die gleichen Vorgänge statt, aber nicht gleichzeitig. Das liegt vor allem daran, dass der Frischgasbereich nicht überall eine einheitliche Temperatur aufweist. Hieraus ergeben sich besondere Folgerungen im Hinblick auf die Entstehung und die räumliche Ausbreitung von Selbstzündungen im Ottomotor. Dieses Thema ist der Gegenstand der folgenden Ausführungen.

2 DAS TEMPERATURFELD ÜBER DEM KOLBEN

Nach herrschendem Verständnis stellt das Frischgas vor der bewegten Flamme im Ottomotor einen Bereich ohne ausgeprägte Temperaturverteilung dar, in dem zufällig verteilte kleine Temperaturstörungen zur Ausbildung von Selbstzündungszentren (sog. „hot spots“) führen können (s. **Bild 2.1**). Ausgehend von solchen Zentren sollen dann Selbstzündungswellen entstehen, die sich (den jeweiligen Randbedingungen entsprechend) mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Druckwirkungen im Frischgas ausbreiten. Wenn es dabei zu einer Überlagerung einer Selbstzündungswelle mit der von ihr selbst erzeugten Druckwelle kommt, soll dies mit Bezug auf eine Berechnung von Zeldovic (1970) /1/ die Bildung einer anlaufenden Detonationswelle zur Folge haben, die mit besonders starken Druckwirkungen verbunden ist.

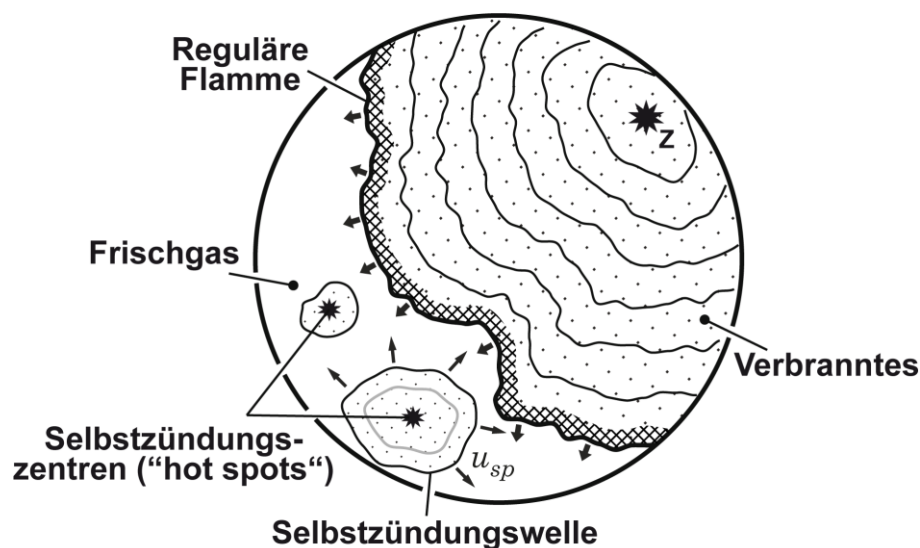


Bild 2.1: Selbstzündung im Frischgas vor der regulären Flamme (Versuchsmotor)

Der vorliegende Beitrag greift auf die Ausführungen in /3/ zurück, wonach die Prämisse „Frischgas ohne ausgeprägte Temperaturverteilung“ im **wandnahen Bereich** nicht zutrifft. Dort liegt vielmehr ein instationäres Temperaturfeld vor, dessen Ursache in dem Wärmeübergang zu suchen ist, der sich im Ansaugtakt des Motors zwischen dem einströmenden relativ kalten Frischgas und den heißen Arbeitsraumwandungen einstellt, und dessen Folgen sich über die Verdichtungsphase hinweg bis in den Frischgasbereich vor der Flamme auswirken. Dieser Sachverhalt wird durch die folgende Überlegung verbunden mit einer vereinfachten Berechnung verständlich.

Betrachtet wird der Wärmeübergang an einem **Teilbereich der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur** T_W , der im Ansaugtakt zum Beginn des Frischgaseintritts abrupt mit **homogenem turbulenzfreiem Frischgas** der Temperatur T_{I0} in Kontakt gelangt. Der Teilbereich sei so gewählt, dass er erst gegen Ende der späteren Verbrennung von der Flamme erreicht wird. Unter Ausschluss von wandparallelen Konvektionsbewegungen an der Kontaktfläche kann

nun zu einem durch eine Prozessrechnung **vorgegebenen Zylinderdruckverlauf** $p(t)$ eine Näherungslösung der partiellen Differentialgleichung für die Frischgastemperatur $T_I(x,t)$ ermittelt werden. Dabei bezeichnen x den senkrechten Abstand von der Kolbenoberfläche und t die Zeit. In **Bild 2.2** ist das Ergebnis eines Berechnungsbeispiels graphisch dargestellt, wobei nur die Zeit t gegen den Kurbelwinkel $\varphi = \omega t$ ausgetauscht wurde.

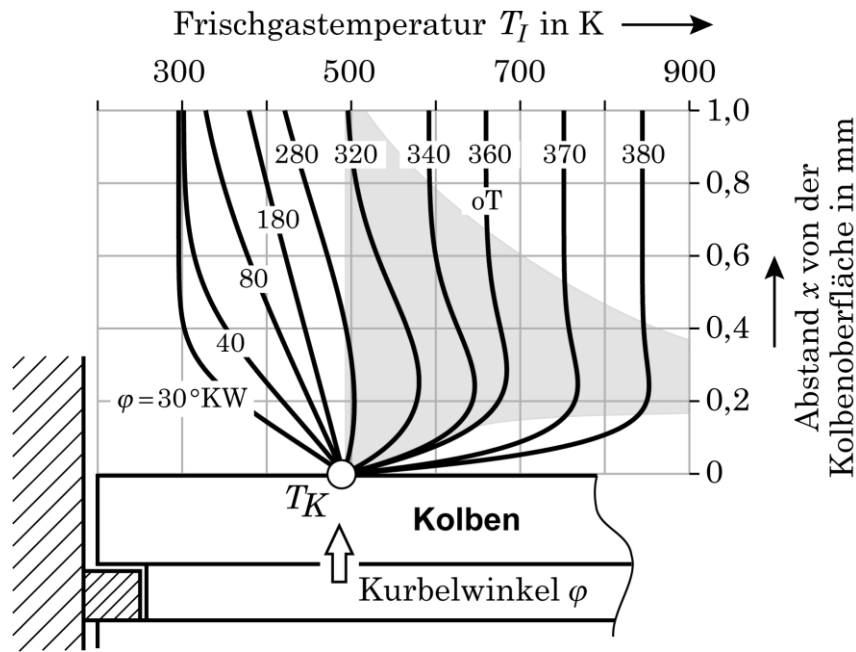


Bild 2.2: Lokale Frischgastemperatur über dem bewegten Kolben mit Bildung eines grau gekennzeichneten Übertemperaturbereiches (konstante Oberflächentemperatur $T_K = 490$ K, $T_{I0} = 300$ K, Volllast, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon = 10$)

Die dargestellten charakteristischen Temperaturverläufe sind wie folgt physikalisch zu erklären: In der Ansaugphase ($\varphi < 180^\circ \text{KW}$) wird das Frischgas durch den Kontakt mit dem heißeren Kolben aufgeheizt, wobei die Heizwirkung zeitlich immer weiter in den Gasraum vordringt. Anschließend wird dieser Vorgang überlagert durch die Kompressionswirkung des aufsteigenden Kolbens. Da alle Gaselemente über der Kontaktfläche denselben Druckanstieg erfahren, tendieren die zu Beginn der Kompression heißesten Elemente (die in Wandnähe) auch zu höheren Kompressionstemperaturen; nur die unmittelbar an der Kolbenoberfläche befindlichen Elemente können wegen der dort gegebenen starken Kühlwirkung der metallischen Wand diesen Temperaturanstieg nicht mitmachen, so dass sich knapp vor der Kolbenoberfläche ein **relatives Temperaturmaximum** ausbildet. Durch die Konvektion senkrecht auf den Kolben, die durch die schnelle Dichtezunahme infolge der Kompression entsteht, rückt dieses Temperaturmaximum mit zunehmendem Kurbelwinkel dichter an den Kolben heran. Offenbar liegt hier ein Vorgang vor, der sich in unmittelbarer Wandnähe abspielt. Im Hinblick auf die an der Wand zu erfüllende Haftbedingung dürfte den Konvektionsbewegungen parallel

zur Kolbenoberfläche, die bei der Rechnung unberücksichtigt geblieben sind, zumindest keine besondere Rolle zufallen.

Mit Blick auf **Bild 2.2** gelangt man zu dem bemerkenswerten Schluss, dass sich während der Flammverbrennung dicht vor der noch nicht von der Flamme überlaufenen Kolbenoberfläche (und vor anderen freien Oberflächenbereichen des Brennraums) eine **Temperaturgrenzschicht** ausbildet, die durch eine leichte **Übertemperatur** gegenüber dem Bereich weiter oberhalb des Kolbens gekennzeichnet ist (grauer Bereich in **Bild 2.2**).

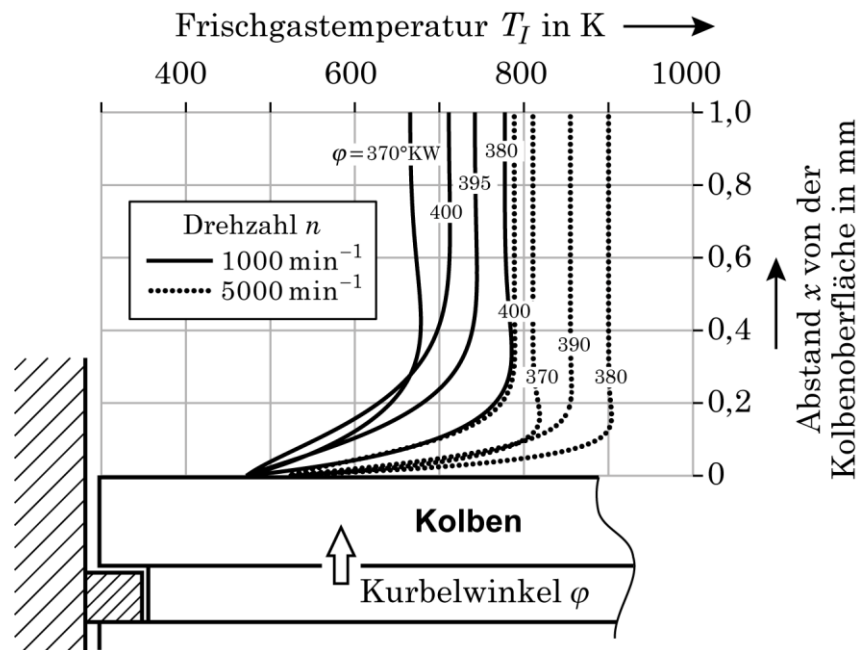


Bild 2.3: Zum Einfluss der Motordrehzahl auf die Ausbildung einer Temperaturgrenzschicht dicht vor der Kolbenoberfläche (Volllast, $\varepsilon = 10$)

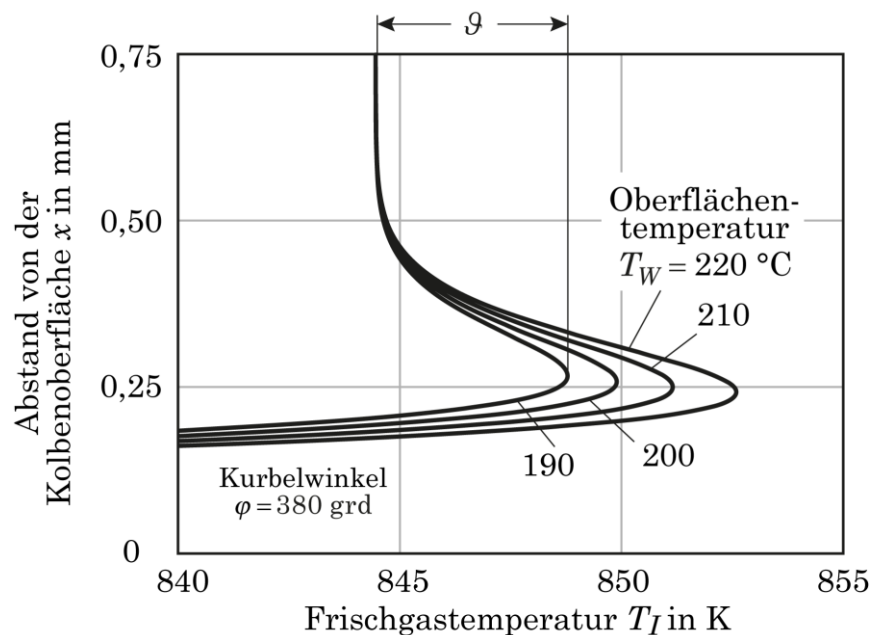


Bild 2.4: Zum Einfluss der Oberflächentemperatur des Kolbens auf die Temperaturgrenzschicht in Wandnähe (Volllast, $n = 1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon = 10$)

Aus **Bild 2.3** ist zu ersehen, dass diese Temperaturgrenzschicht mit zunehmender Motordrehzahl dünner wird und dabei näher an die Kolbenoberfläche heranrückt. Für die Darstellung wurde nur derjenige Kurbelwinkel- bzw. Temperaturbereich berücksichtigt, der für den Niedertemperaturbereich der Selbstzündungsreaktionen interessant ist.

Bei gegebenem Kurbelwinkel nimmt die Übertemperatur ϑ , d. h. der Ausschlag der wandnahen Frischgastemperatur gegenüber der Temperatur in größerer Entfernung vom Kolben mit der Oberflächentemperatur desselben zu (s. **Bild 2.4**).

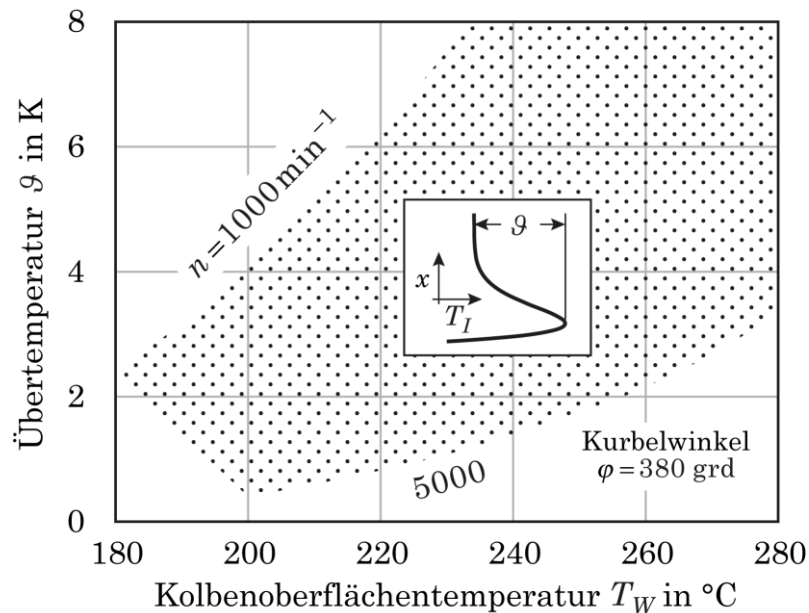


Bild 2.5: Übertemperatur bei festem Kurbelwinkel in Abhängigkeit der Kolbentemperatur und der Motordrehzahl (Volllast, $\varepsilon=10$)

Ergänzend liefert **Bild 2.5** noch einen erweiterten Überblick über die wohl wichtigsten Einflussgrößen auf die Übertemperatur.

3 TEMPERATURGRENZSCHICHT UND SELBSTZÜNDUNG

In der Temperaturgrenzschicht laufen die Niedertemperatur-Selbstzündungsreaktionen wegen ihrer starken Temperaturabhängigkeit schneller ab als in der Umgebung darüber und darunter. Da diese Reaktionen exotherm sind, wird dabei die Übertemperatur verstärkt, woraus sich eine weitere Beschleunigung der Reaktionsstätigkeit mit wiederum nachfolgender Temperatursteigerung ableitet und so fort. Im Laufe dieses sich selbstverstärkenden Vorgangs kommt es dann nach einer gewissen Zeitspanne etwa in der Mitte der nun räumlich stark ausgedehnten Temperaturgrenzschicht zur **Selbstzündung**, d. h. zur Bildung einer ersten flächigen **dünnen Verbrennungsgasschicht** parallel zur Kolbenoberfläche, was den Anschein einer Oberflächenzündung erweckt.

Der Verfasser hat mit den in **Bild 3.1** (links) eingetragenen Kurvenzügen den Versuch unternommen, den vorstehend beschriebenen Vorgang graphisch abzubilden. Dabei wurden die zu den genannten Kurbelwinkelwerten gehörigen Maxima der Frischgastemperatur aus einer begleitenden Motorprozessrechnung übernommen (**Bild 3.1** rechts), die für ein mittleres Frischgaselement die zeitliche Verfolgung der Selbstzündungsreaktionen erlaubt. Die Kurvenzüge zwischen den Temperaturmaxima und den Temperaturverläufen ohne chemische Reaktion wurden geschätzt.

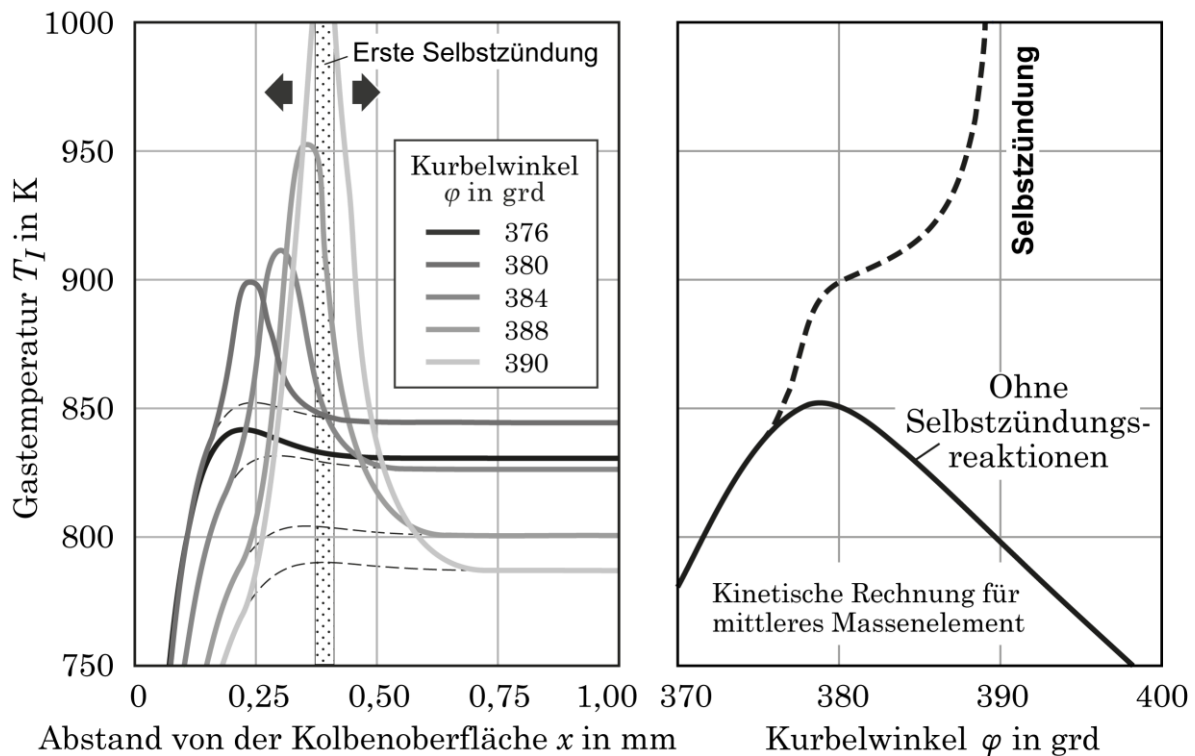


Bild 3.1: Beginn der Selbstzündung im Ottomotor (Volllast, $n=1500 \text{ min}^{-1}$, $\varepsilon=10$)

Für Überlegungen zum Fortgang der Selbstzündung schließt **Bild 3.2** qualitativ an den rechten Kurvenast für den Kurbelwinkel $\varphi=390\text{grd}$ in **Bild 3.1** an. Die in horizontaler Richtung stark gedehnte Darstellung unterteilt den Raum oberhalb des betrachteten Bereiches der Kolbenoberfläche in Massenelemente Δm . Da ein

Massenelement gemäß seiner Definition ein Element konstanter Masse ist, haben in der Darstellung die Verbrennungsgaselemente infolge ihrer geringeren Dichte ein größeres Volumen als die noch nicht voll abreagierten Gaselemente.

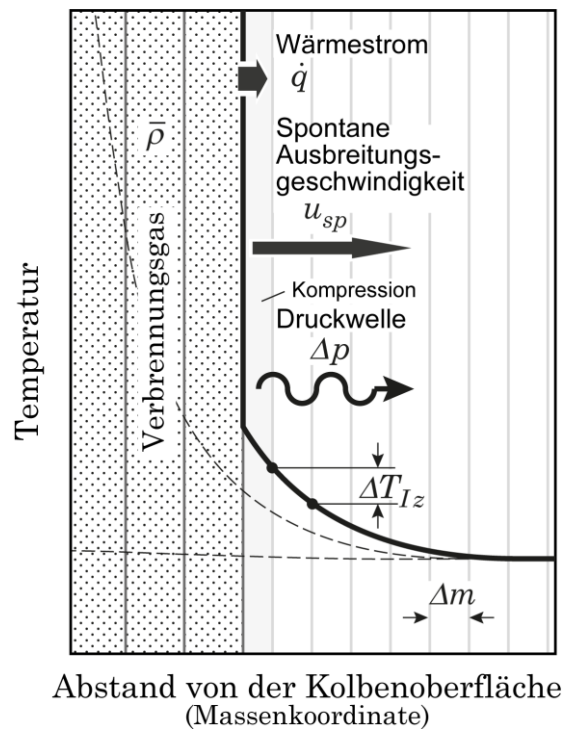


Bild 3.2: Zur Ausbreitung von Selbstzündungen in der Temperaturgrenzschicht

Nach der Selbstzündung des Gaselementes im Zentrum der Temperaturgrenzschicht gelangen die darüber liegenden Elemente erst sukzessive zur Zündung, weil sie wegen ihres noch geringeren Reaktionsfortschrittes – kenntlich an ihren zunehmend niedrigeren Temperaturen – mehr Zeit bis zur vollständigen chemischen Umwandlung benötigen. So kommt es zur Bildung einer ebenen Selbstzündungswelle, die sich spontan, d. h. ohne Wechselwirkung des jeweils zündenden Elementes mit seiner Umgebung, senkrecht zur Kolbenoberfläche in den Frischgasbereich hinein fortpflanzt. Durch die folgende kurze Ableitung lässt sich eine plausible Aussage zur Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp} dieser Welle machen.

Die Zeitabstand Δt_z zwischen den Selbstzündungen von zwei benachbarten Gaselementen wird mit der Temperaturdifferenz ΔT_{Iz} (vergl. **Bild 3.2**) zusammenhängen. Dabei erscheint es einleuchtend, dass eine abnehmende Temperaturdifferenz einen sich angleichenden Reaktionsfortschritt in den Elementen anzeigt, womit auch der Zeitabstand Δt_z der Zündungen zwischen denselben abnehmen muss. Hier wird sehr vereinfachend gesetzt

$$\Delta t_z = \frac{\Delta T_{Iz}}{C} , \quad (3.-1)$$

worin die Dimensionskonstante C ($[C] = \Theta / T$) für den Mittelwert eines komplizierten reaktionskinetischen Ausdrucks steht.

Mit dem Reaktionsumsatz eines Massenelementes verschiebt sich die Front der Selbstzündungswelle um die Wegdifferenz $\Delta x = \Delta m / \bar{\rho} A$. Hierin ist $\bar{\rho}$ die mittlere Dichte im Verbrennungsgas hinter der Welle und A die Fläche des betrachteten als isotherm angenommenen Bereiches der Kolbenoberfläche. Jetzt kann für die spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle innerhalb der Temperaturgrenzschicht formuliert werden

$$u_{sp} = \frac{\Delta x}{\Delta t_z} = \frac{C \Delta m}{\bar{\rho} A \Delta T_{Iz}} , \quad (3.-2)$$

und weiter mit $\Delta m \rightarrow 0$,

$$u_{sp} = \frac{1}{\bar{\rho} A} \frac{C}{dT_I / dm} = \frac{C}{dT_I / dx} . \quad (3.-3)$$

Hiernach sollte die Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp} eine starke Abhängigkeit von dem Verlauf des Temperaturgradienten in der Temperaturgrenzschicht aufweisen, der mit Blick auf **Bild 3.1** den gesamten Bereich von zu Beginn sehr großen bis zu gegen Ende der Schicht sehr niedrigen Werten durchläuft. Demzufolge wird die Selbstzündungswelle nach der ersten flächigen Zündung und einer kurzen deflagrativen Phase mit einer sehr kleinen Geschwindigkeit etwas oberhalb der laminaren Flammengeschwindigkeit starten und dann bis zum Verlassen der Temperaturgrenzschicht immer schneller werden, bis ihre Wirkung schließlich der einer thermischen Explosion nahekommmt.

Zu dem gleichen Schluss gelangt man durch die folgende abstrahierende Betrachtungs- und Vorgehensweise, die von Zeldovic (1980) /2/ angegeben wurde. Mit Bezug auf **Bild 3.1** wird dem Temperaturverlauf $T_I(x)$ ohne chemische Reaktion beim Kurbelwinkel $\varphi = 390^\circ$ der Zündverzug

$$\tau(x) = f(T_I(x)) \quad (3.-4)$$

zugeordnet, d. h. der bekannte Zündverzug $\tau(T, p)$ ¹, wie er z. B. in Einhubtriebwerken in Abhängigkeit von Temperatur und Druck beim Ende der Verdichtung bestimmt wird. Die Abhängigkeit vom Druck wird hier durch die Annahme eines mittleren Druckes ersetzt. Dann erhält man für die spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle

$$u_{sp} = \left| \frac{d\tau}{dx} \right|^{-1} . \quad (3.-5)$$

Das Ergebnis einer solchen Rechnung ist in **Bild 3.3** dargestellt und steht offenbar qualitativ gesehen mit den vorhergehenden Ausführungen in Einklang.

Infolge der Expansion der zur Selbstzündung gelangenden Gaselemente erfahren die jeweils angrenzenden noch nicht voll abreagierten Gaselemente eine Kompression, wodurch eine Druckwelle entsteht, die der Selbstzündungswelle vorausläuft

¹ Als Ersatz für den an sich benötigten „motorischen Zündverzug“, vergl. Anmerkung am Ende von **Kap.1** .

und deren Stärke mit der Geschwindigkeit der letzteren zunimmt. In den von dieser Druckwelle überlaufenen Gaselementen wird der zeitliche Reaktionsablauf beschleunigt. Falls die chemische Reaktion in denselben bereits weit fortgeschritten ist, kann dies auch zu einer stellenweisen Selbstzündung führen.

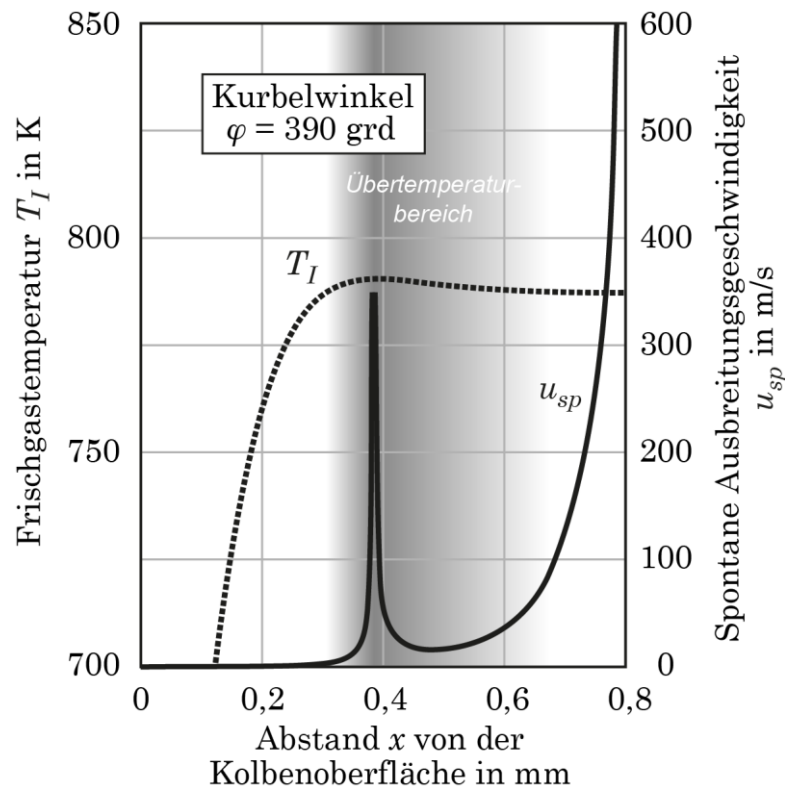


Bild 3.3: Spontane Ausbreitungsgeschwindigkeit der Selbstzündungswelle zu Bild 3.1 , berechnet nach Zeldovic [2/]

Die mit abnehmendem Temperaturgradienten immer größer werdende Geschwindigkeit der Selbstzündungswelle wird zu einem bestimmten Zeitpunkt die Schall- bzw. die Detonationsgeschwindigkeit überschreiten, d. h. die vorher nacheilende Selbstzündungswelle durchdringt und überholt nun die Druckwelle. Ein solcher Vorgang hat nach den Ergebnissen einer vereinfachten gasdynamischen Berechnung von Zeldovic [1/], die später von anderen Forschern grundsätzlich bestätigt wurden, einen sehr starken Druckauschlag zur Folge.

Man bemerke noch, dass die vorstehend beschriebene Entwicklung einer Selbstzündungswelle bis hin zu sehr hohen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von einem stillstehenden Kolben ausgeht. Im realen Motor mit bewegtem Kolben kann die Selbstzündungswelle auch schon bei relativ niedrigen Geschwindigkeiten und mit moderaten Druckwirkungen zum Abbruch kommen oder in eine Deflagration übergehen, wenn die Temperatur vor der Front der Welle durch die Expansionsbewegung des Kolbens schnell abfällt. Das Ergebnis wäre dann ein verkürzter Selbstzündungsvorgang ohne auffällige Druckwellenanregung.

Die vorstehenden Ausführungen gelten auch für die Fortpflanzung der Selbstzündungswelle in umgekehrter Richtung auf die Kolbenoberfläche zu. Die spontane

Ausbreitung bleibt hier allerdings auf relativ geringe Geschwindigkeiten beschränkt und dürfte schnell zum Abbruch tendieren, so dass direkt an der Wand eine kleine noch nicht voll abreagierte Gasmenge verbleibt. Da der oben bemerkte starke temporäre Druckausschlag unter Reflexion an der Wand direkt auf diese Gasmenge trifft, ist dort eine explosive Entzündung mit besonders starker Druckwirkung denkbar. Ein solcher Vorgang könnte als eine Ursache für mechanische und thermische Bauteilschäden in Betracht kommen.

Zusammenfassend ist festzuhalten: Oberhalb eines Bereiches der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur entsteht durch die Kompression während eines Arbeitszyklus eine Temperaturgrenzschicht mit einem Übertemperaturbereich gegenüber der Frischgastemperatur darüber und darunter. Die Wirkung der überlagernden exothermen Niedertemperaturreaktionen führt über einen selbstverstärkenden Vorgang zu einer beträchtlichen Steigerung dieser Übertemperatur bis zu einer ersten flächigen Selbstzündung im Zentrum der Temperaturgrenzschicht. Dann folgen entsprechend dem Verlauf des Temperaturgradienten innerhalb der Grenzschicht sukzessive weitere Zündungen, d. h. es entsteht eine ebene spontane Selbstzündungswelle, die senkrecht zur Kolbenoberfläche in den Gasbereich über dem Kolben hineinläuft. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Welle ist zunächst nur klein, weil der Temperaturgradient in der Temperaturgrenzschicht nach den ersten Selbstzündungen noch äußerst hohe Werte aufweist. Erst wenn die Welle bei abfallenden Werten des Temperaturgradienten aus der Temperaturgrenzschicht austritt, steigt ihre Geschwindigkeit sehr schnell an und kann dann so hohe Werte erreichen, dass ihre Wirkung der einer thermischen Explosion nahekommt. Dabei hat die Zunahme des zeitlichen chemischen Energieumsatzes eine kontinuierliche Verstärkung der durch die fortlaufenden Selbstzündungen entstehenden Druckwelle zur Folge. Zunächst läuft diese Druckwelle der Selbstzündungswelle voraus. Die Geschwindigkeit der immer schneller werdenden Selbstzündungswelle muss aber irgendwann die der Druckwelle überschreiten. Bei der Durchdringung der beiden Wellen entsteht ein sehr hoher Druckausschlag, der unter Reflexion an der Kolbenoberfläche in dem dort von der Selbstzündung nicht erreichten Gemischrest eine explosive chemische Umsetzung auslösen kann. Im realen Motor mit bewegtem Kolben kann die Geschwindigkeit der Selbstzündungswelle nach einem bestimmten Anstieg auch wieder abnehmen oder in die Geschwindigkeit einer Deflagrationwelle wechseln, wenn die Frischgastemperatur vor der Welle durch die Expansionsbewegung des Kolbens abfällt.

Anmerkung: Die Ausführungen der vorliegenden Schrift gelten für einen Ottomotor mit homogener Gemischbildung. Bei einem Motor mit direkter Einspritzung kommt es eventuell auf einem Teil der Brennraumwand nicht zum Kontakt mit dem Frischgas. Dann können dort auch keine wandnahen Selbstzündungen auftreten, was sich positiv auf das realisierbare Verdichtungsverhältnis auswirken dürfte.

4 SELBSTZÜNDUNG IN VERSUCHSMOTOREN

Versuchsmotoren mit einem optischen Zugang zur Untersuchung von Verbrennungsvorgängen werden in der Regel so eingerichtet, dass ein Beobachtungsbereich über einem größeren Bereich der Kolbenoberfläche entsteht. Dabei kann nicht mehr angenommen werden, dass dieser Bereich eine konstante Oberflächentemperatur aufweist. Die zu erwartende Verteilung der Oberflächentemperatur wird im Allgemeinen mehrere relative Maxima enthalten, die sich auf dementsprechende Maxima der Übertemperatur in der Temperaturgrenzschicht abbilden.

Der Selbstzündungsablauf aus einem solchen Temperaturmaximum heraus wird nicht mehr allein durch den in der Temperaturgrenzschicht entstandenen Temperaturgradienten senkrecht zur Kolbenoberfläche bestimmt, sondern *zunächst einmal* durch die Gradienten parallel zur Kolbenoberfläche, die notwendig in der Umgebung eines Temperaturmaximums vorliegen müssen. Zu Beginn existiert auch noch gar keine Fläche, von der aus der Temperaturgradient senkrecht zur Kolbenoberfläche eine Selbstzündungswelle in Gang setzen könnte.

Die Temperaturgradienten parallel zur Kolbenoberfläche werden in der Regel um Größenordnungen kleiner sein als die senkrecht dazu, so dass eine Selbstzündungswelle parallel zur Kolbenoberfläche entsteht, mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit u_{sp}^* , die durchaus hohe und bei einem besonders flachen Temperaturmaximum auch sehr hohe Werte erreichen kann (s. **Bild 4.1** unten). Da die Ausbreitung aber in einer nur sehr dünnen Gasschicht innerhalb der Temperaturgrenzschicht erfolgt, ist die damit verbundene zeitliche chemische Energiefreisetzung so gering, dass keine stärkere Druckwellenanregung auftritt. Es entwickelt sich aber sukzessive eine Flächenbasis für den Anlauf der Selbstzündungswelle senkrecht zur Kolbenoberfläche. Die Ausbreitungsvorgänge *parallel* zur Kolbenoberfläche werden im Folgenden als **Phase I** des Selbstzündungsablaufs angesprochen.

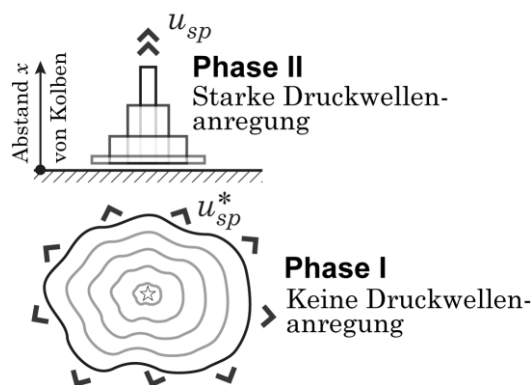


Bild 4.1: Selbstzündungsablauf aus einem relativen Temperaturmaximum in der Temperaturgrenzschicht heraus (schematisch)

Nach ausreichendem Fortschritt der Phase I kommt es bei zunehmender Geschwindigkeit u_{sp} der Selbstzündungswelle senkrecht zur Kolbenoberfläche zu prinzipiell demselben Fortgang, der im vorhergehenden Kapitel für den Fall eines Bereiches der Kolbenoberfläche mit konstanter Temperatur beschrieben wurde, d.

h. zur Entwicklung einer starken Druckwelle, die mit der sie erzeugenden Selbstzündungswelle interagiert. Die Situation ist allerdings komplizierter, da die Fläche, auf der sich die Selbstzündungswelle fortpflanzt, mit der Zeit zunimmt. Diese Vorgänge werden im Folgenden als **Phase II** des Selbstzündungsablaufs (s. **Bild 4.1**) angesprochen.

Über dem Beobachtungsbereich eines Versuchsmotors werden, der Anzahl der Temperaturmaxima entsprechend, mehrere solcher Selbstzündungsvorgänge in Gang kommen, aber zeitlich versetzt und mit unterschiedlichen Druckwirkungen in Phase II. Außerdem wird es zu Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Vorgängen kommen. Die sich so einstellenden mehr oder weniger starken Störungen des mechanischen Gleichgewichtes führen dann zu Druckpulsationen, die bei der Aufnahme eines Zylinderdruckverlaufes sichtbar werden. Inwieweit es dabei auch zu potentiell schädlichen starken Druckausschlägen kommt, die aus der Durchdringung von Druck- und Selbstzündungswellen resultieren, hängt von den näheren Randbedingungen ab. Solche sehr kurzzeitigen Druckausschläge werden durch einen messtechnisch aufgenommenen Zylinderdruckverlauf kaum zu erfassen sein.

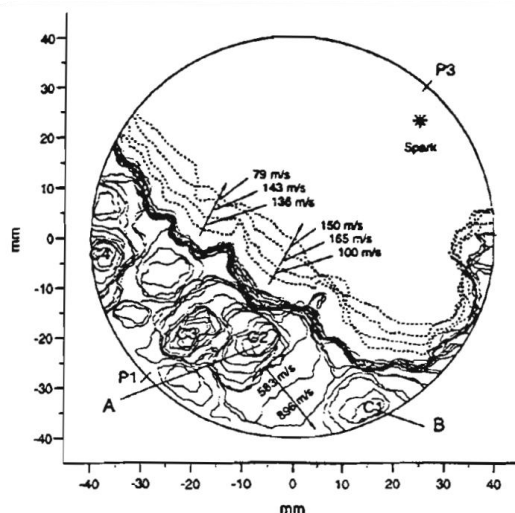


Fig. 10 Autoignition development, experimental cycle B1, moderate knock (engine speed 1000 rpm, camera speed 240,000 fps, selected frames separated by $\sim 8\mu s$)

Of particular interest are the very high velocities attained between the autoignition centres labelled 1 and 2 in Fig. 10. A peak velocity approaching 900 m/s was attained across a relatively wide front. This is possibly associated with a transition to the developing detonation mode - perhaps accompanying the creation of a more conducive temperature gradient by interaction between adjacent autoignition centres, as suggested in Ref. (3).

Nevertheless, it is interesting to note that the wall pressure rise (even close to the autoignition area) and the pushing back of the main flame occurred rather later than these events. This suggests that the main heat release rate also occurred later and was associated with the rapid burning of the highly compressed mixture between the various observed autoignition centres and (possibly) burning in the crevices induced by the strong pressure wave generated by the suggested local developing detonation [9, 15].

Bild und Text entnommen aus:

J. Pan, C. G. W. Sheppard, A. Tindall, M. Berzins, S. V. Pennington and J. M. Ware.
End Gas Inhomogeneity, Autoignition and Knock. SAE-paper 982616

Bild 4.2: Softwarekorrigierte Schlierenfotografiesequenz, University of Leeds /6/

Aus dem obigen **Bild 4.2** mit Kommentartext lässt sich eine Bestätigung für die oben getroffenen Ausführungen herauslesen, d. h. insbesondere für die Unterscheidung von zwei Phasen I und II während des Ablaufes eines Selbstzündungsvorgangs. Die dargestellte Schlierenfotografiesequenz, die bei einem moderat klopfenden Motorbetrieb aufgenommen wurde, bezieht sich augenscheinlich auf die Phase I der von mehreren Zentren ausgehenden Selbstzündungsvorgänge. Dies gilt umso

mehr, als die Autoren ausdrücklich darauf hinweisen, dass ein parallel zu der Fotografiensequenz aufgezeichnetes Zylinderdrucksignal noch keine besondere Druckerregung erkennen ließ. Die erwarteten Druckstörungen traten nach Angabe der Autoren erst später auf und dürften den Eintritt in die Phase II der Selbstzündungsvorgänge angezeigt haben.

Bild 4.3 zeigt einen Ausschnitt aus einer bei klopfenden Motorbetrieb aufgenommenen unbearbeiteten Schlierenfotografiensequenz, die in der Literatur (NACA Report No. 912, 1948) /7/ bildlich gut wiedergegeben ist und dabei eingehend kommentiert wird. Die volle Fotografiensequenz und der zugehörige Kommentar sind im **Anhang 6.1** zu finden.

Der Verfasser möchte im Folgenden versuchen, die in **Bild 4.3** dargestellte Fotografiensequenz vor dem Hintergrund der vorstehenden Ausführungen neu zu interpretieren. Dabei bleiben die in den Frames durch den regulären Flammenfortschritt entstandenen Bereiche ausgeklammert. Der Versuchsmotor mit optischem Zugang von oben wurde bei einer Motordrehzahl von 500 1/min mit vier Zündkerzen betrieben, von denen allerdings die Kerze rechts unten während des Versuchslaufes ausfiel.

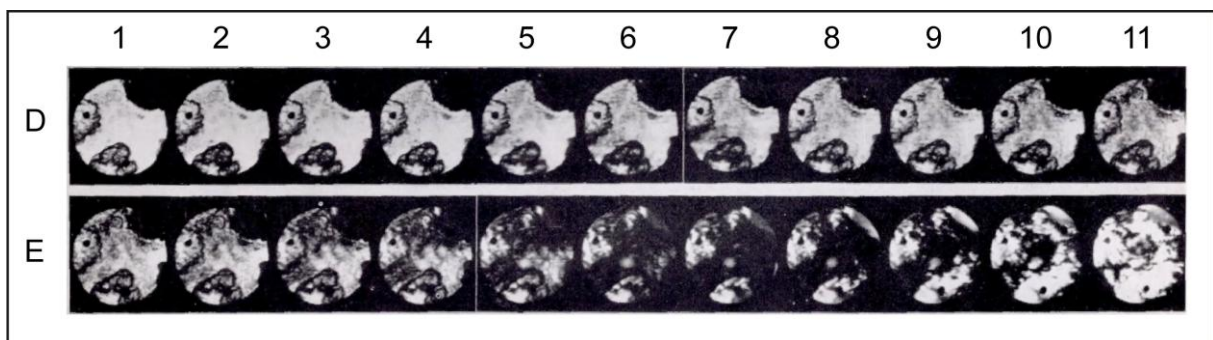


Bild 4.3: Ausschnitt aus einer Schlierenfotografiensequenz entnommen aus: NACA Report No. 912, 1948 /7/

In der Fotografiensequenz lassen sich *grau melierte*, *schwarze* und *weiße* Bereiche unterscheiden. Die mit der Zeit etwas dunkler werdenden grau melierten Bereiche dürften den Fortschritt der Vorreaktionen anzeigen, die zur räumlichen Ausdehnung der Temperaturgrenzschicht führen. Im Laufe der Framefolge werden diese Bereiche immer kleiner, zugunsten der schwarzen Bereiche, die das in der **Phase I** der Selbstzündung (ab Frame D7 zu erkennen) in einer dünnen Schicht parallel zur Kolbenoberfläche gebildete Verbrennungsgas anzeigen. Die Phase I kommt etwa mit Frame E8 zum Abschluss. Beginnend mit Frame E1 verzeichnen die Autoren einen merklichen Anstieg des Zylinderdruckes, was die chemische Energiefreisetzung durch die bereits stellenweise beginnende **Phase II** des Selbstzündungsvorgangs anzeigt. Ab Frame E9 dürfte dann diese Phase voll einsetzen, kenntlich an dem schnellen Umschlag von zuvor schwarzen in weiße Bereiche. Dieser Umschlag zeigt wahrscheinlich die Wirkung einer zunehmenden Anzahl von interagierenden Selbstzündungswellen an, die zeitlich versetzt aus unterschiedlichen Bereichen der Temperaturgrenzschicht entstehen und sich sodann

vor der in Phase I erzeugten dünnen Verbrennungsgasschicht senkrecht zur Kolbenoberfläche (d. h. auf den Beobachter zu) fortpflanzen. Mit dem Austritt aus der Temperaturgrenzschicht nimmt die Geschwindigkeit dieser Wellen und die mit ihnen verbundene zeitliche chemische Energiefreisetzung sehr schnell weiter zu. Dasselbe gilt für die Stärke der begleitenden Druckwellen. Zu den damit erwartbaren Störungen des mechanischen Gleichgewichtes im Brennraum passt der von den Autoren registrierte Beginn eines von heftigen Störungen überlagerten Zylinderdruckverlaufes (knock). Der chemische Gemischumsatz (Umschlag schwarz → weiß) kommt etwa 2 Frames nach Frame E11 zum Abschluss (s. **Anhang 6.1**).

Der NACA Report No. 912 enthält noch mehrere Schlierenfotografiesequenzen, die sich nach Meinung des Verfassers ähnlich interpretieren lassen.

5 SELBSTZÜNDUNG IN SERIENMOTOREN

Bei heutigen Serienmotoren, die zur Erzielung eines möglichst geringen spezifischen Kraftstoffverbrauches an der sogenannten „Klopfgrenze“ betrieben werden, bestehen hinsichtlich der räumlichen Ausbildung von selbstzündungskritischen Frischgasbereichen völlig andere Randbedingungen als bei Versuchsmotoren. Infolge einer zweckmäßigen Wahl von Brennraumform, Zündkerzenlage und Vorzündung treten hier eventuelle Selbstzündungen erst in der Wandlöschphase der Verbrennung auf, d. h. bei Brennfunktionswerten von meistens oberhalb 0,8. In diesem späten Verbrennungsstadium läuft die Flamme schon weitgehend an die Brennraumwandungen an, so dass das noch verbliebene Frischgas – das sog. „Endgas“ – durch den Kontakt Flamme-Wand in **einzelne Endgastaschen** zerfällt und somit keinen zusammenhängenden Bereich mehr darstellt (s. **Bild 5.1**).

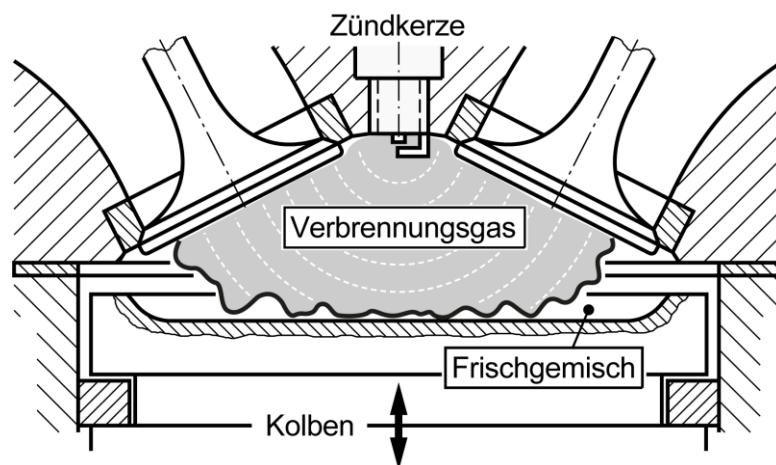


Bild 5.1: Beginn der Wandlöschphase der Verbrennung im Ottomotor mit Endgastaschenbildung am Pleuellring (schematisch)

Deshalb ist davon auszugehen, dass Selbstzündungen in Serienmotoren überwiegend in solchen relativ kleinen Endgastaschen ablaufen, die sich zufällig in der Wandlöschphase eines Arbeitszyklus bilden. Dabei dürfte die Temperatur der Wandfläche, mit der eine Endgastasche in Kontakt gelangt, als konstant anzusehen sein. Damit lassen sich die Ausführungen aus **Kap. 3** direkt auf die Selbstzündungsvorgänge in einer Endgastasche übertragen: Nach der ersten Selbstzündung innerhalb der Temperaturgrenzschicht (vergl. **Bild 5.2**) läuft eine ebene Selbstzündungswelle mit einer zunächst sehr kleinen, nach dem Verlassen der Temperaturgrenzschicht aber sehr schnell ansteigenden Geschwindigkeit senkrecht zur Pleuellringoberfläche in die Endgastasche hinein. Wenn die Höhe der Tasche viel größer ist als die Dicke der Temperaturgrenzschicht, werden dabei die in **Kap. 3** erläuterten Effekte auftreten: Entstehung einer Druckwelle von zunehmender Stärke, starker Druckauschlag sobald die Geschwindigkeit der Selbstzündungswelle die der Druckwelle überschreitet und anschließend Annäherung an die Druckwirkung einer thermischen Explosion. Die Gefahr, die eventuell von dem an der Wand verbleibenden Gemischrest ausgeht wurde ebenfalls schon in **Kap. 3** beschrieben.

Bei kleiner Höhe der Endgastasche kommt hingegen der Selbstzündungsvorgang nicht aus der Temperaturgrenzschicht heraus. Dann bleibt die Geschwindigkeit

der Selbstzündungswelle auf kleine Werte begrenzt, mit der Folge, dass die Endgastasche nur relativ langsam und mit geringer Druckwirkung umgesetzt wird.

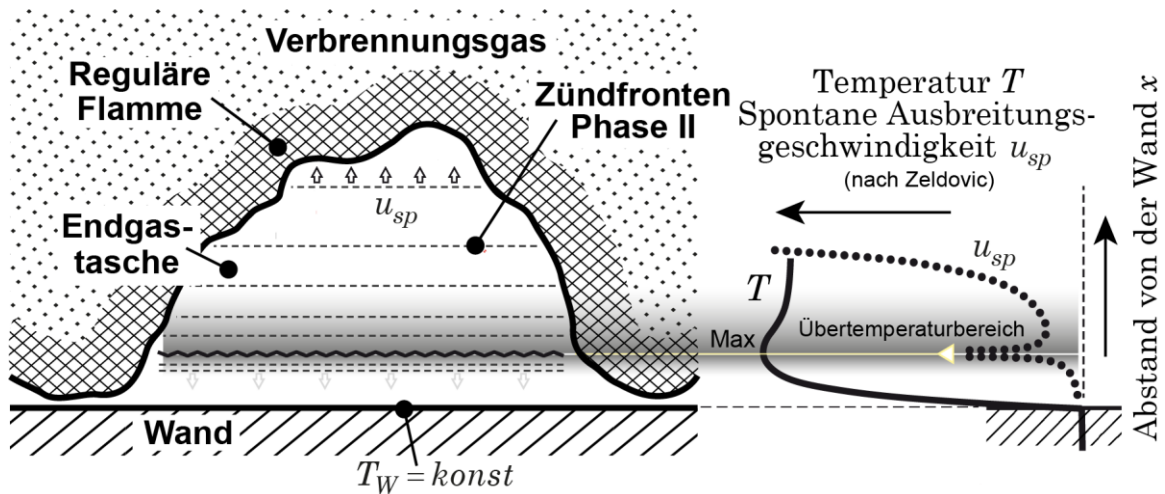


Bild 5.2: Selbstzündung in einer Endgastasche (schematisch)

In **Bild 5.3** sind Ausschnitte aus jeweils vier durch Selbstzündungswirkungen beeinflussten Zylinderdruckverläufen dargestellt, die in zwei Volllast-Motorbetriebspunkten im Rahmen der Zyklusvariationen aufgenommen wurden. Offensichtlich sind diese Druckverläufe teilweise von sehr starken Störsignalen überlagert, so dass es nicht immer einfach ist, die durch Selbstzündungen verursachten Druckausschläge zu identifizieren. Es ist aber zu erkennen, dass die zu einem Motorbetriebspunkt aufgenommenen Druckverläufe sehr unterschiedliche Selbstzündungswirkungen zeigen. Folglich müssen hier Zufallseinflüsse eine wichtige Rolle spielen.

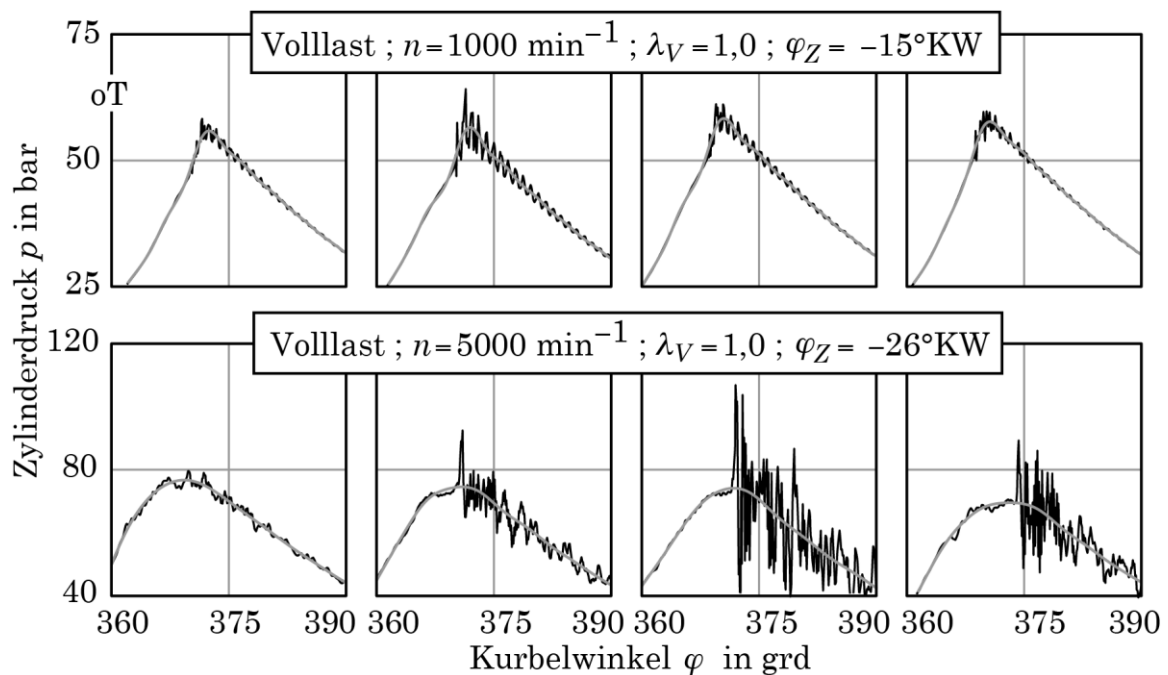


Bild 5.3: Zylinderdruckverläufe von ausgewählten Arbeitszyklen mit Selbstzündungen (aus Zyklenfolgen zu zwei Motorbetriebspunkten)

Vor dem Hintergrund der vorstehenden Ausführungen sollten positive Druckaus-
schläge in Zylinderdruckverläufen, wie sie beispielhaft in **Bild 5.3** dargestellt sind,
durch thermische Explosionen in diskreten Endgasaschen entstehen. Diese hypo-
thetische Aussage gilt es im Folgenden zu überprüfen.

Bild 5.4 zeigt die hierzu erstellte empirische Datenbasis. An einem Serienmotor
wurden bei klopfendem Betrieb in 6 Volllast-Betriebspunkten (siehe Legende in
Bild 5.4) jeweils 50 Zylinderdruckverläufe von aufeinanderfolgende Arbeitszyklen
aufgezeichnet. Aus diesen Zylinderdruckverläufen wurden die gut zu identifizie-
renden maximalen Druckauschläge Δp_{\max} gemäß der Definition in **Bild 5.5** er-
mittelt. Der sodann durch Division mit dem Druck $L_{p,SZ}$ bei der jeweiligen Selbst-
zündung erhaltene bezogene Druckauschlag ist in **Bild 5.4** über $L_{p,SZ}$
aufgetragen. Es soll nun versucht werden, die beiden im Bild dargestellten Dia-
gramme rechnerisch nachzustellen.

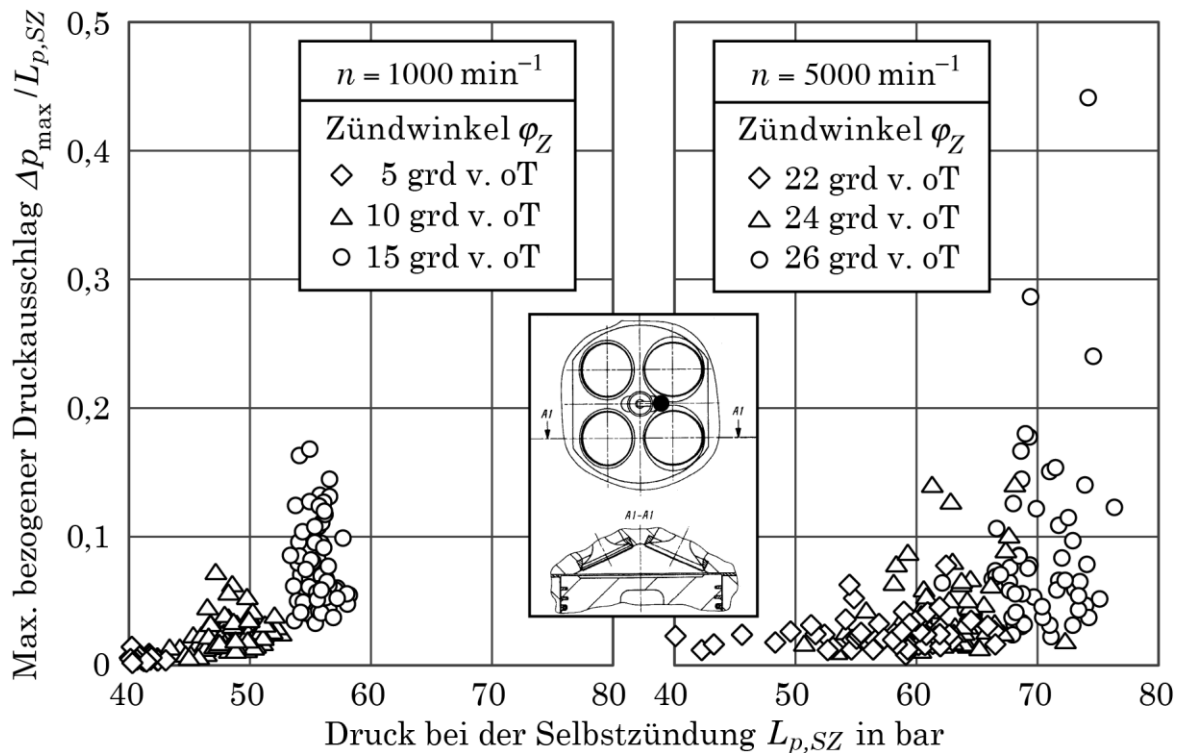


Bild 5.4: Maximalwerte des bezogenen Druckauschlages in einem
Arbeitszyklus in Abhängigkeit des Druckes bei der Selbstzündung

Für die Berechnung des Druckauschlages, der bei einer thermischen Explosion in
einer Endgasasche entsteht, wird die in **Bild 5.6** skizzierte Modellvorstellung ge-
wählt, bei der die in einem Arbeitszyklus zufällig gebildete Endgasasche als ein
homogener Bereich angesehen wird. Die für den Druckauschlag (bei ruhend an-
genommenem Kolben) als wesentlich anzusehenden Einflussgrößen sind im Bild
eingetragen. Es bezeichnen:

V_1, p_1, T_1 Volumen, Druck und mittlerer Temperatur des Frischgases
vor der Selbstzündung

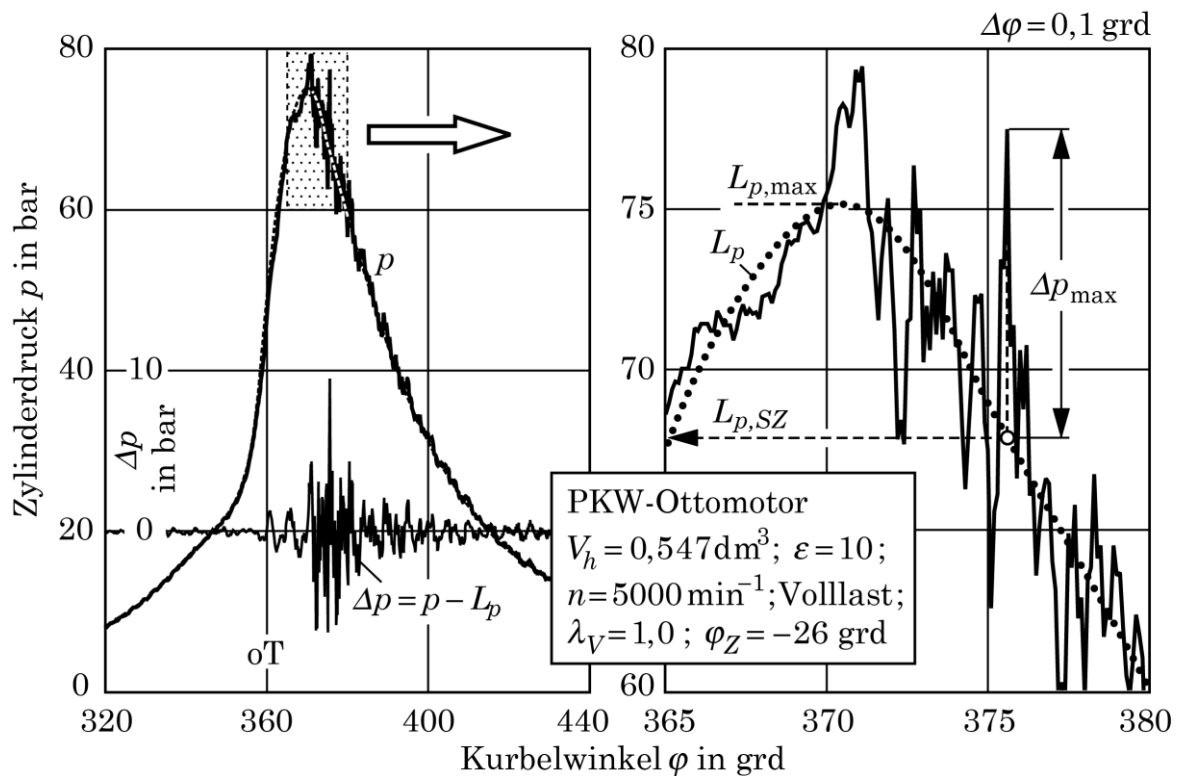


Bild 5.5: Zur Definition des maximalen Druckausschlags Δp_{\max} (L_p bezeichnet den durch eine Fourier-Approximation geglätteten gemessenen Druckverlauf)

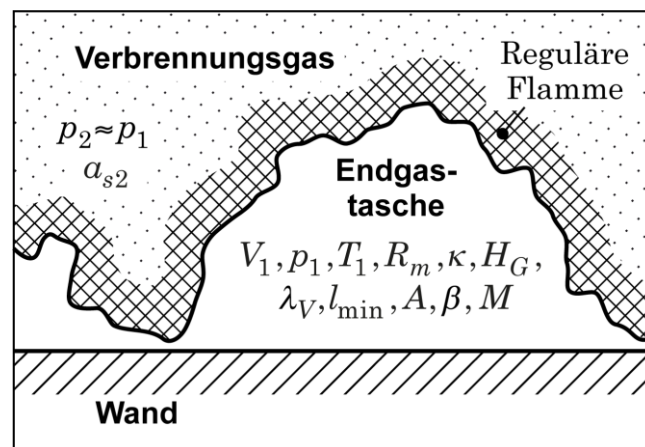


Bild 5.6: Einflussgrößen zur thermischen Explosion in einer zufällig gebildeten Endgastasche (Modellvorstellung)

R_m, κ, H_G	Allgemeine Gaskonstante, Isentropenexponent ($\approx \text{konst}$), Gemischheizwert des Endgases
λ_V, l_{\min}	Luftverhältnis der Verbrennung, Mindestluftbedarf
A, β, M	Frequenzfaktor und bezogene Aktivierungsenergie in dem Geschwindigkeitskoeffizienten $k = A \exp(-\beta/T)$ einer Bruttoreaktion 2. Ordnung, Molmasse einer kennzeichnenden Gasmischung oder Gemischspezies
a_{s2}	Schallgeschwindigkeit im Verbrennungsgas (wichtige Einfluss-

größe hinsichtlich der Volumenzunahme der Endgastasche während der Reaktion)

Da das Volumen der Endgastasche viel kleiner ist als das aktuelle Brennraumvolumen, wird der Druck im Verbrennungsgasbereich nicht wesentlich durch die Expansion der reagierenden Tasche beeinflusst, d. h. es gilt $p_2 \approx p_1$.

Für den Druckausschlag Δp wird also die Einflussgrößenliste

$$\Delta p = f(V_1, p_1, T_1, R_m, \kappa, H_G, \lambda_V, l_{\min}, A, \beta, M, a_{s2}) \quad (5.-1)$$

aufgestellt. Hierbei ist noch zu bemerken, dass in einem bestimmten Arbeitszyklus zwischen der Temperatur T_1 und dem Druck p_1 eine starke Kopplung besteht, von der angenommen sei, dass sie annähernd über eine Polytropenbeziehung

$$T_1 = T_{ES} \left(\frac{p_1}{p_{ES}} \right)^{\frac{n_p - 1}{n_p}} \quad (5.-2)$$

mit geeignet gewähltem Polytropenexponenten n_p in Abhängigkeit der Zustandsgrößen bei „Einlass schließt“ beschrieben werden kann. Dabei bezeichnen p_{ES} und T_{ES} die zu diesem Zeitpunkt bestehenden Werte des im Arbeitsraum homogen verteilten Druckes bzw. der mittleren Temperatur. Aus der obigen Einflussgrößenliste ist noch zu ersehen, dass die Streuung des bezogenen Druckauschlages in **Bild 5.4** in senkrechter Richtung durch zufällige Variationen des Taschenvolumens V_1 verursacht werden muss. Keine andere Größe in der Liste kommt als Zufallsgröße in Betracht.

Das Problem wird nun in zwei Schritten angegangen. Im **ersten Schritt** wird eine thermisch homogene Endgastasche angenommen, die infolge einer sehr hohen Reaktionsgeschwindigkeit so schnell umgesetzt wird, dass das Taschenvolumen dabei konstant bleibt. Für eine solche isochore Verbrennung lässt sich der dabei entstehende Druckausschlag mit Hilfe einer Energiebilanz

$$T_2 - T_1 = \frac{m_B H_u}{m c_{v2}} = \frac{H_u}{(1 + \lambda_V l_{\min}) c_{v2}} = \frac{H_G}{c_{v2}} \quad (5.-3)$$

m, m_B Masse des Endgases bzw. des Kraftstoffes in der Endgastasche
 H_u, H_G Spezifischer Heizwert bzw. Gemischheizwert

und über die Division der thermischen Zustandsgleichungen für das Frisch- und das Verbrennungsgas

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{R_2 T_2}{R_1 T_1} \quad (5.-4)$$

berechnen. Man erhält

$$\left(\frac{\Delta p}{p_1} \right)_{V=\text{konst}} = \frac{R_2}{R_1} \left[1 + \frac{H_G}{c_{v2} T_1} \right] - 1 \approx \frac{H_G}{c_{v2} T_1} \quad (5.-5)$$

Im **zweiten Schritt** wird die Annahme einer sehr hohen Reaktionsgeschwindigkeit und damit die einer isochoren Verbrennung aufgegeben. Deshalb kommen nun die kinetischen Daten der angenommenen Bruttoreaktion und die Volumenzunahme der Endgastasche während der Reaktion ins Spiel (Einfluss der Schallgeschwindigkeit im Verbrennungsgas).

Die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Geschwindigkeitskoeffizienten, die in aller Regel durch den bekannten Arrhenius-Ansatz

$$k(T) = A \exp(-\beta/T) \quad (5.-6)$$

erfolgt, kann für den hier verfolgten Zweck durch die approximationstechnisch hinreichend gleichwertige Funktion

$$k(T) = \alpha \exp(\gamma T) \quad (5.-7)$$

vorgenommen werden. So kann im vorliegenden Fall die Gleichung (5.-6) in Verbindung mit den in /4/ erhaltenen Werten $A = 4 \cdot 10^{10} \text{ m}^3/\text{kmols}$ und $\beta = 7000 \text{ K}$ in vertretbarer Näherung durch Gleichung (5.-7) mit $\alpha = 1,35 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{kmols}$ und $\gamma = 0,00354 \text{ K}^{-1}$ ersetzt werden. Letztere Gleichung bietet den Vorteil, dass sie in eine sogenannte *bezugsinvariante Darstellung*

$$k(T) = k(T^*) \exp(\gamma(T - T^*)) \quad (5.-8)$$

transformiert werden kann /5/, in der die Bezugstemperatur T^* willkürlich gewählt werden kann. Von dieser Möglichkeit wird hier – unter Bezug auf den zu behandelnden Vorgang – durch die Wahl $T^* = T_1$ Gebrauch gemacht. Dementsprechend sind die in Gleichung (5.-1) enthaltenen kinetischen Parameter A, β durch $k(T_1), \gamma$ zu ersetzen,

$$\Delta p = f(V_1, p_1, T_1, R_m, \kappa, H_G, \lambda_V, l_{\min}, k(T_1), \gamma, M, a_{s2}). \quad (5.-9)$$

Durch eine **Dimensionsanalyse** und ergänzende Umformungen /siehe **Anhang 6.2** / lässt sich dieser Zusammenhang für einen vorgegebenen Kraftstoff und für ein vorgegebenes Luftverhältnis auf den dimensionslosen Zusammenhang²

$$\frac{\Delta p}{p_1} = F\left(\frac{V_1^{1/3} p_1 \alpha \exp(\gamma T_1)}{R_m T_1 a_{s2}}, \frac{H_G}{c_v T_1}\right) \quad (5.-10)$$

verkürzen. Dieses prägnante Ergebnis hätte sich unter Verwendung des Arrhenius-Ansatzes nach Gleichung (5.-6) nicht erzielen lassen. Die erste Dimensionslose in der Klammer ist für die Stärke einer Selbstzündung bei nichtisochorer Verbrennung maßgebend. Hohe Reaktionsgeschwindigkeiten (Einfluss von Druck und Temperatur im Zähler) und große Taschenvolumina ebenfalls im Zähler wirken physikalisch verständlich in Richtung auf starke Selbstzündungen, d. h. hohe Druckausschläge. Drucksenkend wirkt hingegen die im Nenner stehende Schall-

² Gemäß dem pi-Theorem der Dimensionstheorie kann jeder physikalische Zusammenhang zwischen dimensionsbehafteten Einflussgrößen in einen verkürzten Zusammenhang zwischen dimensionslosen Potenzprodukten dieser Größen umgeschrieben werden /5/.

geschwindigkeit im Verbrannten, da die mit dem Ablauf der Selbstzündungsreaktion verbundene Volumenzunahme einer Endgastasche mit zunehmenden Werten dieser Schallgeschwindigkeit größer wird. Für sehr große Werte dieser Dimensionslosen muss der Zusammenhang nach Gleichung (5.-10) übergehen in den für eine isochore Verbrennung gemäß Gleichung (5.-5), d. h. es gilt dann

$$\frac{\Delta p}{p_1} \rightarrow \left(\frac{\Delta p}{p_1} \right)_{V=\text{konst}} \approx \frac{H_G}{c_{v2} T_1} . \quad (5.-11)$$

Der Ausdruck auf der rechten Gleichungsseite entspricht der zweiten Dimensionslosen in Gleichung (5.-10). Es fehlt nur der Index „2“ für „Verbrennungsgas“, was daran liegt, dass weiter vorn der Isentropenexponent als Konstante angesehen wurde.

Für den bezogenen Druckausschlag wird nun unter Hinzunahme von Gleichung (5.-2) der folgende Funktionsansatz aufgestellt:

$$\frac{\Delta p}{p_1} \approx \frac{H_G}{c_{v2} T_1} \left[1 - \exp \left(-C \left(\frac{V_1^{1/3} p_1 \alpha \exp(\gamma T_1)}{R_m T_1 a_{s2}} \right)^x \right) \right] \quad (5.-12)$$

$$T_1 = T_{ES} \left(\frac{p_1}{p_{ES}} \right)^{\frac{n_p-1}{n_p}}$$

Im Hinblick auf die rechnerisch nachzustellende Datenbasis in **Bild 5.4** wird dieser Funktionsansatz mit den Bezeichnungen aus **Bild 5.5** umgeschrieben in

$$\frac{\Delta p_{\max}}{L_{p,SZ}} \approx \frac{H_G}{c_{v2} T_1} \left[1 - \exp \left(-C \left(\frac{V_1^{1/3} L_{p,SZ} \alpha \exp(\gamma T_1)}{R_m T_1 a_{s2}} \right)^x \right) \right] \quad (5.-13)$$

$$T_1 = T_{ES} \left(\frac{L_{p,SZ}}{p_{ES}} \right)^{\frac{n_p-1}{n_p}}$$

Zur Approximation der beiden Diagramme in **Bild 5.4** mit Hilfe dieses Funktionsansatzes wurden die folgenden Schritte parallel ausgeführt:

- Abstimmung der empirischen Parameter C , x , n
- Ermittlung von geeigneten Mittelwerten für p_{ES}, T_{ES} durch eine begleitende Prozessrechnung
- Wahl von geeigneten Schätzwerten für H_G / c_{v2} und a_{s2}
- Abstimmung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für das Taschenvolumen V_1 (getrennt für beide Drehzahlen)

Das in **Bild 5.7** mitgeteilte Ergebnis ist zufriedenstellend und bestätigt somit die getroffene hypothetische Annahme insofern, dass zumindest die maximalen positiven Druckausschläge in einem von Selbstzündungswirkungen überlagerten Zylinderdruckverlauf durch die thermische Explosion von diskreten Endgastaschen entstehen können.

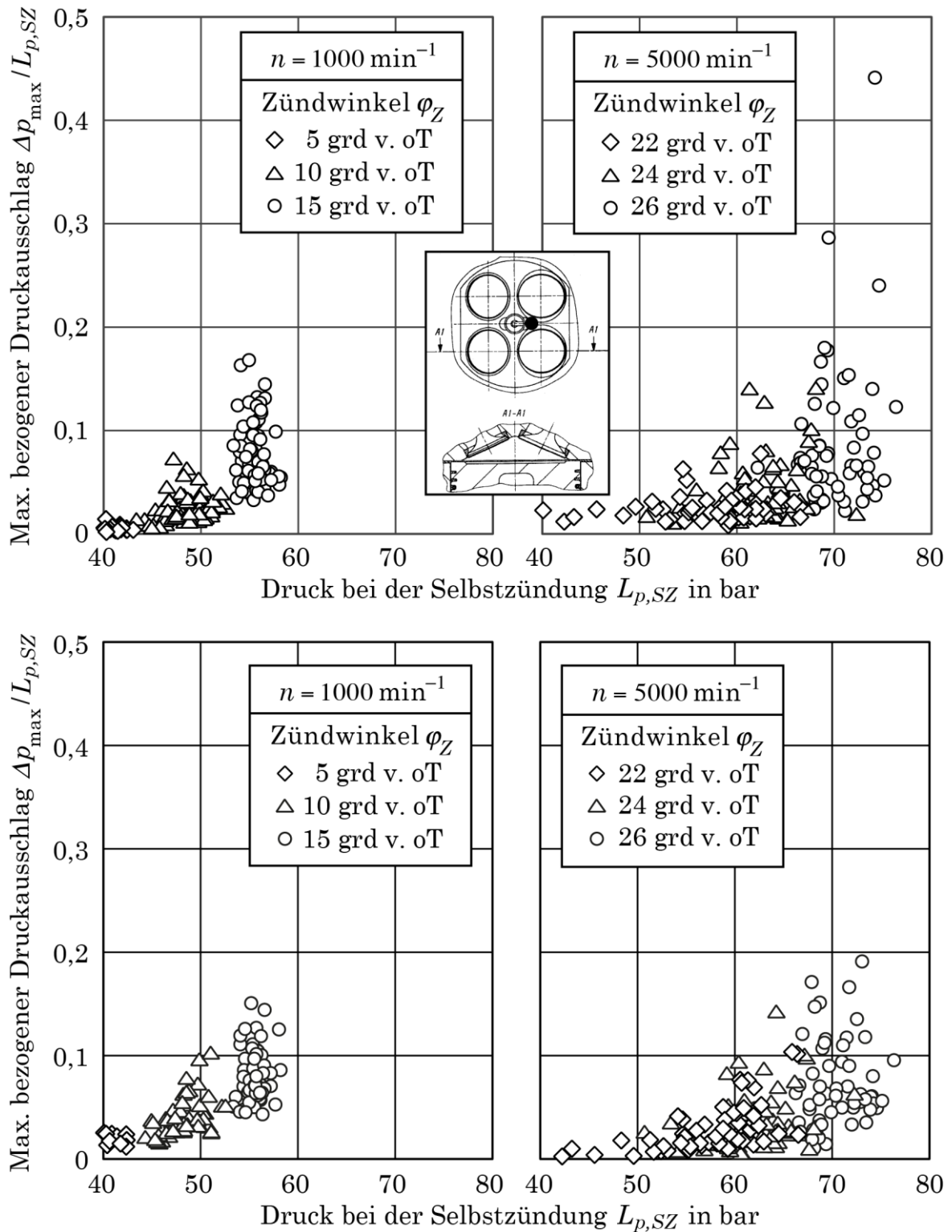


Bild 5.7: Rechnerische Nachstellung der experimentellen Datenbasis gemäß Bild 5.4 (*oben*) mit dem Funktionsansatz nach Gleichung (5.-13) (*unten*)

Die im Zusammenhang mit der Abstimmung des Funktionsansatzes ermittelten Verteilungsdichtefunktionen für das Taschenvolumen V_1 sind in **Bild 5.8** dargestellt. Die Schiefe der Dichtefunktionen wurde durch die Kopplung der negativen und positiven Äste von verschiedenen Normalverteilungen angenähert. Die drei

„Ausreißer“ bei der hohen Drehzahl ließen sich allerdings auf diese Weise nicht einbinden. Das bei der hohen Drehzahl zu dem höchsten Wert des bezogenen Druckausschlages von ca. 0,435 gehörige Taschenvolumen beträgt ca. 0,5 cm³ und entspricht somit etwa dem Mittelwert der Dichtefunktion für die tiefe Drehzahl.

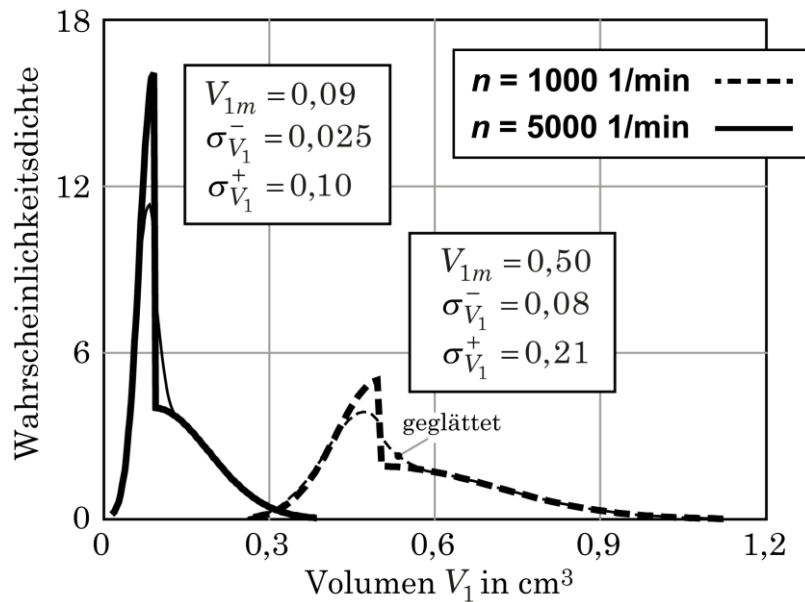


Bild 5.8: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen für das Taschenvolumen V_1

Die erhaltenen Dichtefunktionen sind hinsichtlich ihrer Abhängigkeit von der Motordrehzahl plausibel: Mit zunehmender Drehzahl nimmt die Turbulenz der Zylinderladung zu, und demzufolge auch die Oberflächenfaltung der bewegten Flamme. Eine stärker gefaltete Flamme führt sodann beim Wandkontakt in der Wandlöschphase zu kleineren Endgastaschen.

In der untenstehenden Tabelle sind die bei der Funktionsapproximation der experimentellen Datenbasis erhaltenen empirischen Parameter und die dabei vorgegebenen Daten zusammengestellt. Die für die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen des Taschenvolumens V_1 erhaltenen Daten sind in **Bild 5.8** eingetragen.

Empirische Parameter Funktionsansatz			Vorgegebene Daten
			$\alpha = 1,35 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{kmol s}; \gamma = 0,00354 \text{ K}^{-1};$ $H_G / c_v = 2700 \text{ K}$
C	x	n_p	$n = 1000 \text{ min}^{-1} : p_{ES} = 1,4 \text{ bar}; T_{ES} = 410 \text{ K}$
6,467E-11	3,5	1,33	$n = 5000 \text{ min}^{-1} : p_{ES} = 2,0 \text{ bar}; T_{ES} = 462 \text{ K}$

6 ANHANG

6.1 Auszug aus NACA Report No. 912

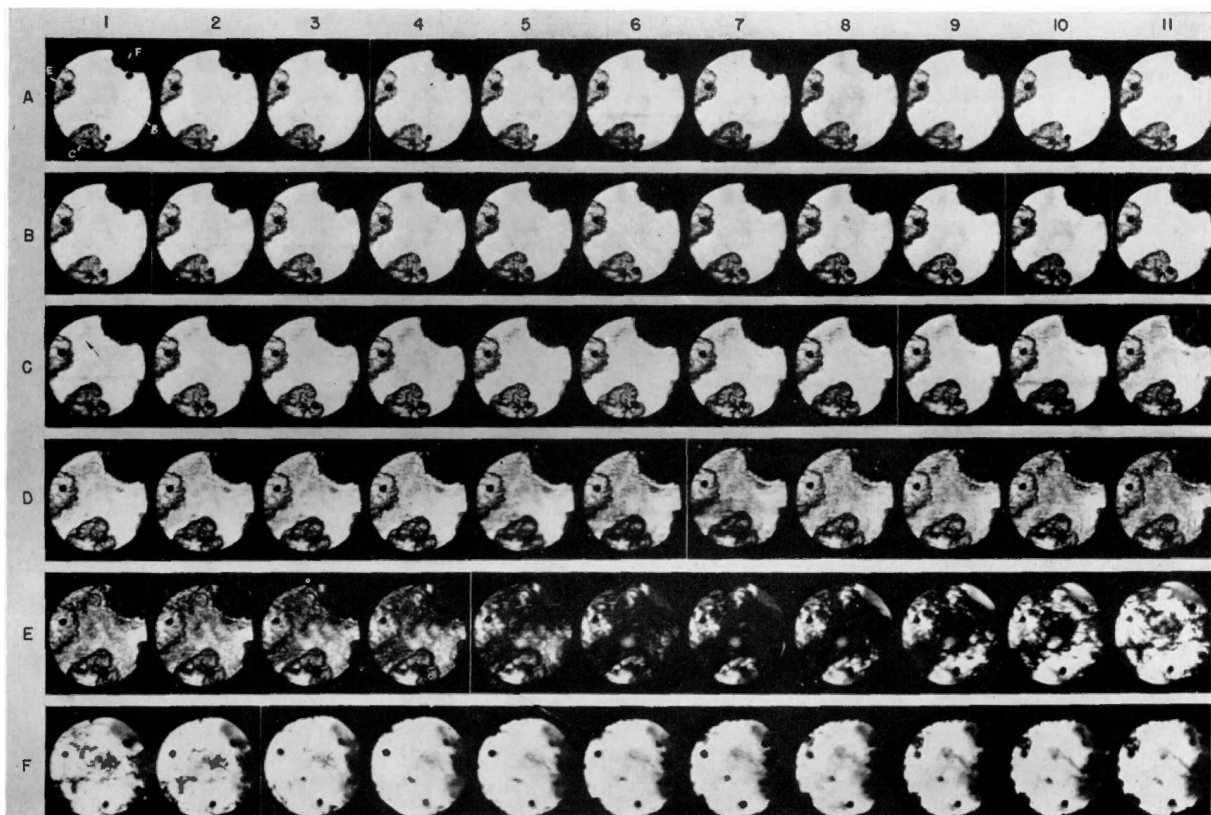


FIGURE 11.—High-speed motion picture of combustion of M-4 reference fuel showing extensive homogeneous autoignition followed by heavy knock.

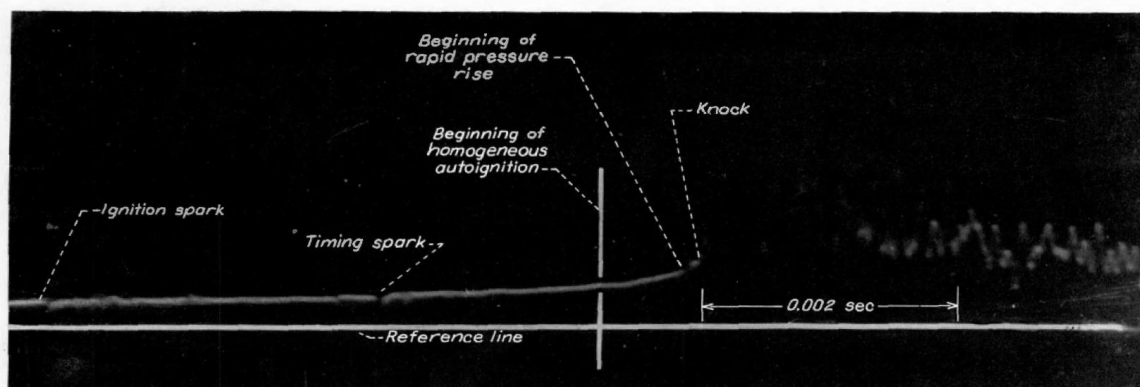


FIGURE 12.—Pressure-time record of combustion of M-4 reference fuel corresponding to figure 11.

Schlierenfotografiesequenz mit korrespondierendem Zylinderdruckverlauf entnommen aus:

H. Lowell Olsen and Cearcy D. Miller. The Interdependence of various Types of Autoignition and Knock. NACA Report No. 912, 1948

Another illustration of the occurrence of homogeneous autoignition with M-4 reference fuel is shown in figure 11. Frame A-1 was taken 169 frames after the ignition of the charge. The first evidence of homogeneous autoignition occurs in frame C-1 in the general region indicated by the arrow. The autoignition rapidly appears

in other regions in subsequent frames until in frame E-1 the entire field of view is covered by mottled zone, and apparently the whole cylinder charge is aflame either by autoignition or by spark ignition. The gas in the chamber continues to burn until about frame E-9 when knock takes place. The mottled region is completely cleared by frame F-4, whereas subsequent frames show the development of considerable smoke, especially near the edge of the combustion chamber.

The pressure-time record corresponding to figure 11 is given in figure 12. The knock is indicated on the trace and is taken to correspond in time to frame E-9. The vertical line, termed "beginning of homogeneous autoignition," corresponds in time to the beginning of autoignition in frame C-1. No rapid change in rate of pressure rise occurs until about the time indicated on the pressure trace, which corresponds approximately to frame E-1. The effect of the autoignition from frame C-1 to E-1 is therefore very small, but from E-1 to the time of knock the autoignition increases the rate of pressure rise manyfold.

The justification for selection of frame E-9 as the point of knock in figures 9 and 11 may not be apparent to an inexperienced observer. For both figures the selection was made partly on the basis of the extremely rapid frame-to-frame disintegration of the mottled combustion zone that is seen in comparison of frame E-8 with frame E-9, frame E-9 with frame E-10, frame E-10 with frame E-11, and so on. No comparably rapid disintegration of the mottled combustion zone can be seen in a comparison of frame E-7 with frame E-8 or frame E-6 with frame E-7, or in comparison of any two successive frames preceding frame E-6. The selection was further based on observation of the photographs as motion pictures on a screen, which indicated that the vibration of the gases is set up at frame E-9 in each case. The dependability of this method of selecting the point of knock relative to the high-speed photographs was shown in reference 3. In that reference the motion-picture frame selected by this method was shown to coincide chronologically with the onset of gas vibrations within one motionpicture frame.

The appearance of mottled regions in the end gas a considerable time in advance of the increased rate of pressure rise on the pressure trace, as shown in figure 11, is in harmony with the idea that the combustion process takes a relatively long time for its completion. This idea was advanced in reference 3, wherein, for normal combustion, the pressure rise was shown to continue as long as any of the mottled zone was apparent. The autoignited burning shown in frames C-1 to E-1 of figure 11 apparently represents the initial stages of the combustion process in which sufficient heat is released to set up detectable temperature gradients, but no appreciable pressure rise results from the release of this heat. From frame E-1 on, however, the autoignited combustion has reached a sufficiently advanced stage that the heat released from it is enough to effect the rate of pressure rise appreciably. The pressure is evidently still rising rapidly at the time the knock occurs at approximately frame E-9, thus indicating that the combustion is not completed at the time of the knock.

6.2 Umwandlung von Gleichung (5.-9) durch Dimensionsanalyse

Ausgangspunkt der folgenden Ausführungen ist der mit Gleichung (5.-9) aufgestellte und hier, durch die Einführung des bezogenen Druckausschlages auf der linken Seite, nur leicht umgeschriebene Einflussgrößenzusammenhang

$$\Delta p/p_1 = f(V_1, p_1, T_1, R_m, \kappa, H_G, \lambda_V, l_{\min}, k(T_1), \gamma, M, a_{s2}). \quad (6.-1)$$

Δp	Druckausschlag infolge Selbstzündung einer Endgastasche
V_1, p_1, T_1	Volumen, Druck und Temperatur der Endgastasche vor der Selbstzündung
R_m, κ	Allgemeine Gaskonstante, Isentropenexponent
H_G	Gemischheizwert des Kraftstoffes
λ_V, l_{\min}	Luftverhältnis, Mindestluftbedarf
$k(T_1), \gamma, M$	Kinetische Daten einer Bruttoreaktion 2. Ordnung und Molmasse einer kennzeichnenden Gasmischung oder Gemischspezies
a_{s2}	Schallgeschwindigkeit im Verbrennungsgas

Es soll nun gezeigt werden, wie sich dieser Zusammenhang durch eine Dimensionsanalyse /siehe z. B. /5/ im $\{M(\text{Masse}), L(\text{Länge}), T(\text{Zeit}), \Theta(\text{Temperatur}), S(\text{Stoffmenge})\}$ - System in die Gleichung (5.-10) zwischen dimensionslosen Potenzprodukten aus den o. g. Einflussgrößen überführen lässt.

①	M	L	T	Θ	S
V_1	0	3	0	0	0
p_1	1	-1	-2	0	0
T_1	0	0	0	1	0
R_m	1	2	-2	-1	-1
H_G	0	2	-2	0	0
k_1	0	3	-1	0	-1
γ	0	0	0	-1	0
M	1	0	0	0	-1
a_{s2}	0	1	-1	0	0

②	M	L	T	Θ
V_1	0	3	0	0
p_1	1	-1	-2	0
T_1	0	0	0	1
R_m/M	0	2	-2	-1
H_G	0	2	-2	0
k_1/M	-1	3	-1	0
γ	0	0	0	-1
a_{s2}	0	1	-1	0

③	M	L	T
V_1	0	3	0
p_1	1	-1	-2
$R_m T_1 / M$	0	2	-2
H_G	0	2	-2
k_1 / M	-1	3	-1
γT_1	0	0	0
a_{s2}	0	1	-1

④	M	L
V_1	0	3
$p_1 M^2 / k_1^2$	3	-7
$R_m T_1 M / k_1^2$	2	-4
$H_G M^2 / k_1^2$	2	-4
γT_1	0	0
$a_{s2} M / k_1$	1	-2

⑤	M
$V_1^{1/3} (R_m T_1)^{1/4} M^{1/4} / k_1^{1/2}$	1/2
$p_1 M^{1/4} k_1^{3/2} / (R_m T_1)^{7/4}$	-1/2
$H_G M / R_m T_1$	0
γT_1	0
$a_{s2} / (R_m T_1 / M)^{1/2}$	0

⑥
$V_1^{1/3} p_1 k_1 M^{1/2} / (R_m T_1)^{3/2}$
$H_G M / R_m T_1$
γT_1
$a_{s2} / (R_m T_1 / M)^{1/2}$

Bild 6.1: Dimensionstafel ① zu Gleichung (6.-1) im $\{M, L, T, \Theta, S\}$ - System und nachfolgende sukzessive Eliminierung ②-⑥ der Spaltenvektoren, Hinweis: k_1 steht abkürzend für $k(T_1) = \alpha \exp(\gamma T_1)$

Die generelle Möglichkeit eines solchen Übergangs ist durch das II-Theorem der Dimensionstheorie gesichert. Dabei besteht die Aufgabe der Dimensionsanalyse darin, die einer vorgelegten Einflussgrößenliste (hier der Liste gemäß Gleichung (6.-1)) zugehörigen dimensionslosen Potenzprodukte zu ermitteln.

Der erste Schritt hierzu ist die Aufstellung einer Dimensionstafel. Das Ergebnis ist die Tafel ① in **Bild 6.1**, wobei die schon dimensionslosen Größen $\Delta p/p_1, \kappa, \lambda_V, l_{\min}$ unberücksichtigt bleiben konnten. Am linken Rand der Tafel sind die Formelzeichen für die Maßzahlen der interessierenden Größen und am oberen Rand die für die Maßzahlen der verwendeten Grundgrößen angegeben. In der Zahlenmatrix (Dimensionsmatrix) stehen die Exponenten der den Größen am linken Rand zugeordneten Dimensionsformeln.

Die weiteren Tafeln ② bis ⑥ zeigen beispielhaft, wie sich die Spalten der Dimensionsmatrix auf einfache Weise sukzessive eliminieren lassen: Zunächst wird hier willkürlich die Molmasse M , die einen Eintrag in der S -Spalte der Dimensionsmatrix ① verursacht, ausgewählt und dann so mit den anderen Größen mit einem Eintrag in der S -Spalte kombiniert, dass die Einträge für die entstehenden Kombinationen in dieser Spalte verschwinden. Die Molmasse M selbst wird gestrichen. Das Ergebnis ist die Tafel ②, die keine S -Spalte mehr aufweist. Auf analoge Weise lassen sich auch die weiteren Spalten der Dimensionsmatrix eliminieren, bis schließlich in Tafel ⑥ in der linken Spalte als Ergebnis der Dimensionsanalyse nur noch dimensionslose Potenzprodukte der interessierenden Einflussgrößen stehen. Die Dimensionsmatrix ist jetzt leer.

Demgemäß lässt sich unter Hinzunahme der von vornherein dimensionslosen Größen die Gleichung (6.-1) umwandeln in die äquivalente Form

$$\frac{\Delta p}{p_1} = F \left(\frac{V_1^{1/3} p_1 k_1 M^{1/2}}{(R_m T_1)^{3/2}}, \frac{H_G M}{R_m T_1}, \kappa, \lambda_V, l_{\min}, \gamma T_1, \frac{a_{s2}}{(R_m T_1 / M)^{1/2}} \right). \quad (6.-2)$$

Die Anzahl der hier gefundenen dimensionslosen Potenzprodukte ist unabhängig von der unvermeidbar zufällig gewählten Vorgehensweise bei der Dimensionsanalyse. Für die Struktur dieser Dimensionslosen gilt dies hingegen nicht. Da die erhaltenen Dimensionslosen aber ein sogenanntes Fundamentalsystem /siehe z. B. /5/ bilden, können diese nachträglich in verschiedener Hinsicht durch Potenzproduktbildung untereinander in andere Dimensionslose umgeformt werden. Die Anzahl der Dimensionslosen darf dabei jedoch noch nicht verändert werden. Hier lässt sich durch die folgenden beiden Schritte eine vorteilhafte Veränderung der Argumentliste in Gleichung (6.-2) erreichen.

Erstens) Durch die Verbindung

$$\frac{H_G M}{R_m T_1} \times \gamma T_1 = \frac{H_G M \gamma}{R_m} \quad (6.-3)$$

entsteht eine Dimensionslose, die nur von dem verwendeten Kraftstoff und dem Luftverhältnis abhängig ist.

Zweitens) Im Hinblick auf den bezogenen Druckausschlag kommt der ersten Dimensionslosen in der Argumentliste offensichtlich ein sehr hohes Einflussgewicht zu, da sie das Anfangsvolumen V_1 und den Anfangsdruck p_1 der reagierenden Endgastasche sowie den Geschwindigkeitskoeffizienten k_1 enthält. Zunehmende Werte dieser drei Größen wirken in Richtung auf einen größeren Druckausschlag durch Selbstzündung. Andererseits wirken steigende Werte der Schallgeschwindigkeit im Verbrannten, die in der letzten Dimensionslosen in der Argumentklammer steht, einem Druckanstieg entgegen, da dies die Volumenzunahme der Endgastasche während der Selbstzündung verstärkt. Folglich muss neben der an erster auch der an letzter Stelle in der Liste stehenden Dimensionslosen ein hohes Einflussgewicht zufallen. Durch die folgende Verbindung dieser beiden einflussgewichtigen Dimensionslosen

$$\frac{V_1^{1/3} p_1 k_1 M^{1/2}}{(R_m T_1)^{3/2}} \times \left(\frac{a_{s2}}{(R_m T_1 / M)^{1/2}} \right)^{-1} = \frac{V_1^{1/3} p_1 k_1}{R_m T_1 a_{s2}}, \quad (6.-4)$$

die der zu fordernden Einflussrichtung der Schallgeschwindigkeit im Verbrannten Rechnung trägt, dürfte eine besonders gewichtige Einflussgröße entstehen, gegenüber der das nun veränderte Einflussgewicht der an letzter Stelle stehenden Dimensionslosen näherungsweise vernachlässigt werden kann.

Nach den vorstehenden beiden Schritten geht Gleichung (6.-5) über in die Form

$$\frac{\Delta p}{p_1} = G \left(\frac{V_1^{1/3} p_1 k_1}{R_m T_1 a_{s2}}, \frac{H_G M}{R_m T_1}, \kappa, \lambda_V, l_{\min}, \frac{H_G M \gamma}{R_m} \right), \quad (6.-6)$$

die für einen vorgegebenen Kraftstoff und ein vorgegebenes Luftverhältnis weiter verkürzt werden kann auf

$$\frac{\Delta p}{p_1} = H \left(\frac{V_1^{1/3} p_1 k_1}{R_m T_1 a_{s2}}, \frac{H_G M}{R_m T_1} \right). \quad (6.-7)$$

Wegen $R_m = C_{mv}(\kappa - 1)$ gilt auch

$$\frac{H_G M}{R_m T_1} = \frac{H_G M}{(\kappa - 1) C_{mv} T_1} \sim \frac{H_G}{c_v T_1} \quad (6.-8)$$

und damit

$$\frac{\Delta p}{p_1} = H \left(\frac{V_1^{1/3} p_1 k_1}{R_m T_1 a_{s2}}, \frac{H_G}{c_v T_1} \right). \quad (6.-9)$$

7 LITERATURSTELLEN

- /1/ Zeldovich, Y. B., Librovich, V. B., Makhviladze, G. M., Sivashinsky, G. I.
On the Development of Detonation in a Non-Uniformly Preheated Gas.
Acta Astronautica, 15, Pergamon Press, 1970, p. 313-321
- /2/ Zeldovich, Y. B.
Regime Classification of an Exothermic Reaction with Nonuniform Initial
Conditions. Combustion and Flame 39, 1980, p. 211-214
- /3/ Kleinschmidt, W.
Instationäre Wärmeübertragung in Verbrennungsmotoren. Theorie, Be-
rechnung und Vergleich mit Versuchsergebnissen. Fortschritt-Berichte
VDI Reihe 12 Nr. 383. Düsseldorf: VDI Verlag 1999
- /4/ Kleinschmidt, W.
Zur Simulation des Betriebes von Ottomotoren an der Klopfgrenze. Fort-
schritt-Berichte VDI Reihe 12 Nr. 422. Düsseldorf: VDI Verlag 2000
- /5/ Kleinschmidt, W.
Dimensionsanalyse für Ingenieure: Dimensionstheoretische Grundlagen
und Anwendungsbeispiele. <https://etkoke-usi.info>
- /6/ J. Pan, C. G. W. Sheppard, A. Tindall, M. Berzins, S. V. Pennington and J.
M. Ware.
End Gas Inhomogeneity, Autoignition and Knock. SAE-paper 982616
- /7/ H. Lowell Olsen and Cearcy D. Miller.
The Interdependence of various Types of Autoignition and Knock. NACA
Report No. 912, 1948
- /8/ Li, H., Miller, D. L., Cernansky, N. P.
Development of a Reduced Chemical Kinetic Model for Prediction of Preig-
nition Reactivity and Autoignition of Primary Reference Fuels. SAE-paper
960498, 1996